

Forbertowie.

SZKOŁA MECHANICZNO-TECHNICZNA  
H. WAWELBERGA I S. ROTWANDA.

**KURS**  
**SILNIKÓW PAROWYCH.**  
*L. KARASIŃSKI.*

BIBLIOTEKA  
„KOŁA ELEKTRYKÓW”  
Stud. Politech. Warsz.  
Nr. Inwentarzowy 11  
Nr. Biblioteczny 11

WARSZAWA  
1915.

WYDZIAŁ  
POLITECHNIKI  
KRAKOWSKIEJ

WYDZIAŁ MECHANICZNY  
KATEDRA MASZYN I ROBOTNIKÓW

BIBLIOTEKA  
POLITECHNIKI WARSZAWSKIEJ  
Warszawa, ul. J. Piłsudskiego 1

~~A 57.~~



nr. 1313

KURS

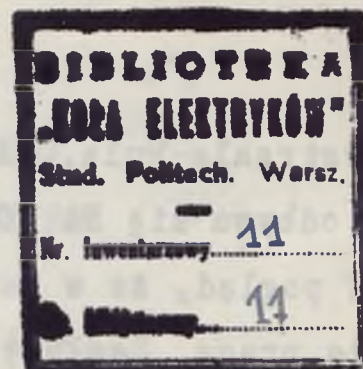
SILNIKÓW PAROWYCH

L. KARASINSKI

BIBLIOTEKA  
POLITECHNIKI  
WARSZAWSKIEJ

4/16, 54, D





## C Z Ę Ś Ć P I E R W S Z A.

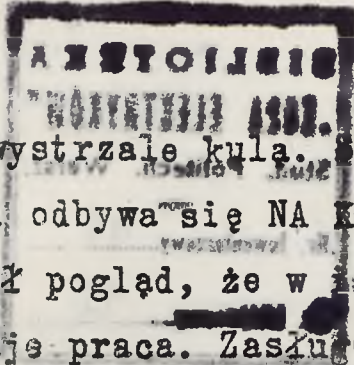
### T E O R Y A S I L N I K Ó W C I E P L I K O W Y C H.

§ 1. SILNIK CIEPLIKOWY. - SILNIKIEM CIEPLIKOWYM NAZYWAMY UKŁAD MECHANICZNY MAJĄCY NA CELU PRZEMIANĘ ENERGJI CIEPLIKOWEJ W ENERGJĘ RUCHU. Silnik cieplikowy winien być : 1/ CELOWY, to jest powinien dostarczać energję ruchu w postaci odpowiadającej danym warunkom pracy - a więc w postaci ruchu posuwistego ciągłego /pocisk z broni palnej - pierwotnego silnika spalinowego/ ; prostoliniijnego zwrotnego /silniki tłokowe, młoty, prasy parowe i dźwigi/, lub obrotowego ciągłego /turbiny parowe i spalinowe/ ; 2/ PEWNY, to jest wzajemne ustosunkowanie części układu mechanicznego winno stanowić rękojmię niezawodnego działania silnika; 3/ SPRAWNY, to jest winien dostarczać energję ruchu możliwie najtaniej przy najniższym KOSZCIE OGÓLNYM.

Pierwotny silnik cieplikowy, silnik parowy tłokowy dał praktyczny dowód możliwości otrzymania dowolnych ilości energji ruchu kosztem ciepła, wywołoneg z różnorodnych paliw; ale rola energji cieplikowej, jako rodzicielki pracy, a zwłaszcza stosunek, jaki zachodzi pomiędzy ciepłem dostarczonem, a wyprodukowaną pracą, oraz sprawność odnośnego przekształcenia energji - przez dłuższy czas pozostawały niewyjaśnione. Trzeba było stworzyć nową NAUKĘ O CIEPLE - TERMODYNAMIKĘ, opartą na ZASADACH MAYER'A i SADI CARNOT'A, aby móc rozwikłać ten splot zagadnień.

§ 2. ZASADA MAYER'A. CIEPŁO A PRACA SĄ RÓWNOWAŻNE. W tej postaci w 1842 roku ROBERT MAYER wypowiedział zasadnicze prawo termodynamiki. Prawo to USTALIŁO WEWNĘTRZNĄ TOŻSAMOŚĆ CIEPŁA I PRACY, powołując do życia NOWĄ POSTAĆ ENERGJI - ENERGIĘ CIEPLIKOWĄ, która przekształcać się może w inny rodzaj energji, to jest w energję ruchu, lub naodwrot z niej powstawać. Przykłady tego rodzaju przemian od dawna były znane: wiadano, że w wypadkach pozornego zanikania pracy pojawiało się ciepło /otrzymywanie ognia u dzikich przez tarcie kawałków drzewa, rozgrzewanie się metalu przy obróbce, palenie się osi wagonowych/ ; stwierdzono, że lufa armatnia, przy tym samym ładunku prochu, po strzale ślepym nabojem, rozgrzewa się silniej,





niż po wystrzale kula. SAINT ROBERT tłumaczył fakt powyższy przypuszczeniem, że lot kuli odbywa się NA KOSZT pewnej części ciepła spalin prochowych. SEGUIN wypowiedział pogląd, że w istniejącym już naówczas silniku parowym zanika ciepło, a powstaje praca. Zasługę R. MAYER'A stanowi ujęcie owych poszczególnych spostrzeżeń i poglądów w ściśle ustalone prawo, oraz ustanowienie równoważności pracy i ciepła - o czym poprzednicy zgoła nie myśleli i co stanowi własność MAYER'A. Według tego prawa, WE WSZYSTKICH WYPADKACH POWSTAWANIA PRACY Z CIEPŁA, ZANIKA PEWNE ILOŚĆ CIEPŁA, ŚCISLE PROPORCJONALNA DO ILOŚCI WYTWORZONEJ PRACY I NAODWROT NA TŁE DOKONANIA TAKIEJ SAMEJ ILOŚCI PRACY WYTWORZY SIĘ TAŻ SAMA ILOŚĆ CIEPŁA. Ta proporcjonalność pozwala ustanowić RÓWNOWAŻNIKI ciepła i pracy.

§ 3. RÓWNOWAŻNIKI. PRACĘ, RÓWNOWAŻNĄ JEDNOSTCE CIEPŁA, NAZYWAMY MECHANICZNYM RÓWNOWAŻNIKIEM CIEPŁA „J”, A CIEPŁO, RÓWNOWAŻNE JEDNOSTCE PRACY - CIEPLIKOWYM RÓWNOWAŻNIKIEM PRACY „A”. Istnieje wiele sposobów doświadczalnego określenia wartości powyższych równoważników. Jako średnia z pomiarów przyjmujemy zazwyczaj, że JEDNEJ CIEPŁOSTCE [CPŁ] ODPOWIADA PRACA 427 KILOGRAMMETRÓW [KGM]. Stąd  $J = 427 \frac{\text{kgm}}{\text{cpł}}$  oraz oczywiście  $A = \frac{1}{427} \frac{\text{cpł}}{\text{kgm}}$ .

W ten sposób doświadczalny ustalony równoważnik ciepła zgóry określa NAJWYŻSZĄ ILOŚĆ PRACY, wytworzonej w silniku cieplikowym, pracującym Z DOSKONAŁĄ SPRAWNOŚCIĄ. W silniku tego rodzaju Q CPŁ. dostarczonego cieplika przeistacza się CAŁKOWICIE I BEZ STRAT w  $\Pi$  kilogrammetrów pracy, przy czym  $\Pi = JQ$  klgm. oraz oczywiście  $Q = A \Pi \text{ cpł}$ . Z punktu widzenia zasady MAYER'A urzeczywistnienie idei silnika cieplikowego nieprzekracza granic możliwości fizycznej; - praktycznie natomiast następuje pewne trudności z tego powodu, że CIEPŁEM ROZPORZĄDZAMY WYŁĄCZNIE W POSTACI CIEPLIKA, ZAWARTEGO, LUB UTAJONEGO W DANYM CIELE, które możemy oczywiście skierować do silnika cieplikowego, uskuteczniając TĄ DROGĄ OKOŁNĄ zasilanie silnika ciepłem. Ciało to zwać będziemy: CIAŁEM CZYNNEM silnika. Jedynie w ten sposób praktycznie otrzymać możemy działanie silnika cieplikowego.

§ 4. DZIAŁANIE SILNIKA CIEPLIKOWEGO. NAŁADOWANE CIEPŁEM CIAŁO CZYNNE KIERUJEMY DO SILNIKA, GDZIE ZMIENIA ONO STAN CIEPLIKOWY, TRACĄC CZĘŚĆ CIEPŁA; KOSZTEM TEJ STRATY OTRZYMUJEMY PRACĘ, A CIEPLIKOWO ZUBOŻAŁE CIAŁO CZYNNE USUWAMY Z SILNIKA. Stał bezpośrednio wpływa, że BADANIE DZIAŁANIA DANEGO SILNIKA CIEPLIKOWEGO SPROWADZA SIĘ DO BADANIA KOLEJNO PO SOBIE NASTĘPUJĄCYCH ZMIAN STANU CIEPLIKOWEGO CIAŁA, CZYNNEGO W TYM SILNIKU. Tego rodzaju badania stanowią przedmiot TERMODYNAMIKI.

§ 5. STAN CIEPLIKOWY CIAŁA. STAN CIEPLIKOWY DANEGO CIAŁA OKREŚLA SIĘ TRZEMA



ZMIENNEMI WIELKOŚCIAMI:

- 1/ PRĘŻNOŚCIĄ WŁĄSCIWĄ -  $p$  kilogramów na metr kwadratowy ( $\frac{kg}{m^2}$ ),
- 2/ OBJĘTOŚCIĄ WŁĄSCIWĄ -  $v$  metrów sześciennych na kilogram ( $\frac{m^3}{kg}$ ), to jest OBJĘTOŚCIĄ KILOGRAMMA DANEGO CIAŁA, oraz

3/ TEMPERATURĄ BEZWZGLĘDNĄ -  $T = 273^\circ + t^\circ$  [ $t^\circ$  w STOPNIACH C].

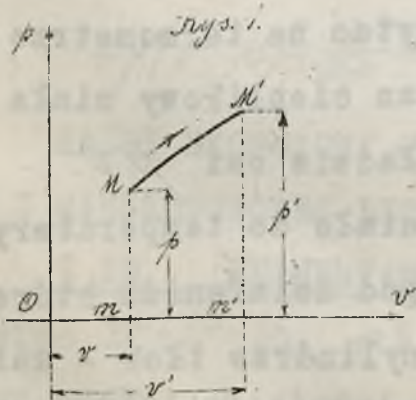
Te trzy wielkości stanowią WSKAŹNIK cieplikowego stanu danego ciała, inaczej mówiąc OKREŚLAJĄ JEGO STAN JEDNOZNACZNIE. Jeżeli obierzemy  $p, v$  za zmienne niezależne, to trzecia zmienna  $T$  może być rozpatrywana, jako funkcja dwóch poprzedzających - DLA KAŻDEGO BOWIEM CIAŁA ISTNIEJE PEWNA ZALEŻNOŚĆ  $\varphi(p, v, T) = 0$ , ZWANA RÓWNANIEM STANU danego ciała, określająca  $T$  w funkcji  $p, v$ :  $T = f(p, v)$ .

Kształt funkcji  $\varphi$  zależy od cieplikowej natury danego ciała. CIAŁA O JEDNAKOWYCH CIEPLIKOWYCH WŁASNOŚCIACH STANOWIĄ CIEPLIKOWĄ GROMADĘ, MAJĄCĄ WSPÓLNE  $\varphi$  I NAOBROT KSZTAŁT FUNKCYI  $\varphi$  STANOWI O PRZYNALEŻNOŚCI CIAŁA DO DANEJ CIEPLIKOWEJ GROMADY - SŁOWEM FUNKCYA  $\varphi$  OKREŚLA CIEPLIKOWĄ NATURĘ CIAŁA JEDNOZNACZNIE.

PRZYKŁAD. Dla gromady GAZÓW DOSKONAŁYCH:  $\varphi(p, v, T) = RT - pv = 0$

skąd oczywiście  $T = f(p, v) = \frac{pv}{R}$ . Odwrotnie: ciało, podlegające temu równaniu stanu jest gazem doskonałym. Mając dane  $\varphi$ , możemy zawsze przedstawić stan cieplikowy ciała w prostokątnym układzie osi współrzędnych.

§ 6. UKŁAD OSI  $p, v$ . PUNKT  $M(p, v)$  W UKŁADZIE OSI  $p, v$  OKREŚLA STAN CIEPLIKOWY DANEGO CIAŁA, mamy bowiem w odpowiedniej skali /rys. I/  $Om = v$ ;  $mM = p$ , a  $T$  otrzymać możemy zawsze z równania  $\varphi(p, v, T) = 0$  jako  $T = f(p, v)$ . Jeżeli



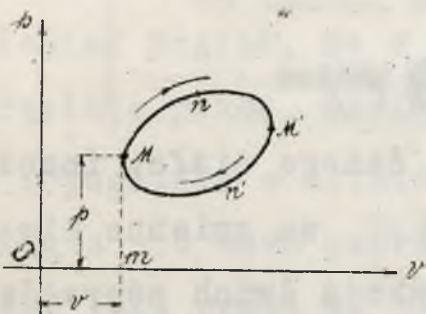
dane ciało zmieniło stan cieplikowy, to jest ze stanu  $(p, v, T)$  przeszło w stan  $(p', v', T')$ , to oczywiście w układzie naszych osi nowemu stanowi ciała odpowiadać będzie punkt  $M'(p', v')$ . Jeżeli rozpatrzymy kolejno WSZYSTKIE CIEPLIKOWE STANY POŚREDNIE, przez które dane ciało przechodziło zanim doszło do stanu  $M'$  i oznaczmy te stany w układzie osi  $p, v$  odpowiednio punktami, to geometryczny zespół tych punktów utworzy łuk  $MM'$ .

§ 7. PRZEBIEG, OBIEG. PRZEJŚCIE CIAŁA ZE STANU  $M$  W CIEPLIKOWY STAN  $M'$  NAZYWAMY PRZEBIEGIEM. W układzie osi  $p, v$  przebieg wyraża się łukiem  $MM'$  i kierunek przebiegu oznacza strzałka /rys. I/. Wyobraźmy sobie przebieg  $MnM$ , oraz przebieg  $M'n'M$  - bezpośrednio idące po sobie; po dokonaniu tych dwóch przebiegów, stanowiących wspólnie przebieg złożony /rys. 2/  $MnM'n'M$  - ciało powróciło do PIERWOTNEGO CIEPLIKOWEGO STANU  $M(p, v)$ . Tego rodzaju przebieg nazywamy przebiegiem



zamkniętym, lub **OBIEGIEM**. PRZEBIEG POWRACAJĄCY DO PUNKTU WYJŚCIA, ZOWIEMY **OBIEGIEM**.

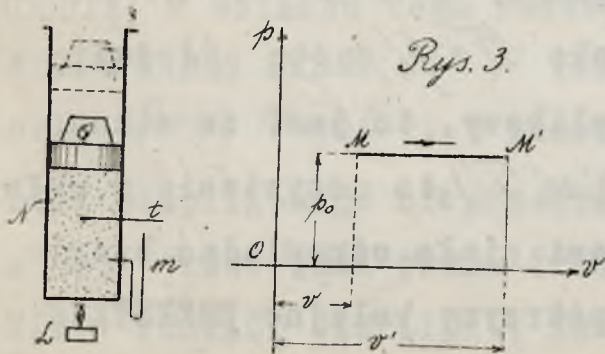
Obiegi mogą być **PRAWY** (w kierunku strzałki zegara), lub **LEWE** (w odwrotnym). Każdy obieg rozłożyć się daje na poszczególne po sobie idące kolejno przebiegi; badanie obiegów sprowadza się więc do badania przebiegów stanowiących obieg. Przykłady obiegów napotykamy na każdym kroku; wszystkie stałe zjawiska przyrody powstają na tle pewnych, powtarzających się obiegów. Kropła wody morskiej, obrócona w parę działaniem promieni słonecznych unosi się ku chmurom, aby znów opaść w morze w postaci deszczu; prądy wody morskiej ogrzanej u równika dążą ku biegunom, aby po utracie ciepła w krainach lodowych zawrócić po nowe zapasy ciepła.



Rys. 2.

W silniku cieplikowym **CIAŁO CZYNNE PRACUJE, POWTARZAJĄC WŁASCIWY DANEMU RODZAJOWI SILNIKA OBIEG, DOWOLNĄ ILOŚĆ RAZY**. W TEN SPOSÓB OTRZYMAĆ SIĘ DAJE **CIĄGŁOŚĆ PRACY SILNIKA**, UWARUNKOWANA **JEDNOSTAJNOŚCIĄ NASTĘPOWANIA PO SOBIE ODDZIELNYCH OBIEGÓW**. Badanie działania silnika sprowadza się więc do badania właściwego danemu silnikowi obiegu, lub do badania przebiegów, stanowiących ów obieg.

**§ 8. ZASADNICZE PRZEBIEGI. 1/ PRZEBIEG PRZY STAŁEJ PRĘŻNOŚCI.** Pod tłokiem cylindra  $N$  zawarto kilogram danego ciała, a tłok obciążono ciężarem  $Q$  wywołując w ten sposób w masie ciała prężność właściwą  $p = p_0$ , mierzoną na manometrze  $m$ .



Objętość ciała jest oczywiście objętością właściwą  $v$ , przeto temperaturę jego  $T$  możemy obliczyć z  $T = f(p, v)$ , lub wprost odczytać na termometrze  $t$ .

Wytworzony w ten sposób stan cieplikowy ciała określa punkt  $M(p_0, v)$  w układzie osi  $p, v$ .

Za pomocą lampy  $L$  ogrzejemy ciało do temperatury  $T'$ , dając mu pewną ilość ciepła, pod działaniem którego

ciało rozszerzy się do  $v'$ , a poruszający się bez tarcia w cylindrze tłok - uniesie się ku górze wraz z ciężarem  $Q$ , przyczem oczywiście wartość prężności właściwej, jako zależna li tylko od ciężaru  $Q$ , nie ulegnie zmianie i pozostanie  $p = p_0$ .

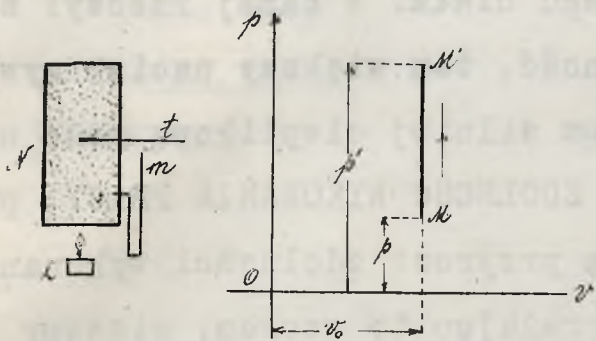
Ten nowy cieplikowy stan ciała określi punkt  $M'(p_0, v')$ , leżący oczywiście /rys. 3/ na prostej równoległej do osi  $ov$ , a przechodzącej przez punkt  $M$ ; równanie tej prostej będzie  $p = \text{constans} = p_0$ , a przebieg  $MM'$  - będzie **PRZEBIEGIEM PRZY STAŁEJ PRĘŻNOŚCI**. Tutaj temperatura jest funkcją li tylko objętości właściwej, mamy bo-

wiem  $T = f(p_0, v) = F(v)$ . Dla gazów doskonałych  $T = v p_0 / R$ : **PRZY STAŁEJ PRĘŻNOŚCI WŁAŚCIWEJ TEMPERATURA ROŚNIE PROPORCJONALNIE DO OBJĘTOŚCI WŁAŚCIWEJ**.

**2/ PRZEBIEG PRZY STAŁEJ OBJĘTOŚCI** w trwałem a nie sprężystem naczyniu  $N$ , szczel-



nie zawarty kilogram ciała posiada prężność właściwą  $p$ , mierzoną na manometrze  $m$ , oraz temperaturę  $T$ , którą możemy obliczyć z  $T = f(p, v)$ , lub bezpośrednio odczytać na termometrze  $t$ . Objętość  $v_0$  naczynia  $N$ , zawierającego kilogram ciała, stanowi oczywiście jego objętość właściwą  $v = v_0$ . W układzie osi  $p, v$  stan cieplikowy ciała określi punkt  $M(p, v_0)$ .



Rys. 4.

Za pomocą lampy  $L$  ogrzejemy ciało do temperatury  $T$ , dając mu pewną ilość ciepła, pod działaniem którego ciało dąży do powiększenia  $v$ , czemu jednak staje na przeszkodzie zupełny brak sprężystości na-

czynnia  $N$  - objętość właściwa pozostaje więc bez zmiany  $v = v_0$ , natomiast ścianki naczynia zmuszone są wytrzymać nacisk wzmożony, inaczej mówiąc prężność właściwa ciała wzrośnie do  $p'$ . Ten nowy stan cieplikowy określa punkt  $M'(p', v_0)$ , leżący oczywiście na prostej, równoległej do osi  $Op$ , a przechodzącej przez punkt  $M$ . Równanie tej prostej będzie  $v = \text{const} = v_0$ , a przebieg  $MM'$  - będzie PRZEBIEGIEM PRZY STAŁEJ OBJĘTOŚCI WŁAŚCIWEJ. Tutaj temperatura jest funkcją li tylko prężności właściwej, mamy bowiem  $T = f(p, v_0) = F(p)$ . Dla gazów doskonałych  $T = p \frac{v_0}{R}$ : PRZY STAŁEJ OBJĘTOŚCI WŁAŚCIWEJ TEMPERATURA ROSNIE PROPORCJONALNIE DO PRĘŻNOŚCI WŁAŚCIWEJ.

**§ 9. PRZEBIEG ELEMENTARNY.** Nieskończenie małą zmianę stanu ciała nazywamy przebiegiem elementarnym. Przebieg  $MM'$  zwiemy więc PRZEBIEGIEM ELEMENTARNYM, gdy  $v' = v + dv$ ,  $p' = p + dp$  a co za tem idzie i  $T = f(p', v') = f(p + dp, v + dv) =$

$$= f(v, p) + \frac{\partial f}{\partial p} dp + \frac{\partial f}{\partial v} dv = T + \frac{\partial T}{\partial p} dp + \frac{\partial T}{\partial v} dv = T + dT.$$

KAŻDY SKOŃCZONY PRZEBIEG MOŻE BYĆ OCZYWIŚCIE ROZPATRYWANY JAKO PRZEBIEG, ZŁOŻONY Z NIESKOŃCZONEJ LICZBY KOLEJNO PO SOBIE NASTĘPUJĄCYCH PRZEBIEGÓW ELEMENTARNYCH.

**§ 10. ELEMENTARNY PRZEBIEG PRZY STAŁEJ OBJĘTOŚCI.** Dla tego przebiegu  $dv = 0$ , a więc  $v' = v = v_0$ ,  $p' = p + dp$ ,  $T' = T + \frac{\partial T}{\partial p} dp = T + dT_v$ , gdzie znaczek  $v$  oznacza „przy stałej objętości właściwej”. Nazwijmy przez  $dC_v$  zaczerpniętą ze źródła  $L$  /rys. 4/ ilość ciepła, konieczną dla dokonania tego przebiegu, a co za tem idzie i dla podwyższenia temperatury ciała o  $dT_v$ . Oznaczając przez  $C_v$  CIEPLIK WŁAŚCIWY DANEGO CIAŁA PRZY STAŁEJ OBJĘTOŚCI, TO JEST ILOŚĆ CIEPŁOSTEK, POTRZEBNĄ DO PODNIĘSIENIA TEMPERATURY TEGO CIAŁA O JEDEN STOPIEŃ PRZY STAŁEJ OBJĘTOŚCI WŁAŚCIWEJ, będziemy mieli oczywiście  $dC_v = C_v dT_v$  ciepłostek. - Tutaj energia cieplikowa  $dC_v$  oddana została ciału - kosztem jej otrzymaliśmy przyrosty  $dp$  i  $dT_v$ ; w myśl ZASADY MAYER'A należało by oczekiwać pojawienia się raczej energii ruchu - w danym wypadku jednak wszelki ruch jest ZGOŁA NIEMOŻLIWY, ponieważ mamy tu do czynienia



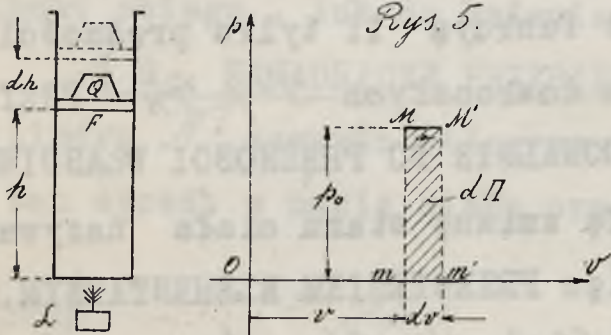
z niesprężystym szczelnie zamkniętym naczyniem, zupełnie odosobniającem nasze ciało. Dostarczona przeto energia cieplikowa, naszemu ciału, wcieliła się w, PRZEISTOCZYWSZY SIĘ W UTAJONĄ CIEPLIKOWĄ ENERGIĘ WEWNĘTRZNĄ danego ciała. W samej rzeczy: wiemy z doświadczenia, że im ciało wyższą posiada prężność, tem większy nacisk wywrzeć może na inne ciała, im wyższą posiada temperaturę, tem silniej cieplikowo może na nie oddziaływać; ponieważ zaś pod słowem energia rozumiemy ZDOLNOŚĆ WYKONANIA PRACY, przeto w danym wypadku przyrosty  $dp$  i  $dT_p$  znamionują przyrost zdolności wykonania pracy, to jest PRZYROST ENERGI WEWNĘTRZNEJ ciała. Wyrażając to wzorem, piszemy

$dC_v = du_v$ , gdzie pod symbolem  $du_v$  - POJMUJEMY PRZYROST WEWNĘTRZNEJ ENERGI  $u$  DANEGO CIAŁA DLA ROZPATRYWANEGO ELEMENTARNEGO PRZEBIEGU PRZY STAŁEJ OBJĘTOŚCI WŁAŚCIWEJ.

§ II. ELEMENTARNY PRZEBIEG PRZY STAŁEJ PRĘŻNOŚCI. Tutaj  $dp=0$ , a więc  $v' = v + dv$

$p' = p = p_0$ .  $T' = T + \frac{\partial T}{\partial v} dv = T + dT_p$ , gdzie znaczek  $p$  oznacza „przy stałej prężności właściwej”. Nazwijmy przez  $dC_p$  zaczerpniętą ze źródła  $L$  /rys. 5/ ilość

cieplika, konieczną dla dokonania tego przebiegu, a, co za tem idzie, i dla podwyższenia temperatury ciała o  $dT_p$ . Oznaczając przez  $C_p$  CIEPLIK WŁAŚCIWY CIAŁA PRZY STAŁEJ PRĘŻNOŚCI, TO JEST ILOŚĆ CIEPŁOSTEK, - POTRZEBNĄ DO PODNIESIENIA TEMPERATURY TEGO CIAŁA O JEDEN STOPIEŃ PRZY STAŁEJ PRĘŻNOŚCI WŁAŚCIWEJ, będziemy mieli oczywiście  $dC_p = C_p dT_p$

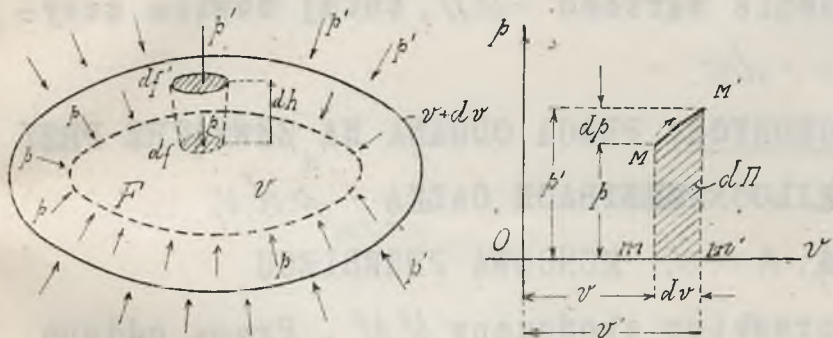


ciepłostek. - Tutaj energia cieplikowa  $dC_p$  oddana została ciału - kosztem jej otrzymaliśmy przyrosty  $dT_p$  oraz  $dv$ . Przyrost  $dT_p$  znamionuje, jakieśmy to już wyjaśnili, przyrost ENERGI WEWNĘTRZNEJ NASZEGO CIAŁA DLA ROZPATRYWANEGO ELEMENTARNEGO PRZEBIEGU PRZY STAŁEJ PRĘŻNOŚCI - oznaczmy go przez  $du_p$ ; przyrost zaś  $dv$  powoduje ruch tłoka, obciążonego ciężarem  $Q$  ku górze. Ciężar  $Q$  wywołuje w masie ciała zawartego pod tłokiem stałą prężność  $p_0$ , to znaczy że prężność ciała równoważy gniotący je ciężar  $Q$ , cisnąc na każdy metr kwadratowy dolnej powierzchni tłoka /  $F$  metrów kwadratowych/ z siłą  $p_0$  kilogramów, skąd oczywiście  $Q = Fp_0$  kilogramów. Ponieważ zaś ciężar  $Q$  uniósł się ku górze na  $dh$  metrów pod naciskiem ciała, przeto przyrost  $dv$  wywołał wydatek pracy  $Q dh = F dh \cdot p_0$  kilogrammetrów, co czyni  $A p_0 F dh$  ciepłostek. Z drugiej znów strony oczywiście  $F dh = dv [m^3]$  przeto PRACA, ODDANA NA ZEWNĄTRZ WYNOŚI  $p_0 dv [kgm]$ , co czyni  $A p_0 dv$  ciepłostek. Na mocy zasady MAYER'A możemy napisać:  $dC_p = du_p + A p_0 dv$  skąd wniosek, że przy tym przebiegu CZĘŚĆ DOSTARCZONEJ ENERGI CIEPLIKOWEJ PRZECHODZI W ENERGIĘ WEWNĘTRZNĄ CIAŁA, POZOSTAŁA ZAŚ CZĘŚĆ PRZEISTACZA SIĘ W PRACĘ ODDANĄ NA



ZEWNĄTRZ W układzie osi  $p, v$  rozpatrywany przebieg wyraża się odcinkiem prostej  $MM'$  zaś powierzchnia  $d\Pi = mMM'm'$  daje wartość pracy oddanej na zewnątrz, mamy bowiem  $mm' = dv$ ;  $mM = m'M' = p_0$  skąd  $d\Pi = p_0 dv$ . — Otrzymany tu wynik można uogólnić w następujący sposób:

§ 12. ZEWNETRZNA PRACA ELEMENTARNEGO PRZEBIEGU. PRACA, ODDANA NA ZEWNĄTRZ PRZY WSZELKIM ELEMENTARNYM PRZEBIEGU WYRAŻA SIĘ W KILOGRAMMETRACH ILOCZYNEM  $p dv$ .



Rys. 6.

w układzie osi  $p, v$ .

Na skutek bliżej nie określonych przyczyn, ciało to wykonało przebieg elementarny  $MM'$ , przy czym objętość właściwa WZROSŁA na  $dv > 0$ , a prężność otrzymała przyrost  $dp > 0$ . Podczas tego przebiegu każda elementarna cząstka  $df$  pierwotnej powłoki naszego ciała została WYPCHNIĘTA NA ZEWNĄTRZ NORMALNIE DO POWIERZCHNI

$F$ , tworząc w ten sposób elementarną cząstkę  $df'$  nowej powłoki naszego ciała.

Droga  $dh$ , przebieżona przez cząstkę  $df$  jest oczywiście odległością między  $df$  a  $df'$ , mierzona wzdłuż prostopadłej do  $df$ . Przez cały czas przebiegu ciało pozostaje pod CIŚNIENIEM zewnętrznym, skierowanym oczywiście WŁĄB ciała,

a zmiennem w granicach  $p$  i  $p' = p + dp$ . Średnia wartość tego ciśnienia jest przeto  $\frac{1}{2}(p + p')$  a iloczyn  $\frac{df}{2}(p + p')$  stanowi średnią wartość SIŁY, STAWIĄCEJ

OPÓR PRZESUWANIU SIĘ CZĄSTKI  $df$ . Cząstka  $df$  opór ten przewyciężyła, oddając

tem samym na zewnątrz PRACĘ  $dh \cdot df \cdot \frac{1}{2}(p + p')$  przy rozszerzaniu się ciała na  $dv$ . —

CAŁKOWITA PRACA, ODDANA PRZEZ CIAŁO na zewnątrz będzie  $\Sigma dh \cdot df \cdot \frac{1}{2}(p + p') =$

$= \frac{1}{2}(p + p') \Sigma dh \cdot df$ , gdzie sumowanie rozciąga się na całą pierwotną powłokę cia-

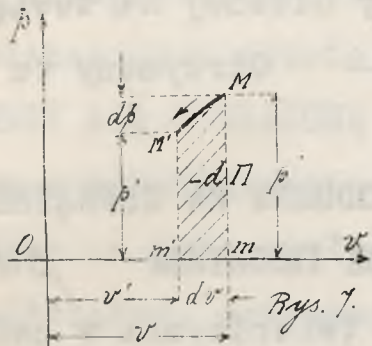
ła  $F$ , to jest na całkowity zespół cząstek  $df$ . Ponieważ oczywiście  $\Sigma df \cdot dh = dv$ , przeto  $\frac{1}{2}(p + p') \Sigma dh \cdot df = \frac{1}{2}(p + p') dv = (p + \frac{1}{2} dp) dv \cong p dv$ , zatem PRACA, ODDANA NA ZEWNĄTRZ  $d\Pi = \frac{1}{2}(p + p') dv \cong p dv$ .

W układzie osi  $p, v$  powierzchnia  $[mMM'm'] = \frac{1}{2}(p + p') dv$  daje nam oczywiście wartość pracy  $d\Pi$ .

Jeżeli podczas przebiegu objętość właściwa  $v$  zmaleje o  $dv$ , to każda cząstka  $df$  pierwotnej powłoki  $F$  naszego ciała zostanie przez ciśnienie zewn-



trzone WTŁOCZONA WGLĄB CIAŁA NORMALNIE DO POWŁOKI  $F$ . W danym wypadku niema oczywiście mowy o oddaniu pracy na zewnątrz: tutaj CIAŁO OTRZYMUJE PRACĘ Z ZEWNĄTRZ, inaczej mówiąc JEGO PRACA, ODDANA NA ZEWNĄTRZ JEST UJEMNA, co zresztą wypływa bezpośrednio ze wzoru dla  $d\Pi = \rho dv$ , gdzie  $dv < 0$ , a zatem i  $d\Pi < 0$ .



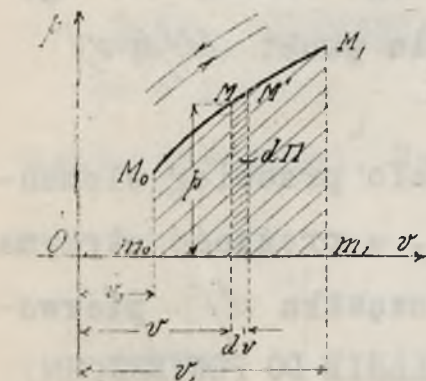
Graficznie w układzie osi  $p, v$  /rys. 7/ powierzchnia  $[m M M' m']$  daje właśnie wartość  $-d\Pi$ , tutaj bowiem oczywiście odcinek  $m m' = -dv$ .

**§ 13. ZEWNĘTRZNA PRACA PRZEBIEGÓW SKOŃCZONYCH.** PRACA ODDANA NA ZEWNĄTRZ PRZY WSZELKIM PRZEBIEGU SKOŃCZONYM WYRAŻA SIĘ W KILOGRAMMETRACH CAŁKĄ  $\int_{v_0}^v \rho dv$ , GDZIE  $v_0$  JEST OBJĘTOŚCIĄ WŁAŚCIWĄ POCZĄTKOWĄ, A  $v$ , KOŃCOWĄ PRZEBIEGU.

Wyobraźmy sobie przebieg skończony  $M_0 M_1$ . Praca oddana nazewnątrz podczas tego przebiegu  $\Pi_{01}$  stanowi oczywiście sumę prac  $d\Pi$  elementarnych przebiegów  $M M'$ , na jakie zawsze możemy rozłożyć przebieg  $M_0 M_1$  /rys. 8/. Stąd mamy

$$\Pi_{01} = \Sigma d\Pi = \int_{v_0}^v \rho dv = [m_0 M_0 M_1 m_1 m_0],$$

gdzie symbol  $[—]$  oznacza słowo "powierzchnia".

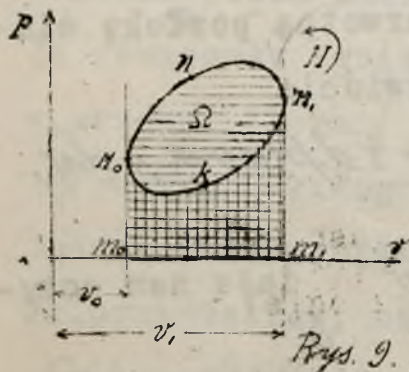


Rys. 8.

W danym wypadku na przestrzeni  $m_0 m_1$ , to jest przez cały czas trwania przebiegu  $dv$  jest dodatnie: objętość właściwa naszego ciała rośnie - przeto ciało ODDA NA ZEWNĄTRZ PRACĘ  $\Pi_{01} > 0$ .

Dla ODWROTNEGO PRZEBIEGU  $M_1 M_0$  praca oddana nazewnątrz będzie  $\Pi_{10} = \Sigma -d\Pi = \int_{v_1}^{v_0} \rho dv$  tutaj jednak objętość właściwa przez cały czas MALEJE, a zatem  $\Pi_{10} < 0$ : CIAŁO ODDAŁO NA ZEWNĄTRZ PRACĘ UJEMNĄ, to jest TAKOWĄ Z ZEWNĄTRZ OTRZYMAŁO, co łatwo spostrzedz się daje, zważywszy iż  $\Pi_{10} = \int_{v_1}^{v_0} \rho dv = - \int_{v_0}^{v_1} \rho dv = -\Pi_{01}$ .

**§ 14. ZEWNĘTRZNA PRACA OBIEGÓW.** PRACA, ODDANA NA ZEWNĄTRZ PRZY WSZELKIM OBIEGU WYRAŻA SIĘ POLEM KRZYWEJ OBIEGU; JEST ONA DODATNIA DLA OBIEGÓW PRAWYCH I UJEMNA DLA LEWYCH. Wyobraźmy sobie PRAWY obieg  $\Omega$  /rys. 9, obieg I/. Dwie skrajne stycz-



ne krzywej tego obiegu  $M_0 m_0$  oraz  $M_1 m_1$ , określają granicę skrajnych wartości  $v_0, v_1$  - objętości właściwej czynnego w tym obiegu ciała; obieg zaś rozpadnie się na dwa PO SOBIE IDĄCE przebiegi  $M_0 n M_1$ , gdzie przez cały czas mamy  $dv > 0$  [OBJĘTOŚĆ  $v$  ROSNIE!] oraz  $M_1 k M_0$ , gdzie  $dv < 0$  [ $v$  MALEJE!]. -

Podczas przebiegu  $M_0 n M_1$  CIAŁO CZYNNE ODDAŁO NA ZEWNĄTRZ PRACĘ  $\Pi_{M_0 n M_1} = +\Sigma$ , a podczas przebiegu  $M_1 k M_0$  OTRZYMAŁO Z ZEWNĄTRZ PRACĘ  $\Pi_{M_1 k M_0} = -S$ ; przeto PRACA ODDANA NA ZEWNĄTRZ PODCZAS OBIEGU BĘDZIE:  $\Pi_{\Omega} = \Sigma - S = \delta = [M_0 n M_1 k M_0] =$  powierzchni

$$\begin{aligned} [m_0 M_0 n M_1 m_1 m_0] &= \Sigma \\ [m_1 M_1 k M_0 m_0 m_1] &= S \\ [M_0 n M_1 k M_0] &= \Sigma - S = \delta. \end{aligned}$$



przywej obiegu.

W ten sam zupełnie sposób LEWY obieg  $\Omega$  /rys. 9, obieg 2/ rozpadnie się na dwa po sobie idące przebiegi  $M_0 k M_1$ , gdzie przez cały czas  $dv > 0$ , oraz  $M_1 n M_0$ , gdzie  $dv < 0$ . Podczas przebiegu  $M_0 k M_1$ , ciało czynne ODDAŁO NA ZEWNĄTRZ PRACĘ

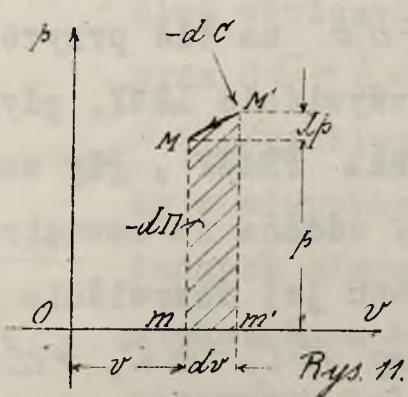
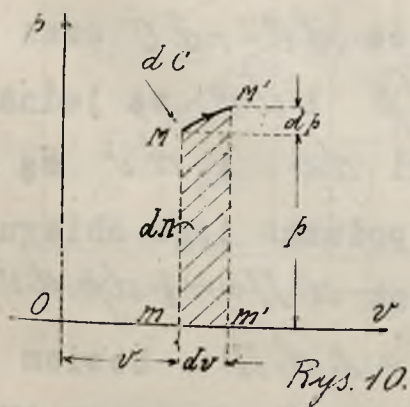
$\Pi_{M_0 k M_1} = +S$ , a podczas przebiegu  $M_1 n M_0$  - OTRZYMAŁO Z ZEWNĄTRZ PRACĘ  $\Pi_{M_1 n M_0} = -\Sigma$ . Przeto PODCZAS PRZEBIEGU OTRZYMAŁO Z ZEWNĄTRZ PRACĘ, inaczej mówiąc ODDAŁO NA ZEWNĄTRZ PRACĘ UJEMNĄ  $\Pi_{\Omega} = S - \Sigma = -\sigma < 0$ .

Na zasadzie powyżej dowiedzionego możemy wypowiedzieć następujący oczywisty wniosek.

SILNIK CIEPLIKOWY, JAKO UKŁAD WYTWARZAJĄCY PRACĘ Z CIEPŁA, A WIĘC ODDAJĄCY TAKOWĄ NA ZEWNĄTRZ, PRACOWAĆ WINIEN OBIEGIEM PRAWYM; NATOMIAST PODŁUG OBIEGU LEWEGO DZIAŁAĆ WINNY MASZYNY CIEPLIKOWE, POCHŁANIAJĄCE PRACĘ, A ODDAJĄCE CIEPŁO NA ZEWNĄTRZ /SPRĘŻARKI, MASZYNY CHŁODNICZE/. Wszelkie więc układy mechaniczne, działające według różnorodnych obiegów, podzielić się dają na UKŁADY TWORCZE, to jest silniki oddające pracę na zewnątrz, oraz układy BIERNE, pochłaniające takową. Pierwsze ZUŻYWAJĄ ciepło - drugie je WYTWARZAJĄ. Większa część układów mechanicznych równie dobrze może pracować obiegami prawym, jak i lewym; układy te mogą być zatem dowolnie silnikami, lub też maszynami cieplikowymi. Działanie tego rodzaju układów jest więc praktycznie ODWRACALNE, a właściwy im obieg może być wykonany jako obieg prawy i lewy. Obieg taki nazywamy ODWRACALNYM - rozłożyć go możemy na kolejno po sobie idące ODWRACALNE PRZEBIEGI SKONCZONE, złożone z ELEMENTARNYCH PRZEBIEGÓW ODWRACALNYCH, które tu bliżej zbadamy:

**§ 15. ELEMENTARNY PRZEBIEG ODWRACALNY.** Wyobraźmy sobie elementarny przebieg  $M M'$ , odbywający się na koszt pewnej ilości ciepła  $dC$ , dostarczonego z zewnątrz. Otrzymany z zewnątrz ciepłik uważać będziemy nadal zawsze za dodatni, mamy więc  $dC > 0$ .

Przypuśćmy, iż kosztem tego ciepłika otrzymaliśmy /rys. 10/ przyrost  $dv > 0$ ,



przeto praca oddana na zewnątrz podczas rozpatrywanego przebiegu będzie  $d\Pi = p dv > 0$ .

CHCĄC TEM SAMYM CIAŁEM CZYNNYM uskuteczyć przebieg ODWROTNY  $M' M$  /rys. 11/ należy oczywiście SPROWADZIĆ DO ZERA WYNIKI PIERWOTNEGO PRZEBIEGU,

to jest ZWROCIĆ CIAŁU CZYNNEMU przedewszystkiem oddaną na zewnątrz pracę  $d\Pi$ . Otrzymana w ten sposób praca  $-d\Pi$  spowoduje niewątpliwie SKURCZ objętości właściwej  $dv < 0$ ,



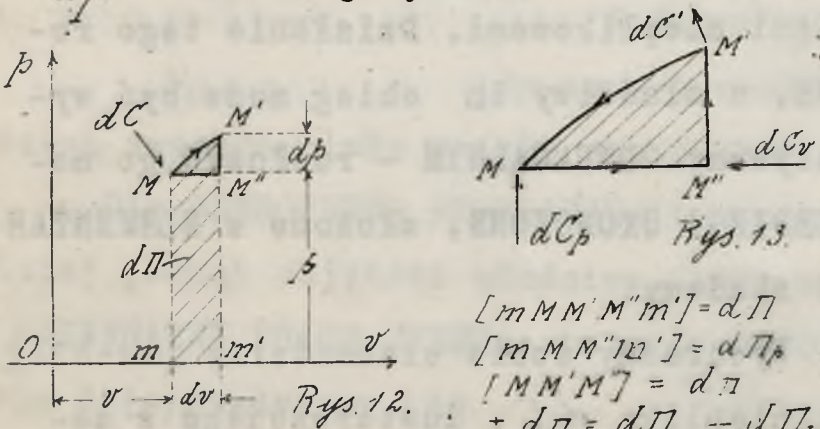
oraz powrót do pierwotnego stanu ciepłikowego  $M$ , PRZYCZEM PEWNA ILOŚĆ  $dC'$  CIEPLIKA ZOSTANIE ODDANA NA ZEWNĄTRZ wzamian za otrzymaną pracę. Przebieg  $M'M$  BĘDZIE ODWROTNYM WZGLĘDEM  $MM'$  O ILE  $dC' = -dC$ , wtedy bowiem wszystkie przyrosty, jawiące się na tle dokonania przebiegu  $MM'$ , sprowadzone zostaną do zera podczas odwrotnego przebiegu  $MM'$ .

Również pierwotnie rozpatrywany przez nas przebieg  $MM'$  MOŻE UCHODZIĆ ZA ODWROTNY WZGLĘDEM PRZEBIEGU  $M'M$ , DOKONANEGO NA KOSZT Z ZEWNĄTRZ OTRZYMANEJ PRACY  $-d\Pi$  I ODDANEGO NA ZEWNĄTRZ CIEPLIKA  $-dC$ , TO JEST NA KOSZT PRZYROSTÓW  $-d\Pi$  ORAZ  $-dC$ .

ELEMENTARNY PRZEBIEG, UJAWNIAJĄCY PRZYROSTY  $dv, dp$  NA TLE PRZYROSTÓW  $dC, d\Pi$  ZOWIEMY ODWRACALNYM, SKORO ODWROTNY PRZEBIEG UJAWNIA PRZYROSTY  $-dv, -dp$  NA TLE PRZYROSTÓW  $-dC, -d\Pi$ , PRZYCZEM WARTOŚCI POWYŻEJ WYMIENIONYCH RÓŻNICZEK MOGĄ BYĆ DODATNIE LUB UJEMNE. -

Na zasadzie ustalonego tutaj określenia możemy wypowiedzieć następujące:

§ 16. TWIERDZENIE. ELEMENTARNY ODWRACALNY PRZEBIEG JEST RÓWNOWAŻNY DWOM KOLEJNO PO SOBIE IDĄCYM ELEMENTARNYM PRZEBIEGOM PRZY STAŁEJ PRĘŻNOŚCI I OBJĘTOŚCI WŁAŚCIWEJ. Weźmy pod uwagę elementarny przebieg  $MM'$ , ujawniający przyrosty  $dv, dp$  na tle przyrostów  $dC$  i  $d\Pi$  /rys. 12/ . Wobec odwracalności przebiegu



$MM'$ , przebieg odwrotny  $M'M$  ujawni przyrosty  $-dv, -dp$  na tle przyrostów  $dC' = -dC$  oraz  $-d\Pi$ .

Prowadząc  $MM''$  równoległą do osi objętości właściwych, otrzymamy obieg  $MM'M''M$ , złożony z kolejno po sobie idących przebiegów: 1°  $MM''$  PRZY STAŁEJ PRĘŻNOŚCI WŁAŚCIWEJ,

gdzie ujawnia się przyrost  $dv$  na tle przyrostów  $dC_p$  /patrz § II/ oraz  $d\Pi_p$ , przyczem  $d\Pi_p > 0$  dla  $dv > 0$  i  $d\Pi_p < 0$  przy  $dv < 0$ ; - 2°  $M''M'$  PRZY STAŁEJ OBJĘTOŚCI WŁAŚCIWEJ, gdzie ujawniony zostaje przyrost  $dp$  na tle przyrostu  $dC_v$  /patrz § IO/;

3°  $M'M$  gdzie mamy  $-dv, -dp$  na tle przyrostów  $dC' = -dC$  oraz  $d\Pi' = -d\Pi$ . Rozpatrywany obieg jest oczywiście LEWY, gdy  $dp$  i  $dv$  są jednakowych znaków, to jest gdy  $dp \cdot dv > 0$ , oraz PRAWY, gdy znaki  $dp$  i  $dv$  są różne, to jest gdy  $dp \cdot dv < 0$ . - Praca, oddana na zewnątrz podczas tego obiegu wyraża się polem krzywej  $[MM''M']$  wartość jej oczywiście jest  $d\Pi = -\frac{1}{2} dp \cdot dv$ .

Stosując prawo Mayera do tego obiegu mamy  $dC_p + dC_v + dC' = A d\Pi$  bowiem SUMA WSZYSTKICH DOSTARCZONYCH I ODEBRANYCH ILOŚCI CIEPLIKA RÓWNOWAŻNA JEST PRACY OBIEGU; stąd bezpośrednio  $-dC' = dC = dC_p + dC_v - A d\Pi$ . - Na mocy § IO i II mamy  $dC_p = du_p + Ap dv = C_p dT_p$ , oraz  $dC_v = du_v = C_v dT_v$  - przeto, pomijając



nieskończenie małe wyższych rzędów, mamy:  $dC = du_p + du_v + A p dv = C_p dT_p + C_v dT_v$ .

Wobec powstawania  $du_p, du_v$  li tylko na tle przyrostów  $dp$  i  $dv$ , może -  
my uważać WEWNĘTRZNA ENERGIĘ CIEPLIKOWĄ ZA FUNKCYJĘ ZMIENNYCH  $p, v$ , pisząc  
 $u = \psi(p, v)$ ; stąd mamy  $du_p = \frac{\partial u}{\partial v} dv$ ,  $du_v = \frac{\partial u}{\partial p} dp$  oraz  $du_p + du_v = du$   
a zatem  $dC = du + A p dv = C_p dT_p + C_v dT_v$ . (1)

Rozpatrując otrzymany wynik dochodzimy do następujących wniosków:

1°/ Równanie /1/ pozwala otrzymać wzór  $du = C_p dT_p + C_v dT_v - A p dv$   
z którego MOŻNA OTRZYMAĆ  $u$  DROGĄ CAŁKOWANIA w postaci

$$u_1 - u_0 = \int_0^1 \{ C_p dT_p + C_v dT_v - A p dv \}_2$$

z chwilą, gdy dla danego ciała czynnego znamy  $C_p$  i  $C_v$  w funkcji zmiennych niezależnych  $p, v$ . -

2°/ Dowolny odwracalny elementarny przebieg  $MM'$  ujawnia przyrosty  $dp, dv$  na tle przyrostów  $d\Pi = p dv$ ,  $dC = du + A p dv = C_p dT_p + C_v dT_v$ ; kolejno zaś po sobie idące przebiegi przy stałej prężności  $MM''$  i stałej objętości właściwej  $M''M'$  - ujawniają te same przyrosty  $dp, dv$  na tle przyrostów  $d\Pi_p = p dv$  oraz  $dC_p = du_p + A p dv = C_p dT_p$  i  $dC_v = du_v = C_v dT_v$ ; ponieważ zaś oczywiście  $d\Pi = d\Pi_p$  i  $dC = dC_v + dC_p$  przeto DOWOLNY ODWRACALNY ELEMENTARNY PRZEBIEG W ZUPEŁNOŚCI ZASTĄPIĆ SIĘ DAJE KOLEJNO PO SOBIE IDĄCYMI PRZEBIEGAMI PRZY STAŁEJ PRĘŻNOŚCI I OBJĘTOŚCI WŁAŚCIWYCH. Stąd bezpośrednio również:

3°/ PRZEBIEG ELEMENTARNY, UJAWNIAJĄCY PRZYROSTY  $dv, dp$  NA TLE PRZYROSTÓW  $d\Pi = p dv$  ORAZ  $dC = du + A p dv = C_p dT_p + C_v dT_v$  NAZYWAMY ODWRACALNYM, ODWROTNY BOWIEM PRZEBIEG ELEMENTARNY UJAWNI NIEWĄTPLIWIE PRZYROSTY  $-dp, -dv$  NA TLE PRZYROSTÓW  $d\Pi = -p dv$  ORAZ  $dC' = -dC$ .

§ 17. ODWRACALNE SKOŃCZONE PRZEBIEGI. SKOŃCZONY PRZEBIEG, ZŁOŻONY Z NIESKOŃCZONEJ ILOŚCI IDĄCYCH PO SOBIE ELEMENTARNYCH PRZEBIEGÓW ODWRACALNYCH - NAZYWAMY ODWRACALNYM. Tego rodzaju przebieg  $M_0 M_1$ , ujawnia oczywiście skończone przyrosty

$$\Delta v = \sum dv = v_1 - v_0, \quad \Delta p = \sum dp = p_1 - p_0 \quad \text{na tle rów-}$$

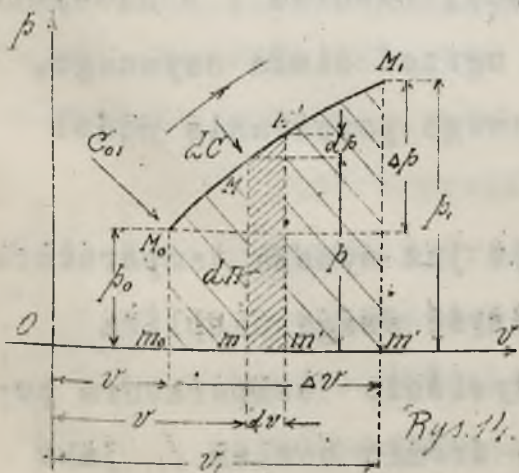
$$\text{niez skończonych przyrostów } \Delta \Pi = \sum d\Pi = \int_{v_0}^{v_1} p dv = \Pi_{01}$$

$$\text{oraz } \Delta C = \sum dC = \int dC = u_1 - u_0 + A \Pi_{01} = C_{01}.$$

Przebieg odwrotny, złożony z nieskończonej liczby w odwrotnym porządku po sobie następujących elementarnych odwrotnych przebiegów  $M' M$ , odbywać się winien w odwrotnym kierunku po tym samym łuku krzywej, co i pierwotny przebieg. Ujawni on niewątpliwie skończone

$$\text{przyrosty } \sum -dv = v_0 - v_1 = -\Delta v; \quad \sum -dp = p_0 - p_1 = -\Delta p \quad \text{na tle skończonych przyrostów}$$

$$\sum -d\Pi = \int_{v_1}^{v_0} p dv = -\int_{v_0}^{v_1} p dv = -\Pi_{01} = -\Delta \Pi \quad \text{wreszcie } \sum -dC = u_0 - u_1 + A \Pi_{10} = C_{10} = -C_{01} = -\Delta C.$$





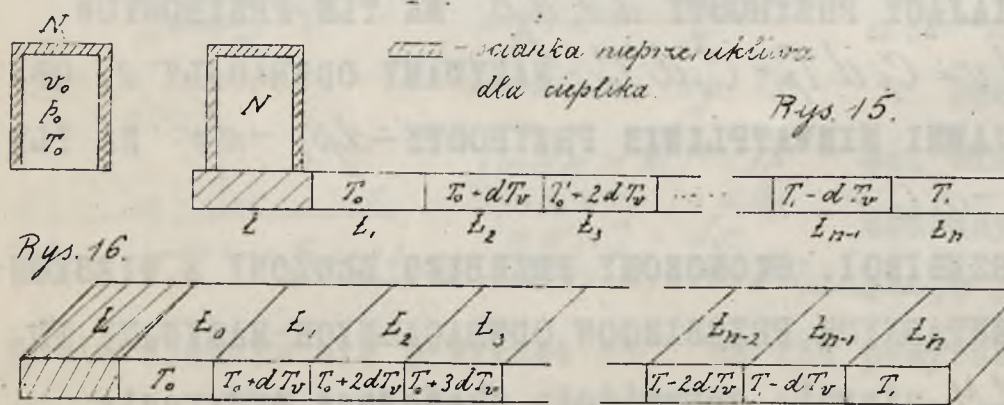
Pojęcie odwracalności w tym wypadku pozostaje wewnątrznie niezmiennie. Rozpatrzmy kilka przykładów przebiegów odwracalnych. -

**§ 18. ODWRACALNY PRZEBIEG PRZY STAŁEJ OBJĘTOŚCI WŁASCIWEJ.** W trwałem a nie-sprężystem naczyniu  $N$  zawarty kilogram ciała czynnego znajduje się w stanie cieplikowym  $p_0, v_0, T_0$ . Naczynie zaopatrzone jest w dno doskonale przenikliwe dla ciepłika; boczne ścianki zaś, oraz wierzch naczynia, wykonane są z materiału doskonale nieprzenikliwego. Aby uniknąć strat ciepłika na zewnątrz przez promieniowanie, ustawiamy naczynie  $N$  na kwadratową ławeczkę  $L$ , zbudowaną również z nieprzenikliwego dla ciepła materiału. W ten sposób ciało czynne, zawarte w naczyniu, jest cieplikowo i mechanicznie odosobnione: jego więc stan cieplikowy  $M_0(p_0, v_0)$  pozostaje bez zmiany /rys. 15/.

Obok ławeczki  $L$  ustawmy nieskończony rząd kwadratowych, ściśle tych samych wymiarów ławeczek  $L_0, L_1, L_2, \dots, L_{n-1}, L_n$ , przylegających do siebie bocznymi ścianami i tworzących zwartą ławę  $L-L_n$ , po której z łatwością możemy przesunąć naczynie  $N$ , stawiając takowe na dowolnej ławeczce. Wszystkie ławeczki  $L_0, L_1, \dots, L_n$  posiadają wierzch DOSKONAŁE przenikliwy dla ciepła; wewnątrz tych ławeczek zawarte są NIEWYCZERPALNE źródła ciepłika, przyczem temperatury tych źródeł, a co za tem idzie i temperatury wierzchniej powierzchni ławeczek są odpowiednio:  $T_0$  dla ławeczki  $L_0$ ,  $T_0 + dT_v$  dla  $L_1$ ,  $T_0 + 2dT_v$  dla  $L_2$ ,  $T_0 + 3dT_v$  dla  $L_3$  i t.d. wreszcie

$T_1 - dT_v$  dla  $L_{n-1}$  i  $T_1$  dla  $L_n$

to jest dla ostatniej ławeczki /rys. 16/.



Przesuńmy naczynie  $N$  na ławeczkę  $L_0$  gdzie mamy źródło ciepłika o temperaturze  $T_0$ , panującej również i w naczyniu  $N$ .

Wobec równości temperatur źródło  $L_0$  nie może oczywiście ogrzać ciała czynnego, zawartego w naczyniu  $N$ . Stan cieplikowy przeto ciała czynnego pozostanie nadal bez zmiany  $[p_0, v_0, T_0]$ , - (stan  $M_0$ ).

Przesuńmy naczynie  $N$  na ławeczkę  $L_1$ , gdzie panuje już wyższa temperatura  $T_0 + dT_v$ . Źródło  $L_1$ , wobec różnicy temperatur, udzieli część swego ciepłika  $dC_v = C_v dT_v$  ciału czynnemu w naczyniu  $N$ , gdzie oczywiście temperatura podniesie się do temperatury źródła, to jest do  $T_0 + dT_v$ , źródło bowiem  $L_1$  jako NIEWYCZERPALNE, a więc niewrażliwe na wszelkie straty ciepła, TEMPERATURY SWEJ NIE OBNIŻY. Na tle przyrostu  $dT_v$  w naczyniu  $N$  ujawni się przyrost  $dp$  - ciało czynne zmieni stan pierwotny na  $[p_0 + dp, v_0, T_0 + dT_v]$  - (stan  $M'$ ). Otrzymujemy tu ele-



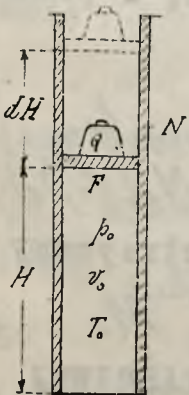
mentarny przebieg  $M_0 M'$  przy stałej objętości właściwej  $v_0$ . PRZEBIEG TEN JEST ODWRACALNY - w każdej chwili bowiem możemy cofnąć z powrotem naczynie  $N$  na poprzednio przezeń zajmowaną kaweczkę  $L_0$ , gdzie panuje temperatura  $T_0$ . Wytworzona w ten sposób różnica temperatur ciała czynnego  $(T_0 + dT_v)$  oraz źródła  $L_0 (T_0)$  ujawni przyrost  $-dT_v$  w naczyniu  $N$ , to jest spowoduje ochłodzenie się ciała czynnego do pierwotnej temperatury  $T_0$  źródła  $L_0$ , a co za tem idzie - oddanie ciepła  $-dC_v = -C_v dT_v$  źródłu  $L_0$ , które, jako niewyczerpalne, a więc niewrażliwe na wszelkie dopływy ciepła i odpływy - swej temperatury NIE PODWYŻSZY. Na tle przyrostu  $-dT_v$  w naczyniu  $N$  - ujawni się niewątpliwie przyrost  $-dp$  - czynne ciało zatem powróci do stanu  $M_0$ , a przebieg  $M' M_0$  będzie odwrotny względem pierwotnego przebiegu  $M_0 M'$  który, jak widzimy, jest elementarnym przebiegiem przy stałej objętości właściwej - odwracalnym. -

Stawiając naczynie  $N$  kolejno na kaweczki  $L_0, L_1, L_2, L_3, \dots, L_{n-1}, L_n$  otrzymamy kolejno następujące po sobie przejścia ciała czynnego ze stanu  $M(v_0, p_0)$  w  $M'(v_0, p_0 + dp)$ , z  $M'$  w  $M''(v_0, p_0 + 2dp)$  i tak dalej, a co za tem idzie otrzymamy kolejno następujące po sobie elementarne przebiegi  $M_0 M', M' M'', \dots, M^{(n-1)} M_n$  odwracalne, stanowiące wspólnie ODWRACALNY PRZEBIEG SKOŃCZONY  $M_0 M_n$  PRZY STAŁEJ OBJĘTOŚCI WŁAŚCIWEJ. Ujawnia on skończone przyrosty  $\Delta T = \sum dT_v = T_n - T_0$ ,  $\Delta p = \sum dp = p_n - p_0$  na tle przyrostów również skończonych  $\Delta C = \sum dC_v = \int C_v dT_v = \int du_v = u_n - u_0$  gdzie oczywiście  $u_n = \psi(p_n, v_0)$  oraz  $u_0 = \psi(p_0, v_0)$ . -

Oznaczając przez  $[C_v]_{T_0}^{T_1}$  ŚREDNI CIEPLIK WŁAŚCIWY PRZY STAŁEJ OBJĘTOŚCI WŁAŚCIWEJ W GRANICACH OD  $T_0$  DO  $T_1$ , możemy napisać  $\Delta C = \int C_v dT_v = (T_1 - T_0) [C_v]_{T_0}^{T_1}$  przyczem wartość  $[C_v]_{T_0}^{T_1}$  bierzemy z tablic.

Odwrotny przebieg skończony przy stałej objętości -  $M_n M_0$  ujawni oczywiście przyrosty  $-\Delta T$ ,  $-\Delta p$  na tle przyrostu  $-\Delta C$ , w obu wypadkach bowiem  $\Delta \Pi = 0$  bo  $dv = 0$ .

§ 19. ODWRACALNY PRZEBIEG PRZY STAŁEJ PRĘŻNOŚCI WŁAŚCIWEJ. Pod tłokiem cylindra  $N$  zawarto kilogram ciała czynnego; tłok obciążono ciężarem  $Q$ , wywołując w ten sposób w masie ciała czynnego prężność właściwą  $p_0$ . Objętość ciała czynnego jest oczywiście jego objętością właściwą  $v_0$ . Dno cylindra jest doskonale przenikliwe dla ciepła, boczne zaś ścianki cylindra, oraz poruszający się bez tarcia nieważki tłok - zbudowane są z nieprzenikliwego dla ciepła materiału. Aby uniknąć strat ciepła nazewnątrz przez promieniowanie ustawiamy naczynie  $N$  na kaweczkę  $L$  (rys. 16). W ten sposób ciało, zawarte pomiędzy tłokiem a dnem cylindra jest ciepłikowo odosobnione i jego stan ciepłikowy  $[p_0, v_0, T_0]$ , to jest stan  $M_0$  pozostaje bez zmiany.



Rys. 17.



Niech temperatury źródeł opisanych powyżej ławeczek  $L_0, L_1, L_2, L_3, \dots, L_{n-2}, L_{n-1}, L_n$  będą odpowiednio  $T_0, T_0 + dT_p, T_0 + 2dT_p, T_0 + 3dT_p, \dots, T_0 - 2dT_p, T_0 - dT_p, T_0$ . Przesuńmy cylinder  $N$  na ławeczkę  $L_0$  temperatury  $T_0$ , która również panuje w cylindrze. Wobec równo temperatur stan cieplikowy ciała czynnego nie ulegnie zmianie i pozostanie nadal  $M_0$ . Przesuńmy cylinder  $N$  na ławeczkę  $L_1$ , gdzie panuje temperatura  $T_0 + dT_p$  wyższa od  $T_0$ . Źródło  $L_1$  wobec różnicy temperatur udzieli część swego ciepła  $dC_p = c_p dT_p$  ciału czynnemu w cylindrze  $N$ , gdzie temperatura podniesie się do temperatury źródła  $L_1$ , to jest do temperatury  $T_0 + dT_p$ , źródło bowiem  $L_1$ , jako NIEWYCZERPANE, a więc niewrażliwe na wszelkie straty ciepła TEMPERATURY SWEJ NIE OBNIŻY. Na tle przyrostu  $dT_p$  nastąpi w cylindrze przyrost  $dv > 0$ , tłok uniesie się na  $dh$  ponad pierwotną wysokość  $H$ , mierzoną od dna naczynia  $N$ , przyczem oczywiście  $dv = F dh$ , gdzie  $F$  jest czynną powierzchnią tłoka. Praca w ten sposób oddana na zewnątrz będzie oczywiście  $d\Pi = p_0 dv > 0$ . Ciało czynne zmieni stan pierwotny na  $[v_0 + dv, p_0, T_0 + dT_p]$  / stan  $M'$  /, a otrzymany elementarny przebieg  $M_0 M'$  przy STAŁEJ prężności  $p_0$ , która oczywiście nie ulegnie zmianie wobec poruszania się tłoka w cylindrze  $N$  BEZ PARCIA, - jest PRZEBIEGIEM ODWRACALNYM, w każdej bowiem chwili możemy cofnąć z powrotem naczynie  $N$  na poprzednio przezeń zajmowaną ławeczkę  $L_0$ , gdzie panuje temperatura  $T_0$ ; wytworzona w ten sposób różnica temperatur ciała czynnego ( $T_0 + dT_p$ ) oraz źródła  $L_0$  / temperatura  $T_0$  / ujawni przyrost  $-dT_p$  w cylindrze  $N$ , to jest właściwiej mówiąc powoduje ochłodzenie się ciała czynnego do pierwotnej temperatury  $T_0$ , a co za tem gdzie oddanie ciepła  $-dC_p = -c_p dT_p$  źródłu  $L_0$ , które, jako niewyczerpane, a więc niewrażliwe na wszelkie dopływy lub odpływy ciepła - temperatury swej NIE PODWIŹSZY. Na tle przyrostu  $-dT_p$  w cylindrze  $N$  ujawni się niewątpliwie przyrost  $-dv$ , to jest ponowny skurcz ciała czynnego, tłok opadnie znowu do wysokości  $H$ , a czynne ciało, otrzymując z zewnątrz pracę  $-d\Pi = -p_0 dv$ , powróci do stanu  $M_0(p_0, v_0)$ .

Przebieg  $M' M_0$  będzie odwrotny względem pierwotnego przebiegu  $M_0 M'$ , który, jak widzimy jest ELEMENTARNYM PRZEBIEGIEM PRZY STAŁEJ PRĘŻNOŚCI WŁAŚCIWEJ-ODWRACALNYM, przyczem przebieg  $M_0 M'$ , gdzie  $dv > 0$  zwiemy ROZPRĘŻANIEM, a przebieg  $M' M_0$  gdzie  $dv < 0$  - SPREŻANIEM CIAŁA CZYNNEGO.

Stawiając naczynie  $N$  kolejno na ławeczki  $L_0, L_1, L_2, L_3, \dots, L_{n-2}, L_{n-1}, L_n$  otrzymamy kolejno następujące po sobie przejścia ciała czynnego ze stanu  $M_0(v_0, p_0)$  w  $M'(p_0, v_0 + dv)$ , z  $M'$  w  $M''(p_0, v_0 + 2dv)$  i t.d., a co za tem idzie otrzymamy kolejno idące po sobie elementarne przebiegi odwracalne  $M_0 M', M' M'', \dots, M^{(n-1)} M_n$ , stanowiące wspólnie SKOŃCZONY PRZEBIEG ODWRACALNY PRZY STAŁEJ PRĘŻNOŚCI WŁAŚCIWEJ  $M_0 M_n$ . Ujawnia on skończone przyrosty  $\Delta T = \sum dT_p = T_n - T_0$ ,  $\Delta v = \sum dv = v_n - v_0 = F \Delta h > 0$

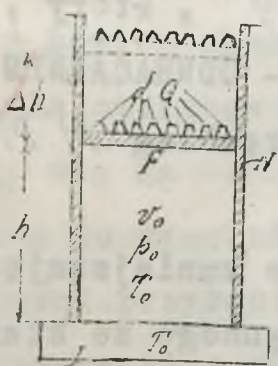


/ROZPREŻANIE/ na tle skończonych przyrostów : OTRZYMANEGO ZE ŹRÓDEŁ  $L_1, L_2, L_3, \dots, L_{n-2}, L_{n-1}, L_n$  CIEPLIKA  $\Delta C = \sum dC_p = \int_0^{T_1} C_p dT_p = \int_0^{T_1} [du_p + A/p_0 dv] = u_1 - u_0 + A/p_0(v_1 - v_0)$ , gdzie  $u_1 = \psi(p_0, v_1)$ ,  $u_0 = \psi(p_0, v_0)$  oraz ODDANEJ NA ZEWNĄTRZ ( $\Delta v > 0$ ) PRACY  $\Delta \Pi = \int_{v_0}^{v_1} p_0 dv = p_0(v_1 - v_0)$ .

Oznaczając przez  $[C_p]_{T_0}^{T_1}$  ŚREDNI CIEPLIK WŁAŚCIWY PRZY STAŁEJ PRĘŻNOŚCI WŁAŚCIWEJ W GRANICACH OD  $T_0$  DO  $T_1$ , możemy napisać  $\Delta C = \int_0^{T_1} C_p dT_p = (T_1 - T_0)[C_p]_{T_0}^{T_1}$  przyczem wartość  $[C_p]_{T_0}^{T_1}$  bierzemy z tablic.

Odwrotny przebieg skończony przy stałej prężności  $M, M_0$  ujawni oczywiście przyrosty  $-\Delta T, -\Delta v$  /SPRĘŻANIE/ na tle przyrostów skończonych : ODDANEGO NA ZEWNĄTRZ ŹRÓDŁOM  $L_1, \dots, L_n$  CIEPŁA  $\Delta C$  oraz OTRZYMANEJ Z ZEWNĄTRZ ( $dv < 0$ ) PRACY  $-\Delta \Pi$ .

§ 20. ODWRACALNY PRZEBIEG PRZY STAŁEJ TEMPERATURZE. Pod tłokiem cylindra  $N$  zawarto kilogram ciała czynnego; nieważki tłok obciążono nieskończoną liczbą elementarnych ciężarków  $dQ$ , przyczem summa tych ciężarków stanowi skończony ciężar  $Q$ , wywołujący w masie ciała czynnego prężność właściwą  $p_0$ . Wobec nieważkości tłoka mamy oczywiście  $\sum dQ = Q = p_0 F$ , gdzie  $F$  jest czynną powierzchnią tłoka. Siła  $p_0 F$  równoważy ciężar  $Q$ , utrzymując tłok na wysokości  $h$ , mierzonej od dna cylindra. - Objętość ciała czynnego  $Fh$  jest oczywiście jego objętością właściwą  $v_0$ . /rys. 18/.



Rys. 18.

Dno cylindra jest doskonale przenikliwe dla ciepła, boczne zaś ścianki cylindra, oraz poruszający się bez tarcia tłok zbudowane są z nieprzenikliwego dla ciepła materiału. Aby otrzymać przebieg przy stałej temperaturze  $T_0$  stawiamy nasz cylinder  $N$  na podstawkę  $L_0$  zawierającą niewyczerpane źródło ciepła o temperaturze  $T_0$ . Stan cieplikowy  $M_0$  ciała zawartego pod tłokiem jest oczywiście  $M_0(p_0, v_0)$ ,  $T_0 = f(p_0, v_0)$ .

Zdejmijmy z tłoka elementarny ciężarek  $dQ$ , zmniejszając w ten sposób nacisk, wywierany na zawarte pod tłokiem ciało czynne. Równowaga zostanie zachwiana, słabiej uciskane ciało czynne rozszerzy się na  $dv > 0$ , a, co za tem idzie, jego prężność właściwa zmaleje - tłok pójdzie w górę na  $dh$ , przyczem oczywiście  $Fdh = dv$ ; w ten sposób wytworzy się nowy stan równowagi: uszczuplony ciężar  $Q - dQ$  wywoła w masie ciała czynnego prężność właściwą  $p_0 - dp$ ; ponownie będziemy mieli  $Q - dQ = (p_0 - dp)F$  to jest  $-dQ = -Fdp$ . - Na tle przyrostów  $dv$  oraz  $-dp$  - ujawni się przyrost  $-dT$ , ujemny prawie dla wszystkich ciał /z małymi wyjątkami/, gdzie otrzymujemy  $+dT$ . Na skutek ujawnienia się tego przyrostku ujemnego  $-dT$  powstaje różnica temperatur ciała czynnego  $(T_0 - dT)$  i źródła  $L_0$  ( $T_0$ ), natychmiast więc źródło  $L_0$  ustąpi część swego ciepła  $dC_T$  ciału, czynnemu w cy-



lindrze  $N$ , gdzie temperatura podniesie się ponownie do  $T_0$ , to jest do temperatury stałej źródła  $L_0$ , źródło to bowiem, jako NIEWYCZERPANE, a więc nie wrażliwe na wszelkie straty ciepła - temperatury swej NIE OBNIŻY. Ciało czynne zmieni w ten sposób stan pierwotny  $M_0$  na stan  $M'[\rho_0 - d\rho, v_0 + dv, T_0]$ , ujawniając przyrosty  $-d\rho, dv$  na tle otrzymanego ze źródła  $L_0$  ciepła  $dC_T$  oraz oddanej na zewnątrz pracy  $d\Pi = p dv$ . Otrzymany elementarny przebieg  $M_0 M'$  przy STAŁEJ TEMPERATURZE  $T_0$  jest PRZEBIEGIEM ODWRACALNYM, w każdej bowiem chwili możemy położyć z powrotem ciężarek  $dQ$  na tłok, wywołując w masie ciała czynnego ponownie prężność właściwą  $\rho_0$ ; silniej uciskane ciało czynne skurczy się na  $-dv$  powracając do pierwotnego stanu równowagi, przyczem tłok opadnie znów do wysokości  $h$ , a czynne ciało, otrzymawszy z zewnątrz pracę  $-d\Pi = -p dv$  ujawni przyrost  $dT$ , to jest ogrzeje się w swej masie. Przyrost ten wytworzy różnicę temperatur ciała czynnego ( $T_0 + dT$ ) i źródła ( $T_0$ ), natychmiast więc ciało czynne odda uprzednio /podezas przebiegu  $M_0 M'$ / otrzymany ciepłik źródła  $L_0$ , które jako niewyczerpane, a więc nie wrażliwe na wszelkie dopływy i odpływy ciepła, temperatury swej NIE PODWYŻSZY. Na tle więc otrzymanej z zewnątrz pracy  $-d\Pi = -p dv$  oraz oddanego źródła  $L_0$  ciepła  $-dC_T$  ujawnią się w danym wypadku przyrosty  $-dv, d\rho$  - ciało czynne zatem powróci do pierwotnego stanu  $M_0$ . Przebieg  $M' M_0$  będzie ODWROTNYM względem pierwotnego przebiegu  $M_0 M'$ , który, jak widzimy, jest ELEMENTARNYM PRZEBIEGIEM PRZY STAŁEJ TEMPERATURZE - ODWRACALNYM, przyczem przebieg  $M_0 M'$ , gdzie  $dv > 0$  zwiemy ROZPRĘŻANIEM, a przebieg  $M' M_0$ , gdzie  $dv < 0$  - SPRĘŻANIEM PRZY STAŁEJ TEMPERATURZE.

Zdejmując kolejno po jednym ciężarku  $dQ$ , to jest dowolnie zmniejszając ciężar  $Q$  otrzymamy kolejno po sobie następujące przejścia ciała czynnego ze stanu  $M_0(\rho_0, v_0)$  w  $M'(\rho_0 - d\rho, v_0 + dv)$  z  $M'$  w  $M''(\rho_0 - 2d\rho, v_0 + 2dv)$  /2 ciężarki zdjęte/ i t.d... a, co za tem idzie, otrzymamy kolejno po sobie idące elementarne przebiegi odwracalne  $M_0 M', M' M'', \dots, M^{(n-1)} M_n$ , stanowiące wespół SKOŃCZONY PRZEBIEG ODWRACALNY PRZY STAŁEJ TEMPERATURZE. Ujawnia on skończone przyrosty  $\Delta v = \sum dv = v_1 - v_0 = F \Delta h > 0$  /ROZPRĘŻANIE/,  $-\Delta \rho = \sum -d\rho = \rho_1 - \rho_0$  na tle skończonych przyrostów ODDANEJ NA ZEWNĄTRZ PRACY  $\Delta \Pi = \int_{v_0}^{v_1} p dv = \Pi_0$ , oraz OTRZYMANEGO ZE ŹRÓDŁA  $L_0$  CIEPLIKA  $\Delta C = \sum dC_T = \int_0^1 [du + A p dv]_T = u_1 - u_0 + A \Pi_0 = \int_0^1 [C_p dT_p + C_v dT_v]_T = C_{01}$  przyczem  $u_1 = \varphi_T(\rho_1, v_1)$  oraz  $u_0 = \varphi_T(\rho_0, v_0)$ .

Odwrótny skończony przebieg przy stałej temperaturze  $M_1 M_0$  ujawni oczywiście przyrosty  $-\Delta v$  /sprężanie/,  $\Delta \rho$  na tle ODDANEGO ŹRÓDŁU  $L_0$  CIEPLIKA  $-\Delta C$  oraz OTRZYMANEJ Z ZEWNĄTRZ PRACY  $-\Delta \Pi$ .

W układzie osi  $\rho, v$  łuk krzywej przebiegu  $M_0 M_1$  otrzymamy budując Przywę  $f(\rho, v) - T_0 = 0$ . Krzywą tę nazywamy IZOTERMĄ. Różniczkując mamy oczywiście



$\frac{\partial f}{\partial p} dp + \frac{\partial f}{\partial v} dv = 0$  skąd bezpośrednio mamy  $\left[ \frac{dp}{dv} \right]_T = - \left[ \frac{\partial f}{\partial v} \right] : \left[ \frac{\partial f}{\partial p} \right] \dots \dots (2)$ .

RÓŻNICZKOWE RÓWNANIE IZOTERMY.

§ 21. ODWRACALNY PRZEBIEG CIAŁA CIEPLIKOWO ODOSOBNIONEGO. Jeżeli opisany w poprzednim paragrafie cylinder ustawimy na cieplikowo nieprzenikliwej ławeczce  $\ell$ , to zawarty pod tłokiem kilogram ciała czynnego zostanie cieplikowo odosobniony i wszelki przebieg możliwy będzie jedynie na koszt zasobu wewnętrznej cieplikowej energii ciała czynnego. Niech początkowy cieplikowy stan ciała czynnego określają wartości  $p_0, v_0, T_0$ . Zdejmijmy z tłoka elementarny ciężarek  $dQ$ : słabiej uciskane ciało czynne rozszerzy się na  $dv > 0$ , prężność właściwa zmaleje na  $-dp$ , tłok pójdzie w górę na  $dh$  przyczem oczywiście, jak poprzednio, mamy  $dv = F dh$ . Na tle przyrostów  $dv, -dp$  ujawni się przyrost  $-dT$  - ujemny prawie dla wszystkich ciał / z wyjątkiem bardzo niewielu, gdzie  $dT > 0$  /, to jest ciało czynne oziębi się w swej masie. Ciało czynne zmieni w ten sposób swój stan pierwotny  $M_0$  na stan  $M' [p_0 - dp, v_0 + dv, T_0 + dT]$ , ujawniając przyrosty  $-dp, dv, -dT$  na tle pracy oddanej na zewnątrz  $d\Pi = p dv$ , ponieważ w danym wypadku, wobec cieplikowego odosobnienia ciała czynnego musimy mieć  $dc = du + A p dv = 0$  skąd  $A p dv = A d\Pi = -du$ , to jest PRACA ODDANA NA ZEWNĄTRZ WYKONANA ZOSTAŁA NA KOSZT WEWNĘTRZNEJ ENERGJI CIEPLIKOWEJ. Otrzymany elementarny przebieg  $M_0 M'$  jest PRZEBIEGIEM ODWRACALNYM, w każdej bowiem chwili możemy położyć z powrotem ciężarek  $dQ$  na tłok, wywołując w masie ciała czynnego ponownie prężność właściwą  $p_0$ : silniej uciskane ciało czynne skurczy się na  $-dv$ , powracając do pierwotnego stanu SKUPIENIA, przyczem tłok opadnie znów do wysokości  $h$ , a czynne ciało, otrzymawszy z zewnątrz pracę  $-d\Pi = -p dv$  ujawni przyrost  $dT$ , to jest ogrzeje się do pierwotnej temperatury. Na tle więc otrzymanej z zewnątrz pracy  $-d\Pi = -p dv$ , która pomnoży wewnętrzną cieplikową energję ciała czynnego, bowiem  $-A d\Pi = du$ , ujawnią się przyrosty  $-dv, dp, +dT$  - ciało czynne powróci do pierwotnego stanu  $M_0$ . Przebieg  $M' M_0$  będzie ODWROTYNY względem pierwotnego przebiegu  $M_0 M'$ , który, jak widzimy, jest ODWRACALNYM ELEMENTARNYM PRZEBIEGIEM CIAŁA CIEPLIKOWO ODOSOBNIONEGO, przyczem przebieg  $M_0 M'$ , gdzie  $dv > 0$ , jest ROZPRĘŻANIEM, a przebieg  $M' M_0$ , gdzie  $dv < 0$  - SPRĘŻANIEM CIAŁA CIEPLIKOWO ODOSOBNIONEGO.

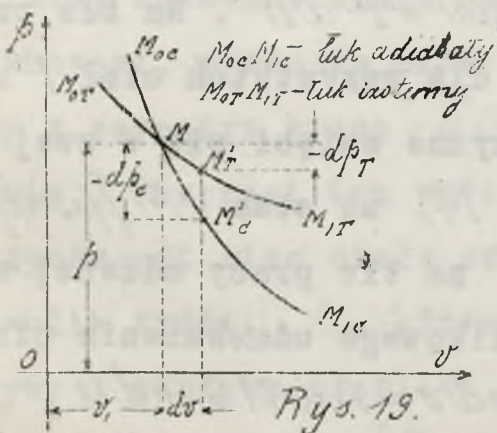
Zdejmując kolejno po jednym ciężarku  $dQ$ , to jest dowolnie zmniejszając ciężar  $Q$ , otrzymamy kolejno po sobie następujące przejścia ciała czynnego ze stanu  $M_0 (p_0, v_0, T_0)$  w  $M' (p_0 - dp, v_0 + dv, T_0 - dT)$ , z  $M'$  w  $M'' (p_0 - 2dp, v_0 + 2dv, T_0 - 2dT)$  /2 ciężarki zdjęte/ i t.d. a, co za tem idzie, otrzymamy kolejno po sobie idące elementarne przebiegi odwracalne  $M_0 M', M' M'', \dots, M^{(n)} M_0$ , stanowiące wspólnie SKOŃCZONY ODWRACALNY PRZEBIEG CIAŁA CZYNNEGO CIEPLIKOWO ODOSOBNIONEGO. Ujawnia on skoń-



czone przyrosty  $\Delta v = \Sigma dv = v_1 - v_0 = \int_{v_0}^{v_1} \beta dv > 0$  / ROZPRĘŻANIE/,  $-\Delta p = \Sigma -dp = p_1 - p_0$ ,  
 $-\Delta T = T_1 - T_0$  na tle ODDANEJ NA ZEWNĄTRZ PRACY  $\Delta \Pi = \Sigma d\Pi = \int_{v_0}^{v_1} \beta dv = \Pi_0$ . -

Odwrrotny przebieg  $M_1 M_0$  ujawni oczywiście przyrosty skończone  $-\Delta v$  /SPRĘŻANIE/,  
 $\Delta p$ ,  $\Delta T$  na tle OTRZYMANEJ Z ZEWNĄTRZ PRACY  $-\Delta \Pi$ . W obu wypadkach mamy oczywiście  $\Delta C = \int_0^1 [du + A\beta dv] = u_1 - u_0 + A\Delta \Pi = 0$ ; zatem przyrost  $\Delta \Pi$  zachodzi na koszt przyrostu  $\Delta u = u_0 - u_1$ , to jest cały przebieg odbywa się na koszt cieplikowej energii wewnętrznej ciała czynnego.

W układzie osi  $\beta, v$ . Łuk krzywej przebiegu  $M_0 M_1$  otrzymamy, budując krzywą tak zwaną ADIABATĘ, to jest krzywą, o równaniu różniczkowym  $C_p dT_p + C_v dT_v = 0$ ; wobec



$T = f(\beta, v)$  mamy  $dT_p = \frac{\partial f}{\partial v} dv$ ,  $dT_v = \frac{\partial f}{\partial \beta} d\beta$ , a przeto różniczkowe równanie adiabaty będzie kształtu:  $C_p \frac{\partial f}{\partial v} dv + C_v \frac{\partial f}{\partial \beta} d\beta = 0$  co daje ostatecznie RÓWNANIE ADIABATY:  

$$\left[ \frac{d\beta}{dv} \right]_C = \frac{C_p}{C_v} \left[ \frac{\partial f}{\partial v} \right] : \left[ \frac{\partial f}{\partial \beta} \right] \dots \dots \dots (3)$$

Otrzymane tu równanie pozwala wypowiedzieć następujące twierdzenie: ŁUK ADIABATY POCHYLA SIĘ W KIERUNKU OSI WŁAŚCIWYCH OBJĘTOŚCI DALEKO MOCNIEJ, NIŻ ŁUK IZOTERMY /rys.19/.

W samej rzeczy dzieląc równanie /3/ przez /2/ otrzymamy dla punktu  $M(\beta, v)$  przecięcia się izoterm  $M_{0T} M_{1T}$  z adiabatą  $M_{0C} M_{1C}$ , gdzie oczywiście  $dv_c = dv_t$ :  $-\left[ \frac{d\beta}{dv} \right]_C : \left[ \frac{d\beta}{dv} \right]_T = C_p : C_v = K$ , przeto, aby dowieść powyżej wypowiedzianego twierdzenia należy okazać iż  $\left[ \frac{d\beta}{dv} \right]_C > \left[ \frac{d\beta}{dv} \right]_T$  to jest należy dowieść, że  $C_p > C_v$ , to jest że  $K > 1$ .

Ogrzejmy kilogram ciała czynnego o jeden stopień przy STAŁEJ PRĘŻNOSCI  $\beta$ . Na tle przyrostu  $\Delta T = 1^\circ$  ujawni się oczywiście przyrost  $\Delta v > 0$ , ciało czynne bowiem rozszerzy się, oddając na zewnątrz pracę  $\Delta \Pi_p = \beta \Delta v$ . - Na koszt dostarczonego przy tym przebiegu ciepła  $C_p$ , który, jak wiadomo w danym wypadku jest CIEPLIKIEM WŁAŚCIWYM PRZY STAŁEJ PRĘŻNOSCI - dokona się PRACA  $\Delta \Pi_p$ , oraz uskutechni się OGRZANIE ROZSZERZONEGO CIAŁA tym razem już przy stałej objętości na co zużyjemy oczywiście ilość ciepła  $C_v$ , będąca, jak wiadomo CIEPLIKIEM WŁAŚCIWYM PRZY STAŁEJ OBJĘTOŚCI. Przeto możemy napisać  $C_p = C_v + A\beta \Delta v$  to jest  $C_p - C_v = A\beta \Delta v$ . Ponieważ zaś praca  $d\Pi_p$ , jako oddana na zewnątrz jest dodatnia, przeto  $C_p > C_v$  oraz  $K > 1$ .

Dla gazów doskonałych wobec  $p v = RT$  mamy oczywiście  $\beta \Delta v = R \Delta T = R \cdot 1 = R$  zatem dla GAZÓW DOSKONAŁYCH mamy:  $C_p - C_v = A R \dots \dots \dots (4)$ .

§ 22. ODWRACALNE PRZEBIEGI PRZY  $dT=0$  ORAZ  $dC=0$  DLA GAZÓW DOSKONAŁYCH.

Wobec równania stanu gazów doskonałych  $T = \beta v : R$  mamy  $dT_p = \frac{\partial T}{\partial v} dv = \beta dv : R$ ,  
 $dT_v = \frac{\partial T}{\partial \beta} d\beta = v d\beta : R$ ; stąd  $dC = C_p dT_p + C_v dT_v = [C_p \beta dv + C_v v d\beta] : R = du + A\beta dv$ .

A .PRZEBIEG PRZY  $dT=0$ . Czyniąc w równaniu stanu  $T=T_0$  mamy  $\beta v = RT_0 \dots \dots \dots (5)$

RÓWNANIE IZOTERMY DLA GAZÓW DOSKONAŁYCH. Jest to równanie równobocznej hyperboli, tem



bardziej oddalonej od początku osi współrzędnych, im wyższą ma wartość  $RT_0$ , to jest im dla wyższej wartości  $T_0$  wykreślamy izoterme.

ELEMENTARNY PRZEBIEG PRZY STAŁEJ TEMPERATURZE GAZÓW DOSKONAŁYCH - ujawnia przyrosty  $dv$ ,  $dp = -\frac{p}{v} dv$  /mamy bowiem różniczkując  $pv = RT_0$ :  $p dv + v dp = 0$ /  
na tle PRACY ODDANEJ NA ZEWNĄTRZ  $d\Pi_{\tau} = p dv = RT_0 \frac{dv}{v}$ , oraz OTRZYMANEGO Z ZEWNĄTRZ CIEPLIKA  $dC_T = [C_p p dv + C_v v dp] : R = [C_p p dv - C_v p dv] : R = \frac{C_p - C_v}{R} p dv = A p dv$   
/na mocy wzoru 4 /.

z drugiej znów strony  $dC_T = du + A p dv$  zatem oczywiście mamy tutaj  $du = 0$  to jest IZOTERMA JEST ZARAZEM KRZYWĄ STAŁEJ WEWNĘTRZNEJ ENERGJI CIEPLIKOWEJ.

SKOŃCZONY PRZEBIEG PRZY STAŁEJ TEMPERATURZE ujawnia oczywiście przyrosty  $\Delta v = v_1 - v_0$ ,  $\Delta p = p_1 - p_0$  na tle PRACY ODDANEJ NA ZEWNĄTRZ  $\Delta \Pi = \int_{v_0}^{v_1} p dv = RT_0 \ln \frac{v_1}{v_0}$  (6)  
oraz OTRZYMANEGO Z ZEWNĄTRZ CIEPLIKA:  $\Delta C = \int dC_T = A \int_{v_0}^{v_1} p dv = A RT_0 \ln \frac{v_1}{v_0}$  (7).

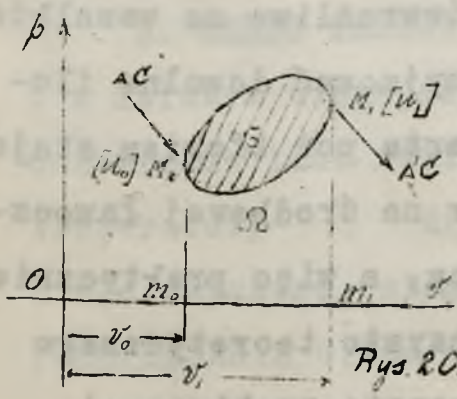
B. PRZEBIEG PRZY  $dC=0$ . Czyniąc w równaniu  $dC = [C_p p dv + C_v v dp] : R - dt = 0$  otrzymujemy różniczkowe równanie adiabaty gazów doskonałych  $C_p p dv + C_v v dp = 0$ , skąd dzieląc przez  $C_v p v$  oraz kładąc  $C_p : C_v = K$  mamy  $K \frac{dv}{v} + \frac{dp}{p} = 0$ . Ponieważ dla gazów doskonałych  $K$  jest wielkością PRAWIE STAŁĄ RÓWNĄ 1,41, przeto całkując otrzymujemy ROWNANIE ADIABATY GAZÓW DOSKONAŁYCH  $p v^K = \text{stała} = p_0 v_0^K$ . Jest to równanie krzywej zwanej POLITROPĄ.

ELEMENTARNY PRZEBIEG GAZU DOSKONAŁEGO, CIEPLIKOWO ODOŚOBNIIONEGO - ujawnia przyrosty  $dv$ ,  $dp = -K \frac{p}{v} dv$  /mamy bowiem różniczkując  $p v^K = \text{const.}$ :  $v dp + K p dv = 0$  /  
oraz  $dT = [p dv + v dp] : R = -\frac{K-1}{R} p dv$  - NA TLE PRACY, ODDANEJ NA ZEWNĄTRZ  $d\Pi_c = p dv$ .

SKOŃCZONY PRZEBIEG GAZU DOSKONAŁEGO, CIEPLIKOWO ODOŚOBNIIONEGO ujawnia oczywiście przyrosty  $\Delta v = v_1 - v_0$ ,  $\Delta p = p_1 - p_0$  oraz  $\Delta T = T_1 - T_0$  NA TLE PRACY, ODDANEJ NA ZEWNĄTRZ  $\Delta \Pi_c = \int_{v_0}^{v_1} p dv = p_0 v_0^K \int_{v_0}^{v_1} v^{-K} dv = \frac{p_0 v_0^K}{1-K} \left[ \frac{1}{v_1^{K-1}} - \frac{1}{v_0^{K-1}} \right] = \frac{p_0 v_0}{K-1} \left\{ 1 - \left[ \frac{v_0}{v_1} \right]^{K-1} \right\}$  (8).

PRZYBOST WEWNĘTRZNEJ CIEPLIKOWEJ ENERGJI wobec  $dC=0$ , a co za tem idzie i  $\Delta C=0$  oczywiście jest równy  $\Delta U = -A \Delta \Pi_c$ .

§ 23. OBIEG ODWRACALNY. OBIEG, ZŁOŻONY Z KOLEJNO PO SOBIE IDĄCYCH ODWRACALNYCH PRZEBIEGÓW, JEST ODWRACALNY. Wyobraźmy sobie /rys. 20/ jakikolwiek obieg  $\Omega$ .



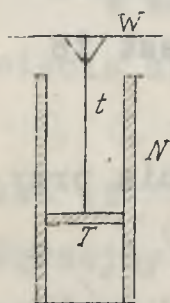
Dwie skrajne styczne  $m_0 M_0$  i  $m_1 M_1$  tego obiegu określają granice skrajnych wartości  $v_0$ ,  $v_1$  objętości właściwej czynnego ciała obiegu; obieg zaś rozpadnie się na dwa kolejno po sobie idące skończone przebiegi odwracalne - PIERWSZY z tych przebiegów ujawnia skończone przyrosty  $\Delta p$ ,  $\Delta v$  na tle również skończonych przyrostów  $\Delta \Pi$  oraz  $\Delta C = u_1 - u_0 + A \Delta \Pi$ ; DRUGI ujawnia skończone przyrosty  $\Delta' p$ ,  $\Delta' v$  - na tle również skończonych przyrostów  $\Delta' \Pi$  oraz  $\Delta' C = u_0 - u_1 + A \Delta' \Pi$ .



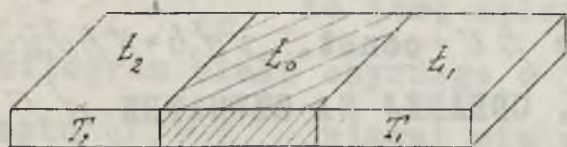
Ponieważ oba po sobie idące przebiegi stanowią OBIEG, przeto oczywiście  $\Delta U + \Delta' U = 0$ ,  $\Delta \beta + \Delta' \beta = 0$ ,  $\Delta \Pi + \Delta' \Pi = \pm \delta$ , gdzie  $\delta$  wyraża pole krzywej obiegu, przyczem dla obiegu PRAWEGO należy brać  $+\delta$ , a dla LEWEGO  $-\delta$ ; wreszcie  $\Delta C + \Delta' C = U_1 - U_0 + U_0 - U_1 + A \Delta \Pi + A \Delta' \Pi = A [\Delta \Pi + \Delta' \Pi] = \pm A \delta$ . — DLA OBIEGU ODWRACALNEGO CAŁKOWITY PRZYROST CIEPLIKA, DOSTARCZONEGO Z ZEWNĄTRZ JEST RÓWNOWAŻNY PRACY OBIEGU. OBIEG ZATEM NIE POMNĄŻA WEWNĘTRZNEJ ENERGJI CIEPLIKOWEJ, ANI JEJ NIE USZCZUPIA, CO ZHMSZTA, JEST OCZYWISTE WOBEC TEGO IŻ W OBIEGU CIAŁO POWRACA DO PIERWOTNEGO STANU CIEPLIKOWEGO. —

Wśród nieskończonej mnogości przeróżnych obiegu istnieje odwracalny PRAOBIEG, podany przez SADI-CARNOT w 1824 roku w dziele „REFLEXIONS SUR LA PUISSANCE MOTRICE DU FEU ET SUR LES MACHINES, PROPRES A DEVELOPPER CETTE PUISSANCE”. Ten praobieg, aczkolwiek praktycznie niemożliwy do urzeczywistnienia stanowi przecież podstawę NAUKI O SILNIKACH CIEPLIKOWYCH. Praobieg zachodzi w silniku Carnota, który tu zbadamy. —

§ 24. SILNIK CIEPLIKOWY CARNOT. Silnik cieplikowy Carnot składa się z cylindra  $N$  /rys. 21/, w którym bez tarcia poruszać się może nieważki tłok  $T$ , połączony za pomocą nieważkiego tłoczyska  $t$  z również nieważką platformą  $W$ , do ustawiania elementarnych ciężarków  $dQ$ . Dno cylindra jest doskonale przenikliwe cieplikowo, boczne zaś ściany cylindra, oraz tłok zbudowane są z nieprzenikliwego dla ciepła materiału. Cylinder



Rys. 21.



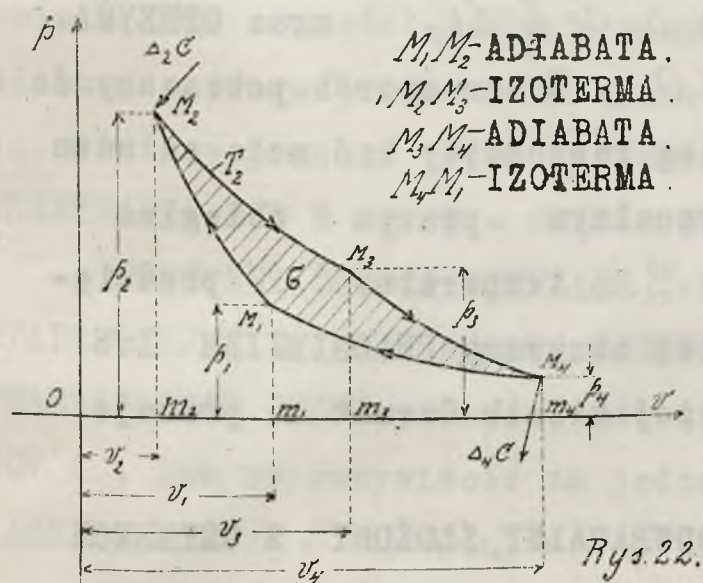
ustawiać dowolnie możemy na trzech jednakowych wymiarów kwadratowych ławeczkach  $L_2, L_0, L_1$ , stanowiących wspólnie - zwarty pomost, po którym cylinder  $N$  z łatwością przesuwają się daje. Środkowa ławeczka  $L_0$  zbudowana jest z cieplikowo nieprzenikliwego materiału, górne powierzchnie zaś ławeczek  $L_2$  i  $L_1$  są doskonale dla cieplika przenikliwe. Ponadto w ławeczkach  $L_2, L_1$  mamy NIEWYCZERPANE ŹRÓDŁA cieplikowe - w ławeczce  $L_2$  o temperaturze STAŁEJ  $T_2$ , a w ławeczce  $L_1$  o temperaturze STAŁEJ  $T_1$ , źródła bowiem  $L_2, L_1$ , jako niewyczerpane są niewrażliwe na wszelkie dopływy lub odpływy cieplika - mogą one więc oddawać lub przyjmować dowolne ilości cieplika NIE ZMIENIAJĄC TEMPERATUR SWYCH  $T_2, T_1$ . Ciało zawarte pod tłokiem staje się cieplikowo odosobnionem, z chwilą, gdy ustawimy cylinder na środkowej ławeczce  $L_0$ . W ten sposób pomyślany silnik jest czysto teoretyczny, a więc praktycznie niewykonalny. Pracuje <sup>on</sup> według PRAOBIEGU, aczkolwiek również czysto teoretycznego pozwalającego jednak wysnuć nadzwyczaj ważne wnioski natury czysto praktycznej.

Aby silnik Carnot'a przygotować do działania, zamykamy pod tłokiem w cylin-



drze  $N$  - KILOGRAM ciała czynnego i, stawiając cylinder na podstawkę  $\mathcal{L}_0$ , to jest odosobniając cieplikowo ciało czynne, kładziemy na platformę  $W$  pewną liczbę ciężarków  $dQ$ , póki nacisk coraz to niżej opadającego tłoka, obciążonego stale wzrastającym ciężarem, nie wywoła w ciele czynnym stanu cieplikowego  $M_1[p_1, v_1, T_1]$ . Od tej chwili możemy rozpocząć pracę silnika.

**§ 25. DZIAŁANIE SILNIKA SADI-CARNOT'A.** Pracę silnika Carnot'a otrzymujemy, powtarzając kolejno po sobie następujące cztery zasadnicze okresy działania:



**I. OKRES PIERWSZY.** Pozostawiamy cylinder  $N$ , napełniony kilogramem ciała czynnego o stanie cieplikowym  $M_1[p_1, v_1, T_1]$  nadal na ławeczce  $\mathcal{L}_0$ . Kładąc ciężarki  $dQ$  na platformę  $W$  jeden po drugim, powodujemy opadanie tłoka, a, co za tem idzie skurcz ciała czynnego. Otrzymany w ten sposób odwracalny przebieg ciała czynnego, cieplikowo odosobnionego  $M_1, M_2$  prowadzimy dopóty, póki nie ujawnimy ogrzania się ciała czynnego do temperatury  $T_2 > T_1$  źródła  $\mathcal{L}_2$ .

Przebieg  $M_1, M_2$  ujawni przyrosty  $\Delta_1 v = v_2 - v_1 < 0$  /SPRĘŻANIE CIAŁA CIEPLIKOWO ODOSONIONEGO/,  $\Delta_1 p = p_2 - p_1 > 0$  oraz oczywiście  $\Delta T = T_2 - T_1 > 0$  na tle OTRZYMANEJ Z ZEWNĄTRZ PRACY  $\Delta_1 \Pi = -[m_2 M_2 M_1 m_1] = \int_{v_1}^{v_2} p dv < 0$ . W ten sposób otrzymamy nowy stan cieplikowy ciała czynnego - stan  $M_2[p_2, v_2, T_2]$ .

**2. OKRES DRUGI.** Przesuwamy cylinder  $N$  z ławeczki  $\mathcal{L}_0$  na ławeczkę  $\mathcal{L}_2$ , gdzie panuje temperatura  $T_2$ . Zdejmując kolejno jeden po drugim ciężarki  $dQ$ , przy czem oczywiście tłok idzie ku górze, wykonamy przebieg odwracalny  $M_2, M_3$  przy stałej temperaturze  $T_2$ , ujawniający / § 20 / przyrosty  $\Delta_2 v = v_3 - v_2 > 0$  /ROZPRĘŻANIE PRZY STAŁEJ TEMPERATURZE/,  $\Delta_2 p = p_3 - p_2 < 0$  na tle OTRZYMANEGO ZE ŹRÓDŁA  $\mathcal{L}_2$  CIEPLIKA  $\Delta_2 C = \sum dC_T > 0$ , oraz ODDANEJ NA ZEWNĄTRZ PRACY  $\Delta_2 \Pi = \int_{v_2}^{v_3} p dv = [m_2 M_2 M_3 m_3] > 0$ . Otrzymujemy w ten sposób nowy stan cieplikowy  $M_3[p_3, v_3, T_2]$  ciała czynnego.

**3. OKRES TRZECI.** Ponownie przesuwamy cylinder  $N$  na środkową ławeczkę  $\mathcal{L}_0$  i w dalszym ciągu, zdejmujemy kolejno jeden po drugim ciężarki  $dQ$ , / przy czem oczywiście tłok idzie do góry / póki nie ujawnimy ochłodzenia ciała czynnego do temperatury  $T_1$  źródła  $\mathcal{L}_1$ . - Wykonany w ten sposób odwracalny przebieg  $M_3, M_4$  ciała czynnego, cieplikowo odosobnionego ujawni / § 21 / przyrosty  $\Delta_3 v = v_4 - v_3 > 0$  /ROZPRĘŻANIE CIAŁA OZYNNEGO CIEPLIKOWO ODOSONIONEGO/,  $\Delta_3 p = p_4 - p_3 < 0$  oraz oczywiście  $\Delta T = T_1 - T_2 < 0$  na tle ODDANEJ NA ZEWNĄTRZ PRACY  $\Delta_3 \Pi = [m_3 M_3 M_4 m_4] = \int_{v_3}^{v_4} p dv > 0$ . W ten sposób otrzymamy nowy stan cieplikowy ciała czynnego  $M_4[p_4, v_4, T_1]$ .



4. OKRES CZWARTY. Przesuwamy cylinder  $N$  z ławeczki  $Z_0$  na ławeczkę  $Z_1$  gdzie panuje temperatura  $T_1 < T_2$  i, dokładając ciężarków  $dQ$  na platformę  $W$  powodujemy opadanie tłoka, a, co za tem idzie, skurcz ciała czynnego. Otrzymany w ten sposób odwracalny przebieg  $M_4M_1$  ciała czynnego przy stałej temperaturze  $T_1$  prowadzimy dopóty, póki nie powrócimy do pierwotnego ciepłikowego stanu ciała czynnego  $M_1[p_1, v_1, T_1]$  to jest póki nie skończymy obiegu  $M_1M_2M_3M_4$ . Przebieg  $M_4M_1$  ujawnia przyrosty  $\Delta_4 v = v_1 - v_4 < 0$  /SPRĘŻANIE PRZY STAŁEJ TEMPERATURZE/,  $\Delta_4 p = p_1 - p_4 < 0$  na tle ODDANEGO ŹRÓDŁU  $Z_1$ , CIEPLIKA  $\Delta_4 C = \int -dC_T < 0$  oraz OTRZYMANEJ Z ZEWNĄTRZ PRACY  $\Delta_4 \Pi = -[m, M_1, M_4, m_4] = \int p dv < 0$ . W ten sposób powracamy do pierwotnego ciepłikowego stanu  $M_1[p_1, v_1, T_1]$  i obieg rozpoczęty być może na nowo.

Widzimy więc, że silnik Carnot'a pracuje odwracalnym prawym obiegiem  $M_1M_2M_3M_4M_1$  złożonym z dwóch łuków izoterm  $M_2M_3$ ,  $M_4M_1$  temperatur  $T_1, T_2$  przeciętych dwoma łukami adiabat  $M_1M_2$ ,  $M_3M_4$ . Obieg ten nazywamy PRAOBIEGIEM lub OBIEGIEM CARNOT. - LEWYM LUB PRAWYM. Opisany powyżej silnik Carnot'a pracuje obiegiem Carnot'a PRAWYM. -

§ 26. PRAOBIEG. PRAOBIEGIEM NAZYWAMY OBIEG ODWRACALNY, ZŁOŻONY Z CZTERECH KOLEJNO PO SOBIE IDĄCYCH ODWRACALNYCH PRZEBIEGÓW NAPRZEMIAN IZOTERMICZNYCH ORAZ ADIABATYCZNYCH. W układzie osi  $p, v$  praobieg wyraża się CZTEROŁUKIEM, utworzonym z naprzemianległych łuków dwóch IZOTERM, przeciętych naprzemianległymi łukami dwóch ADIABAT.

PRAOBIEG PRAWY, będący OBIEGIEM, WŁAŚCIWYM SILNIKA CARNOT złożony jest z następujących, kolejno po sobie idących przebiegów:

1-o. SPRĘŻANIA PODŁUG ADIABATY  $M_1M_2$  OD TEMPERATURY  $T_1$  DO  $T_2$ . Ciało czynne POCHŁANIA PRACĘ  $+\Delta_1 \Pi = -\Pi_1$  ( $\Pi_1 > 0$ ).

2-o. ROZPRĘŻANIA PODŁUG IZOTERMY  $M_2M_3$  TEMPERATURY  $T_2$ . Ciało czynne POCHŁANIA CIEPŁO  $+\Delta_2 C = +C_2$  ( $C_2 > 0$ ), ODDAJĄC PRACĘ  $+\Delta_2 \Pi = +\Pi_2$  ( $\Pi_2 > 0$ ).

3-o. ROZPRĘŻANIA PODŁUG ADIABATY  $M_3M_4$  OD TEMPERATURY  $T_2$  DO  $T_1$ . Ciało czynne ODDAJE PRACĘ  $+\Delta_3 \Pi = +\Pi_3$  ( $\Pi_3 > 0$ ).

4-o. SPRĘŻANIA PODŁUG IZOTERMY  $M_4M_1$  TEMPERATURY  $T_1$ . Ciało czynne POCHŁANIA PRACĘ  $+\Delta_4 \Pi = -\Pi_4$  ( $\Pi_4 > 0$ ) ODDAJĄC CIEPLIK  $+\Delta_4 C = -C_1$  ( $C_1 > 0$ ).

Przez czas trwania tego obiegu ciało czynne OTRZYMAŁO ZE ŹRÓDŁA O TEMPERATURZE WYŻSZEJ  $T_2$  CIEPLIK  $\Delta_2 C = +C_2$  oraz ODDAŁO ŹRÓDŁU O TEMPERATURZE NIŻSZEJ  $T_1$  CIEPLIK  $\Delta_4 C = -C_1$ ; ponadto na tle CAŁKOWITEGO CIEPLIKOWEGO PRZYROSTU  $\Delta C = \Delta_2 C + \Delta_4 C = C_2 - C_1$ , ODDAŁO NA ZEWNĄTRZ PRACĘ  $\Delta \Pi = \Delta_1 \Pi + \Delta_2 \Pi + \Delta_3 \Pi + \Delta_4 \Pi = -\Pi_1 + \Pi_2 + \Pi_3 - \Pi_4 = [M_1M_2M_3M_4M_1] = \mathcal{B} > 0$ . Na mocy § 23 mamy  $\Delta C = A\mathcal{B}$ . stąd wobec  $\mathcal{B} > 0$  -  $\Delta C = C_2 - C_1 > 0$ , to jest  $C_2 > C_1$ . CIAŁO CZYNNNE OTRZYMAŁO WIĘCEJ CIEPŁA NIŻ GO ODLAŁO OZESÓ BOWIEM CIEPLIKA ZOSTAŁA OBRÓCONA



W PRACĘ. Możemy więc napisać  $C_1 = C_2 + C_3$ , gdzie  $C_3 = C_2 - C_1 = A\delta$ ; CZĘŚĆ  $C_3$  CIEPLIKA  $C_1$  ZOWIEMY CZĘŚCIĄ ODWRACALNĄ W PRACĘ. Pobrany ze źródła o temperaturze wyższej ciepłik ulega jakoby ROZDWOJENIU w silniku Carnot'a - ODWRACALNA CZĘŚĆ PRZETWARZA SIĘ W PRACĘ, oddaną na zewnątrz, CZĘŚĆ POZOSTAŁA SPŁYWA DO ŹRÓDŁA O TEMPERATURZE NIŻSZEJ. Powtarzając praobieg prawy dowolną ilość razy - otrzymamy dowolnie wielkie ilości pracy wytworzonej z ciepłika, który jak potok ze źródła o temperaturze wyższej płynie bez przerwy szerokim korytem, rozgałęziającem się w samym silniku na dwie węższe odnogi - jedną z nich część ciepłika spływa do źródła o temperaturze niższej - druga prowadzi na zewnątrz, a fale ciepłika tą drogą płynące, opuszczają silnik w postaci pracy mechanicznej. Nie cały więc DOSTARCZONY SILNIKOWI CIEPLIK PRZETWARZA SIĘ W PRACĘ - CZĘŚĆ JEGO STRACONA JEST BEZPOWROTNIE.

STOSUNEK CZĘŚCI CIEPLIKA, OBRACALNEJ W PRACĘ DO CAŁKOWITEJ ILOŚCI CIEPŁA, DOSTARCZONEJ SILNIKOWI BĘDZIE OCZYWIŚCIE MIARĄ UŻYTECZNOŚCI SILNIKA, JAKO UKŁADU, WYTWARZAJĄCEGO PRACĘ, inaczej mówiąc BĘDZIE JEGO SPRAWNOŚCIĄ. SPRAWNOŚĆ SILNIKA CARNOT'A, lub, co oczywiście na jedno wychodzi, SPRAWNOŚĆ PRAOBIEGU PRAWEGO JEST UŁAMKIEM  $\eta = \Delta C : \Delta_2 C = C_2 - C_1 : C_2 = 1 - C_1 : C_2$ . Wobec  $C_2 > C_1$  mamy oczywiście  $0 \leq \eta \leq 1$ .

PRAOBIEG LEWY jest OBIEGIEM WŁAŚCIWYM MASZYNY CIEPLIKOWEJ CARNOT'A, to jest UKŁADU MECHANICZNEGO, STANOWIĄCEGO SILNIK CARNOT'A, LECZ DZIAŁAJĄCEGO W SPOSÓB ODWROTNY. Składa się on z następujących, kolejno po sobie idących przebiegów:

1. ROZPRĘŻANIA PODŁUG IZOTERMY  $M_1 M_4$  TEMPERATURY  $T_1$ , stanowiącego przebieg odwrotny względem sprężania  $M_4 M_1$  praobiegu prawego. Ciało czynne POCHŁANIA CIEPLIK  $-\Delta_4 C = +C_1$ , ODDAJĄC PRACĘ  $-\Delta_4 \Pi = +\Pi_4$ .

2. SPREŻANIA PODŁUG ADIABATY  $M_4 M_3$  OD TEMPERATURY  $T_1$  DO  $T_2$ , stanowiącego przebieg odwrotny względem rozprężania  $M_3 M_4$  praobiegu prawego. Ciało czynne POCHŁONIE PRACĘ  $-\Delta_3 \Pi = -\Pi_3$ .

3. SPREŻANIA PODŁUG IZOTERMY  $M_3 M_2$  TEMPERATURY  $T_2$ , stanowiącego przebieg odwrotny względem rozprężania  $M_2 M_3$  praobiegu prawego. Ciało czynne POCHŁONĘŁO PRACĘ  $-\Delta_2 \Pi = -\Pi_2$ , ODDAJĄC CIEPLIK  $-\Delta_2 C = -C_2$ .

4. ROZPRĘŻANIA PODŁUG ADIABATY  $M_2 M_1$  OD TEMPERATURY  $T_2$  DO  $T_1$ , stanowiącego przebieg odwrotny względem sprężania  $M_1 M_2$  praobiegu prawego. Ciało czynne ODDAJE PRACĘ  $-\Delta_1 \Pi = \Pi_1$ .

Przez czas trwania tego obiegu ciało czynne OTRZYMAŁO ZE ŹRÓDŁA O TEMPERATURZE NIŻSZEJ  $T_1$  - CIEPLIK  $-\Delta_4 C = +C_1$ , oraz ODDAŁO ŹRÓDŁU O TEMPERATURZE WYŻSZEJ  $T_2$  - CIEPLIK  $-\Delta_2 C = -C_2$ , ponadto na tle CAŁKOWITEGO CIEPLIKOWEGO PRZYROSTU  $-\Delta C = -\Delta_4 C - \Delta_2 C =$



$\Rightarrow C_1 - C_2 =$  ODDAŁO NA ZEWNĄTRZ PRACĘ  $-\Delta_1 \Pi - \Delta_2 \Pi - \Delta_3 \Pi - \Delta_4 \Pi = [M_1, M_2, M_3, M_4, M_1] = -6 < 0$

UJEMNĄ, to jest OTRZYMAŁO TAKOWĄ ZEWNĄTRZ. - Pobrany ze źródła o temperaturze niższej ciepłik łączy się z ciepłikiem, otrzymanym z pracy, aby wspólnie utonąć w źródle o temperaturze wyższej. Powtarzając praobieg lewy dowolną ilość razy możemy dowolne ilości pracy przetworzyć w ciepłik z pomocą dodatkowego ciepłika, czerpanego ze źródła o temperaturze niższej. Działanie zatem MASZYNY CIEPLIKOWEJ CARNOT' A POLEGA NA PRZEPROWADZANIU CIEPLIKA ZE ŹRÓDŁA ZIMNIEJSZEGO DO CIEPLEJSZEGO KOSZTEM WYDATKOWANIA PEWNEJ ILOŚCI PRACY, KTÓRA PRZEMIENIA SIĘ PRZY TEM W CIEPŁO I GINIE W ŹRÓDLE CIEPLEJSZYM.

Z doświadczenia wiemy, iż przelew ciepłika ze źródła o temperaturze wyższej do źródła o temperaturze niższej odbywa się sam przez się DROGĄ ZWYKŁEGO UDZIELANIA CIEPŁA to jest drogą OGRZANIA ZIMNIEJSZEGO CIAŁA CIEPLIKIEM CIAŁA CIEPLEJSZEGO. PRZEBIEG ODWROTNY tak łatwo już nie daje się uskutecznić, doświadczenie bowiem uczy nas, że gorętsze ciało ogrzać nie można zimniejszym, inaczej mówiąc PRZELEW CIEPŁA ZE ŹRÓDŁA ZIMNIEJSZEGO NA GORĘTSZE JEST FIZYCZNIE NIEMOŻLIWY SAM PRZEZ SIĘ, jako sprzeczny z prawami natury. Możemy go dokonać jedynie SZTUCZNIE naprzykład za pomocą ciepłikowej maszyny Carnot'a na koszt pewnej dostarczonej ilości pracy mechanicznej. Fakt powyższy, aczkolwiek dawno już znany w praktyce, przez dłuższy czas nie był uznawany w nauce i dopiero RUDOLF CLAUSIUS pierwszy zwrócił nań uwagę, wypowiedziawszy w 1850 roku słynne :

§ 27. ZASADNICZE PRAWO CLAUSIUS'A . CIEPLIK NIE MOŻE PRZEJŚĆ SAM PRZEZ SIĘ Z ZIMNIEJSZEGO CIAŁA NA GORĘTSZE. Gdyby to było możliwe, mielibyśmy nieograniczone zapasy ciepłika zupełnie darmo pod ręką: moglibyśmy naprzykład zgromadzić w danym ciepłikowym źródle o temperaturze dajmy na to wody wrzącej - część zasobów ciepłika fal morskich. Ciepłik wytworzonego w ten sposób źródła o temperaturze wyższej, skierowany do silnika ciepłikowego Carnot'a mógłby wytworzyć dowolne ilości pracy, oddając nieobracalną część nagromadzonego ciepłika napowrót morzu, jako źródłu o temperaturze niższej. Słowem PERPETUUM MOBILE BYŁOBY MOŻLIWE.

Zasada Clausiusa nie ulega dowodzeniu; dotąd nie znamy wypadku, któryby jej kłam zadał, a spostrzeżenie życia codziennego i ścisłe doświadczenie stoją po jej stronie. Rozumując na zasadzie analogji, możemy ustanowić ścisłe podobieństwo pomiędzy prężnością a temperaturą: widzieliśmy wyżej iż  $dT$  jak i  $dp$  zarówno stanowią o przyroście wewnętrznej energii ciała  $dU$  - prężność jest wskaźnikiem stanu stosunkowego skupienia ciała - temperatura - stanu względnego nagrzania - obie świadczą o stopniu zdolności wykonania pracy. Ochłodzić się lub obniżyć swą prężność z łatwością może ciało dane samo przez się bez przymusu; poniekąd nawet ciało o



wyższej ponad otoczenie prężności lub temperaturze stanowią rodzaj czasowej nie-  
 zwykłości na tle otoczenia, rodzaj krzyżącego wyjątku, ZAKŁÓCENIA OGÓLNEJ RÓWNO-  
 WAGI, KTÓRA CO PRZEDZĘJ DAŻY DO PRZYWROCENIA Powszechnego Prawa Szarej Jednostajności.  
 A to słowieszcze prawo szaryzyny i mroku powoli a pewnie prowadzi wszechświat  
 do bezruchu wyczerpania i starczej śpiączki śmiertelnej. ONO STANOWI KRES BYTU;  
 na straży prawa jednostajności stoi zasada Clausiusa . - Wychodząc z niej możemy  
 dowieść następujące:

§ 28. ZASADNICZE PRAWO SADI CARNOT A. SPRAWNOŚĆ PRAOBIEGU TWORCZEGO NIE ZALEŻY  
 OD NATURY CIAŁA CZYNNEGO, ANI OD ROZMIARÓW OBIEGU. Aby dowieść pierwszej części tego  
 prawa wyobraźmy sobie dwa układy mechaniczne Carnot'a pracujące ciepłikiem wspól-  
 nych źródeł:  $\mathcal{E}_2$  o temperaturze  $T_2$  oraz  $\mathcal{E}_1$  o temperaturze  $T_1 < T_2$ . Pod tłokiem  
 układu  $N_1$  zawarte jest ciało czynne  $A$ , pod tłokiem układu  $N_2$  ciało  $B$  odmiennej  
 fizycznej natury. Puśćmy w ruch układ  $N_1$  jako SILNIK, inaczej mówiąc każmy ciału  
 $A$  wykonać dowolnych wymiarów PRAOBIEG PRAWY w układzie  $N_1$ . Podczas trwania te-  
 go obiegu ciało  $A$  OTRZYMAŁO ZE ŹRÓDŁA  $\mathcal{E}_2$  CIEPLIK  $C_2$ , KTOREGO CZĘŚĆ  $-C_1$  ODDANA  
 ZOSTAŁA ŹRÓDŁU  $\mathcal{E}_1$ , pozostała zaś CZĘŚĆ DAŁA PRACĘ  $\mathcal{G} > 0$ , którą możemy oczywiście  
 całkowicie ZUŻYC, prowadząc drugi układ mechaniczny  $N_2$ , JAKO MASYNEJ CIEPLIKOWĄ,  
 to jest każąc ciału  $B$  w cylindrze  $N_2$  NA TLE PRACY  $-\mathcal{G}$  wykonać PRAOBIEG LEWY.  
 Podczas trwania tego obiegu ciało czynne OTRZYMA ZE ŹRÓDŁA  $\mathcal{E}_1$  ciepłik  $C_1'$  - ODDA  
 ZAS ŹRÓDŁU  $\mathcal{E}_2$  CIEPLIK  $-C_2'$ . Za cały czas trwania obu obiegów ŹRÓDŁO  $\mathcal{E}_2$  dostarczy-  
 ło ciału  $A$  CIEPLIK  $C_2$ , otrzymało zaś od ciała  $B$  CIEPLIK  $-C_2'$  - OGÓLNY ZATEM  
 WYDATEK ŹRÓDŁA  $\mathcal{E}_2$  STANOWI CIEPLIK  $C_2 - C_2'$ ; POD TEN CZAS ŹRÓDŁO  $\mathcal{E}_1$  otrzymało ciepłik  $-C_1$ ,  
 od ciała  $A$  i wydatkowało CIEPLIK  $C_1'$ , oddany ciału  $B$  - OGÓLNY ZATEM DOROBEK  
 ŹRÓDŁA  $\mathcal{E}_1$  STANOWI CIEPLIK  $C_1' - C_1$ . Ponieważ zaś praca, wytworzona w układzie  $N_1$  zosta-  
 ła ZUŻYTA NIEZWŁOCZNIE I CAŁKOWICIE w układzie  $N_2$ , przeto  $C_2 - C_2' = A\mathcal{G} = -[C_1' - C_1]$   
 to jest  $C_2 - C_2' = C_1' - C_1$  - DOROBEK ŹRÓDŁA  $\mathcal{E}_1$  POKRYWA WYDATEK ŹRÓDŁA  $\mathcal{E}_2$  otrzymujemy  
 tu zatem PRZELEW CIEPŁA Z JEDNEGO ŹRÓDŁA DO DRUGIEGO, przelew ten wykonywa się OCZY-  
 WISCIE SAM PRZEZ SIĘ, bez udziału dodatkowo przetworzonej w ciepłik PRACY; przeto na  
 mocy prawa Clausiusa ciepło mogło JEDYNIĘ PŁYNAĆ Z  $\mathcal{E}_2$  DO  $\mathcal{E}_1$ , a nie odwrotnie: ina-  
 czej mówiąc ŹRÓDŁO O TEMPERATURZE WYŻSZEJ NIE MOGŁO POBRAĆ, A ŹRÓDŁO O TEMPERATURZE  
 NIŻSZEJ - WYDATKOWAĆ CIEPLIKA. Słowem nie mogło być  $C_2 < C_2'$  oraz  $C_1 < C_1'$  - mogło zatem  
 być jedynie  $C_2 \geq C_2'$  oraz  $C_1 \geq C_1'$ , co zresztą wypływa bezpośrednio z  $C_2 - C_2' = C_1' - C_1$   
 z chwilą kiedy mamy  $C_2 \geq C_2'$ .

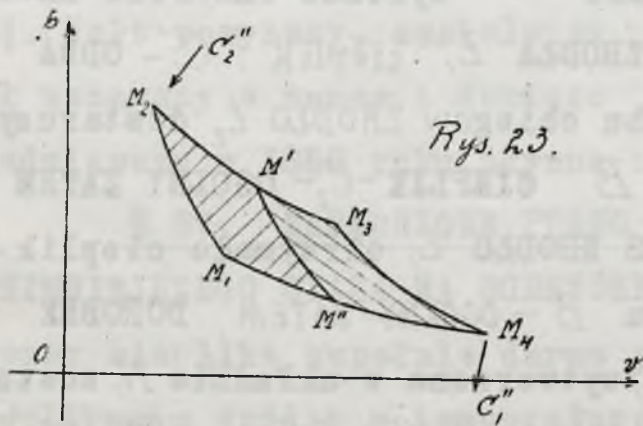
Nobec odwracalności obiegu możemy oczywiście każąc pracować układem  $N_1, N_2$   
 w odwrotnym kierunku, to jest w cylindrze  $N_1$  prowadzić ciałem czynnym praobieg  
 LEWY, oddając ciału czynnemu w tym układzie pracę, wytworzoną przez ciało  $B$ , czynne



w układzie  $N_2$  a pracujące praobiegami PRAWYM. W tym wypadku oczywiście ŹRÓDŁO  $\mathcal{L}_2$  ODDAJE CIEPLIK  $C_2'$  CIAŁU  $B$  I POCHŁANIA CIEPLIK  $-C_2$  ODDANY PRZEZ CIAŁO  $A$ . CAŁKOWITY WYDATEK TEGO ŹRÓDŁA WYNOSI  $C_2' - C_2$ . ŹRÓDŁO  $\mathcal{L}_1$  pod ten czas OTRZYMUJE OD CIAŁA  $B$  CIEPLIK  $-C_1'$  I WYDATKUJE CIEPLIK  $C_1$  dla ciała czynnego  $A$ ; CAŁKOWITY PRZETO DOROBEK TEGO ŹRÓDŁA WYNOSI  $C_1 - C_1'$ . Po dokonaniu obu obiegów nie otrzymaliśmy ani nie wydatkowaliśmy pracy, przeto  $C_2' - C_2 = AG = -[C_1 - C_1']$  to jest jak dawniej  $C_2' - C_2 = C_1' - C_1$ .

I w tym wypadku mógł więc jedynie odbyć się PRZELEW ciepłika z jednego źródła do drugiego, przyczem ŹRÓDŁO  $\mathcal{L}_2$  JAKO ŹRÓDŁO O TEMPERATURZE WYŻSZEJ NIE MOGŁO MIEĆ DOROBEKU CIEPLIKOWEGO, A ŹRÓDŁO O TEMPERATURZE NIŻSZEJ NIE MOGŁO WYDATKOWAĆ CIEPLIKA, w tym bowiem razie odbył by się przelew ciepłika ze źródła zimniejszego do gorętszego SAM PRZEZ SIĘ. Nie MOGŁO być zatem  $C_2 > C_2'$  ani  $C_1 > C_1'$  NATOMIAST MUSIAŁO BYĆ  $C_2 \leq C_2'$  oraz  $C_1 \leq C_1'$  co zresztą bezpośrednio wypływa z  $C_2' - C_2 = C_1' - C_1$  gdy mamy  $C_2 \leq C_2'$ .

Warunki  $C_2 \geq C_2'$ ,  $C_2 \leq C_2'$  oraz  $C_1 \geq C_1'$ ,  $C_1 \leq C_1'$  istnieć mogą tylko jako  $C_2 = C_2'$ ,  $C_1 = C_1'$  stąd, oznaczając SPRAWNOŚĆ SILNIKA  $N_1$  pracującego CIAŁEM  $A$  przez  $\eta$ , a sprawność układu  $N_2$ , pracującego ciałem  $B$  przez  $\eta'$  MAMY  $\eta = \eta'$  wobec tego iż  $\eta = \frac{C_2 - C_1}{C_2'}$  oraz  $\eta' = [C_2' - C_1'] : C_2'$ . Pierwsza część twierdzenia jest zatem dowiedziona: SPRAWNOŚĆ PRAOBIEGU NIE ZALEŻY OD NATURY CIAŁA CZYNNEGO. Nie zależy ona również i



OD ROZMIARÓW OBIEGU. W samej rzeczy niech układ  $N$  pracuje PRAOBIEGIEM PRAWYM  $M_1, M_2, M_3, M_4, M_1$  /rys.28 / korzystając ze ŹRÓDŁA  $\mathcal{L}_2$  temperatury  $T_2$ , oraz  $\mathcal{L}_1$  - temperatury  $T_1$ . Możemy oczywiście zawsze PODZIELIĆ POLE OBIEGU  $\mathcal{G}$  NA DWIE RÓWNE CZĘŚCI, PROWADZĄC AZIABATĘ  $M'M''$  przyczem POLE  $M_1, M_2, M'M'' =$  POLU  $M'M_3, M_4, M'' = \mathcal{G} : 2$ .

Otrzymane w ten sposób czterościki dwa  $M_1, M_2, M'M''M_1$  oraz  $M'M_3, M_4, M''M'$  wyrażają również PRAOBIEGI PODŁUG KTORYCH możemy oczywiście kazać pracować układom  $N_1$  i  $N_2$ , przyczem UKŁAD  $N_1$  ZMUSZAMY DO PRACY OBIEGIEM PRAWYM  $M_1, M_2, M'M''M_1$  na tle OTRZYMANEGO CIEPLIKA  $C_2$  ZE ŹRÓDŁA  $\mathcal{L}_2$ , ORAZ ODDANEGO CIEPLIKA  $-C_1$  ŹRÓDŁU  $\mathcal{L}_1$ . Otrzymaną w tym praobiegu prawym pracę  $\mathcal{G} : 2$  DAJEMY układowi  $N_2$ , kazać MU PRACOWAĆ PODŁUG OBIEGU LEWEGO  $M'M''M_4, M_3, M'$  NA TLE POBRANEGO CIEPLIKA  $C_1'$  ZE ŹRÓDŁA  $\mathcal{L}_1$  I ODDANEGO CIEPLIKA ŹRÓDŁU  $\mathcal{L}_2 - C_2'$ .

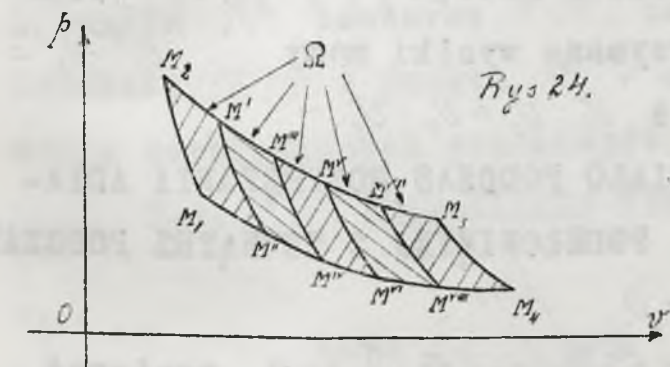
Rozumując zupełnie tak samo jak wyżej przychodzimy do przekonania, że  $C_2 = C_2'$  oraz  $C_1 = C_1'$ . Jeżeli teraz obu tym układom  $N_1$  i  $N_2$  kážemy pracować według PRAOBIEGÓW LEWYCH na tle PRACY  $\mathcal{G}$  PRAOBIEGU  $M_1, M_2, M_3, M_4, M_1$ , to połowa tej pracy całkowicie zużyta zostanie w układzie  $N_1$  pracującym podług obiegu  $M_1, M''M'M_2, M_1$ ,



pozostała zaś część to jest  $\frac{G}{2}$  zużyta zostanie w obiegu  $M'M''M_4M_3M_1$ . Układ  $N$  WYTWARZA PRACĘ  $\frac{G}{2}$  NA TLE POBRANEGO ZE ŹRÓDŁA  $\mathcal{L}_2$  CIEPLIKA  $C_2''$  ORAZ CIEPLIKA  $-C_1''$ , ODDANEGO ŹRÓDŁU  $\mathcal{L}_1$ ; UKŁADY ZAŚ  $N_1, N_2$ , PRACUJĄC WSPÓLNIE ZUŻYJĄ CAŁKOWICIE TĘ PRACĘ  $G = 2 \times \frac{G}{2}$  BIORĄC OCZYWIŚCIE ZE ŹRÓDŁA  $\mathcal{L}_1$  CIEPLIK  $+C_1 + C_1 = 2C_1$  I ODDAJĄC ŹRÓDŁU  $\mathcal{L}_2$  CIEPLIK  $-C_2 - C_2 = -2C_2$ .

Rozumując jeszcze raz tak samo, jak wyżej przychodzimy do przekonania, że  $C_2'' = 2C_2$  oraz  $C_1'' = 2C_1$ . W ten sam zupełnie sposób możemy udowodnić oczywiście istnienie równo-

ści  $C_2'' = m C_2$  oraz  $C_1'' = m C_1$ , gdy pole danego obiegu Carnot'a  $M_1 M_2 M_3 M_4 M_1$  podzielimy nie na dwie, a na  $m$  równych części, prowadząc adiabaty  $M'M'', M''M''', M'''M''''$ , a każdy z otrzymanych w ten sposób praobiegów wykazuje PRACĘ  $\frac{G}{m}$  na tle POBRANEGO ZE ŹRÓDŁA  $\mathcal{L}_2$  CIEPLIKA  $C_2$  I ODDANEGO ŹRÓDŁU  $\mathcal{L}_1$  CIEPLIKA  $-C_1$ .



SPRAWNOŚĆ KAŻDEGO Z TYCH PRAOBIEGÓW  $\Omega$  /rys: 24/ WYNOŚI  $\eta = 1 - C_1 : C_2$ , PODCZAS, GDY OCZYWIŚCIE SPRAWNOŚĆ CAŁKOWITEGO OBIEGU

$M_1 M_2 M_3 M_4 M_1$  WYNOŚI  $\eta'' = 1 - C_1'' : C_2'' = 1 - m C_1 : m C_2 = 1 - C_1 : C_2 = \eta$ . Otrzymana równość, wobec ZUPEŁNEJ DOWOLNOŚCI  $m$  pozwala wnioskować o NIEZALEŻNOŚCI SPRAWNOŚCI PRAOBIEGU OD ROZMIARÓW OBIEGU. —

WOBEC NIEZALEŻNOŚCI SPRAWNOŚCI praobiegu prawego od natury ciała czynnego i od rozmiarów obiegu, możemy niewątpliwie określić tę sprawność dla dowolnie obranej ciepłikowej gromady ciał termodynamicznych, z góry wiedząc, że otrzymany tą drogą wynik będzie miał wartość dla wszelkich ciał czynnych. Obieramy dobrze nam znaną grupę gazów doskonałych.

§ 29. PRAOBIEG DLA GAZÓW DOSKONAŁYCH. Gaz doskonały użyty jako ciało czynne praobiegu daje praobieg PRAWY, złożony z następujących, kolejno po sobie idących przebiegów /patrz rys. 22 oraz § 21/.

1-o. SPRĘŻANIA PODŁUG ADIABATY  $M_1 M_2$  od temperatury  $T_1$  do  $T_2$ . Równanie tej adiabaty jest  $p v^K = p_2 v_2^K = p_1 v_1^K$ . Praca POCHŁONIĘTA przez ciało czynne wynosi tutaj  $\Delta_1 \Pi = \frac{p_1 v_1}{K-1} \left\{ 1 - \left[ \frac{v_2}{v_1} \right]^{K-1} \right\} < 0$ . —

2-o. ROZPRĘŻANIA PODŁUG IZOTERMY  $M_2 M_3$  temperatury  $T_2$ . Równanie tej izotermy jest  $p v = R T_2 = p_2 v_2 = p_3 v_3$ . Ciepłik POCHŁONIĘTY przez ciało czynne wynosi  $\Delta_2 C = C_2 = A R T \lg n \frac{v_3}{v_2}$ ; praca zaś ODDANA na zewnątrz  $-\Delta_2 \Pi = R T_2 \lg n \frac{v_3}{v_2}$ . —

3-o. ROZPRĘŻANIA PODŁUG ADIABATY  $M_3 M_4$  od temperatury  $T_2$  do  $T_1$ . Równanie tej adiabaty jest  $p v^K = p_3 v_3^K = p_4 v_4^K$ . Praca ODDANA na zewnątrz przez ciało czynne  $\Delta_3 \Pi = \frac{p_3 v_3}{K-1} \left\{ 1 - \left[ \frac{v_4}{v_3} \right]^{K-1} \right\} = - \frac{p_4 v_4}{K-1} \left\{ 1 - \left[ \frac{v_4}{v_3} \right]^{K-1} \right\} > 0$ . —

4-o. SPRĘŻANIA PODŁUG IZOTERMY  $M_4 M_1$  temperatury  $T_1$ . Równanie tej izotermy



jest  $pV = p_4 v_4 = p_1 v_1 = RT$ . Ciepłik ODDANY przez ciało czynne wynosi:  $\Delta_4 C = -C_1 = -ART \lg n \frac{v_4}{v_1}$ , praca zaś POCHŁONIĘTA przez ciało czynne  $\Delta_4 \Pi = -RT \lg n \frac{v_4}{v_1}$ .

Stąd bezpośrednio otrzymujemy następujące WŁASNOŚCI PRAOBIEGU DLA GAZÓW DOSKONAŁYCH:

**WŁASNOŚĆ I: OBJĘTOŚCI WŁAŚCIWE PRAOBIEGU DLA GAZÓW DOSKONAŁYCH TWORZĄ POSTĘP**  
 $v_1 : v_4 = v_2 : v_3$ . Wobec tego iż oczywiście  $v_1 < v_4$  przeto i  $v_2 < v_3$ . Mnożąc  $p_1 v_1^K = p_2 v_2^K$  oraz  $p_3 v_3^K = p_4 v_4^K$ , mamy  $p_1 p_3 v_1^K v_3^K = p_2 p_4 v_2^K v_4^K$ ; podobnie mnożąc  $p_2 v_2^K = p_3 v_3^K$  oraz  $p_4 v_4^K = p_1 v_1^K$  mamy  $p_1 p_3 v_1^K v_3^K = p_2 p_4 v_2^K v_4^K$ . Dzieląc otrzymane wyniki mamy  $v_1^{K-1} v_3^{K-1} = v_2^{K-1} v_4^{K-1}$  co daje natychmiast  $v_1 : v_4 = v_2 : v_3$  lub też  $v_1 : v_2 = v_4 : v_3$ .

**WŁASNOŚĆ II. PRACA, ODDANA NA ZEWNĄTRZ PRZEZ CIAŁO PODCZAS ROZPRĘŻANIA ADIABATYCZNEGO, RÓWNA JEST BEZ WZGLĘDNEJ WARTOŚCI PRACY, POCHŁONIĘTEJ Z ZEWNĄTRZ PODCZAS SPRĘŻANIA ADIABATYCZNEGO.** To znaczy że  $\Delta_1 \Pi + \Delta_2 \Pi = 0$ .

W samej rzeczy mamy  $\Delta_1 \Pi + \Delta_2 \Pi = \frac{p_1 v_1}{K-1} \left\{ 1 - \left[ \frac{v_1}{v_2} \right]^{K-1} \right\} - \frac{p_4 v_4}{K-1} \left\{ 1 - \left[ \frac{v_4}{v_3} \right]^{K-1} \right\} = 0$  ponieważ  $v_1/p_1 = v_4/p_4$  oraz  $v_1 : v_2 = v_4 : v_3$ .

**WŁASNOŚĆ III. POMIĘDZY TEMPERATURAMI ŹRÓDEŁ, A ILOŚCIAMI CIEPLIKA POBIERANEMI Z TYCH ŹRÓDEŁ ISTNIEJE ZALEŻNOŚĆ  $C_2 : T_2 - C_1 : T_1 = 0$ .**

W samej rzeczy mamy  $\Delta_2 C = C_2 = ART_2 \lg n \frac{v_2}{v_1}$ ; oraz  $\Delta_4 C = -C_1 = -ART_1 \lg n \frac{v_4}{v_1}$  stąd wobec  $v_4 : v_1 = v_2 : v_3$  mamy  $C_2 : T_2 = C_1 : T_1 = AR \lg n \frac{v_2}{v_1} = AR \lg n \frac{v_4}{v_1} = \Delta$ .

**WŁASNOŚĆ IV. SPRAWNOŚĆ PRAOBIEGU PRAWEGO ZALEŻY LI TYLKO OD TEMPERATUR ŹRÓDEŁ, PRZYCZEM SPRAWNOŚĆ TA MA POSTAĆ  $\eta = 1 - T_1 : T_2$ .**

W samej rzeczy na zasadzie WŁASNOŚCI III mamy  $C_2 = \Delta T_2$ ,  $C_1 = \Delta T_1$  stąd mamy  $\eta = 1 - C_1 : C_2 = 1 - \Delta T_1 : \Delta T_2 = 1 - T_1 : T_2$ . Stąd otrzymujemy następujące

**§ 30. TWIERDZENIE. SPRAWNOŚĆ PRAOBIEGU PRAWEGO ZALEŻY LI TYLKO OD TEMPERATUR ŹRÓDEŁ, PRZYCZEM SPRAWNOŚĆ TA JEST  $\eta = 1 - T_1 : T_2$  ( $T_1 < T_2$ ).**

W samej rzeczy wyżej dowiedliśmy, że sprawność praobiegu prawego nie zależy od natury ciała czynnego ani od rozmiarów obiegu; otrzymana zatem dla gromady gazów doskonałych wartość  $\eta = 1 - T_1 : T_2$  zachowuje swoją moc dla każdej innej gromady ciał czynnych, a, co zatem idzie i dla wszelkiego praobiegu o dowolnych rozmiarach i dowolnem ciele czynnem. Stąd mamy zasadę Sadi-Carnot'a.

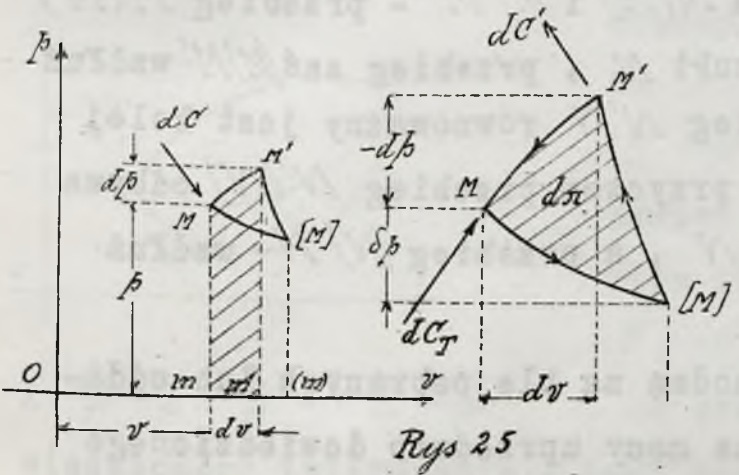
**§ 31. ZASADA SADI-CARNOT'A. POMIĘDZY SKRAJNEMI TEMPERATURAMI PRAOBIEGU, TO JEST TEMPERATURAMI ŹRÓDEŁ, A ILOŚCIAMI CIEPLIKA, POBRANEMI Z TYCH ŹRÓDEŁ DLA WYKONANIA OBIEGU ISTNIEJE ZALEŻNOŚĆ  $C_2 : T_2 - C_1 : T_1 = 0$ .**

W samej rzeczy na mocy udowodnionego w poprzednim paragrafie twierdzenia — sprawność tego obiegu jest  $\eta = 1 - C_1 : C_2 = 1 - T_1 : T_2$ ; stąd mamy  $C_1 : C_2 = T_1 : T_2$  to jest  $C_2 : T_2 = C_1 : T_1$  a zatem  $C_2 : T_2 - C_1 : T_1 = 0$ . — To prawo można uogólnić na mocy następującego pomocniczego twierdzenia:



**§ 32. TWIERDZENIE. ODWRACALNY ELEMENTARNY PRZEBIEG JEST RÓWNOWAŻNY DWOM**

PO SOBIE KOLEJNO NASTĘPUJĄCYM ELEMENTARNYM PRZEBIEGOM, ODBYWAJĄCYM SIĘ PRZY STAŁEJ TEMPERATURZE ORAZ PRZY STAŁYM ZASOBIE  $C$  CIEPLIKOWYM. Weźmy pod uwagę elementarny przebieg  $MM'$  /rys. 25/, ujawniający przyrosty  $dv$  oraz  $dp$  na tle przyrostów  $dC$  i  $d\Pi$ . Wobec odwracalności przebiegu  $MM'$  przebieg odwrotny  $M'M$  ujawni przyrosty  $-dv, -dp$  na tle przyrostów  $dC' = -dC$  oraz  $d\Pi' = -d\Pi$ . - Prowadząc z punktu  $M$  izotermę  $M(M)$  temperatury  $T$  stanu cieplikowego punktu  $M$ , oraz adiabatę  $(M)M'$  z punktu  $M'$  - otrzymamy OBIEG  $M(M)M'M$  złożony z kolejno po sobie następujących przebiegów:



Rys 25

1-o.  $M(M)$  PRZY STAŁEJ TEMPERATURZE, gdzie ujawniają się przyrosty  $dv_T = Om - Om'$  oraz  $dp_T = [M](m) - Mm$  na tle przyrostów  $dC_T$  oraz  $d\Pi_T$  przyczem oczywiście  $d\Pi_T = \pm \text{POW. } [m M(M) (m) m].$

2-o.  $(M)M'$  PRZY STAŁEJ  $C$  TO JEST PRZY  $dC = 0$ ; tutaj mamy ujawnione przyrosty  $dv_A = Om' - O(m)$  oraz  $dp_A = m'M' - (m)(M)$  na tle przyrostu  $dp_A = \pm \text{POW. } [(m)(M)M'm'(m)].$

3-o.  $M'M$ , gdzie ujawniają się przyrosty  $-dv = Om - Om'$ ,  $-dp = mM - m'M'$  na tle przyrostów  $dC' = -dC$  oraz  $d\Pi' = -d\Pi = -\text{POWIERZCHNI } [m M M' m'].$

PRACA, oddana na zewnątrz podczas tego obiegu wyraża się polem krzywej zamanej  $M[M]M'M = \pm d\Pi$  przyczem oczywiście mamy tutaj:  $d\Pi_T + d\Pi_A + d\Pi' = \pm d\Pi$ . Stosując PRAWO MAYER'A do tego obiegu mamy  $dC_T + dC' = Ad\Pi$ , skąd, pomijając  $d\Pi$  jako NIESKONCZENIE MAŁĄ WIŻSZEGO RZĘDU, mamy:  $-dC' = dC = dC_T$ . Ponadto mamy oczywiście  $dv_T + dv_A = Om - Om' + Om' - Om = Om' - Om = dv$ ;  $dp_T + dp_A = (M)(m) - Mm + m'M' - (M)(m) = M'm' - Mm = dp$  - oraz oczywiście  $d\Pi_T = d\Pi_A = d\Pi$ . W ten sposób widzimy iż kolejno po sobie idące przebiegi  $M(M)$  oraz  $(M)M'$  ujawniają te same przyrosty co i rozpatrywany przez nas przebieg  $MM'$  zatem są mu równoważne. Na zasadzie tego twierdzenia z łatwością możemy dowieść uogólnionej zasady SADI-CARNOT A.

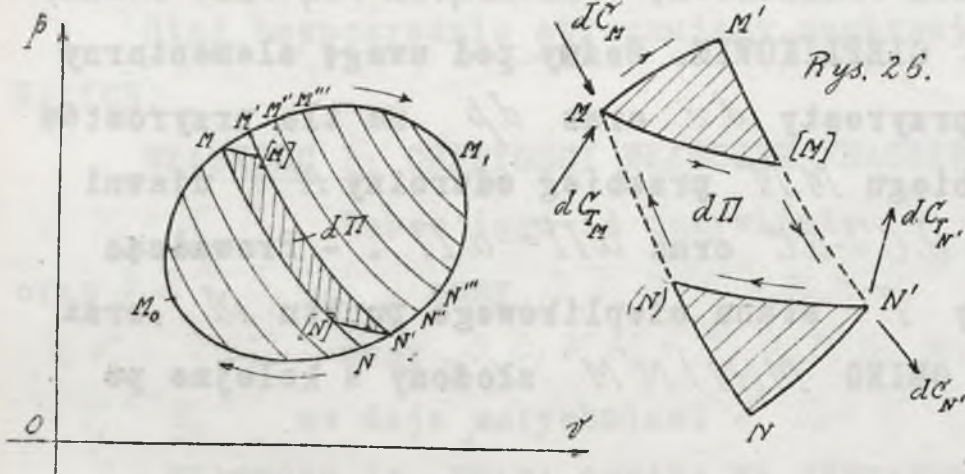
**§ 33. UOGOLNIONA ZASADA SADI-CARNOT'A. DLA WSZELKIEGO ODWRACALNEGO OBIEGU**

$\Sigma [dC : T] = 0$ , GDZIE SUMOWANIE ROZCIĄGA SIĘ NA WSZYSTKIE ELEMENTARNE PRZEBIEGI, SKŁADAJĄCE DANY OBIEG I ODBYWAJĄCE SIĘ NA TLE DODATNIICH LUB UJEMNYCH ILOŚCI CIEPLIKA  $dC$ , POBRANYCH Z ZEWNĄTRZ W GRANICACH SKRAJNYCH STANÓW CIEPLIKOWYCH  $M(p, v, T)$  ORAZ  $M'(p+dp, v+dv, T+dT)$  ELEMENTARNEGO PRZEBIEGU. Wyobraźmy sobie odwracalny obieg  $M_0 M M_1 N M_0$ . Rozjem nieskończenie bliskich adiabat  $MN, M'N', M''N'', M'''N''''...$



zawsze jesteśmy w stanie podzielić dany obieg na nieskończoną liczbę elementar-

nym przebiegów...  $MM', M'M'', M''M''''$ ...  
oraz im przeciwległych...  $N''N''', N''N''''$ ...  
przyczem dajmy na to punkty  $M, M'$  oraz  $N, N'$  leżą odpowiednio na tych samych dwóch nieskończenie bliskich adiabatach  $MN$  oraz  $M'N'$ .



Rys. 26.

Na mocy dowiedzionego w poprzednim paragrafie twierdzenia - odwracalny elementarny przebieg  $MM'$

jest równoważny kolejno po sobie idącym przebiegom  $M(M)$  i  $(M)M'$  - przebieg  $M(M)$  odbywa się wzdłuż izotermy, przechodzącej przez punkt  $M$ , przebieg zaś  $(M)M'$  - wzdłuż adiabaty  $M'N'$ ; podobnie również odwracalny przebieg  $N'N$  równoważny jest kolejno po sobie idącym przebiegom  $N'(N)$  oraz  $(N)N$ , przyczem przebieg  $N'(N)$  odbywa się wzdłuż izotermy, przechodzącej przez punkt  $N'$ , a przebieg  $(N)N$  - wzdłuż adiabaty  $MN$ .

Elementarne przebiegi  $MM'$  oraz  $N'N$  zachodzą na tle pobranych lub oddanych ilości ciepła  $dC_M$  oraz  $dC_{N'}$ , przyczem na mocy uprzednio dowiedzionego twierdzenia  $dC_M = dC_{T_M}$  oraz  $dC_{N'} = dC_{T_{N'}}$ , gdzie przyrosty  $dC_{T_M}, dC_{T_{N'}}$  oznaczają ilości ciepła, jaki należało by pobrać lub oddać na zewnątrz, aby wykonać przebiegi izotermiczne  $M(M)$  oraz  $N'(N)$ . Oznaczmy temperatury stanów cieplikowych  $M$  i  $N'$  odpowiednio przez  $T_M$  oraz  $T_{N'}$ ; ponieważ w nowo utworzonym CZTEROŁUKU

$M[M]N'(N)M$  boki naprzeciwległe  $[M]N'$  oraz  $(N)M$  są łukami adiabat, zaś boki  $M[M]$  oraz  $N'[N]$  - łukami izoterm, przeto w każdej chwili możemy wykonać przebieg  $M[M]N'(N)M$  na tle przyrostów  $dC_{T_M}, dC_{T_{N'}}$ , pomiędzy skrajnymi temperaturami  $T_M$  oraz  $T_{N'}$  z oddaniem pracy  $\pm d\Pi = \text{POWIERZCHNI } [M[M]N'(N)M]$  na zewnątrz. Dla tego przebiegu mamy oczywiście  $dC_{T_M} : T_M + dC_{T_{N'}} : T_{N'} = 0$ , gdzie

$dC_{T_{N'}}$  oraz  $dC_{T_M}$  są oczywiście różnych znaków. Stąd mamy również  $dC_M : T_M + dC_{N'} : T_{N'} = 0$  gdzie  $dC_M$  i  $dC_{N'}$  są różnych znaków. Ponieważ rozumowanie nasze stosuje się do każdej pary przeciwległych elementarnych przebiegów wskazanych powyżej, przeto otrzymamy w ten sposób cały rząd równań typu  $dC_i : T_i + dC_j : T_j = 0$ ; sumując te równania otrzymamy znów  $\Sigma dC_i : T_i + \Sigma dC_j : T_j = 0$ , gdzie  $dC_i$  oraz  $dC_j$  są różnych znaków.

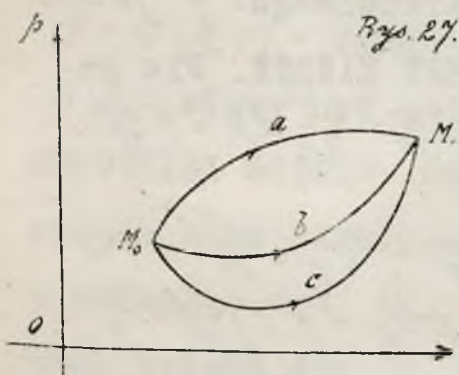
Ponieważ  $dC_i$  i  $dC_j$  oraz  $T_i$  i  $T_j$  są wielkościami tego samego typu, przeto ostatecznie możemy napisać  $\Sigma dC : T = 0$ , co stanowi dowód uogólnionej zasady Sa-  
d - Carnot'a. -



Widzieliśmy wyżej iż dla odwracalnego ELEMENTARNEGO przebiegu  $dC = du + A p dv = C_p dT_p + C_v dT_v$  stąd  $\frac{dC}{T} = \frac{du}{T} + \frac{A p dv}{T} = C_p \frac{dT_p}{T} + C_v \frac{dT_v}{T}$ . Dla odwracalnego obiegu, składającego się z odwracalnych elementarnych przebiegów mamy zatem  $\Sigma \frac{dC}{T} = \int [du + A p dv] : T = \int [C_p \frac{dT_p}{T} + C_v \frac{dT_v}{T}]$ , gdzie całkujemy wzdłuż krzywej obiegu.

Z uogólnionej zasady Sadi-Carnot'a wypływa bezpośrednio następujące:

§ 34. TWIERDZENIE. WARTOŚĆ SUMY  $\Sigma [dC : T]$ , ROZPATRYWANEJ DLA SKOŃCZONEGO ODWRACALNEGO PRZEBIEGU, ZACHODZĄCEGO POMIĘDZY DWOMA SKRAJNYMI STANAMI CIEPLIKOWYMI CIAŁA CZYNNEGO, NIE ZALEŻY OD STANÓW POŚREDNICH TO JEST NIE ZALEŻY OD KRZYWEJ PRZEBIEGU, JAWIĄC SIĘ FUNKCYĄ LI TYLKO SKRAJNYCH STANÓW DANEGO PRZEBIEGU. Rozpatrzmy



przebieg  $M_0, a M_1$ , skończony odwracalny, zachodzący pomiędzy stanami cieplikowymi  $M_0$  i  $M_1$ , ciała czynnego.

Wartość  $\Sigma [dC : T]$  dla tego przebiegu oznaczmy przez  $\Sigma \frac{dC}{T}$ . Wobec odwracalności przebiegu  $M_0 M_1$ , możemy zawsze wykonać PRZEBIEG ODWROTNY  $M_1, a M_0$  na tle przyrostów cieplikowych odwrotnego znaku, wartość przeto  $\Sigma [dC : T]$ , rozpatrywana dla tego przebiegu będzie

$\Sigma \frac{dC}{T} = \Sigma - \frac{dC}{T} = - \Sigma \frac{dC}{T}$ , co zresztą bezpośrednio również wypływa z powyżej dowiedzionego twierdzenia - mamy bowiem dla ODWRACALNEGO OBIĘGU  $\Omega_a - M_0, a M_1, a M_0$

$$\Sigma \frac{dC}{T} = \Sigma_{M_0, a M_1} \frac{dC}{T} + \Sigma_{M_1, a M_0} \frac{dC}{T} = 0, \quad \text{skąd bezpośrednio } \Sigma_{M_0, a M_1} \frac{dC}{T} = - \Sigma_{M_1, a M_0} \frac{dC}{T}.$$

Wyobraźmy sobie ponadto jakikolwiek inny przebieg RÓWNIEŻ ODWRACALNY  $M_0, b M_1$  lub  $M_0, c M_1$ , łączący skrajne punkty rozpatrywanego pierwotnie przebiegu. Dla otrzymanych w ten sposób ODWRACALNYCH OBIĘGÓW  $\Omega_b - M_0, b M_1, a M_0$  oraz  $\Omega_c - M_0, c M_1, a M_0$  mamy oczywiście  $\Sigma \frac{dC}{T} = \Sigma_{M_0, b M_1} \frac{dC}{T} + \Sigma_{M_1, a M_0} \frac{dC}{T} = 0$  oraz  $\Sigma_{\Omega_c} \frac{dC}{T} = \Sigma_{M_0, c M_1} \frac{dC}{T} + \Sigma_{M_1, a M_0} \frac{dC}{T} = 0$  na zasadzie wyżej dowiedzionego twierdzenia.

Stąd bezpośrednio wynika, że  $\Sigma_{M_0, b M_1} \frac{dC}{T} = - \Sigma_{M_1, a M_0} \frac{dC}{T} = \Sigma_{M_0, a M_1} \frac{dC}{T} = \Sigma_{M_0, c M_1} \frac{dC}{T}$  co stanowi dowód wypowiedzianego twierdzenia.

TA NIEZALEŻNOŚĆ WARTOŚCI SUMY  $\Sigma \frac{dC}{T}$  OD STANÓW POŚREDNICH PRZEBIEGU - UJAWNIA ISTNIENIE PEWNEJ FUNKCYI  $S = \vartheta(p, v)$  ZMIENNYCH NIEZALEŻNYCH  $p, v$ , OKRESLONEJ RÓWNANIEM ROŻNICZKOWEM  $dS = dC : T$  W TYM BOWIEM JEDYNI WYPADKU WARTOŚĆ  $\Sigma \frac{dC}{T} = \int_0^1 dS = S_1 - S_0 = \vartheta(p_1, v_1) - \vartheta(p_0, v_0)$  ZALEŻY LI TYLKO OD SKRAJNYCH WARTOŚCI  $p_0, v_0, p_1, v_1$  PRZEBIEGU A WIĘC NIE ZALEŻY OD KRZYWEJ PRZEBIEGU.

§ 35. ENTROPJA. ENTROPJĄ NAZYWAMY FUNKCYĄ  $S = \vartheta(p, v)$  ZMIENNYCH NIEZALEŻNYCH  $p, v$  STANU CIEPLIKOWEGO CIAŁA CZYNNEGO, OKRESLONĄ W GRANICACH ELEMENTARNEGO ODWRACALNEGO PRZEBIEGU TEGO CIAŁA RÓWNANIEM ROŻNICZKOWEM



$$dS = \frac{dC}{T} = \frac{dU}{T} + A \frac{pdv}{T} = C_p \frac{dT}{T} + C_v \frac{dT_v}{T} \dots (9)$$

ZAWIERAJACEM PRZYROSTY PRZYNALEŻNE DO TEGO PRZEBIEGU.

Skąd otrzymujemy bezpośrednio następujące wnioski:

WNIOSEK I. ODWRACALNY ELEMENTARNY PRZEBIEG  $MM'$  UJAWNIA RÓWNIŻ ELEMENTARNY PRZYROST ENTROPJI  $dS$  NA TLE PRZYROSTÓW  $dv, dp$  - PRZEBIEGU. PRZEBIEG ODWROTNY  $M'M$  UJAWNI PRZYROST  $-dS$  NA TLE  $-dv, -dp$ .

WNIOSEK II. ODWRACALNY SKOŃCZONY PRZEBIEG  $M_0M$ , UJAWNIA SKOŃCZONY PRZYROST ENTROPJI  $\Delta S = S_1 - S_0$  NA TLE PRZYROSTÓW  $\Delta v = v_1 - v_0, \Delta p = p_1 - p_0$ . ODWROTNY PRZEBIEG UJAWNI OCZYWISCIE PRZYROST  $-\Delta S = S_0 - S_1$  NA TLE PRZYROSTÓW  $-\Delta p, -\Delta v$ .

WNIOSEK III. ODWRACALNY OBIEG PRZYROSTU ENTROPJI NIE UJAWNIA, co bezpośrednio wypływa z zasady SADI-CARNOT'A, która głosi, że dla obiegu odwracalnego  $\oint \frac{dC}{T} = \oint dS = 0$ .

WNIOSEK IV. FUNKCJA  $S$  JAKO OKRESŁONA RÓWNANIEM /9/ ISTNIEJE ZAWSZE. Dla gazów doskonałych mamy oczywiście  $T = \frac{pv}{R}, dT_p = \frac{\partial T}{\partial v} dv = \frac{p}{R} dv, dT_v = \frac{\partial T}{\partial p} dp = \frac{v}{R} dp$ . Przeto  $dS = dC:T = C_p \frac{p}{R} \frac{dv}{pv} + C_v \frac{v}{R} \frac{dp}{pv} = C_p \frac{dv}{v} + C_v \frac{dp}{p}$ .

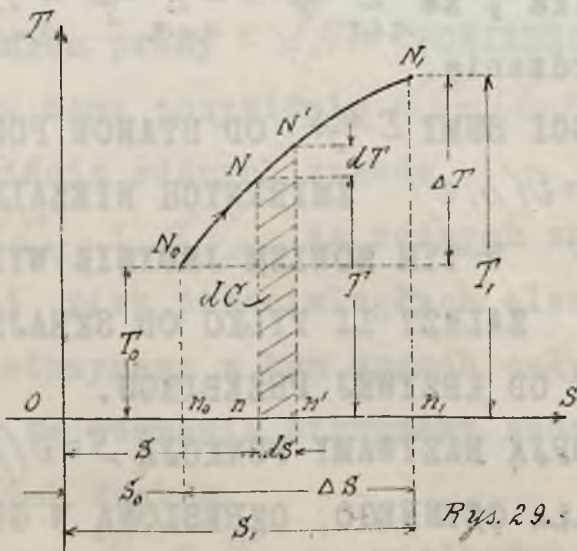
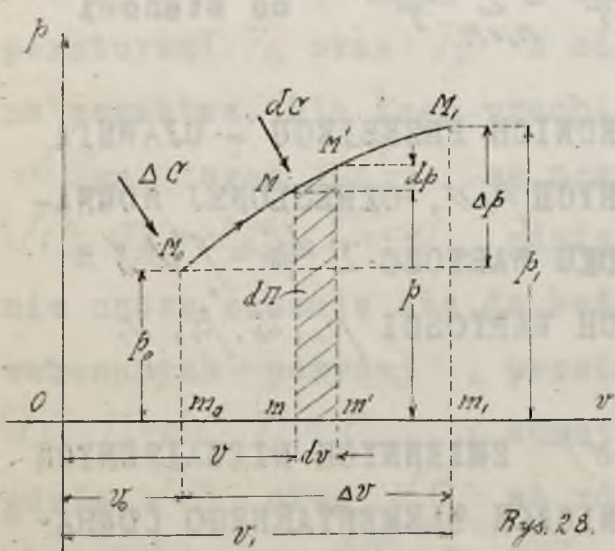
Pozatem dla gazów doskonałych mamy  $C_p = \alpha + \gamma T = \alpha + \gamma \frac{pv}{R}; C_v = \beta + \gamma T = \beta + \gamma \frac{pv}{R}$ , przyczem  $C_p - C_v = AR = \alpha - \beta$ . Stąd  $dS = \alpha \frac{dv}{v} + \beta \frac{dp}{p} + \gamma T [\frac{dv}{v} + \frac{dp}{p}] = \alpha \frac{dv}{v} + \beta \frac{dp}{p} + \gamma \frac{pdv + vdp}{R} = \alpha \frac{dv}{v} + \beta \frac{dp}{p} + \gamma dT$  wobec tego iż różniczkując  $T = pv:R$  otrzymujemy  $pdv + vdp = dT \cdot R$ .

DLA ODWRACALNEGO ELEMENTARNEGO PRZEBIEGU  $MM$  UJAWNIAJĄCEGO PRZYROSTY  $dv, dp, dT$  MAMY DLA GAZÓW DOSKONAŁYCH  $dS = \alpha \frac{dv}{v} + \beta \frac{dp}{p} + \gamma dT$ ; DLA SKOŃCZONEGO ZAS PRZEBIEGU MAMY  $\Delta S = S_1 - S_0 = \alpha \lg \frac{v_1}{v_0} + \beta \lg \frac{p_1}{p_0} + \gamma [T_1 - T_0]$ . NA TLE PRZYROSTÓW  $\Delta v = v_1 - v_0$  ORAZ  $\Delta p = p_1 - p_0$ .

Na mocy poznanych tutaj własności funkcji  $S$  możemy wprowadzić nowy

§ 36. UKŁAD OSI TERMODYNAMICZNYCH  $T, S$ . W używanych dotychczas przez nas osiach FIZYCZNYCH  $p, v$  - oś pionowa jest osią prężności właściwych, oś pozioma zaś

osią objętości właściwych ciała czynnego. Aby ujawnić iż dany przebieg odbywa się na tle przyrostu ciepłikowego  $dC$  dla elementarnego przebiegu  $MM'$  oraz  $\Delta C$  dla skończonego  $M_0M$ , rysujemy odpowiednio strzałki, skierowane ku



początkowym punktom przebiegów gdy mamy do czynienia z CIEPLIKIEM DOSTARCZONYM CIA-



DU CZYNNEMU - oraz skierowane odwrotnie dla CIEPLIKA ODDANEGO NA ZEWNĄTRZ. Praca oddana na zewnątrz podczas przebiegu  $MM'$  lub  $M_oM$ , wyraża się w układzie osi  $p, v$  odpowiednio powierzchnią  $d\Pi = \pm \text{POW}[m M M' m' m]$  lub  $\Pi_o = \pm \text{POW}[m_o M_o M, m, m_o]$ , przyczem dla  $dv < 0$  oraz  $dv \geq 0$  mamy odpowiednio  $d\Pi \geq 0$  oraz  $\Pi_o \geq 0$ .

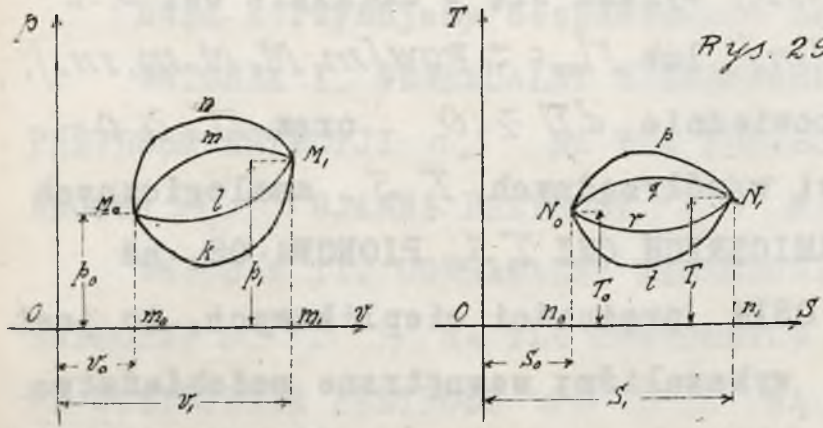
Wprowadzimy nowy układ prostokątnych osi współrzędnych  $T, S$ , analogicznych do osi  $p, v$ . W tym nowym układzie TERMODYNAMICZNYCH OSI  $T, S$ , PIONOWA OŚ, oś prężności właściwych w układzie  $p, v$ , BĘDZIE OSIĄ prężności cieplikowych, to jest TEMPERATUR BEZWZGLĘDNYCH  $T = f(p, v)$ . /w § 27 wykazaliśmy wewnętrzne podobieństwo, zachodzące pomiędzy prężnością właściwą a temperaturą bezwzględną/ ; POZIOMA ZAŚ OŚ, oś objętości właściwych w układzie osi  $p, v$ , BĘDZIE OSIĄ OBJĘTOŚCI CIEPLIKOWYCH  $S = g(p, v)$ . - Funkcje zamiany zmiennych niezależnych  $p, v$  na  $T, S$  to jest funkcje  $f, g$  winny być jednoznaczne, przeto KAŻDEJ PARZE WARTOŚCI  $p, v$  UKŁADU OSI  $p, v$  ODPOWIADA ŚCISLE OKREŚLONA PARA WARTOŚCI  $T, S$  UKŁADU  $T, S$  OSI współrzędnych. W ten sposób stan cieplikowy danego ciała czynnego, określony współrzędnymi punktu  $M(p, v)$  w układzie osi  $p, v$  - OKREŚLI SIĘ JEDNOZNACZNIE współrzędnymi punktu  $N(T, S)$  nowego układu osi  $T, S$ , zaś stan cieplikowy, określony współrzędnymi punktu  $M'(p + dp, v + dv)$  w układzie osi  $p, v$ , określi się również jednoznacznie współrzędnymi punktu  $N'(T + dT, S + dS)$  w układzie osi  $T, S$  inaczej mówiąc ELEMENTARNY PRZEBIEG  $MM'$  układu  $p, v$  W UKŁADZIE  $T, S$  WYRAŻAĆ SIĘ BĘDZIE ELEMENTARNYM ŁUKIEM  $NN'$ . - W ten sam sposób - łukowi skończonemu  $M_oM$ , odpowiada łuk  $N_oN$ , również skończony w układzie osi  $T, S$ .

Zmienną  $S$  obierzemy tak, aby analogja pomiędzy temi dwoma układami osi była zupełna, to jest aby elementarna powierzchnia  $[n NN' n' n]$  równa oczywiście  $TdS$  dawała CIEPLIKOWY ANALOG powierzchni  $[m M M' m' m] = d\Pi$  w układzie osi  $p, v$ . Oczywiście tym CIEPLIKOWYM ANALOGIEM PRACY  $d\Pi = p dv$  MOŻE BYĆ LI TYLKO na zasadzie prawa Mayera JEJ RÓWNOWAŻNIK, TO JEST CIEPLIK  $dC$ ; STĄD ZMIENNA  $S$  OKREŚLI SIĘ RÓWNANIEM RÓŻNICZKOWYM  $TdS = dC$ , CO DAJE  $dS = dC:T$ . ZATEM ZMIENNA  $S$  JEST ZNANA NAM JUŻ ENTROPJĄ CIAŁA CZYNNEGO, będącą, podobnie jak i temperatura bezwzględna, LI TYLKO FUNKCJĄ ZMIENNYCH NIEZALEŻNYCH  $p, v$  CIAŁA CZYNNEGO, a więc CZYNIĄCĄ ZADOSĆ WYŻEJ WYMIENIONYM WYMAGANIOM, DOTYCZĄCYM FUNKCYI  $f$  i  $g$ .  
Nanoczy dowiedzionych w poprzednich paragrafach własności entropji możemy wypowiedzieć następujące wnioski:

WNIOSEK PIERWSZY . ODWRACALNY SKOŃCZONY PRZEBIEG  $M_oM$ , W UKŁADZIE OSI  $p, v$  WYRAŻAĆ SIĘ BĘDZIE PRZEBIEGIEM  $N_oN$ , W UKŁADZIE OSI  $T, S$ , PRZYCZYM POŁOŻENIE SKRAJNYCH PUNKTÓW  $N_o, N$ , NIE JEST ZALEŻNE OD STANÓW POSREDNICH PRZEBIEGU  $M_oM$ . W samej rze-



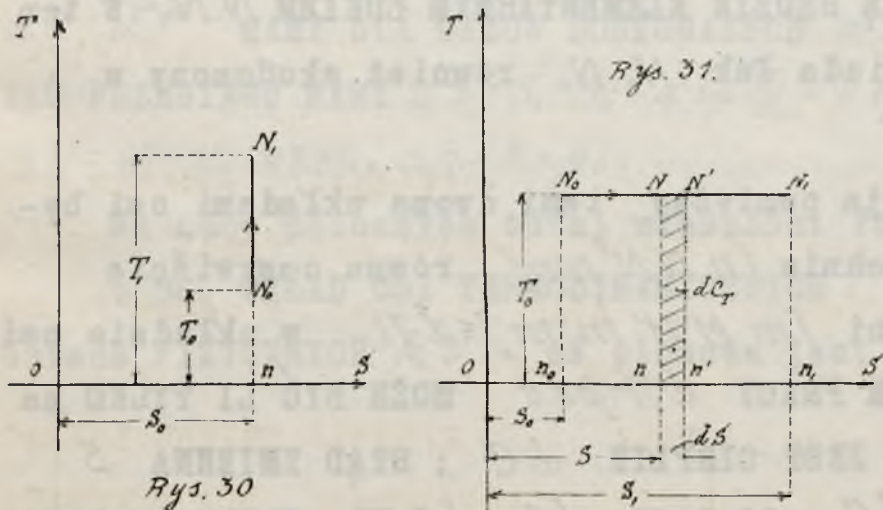
czy, wyżej widzieliśmy iż  $\int \frac{dC}{T}$ , wyliczona dla skończonego przebiegu  $M_0 M_1$ , odwracalnego, nie zależy od jego stanów pośrednich, zatem oczywiście krańcowym punktem  $M_0$  i  $M_1$ , przebiegów  $M_0 n M_1$ ,  $M_0 m M_1$ ,  $M_0 l M_1$ , oraz  $M_0 k M_1$ , w układzie osi  $\beta, \nu$  - odpowiadać będą krańcowe punkty  $N_0$  oraz  $N_1$ , przebiegów  $N_0 \beta N_1$ ,  $N_0 q N_1$ ,  $N_0 r N_1$ , oraz  $N_0 t N_1$ , w układzie osi  $T, S$ . Oznaczając przez  $\beta_0 \nu_0$  i  $\beta_1 \nu_1$  współrzędne punktów  $M_0$  i  $M_1$ , oraz przez  $S_0 T_0$  i  $S_1 T_1$  odpowiednio



współrzędne punktów  $N_0$  i  $N_1$  będziemy mieli niezależnie od stanów pośrednich  $T_0 = f(\beta_0 \nu_0)$   $T_1 = f(\beta_1 \nu_1)$  oraz  $S_0 = \vartheta(\beta_0 \nu_0)$  i  $S_1 = \vartheta(\beta_1 \nu_1)$ , co stanowi dowód wypowiedzianego wniosku.

WNIOSEK DRUGI. ODWRACALNY OBIEG  $M_0 n M_1 k M_0$  W UKŁADZIE OSI  $\beta, \nu$  - WYRAŻAC SIĘ BĘDZIE OBIEGIEM  $N_0 \beta N_1 t N_0$  W UKŁADZIE OSI  $T, S$ , bowiem obieg przyrostu entropji nie ujawnia.

§ 37. ODWRACALNY PRZEBIEG CIAŁA CIEPLIKOWO ODOSONBIONEGO W UKŁADZIE OSI  $T, S$  WYRAŻA SIĘ PROSTĄ, RÓWNOLEGŁĄ DO OSI TEMPERATUR. W samej rzeczy dla ciała



cieplikowo odosobnionego mamy  $dC = 0$ . Ponieważ  $dS = \frac{dC}{T}$ , przeto  $dS = 0$ . Stąd otrzymujemy RÓWNANIE ADIABATY  $S = S_0$  W UKŁADZIE OSI  $T, S$  /rys. 30/. Odcinek  $N_0 N_1$  tej adiabaty wyraża oczywiście skończony przebieg ciała cieplikowo odosobnionego - w granicach temperatur  $T_1$  i  $T_2$  PRZY STAŁEJ ENTROPJI  $S = S_0$ .

Tego rodzaju przebieg zwiemy ADIABATYCZNYM choć daleko oczywiście byłoby

racjonalniej nazywać go PRZEBIEGIEM PRZY STAŁEJ ENTROPJI CIAŁA CZYNNEGO.

§ 38. ODWRACALNY PRZEBIEG PRZY STAŁEJ TEMPERATURZE W UKŁADZIE OSI  $T, S$  WYRAŻA SIĘ PROSTĄ, RÓWNOLEGŁĄ DO OSI ENTROPJI. W samej rzeczy wobec  $dT = 0$  otrzymujemy RÓWNANIE IZOTERMY  $T = T_0$  W UKŁADZIE OSI  $T, S$  /rys. 31/. Odcinek  $N_0 N_1$  tej izotermy wyraża oczywiście skończony przebieg przy  $dT = 0$  w granicach entropji  $S_0$  i  $S_1$ . Dla ELEMENTARNEGO PRZEBIEGU  $N N'$  PRZY STAŁEJ TEMPERATURZE mamy  $dS = dC_T : T_0$ , przeto ujawnia on przyrost  $dS > 0$ , gdy odbywa się na koszt pochłoniętego cie-



plika  $dC_T > 0$  – oraz ujawnia przyrost  $dS < 0$ , gdy zachodzi na tle oddanego na zewnątrz ciepłika  $dC_T < 0$ . A zatem – elementarny przebieg  $NN'$ , ujawniający przyrost  $dS = n n' > 0$ , odbywa się na koszt pochłoniętego ciepłika  $dC_T = +\text{POW}[n N n'] > 0$ . Odwrotny przebieg elementarny ujawni przyrost  $dS < 0$ , przeto zachodzi na tle oddanego na zewnątrz ciepłika  $-dC_T < 0$ . Podobnie przebieg skończony  $N_0 N'$  ujawnia przyrost  $\Delta S = S_1 - S_0 = \int \frac{dC}{T_0} = \Delta C : T_0$  dodatni gdy  $\Delta C > 0$  oraz ujemny dla  $\Delta C < 0$ . Przeto przebieg skończony  $N_0 N_1$  ujawniający przyrost  $\Delta S = n_0 n_1 > 0$  ODBYWA SIĘ NA KOSZT CIEPLIKA POCHŁONIĘTEGO Z ZEWNĄTRZ. Odwrotny przebieg  $N_1 N_0$  ujawnia oczywiście przyrost  $\Delta S < 0$ , a więc zachodzi na tle oddanego na zewnątrz ciepłika  $\Delta C < 0$ . W ten sam zupełnie sposób mamy:

§ 39. DOWOLNY ODWRACALNY PRZEBIEG, UJAWNIAJĄCY W UKŁADZIE OSI  $T, S$  DODATNI PRZYROST ENTROPJI, ODBYWA SIĘ NA KOSZT CIEPLIKA, POCHŁONIĘTEGO Z ZEWNĄTRZ, UJAWNIAJĄCY ZAŚ PRZYROST ENTROPJI UJEMNY – ODBYWA SIĘ NA TLE ODDANEGO NA ZEWNĄTRZ CIEPLIKA

Jeżeli w myśl tego twierdzenia będziemy rozpatrywali w układzie osi  $T, S$ , dowolny ODWRACALNY OBIEG PRAWY  $N_0 \beta N_1 \beta N_0$  /rys. 29./, zachodzący w granicach skrajnych entropji  $S_0$  i  $S_1$ , to skrajne styczne  $N_0 n_0$  i  $N_1 n_1$  tego obiegu określą skrajne punkty  $N_0$  i  $N_1$  obiegu, przyczem obieg rozpadnie się na dwa, kolejno po sobie idące przebiegi odwracalne: 1-o: PRZEBIEG  $N_0 \beta N_1$ , ujawniający przyrost  $\Delta S = S_1 - S_0 > 0$ , a więc zachodzący na tle pochłoniętego z zewnątrz ciepłika  $\Delta C = +\text{POW}[n_0 N_0 \beta N_1 n_1] = \Sigma > 0$  oraz 2-o PRZEBIEG  $N_1 \beta N_0$ , ujawniający przyrost  $-\Delta S = S_0 - S_1 < 0$ , a więc zachodzący na tle oddanego na zewnątrz ciepłika  $\Delta C' = -\text{POW}[n_1 N_1 \beta N_0 n_0] = -\Sigma' < 0$ .

Pole KRZYWEJ OBIEGU  $\mathcal{G} = \Sigma - \Sigma' = \text{POW}[N_0 \beta N_1 \beta N_0]$ , wyrażając w danym wypadku PRZEWAGĘ pochłoniętego ciepłika, daje nam CIEPLIKOWY RÓWNOWAŻNIK PRACY, ODDANEJ NA ZEWNĄTRZ PODCZAS OBIEGU, oczywiście bowiem  $\Sigma > \Sigma'$ , stąd  $\mathcal{G} = \Sigma - \Sigma' > 0$ . a zatem PRACA  $J\mathcal{G} > 0$  ODDANA jest na zewnątrz. Jest to więc OBIEG TWÓRCZY.

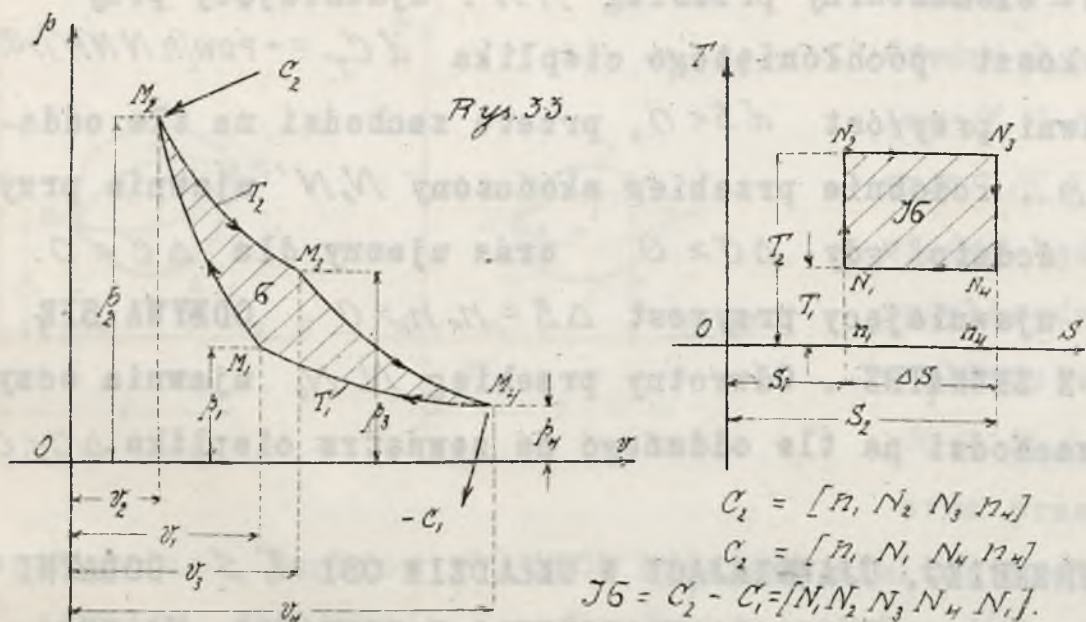
W ten sam zupełnie sposób możemy dowieść iż POLE  $-\mathcal{G}$  KRZYWEJ OBIEGU LEWEGO  $N_0 \beta N_1 \beta N_0$  daje WARTOŚĆ PRACY, POCHŁONIĘTEJ Z ZEWNĄTRZ, A KONIECZNEJ DLA WYKONANIA TEGO OBIEGU BIERNEGO. Stąd wniosek

§ 40. KIERUNEK OBIEGU POZOSTAJE BEZ ZMIANY PRZY PRZEJŚCIU OD OSI  $p, v$  DO OSI  $T, S$  – OBIEG TWÓRCZY POZOSTAJE PRAWYM, A BIERNY – LEWYM. POLE KRZYWEJ OBIEGU DAJE RÓWNOWAŻNIK PRACY OBIEGU.

Szczególnie prosty kształt przybiera PRAOBIEG w układzie osi  $T, S$ . W UKŁADZIE OSI  $T, S$  – PRAOBIEG WYRAŻA SIĘ PROSTOKĄTEM O POWIERZCHNI RÓWNEJ PRACY PRAOBIEGU. W samej rzeczy stan cieplikowy  $M_1(p_1, v_1)$  w układzie osi  $T, S$  wyobraża punkt  $-N_1(T_1, S_1)$ , zaś przynależny do adiabaty  $M_1, M_2$  stan  $M_2(p_2, v_2)$  wyobraża punkt  $N_2(T_2, S_2)$ , leżący



na adiabadzie  $N_1 N_2$  — to jest prostej równoległej do osi temperatur. Stan cieplikowy



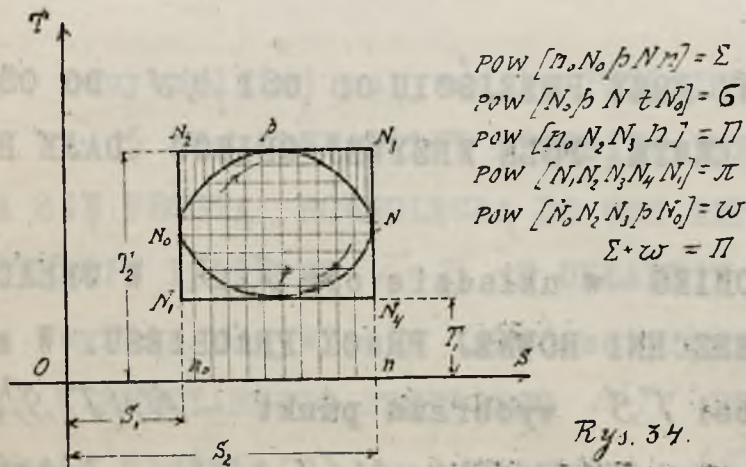
$M_2(p_2, v_2)$  leżący na izotermie temperatury  $T_2$ , przechodzącej przez punkt  $M_2$  — wyrazi z kolei punkt  $N_3(T_2, S_2)$ , leżący na izotermie  $N_2 N_3$  — prostej, równoległej do osi entropji. Wreszcie stan  $M_3(p_3, v_3)$ , leżący na punkcie przecięcia się adiabaty  $M_3 M_4$  przechodzącej przez punkt  $M_3$  z izotermą  $M_4 M_1$  temperatury  $T_1$ ,

przechodząca przez punkt  $M_1$  — w układzie osi  $T, S$  wyobraża punkt  $N_4(T_1, S_2)$  przecięcia się adiabaty  $N_3 N_4$  — prostej równoległej do osi temperatur z izotermą  $N_1 N_4$  — temperatury  $T_1$  to jest prostą, równoległą do osi entropji. W ten sposób praobieg prawy  $M_1 M_2 M_3 M_4 M_1$  układu osi  $p, v$  stanie się praobiegiem również prawym  $N_1 N_2 N_3 N_4 N_1$  w układzie osi  $T, S$ . Ciepłik pochłonięty  $C_2 > 0$  w układzie osi  $T, S$  będzie  $C_2 = T_2 [S_2 - S_1] > 0$ , natomiast ciepłik oddany  $-C_1 < 0$  będzie  $-C_1 = -T_1 [S_2 - S_1] < 0$ . Oddana na zewnątrz praca praobiegu  $C_2 - C_1 = [T_2 - T_1][S_2 - S_1] > 0$  wyraża się polem praobiegu  $G > 0$ . — Rozpatrując wyrażenia tu otrzymane dla  $C_2$  i  $-C_1$  mamy bezpośrednio WARTOŚĆ SPRAWNOŚCI OBIEGU  $\eta = 1 - C_1 : C_2 = 1 - T_1 [S_2 - S_1] : T_2 [S_2 - S_1] = 1 - T_1 : T_2$  oczywiście NIEZALEŻNĄ OD NATURY CIAŁA CZYNNEGO ANI OD WYMIARÓW OBIEGU /DOWOLNE  $\Delta S$ / będąca natomiast li tylko FUNKCJĄ SKRAJNYCH TEMPERATUR PRAOBIEGU.

Praobieg lewy ujawni w układzie  $T, S$  przyrosty odwrotnego znaku.

§ 41. SPRAWNOŚĆ DOWOLNEGO OBIEGU ODWRACALNEGO. Korzystając z układu osi  $T, S$

możemy oczywiście ustanowić sprawność DOWOLNEGO odwracalnego obiegu PRAWEGO /rys. 34/



$N_0(p, v)$  i  $N_0$ . Ciepłik WYDATKOWANY na cel dokonania tego obiegu jest oczywiście  $\Sigma > 0$ ; równoważnik zaś pracy oddanej na zewnątrz wynosi w cieplikowych jednostkach  $G > 0$ .

Stąd SPRAWNOŚĆ NASZEGO OBIEGU  $\eta = G : \Sigma$ . Porównywując sprawności różnych obiegów twórczych dochodzimy do przekonania, że SPRAWNOŚĆ DOWOLNEGO ODWRACALNEGO OBIEGU PRAWEGO NIE MOŻE BYĆ WYŻSZA OD SPRAWNOŚCI TWÓRCZEGO PRAOBIEGU.



GU, ODBYWAJĄCEGO SIĘ W GRANICACH TYCH SAMYCH SKRAJNYCH TEMPERATUR ORAZ ENTROPJI, CO I DOWOLNY ODWRACALNY OBIEG. W samej rzeczy, wyobraźmy sobie jakikolwiek odwracalny prawy obieg  $N_0/pNzN_0$ , zachodzący w granicach skrajnych wartości temperatury  $T_2$  i  $T_1$  oraz entropji  $S_2$  i  $S_1$ . Prowadząc ADIABATY  $N_1N_2$  i  $N_3N_4$  oraz IZOTERMY  $N_2N_3$  i  $N_4N_1$  styczne do krzywej naszego obiegu otrzymujemy KRZYWA PRAOBIEGU  $N_1N_2N_3N_4N_1$ , który oczywiście możemy wykonać w granicach TYCH SAMYCH WARTOŚCI skrajnych temperatur i entropji, co i rozpatrywany przez nas obieg, a więc korzystając ze źródeł skrajnych temperatur  $T_1$  i  $T_2$ . SPRAWNOŚĆ tego praobiegu będzie oczywiście  $\eta_p = \pi : \Pi$ .

Aby dowieść powyżej wypowiedzianego twierdzenia musimy dowieść iż  $\eta_p > \eta$ , to jest iż  $\pi : \Pi > \sigma : \Sigma$ . — Oczywiście ponieważ  $[\sigma + \omega] : [\Sigma + \omega] - \sigma : \Sigma = [\sigma \Sigma + \Sigma \omega - \sigma \Sigma - \sigma \omega] : \Sigma [\Sigma + \omega] = \omega [\Sigma - \sigma] : \Sigma [\Sigma + \omega] > 0$  przeto  $[\sigma + \omega] : \Pi > \sigma : \Sigma$ .

Z drugiej znów strony oczywiście  $\pi > \sigma + \omega$ , zatem  $\pi : \Pi > [\sigma + \omega] : \Pi > \sigma : \Sigma$  to jest  $\eta_p > \eta$ . — Wogóle zatem  $\eta_p$  jest większe od  $\eta$ , co stanowi dowód twierdzenia. Stąd bezpośredni wniosek:

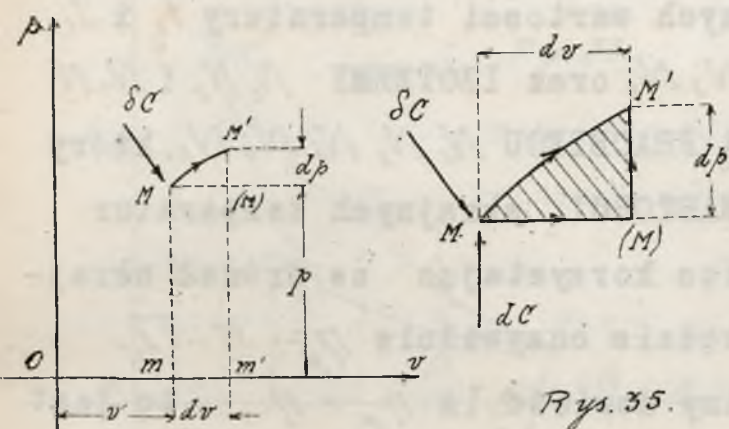
§ 42. PRAOBIEG STANOWI IDEAŁ WSZELKIEGO ODWRACALNEGO OBIEGU. Wcielenie zatem IDEAŁ SILNIKA CIEPLIKOWEGO w kształt rzeczywisty powinno mieć zawsze na celu możliwie najdokładniejsze praktyczne urzeczywistnienie PRAOBIEGU. Im bliższym do praobiegu okaże się obieg WŁAŚCIWY DANEGO SILNIKA, tem oczywiście obieg będzie lepszy, jako posiadający wyższą sprawność — a silnik doskonalszy. W ten sposób PIERWSZY historycznie obieg — PRAOBIEG czysto teoretyczny jawi się niedoścignionym wzorem wszelkiego obiegu odwracalnego. Genjusz SADI-CARNOT zgóry i raz na zawsze określił warunki najsprawniejszego działania silnika cieplikowego, wskazując prostą i pewną drogę następcom.

A jednak praktyczne urzeczywistnienie praobiegu nastrocza poważne trudności. W naturze przebieg odwracalny jest niemożliwy: znamy tylko rzeczywiste PRZEBIEGI NIRODWRACALNE — obieg odwracalny więc praktycznie uskutecznić się nie daje, obieg zaś nieodwracalny ustępuje co do sprawności — odwracalnemu. Ideał obiegu silnikowego praobieg — jest więc praktycznie niemożliwy do zupełnego urzeczywistnienia.

§ 43, ELEMENTARNY PRZEBIEG NIEODWRACALNY. PRZEBIEG ELEMENTARNY, UJAWNIAJĄCY PRZYROSTY  $dp, dv$  / A ZO ZA TEM IDZIE I  $dT, du$  / NA TLE PRZYROSTÓW  $\delta C, \delta \Pi$  NAZYWAMY NIEODWRACALNYM, Z CHWILĄ, GDY  $\delta \Pi \neq p dv$  ORAZ  $\delta C \neq du + A p dv$  LUB TEŻ  $\delta C \neq C_p dT_p + C_v dT_v$ . W układzie osi  $p, v$  rozpatrzmy nieodwracalny przebieg  $MM'$ , ujawniający przyrosty  $dp, dv$ , a, co za tem idzie i  $dT, du$  na tle przyrostów — cieplika  $\delta C$  oraz pracy  $\delta \Pi$ . — Zupełnie równolegle możemy oczywiście wykonać wyobraźalny ODWRACALNY PRZEBIEG  $M(M)M'$ , SPRZĘŻONY Z NIEODWRACALNYM  $MM'$ , a złożony z kolejno po sobie idących



przebiegów odwracalnych  $M(M)$  przy stałej prężności i  $(M)M'$  przy stałej objętości właściwych. Ten wyobraźalny odwracalny przebieg



ujawni te same oczywiście przyrosty  $dv, dp,$  a, co za tem idzie i  $dT, du$  na tle przyrostów: ciepłika  $dC = du + A p dv$  i pracy  $d\Pi = \beta dv$ .

Odwrotny złożony przebieg  $M'(M)M$  ujawni oczywiście przyrosty  $-dp, -dv, -dT, -du$  na tle przyrostów  $-dC, -d\Pi$ .

Przebieg  $M'(M)M$  łącznie z danym przebiegiem  $MM'$  da OBIĘG

$M'(M)MM'$  względem którego możemy zastosować

ZASADĘ MAYERA, pisząc  $\delta C - dC = A(\delta\Pi - d\Pi)$ . — Gdyby przebieg  $MM'$  był odwracalny, mielibyśmy  $\delta C = dC$  oraz  $\delta\Pi = d\Pi$ , co jednak nie ma miejsca wobec nieodwracalności elementarnego przebiegu  $MM'$ .

Rozumowanie powyższe nie stosuje się do wypadku, kiedy  $dv = 0$ ; tutaj oczywiście mamy do czynienia z NAGRZEWANIEM lub OCHŁADZANIEM CIAŁA W SZCZELNEM A NIESPRĘŻYSTEM NACZYNIU. W danym wypadku  $\delta\Pi = 0$  zaś  $\delta C = du_v = dC_v = C_v dT_v$ . — Otrzymany w ten sposób PRZEBIEG PRZY STAŁEJ OBJĘTOŚCI WŁAŚCIWEJ JEST ZAWSZE ODWRACALNY, możemy bowiem zawsze ujawnić przyrosty  $dp_v, dT_v$  na tle ciepłika  $dC_v$  pochłoniętego z zewnątrz, odejmując zaś ten ciepłik — możemy ponownie sprowadzić przyrosty  $dp_v, dT_v$  do zera.

ZATEM NIEODWRACALNY ELEMENTARNY PRZEBIEG MOŻLIWY JEST JEDYNNIE PRZY  $dv \neq 0$

Przypuśćmy, iż mamy tu do czynienia z elementarnym rozszerzaniem się ciała czynnego, inaczej mówiąc, założmy  $dv > 0$ . Wobec tego założenia przyrosty  $\delta\Pi$  oraz  $d\Pi$  są dodatnie — ciało bowiem, objętościowo ROSNĄC oddało pracę na zewnątrz. PONIEWAŻ PRZY DANEM  $p$  i  $dv > 0$  ODDANIE NA ZEWNĄTRZ WIĘKSZEJ ILOŚCI PRACY NIŻ  $\beta dv > 0$  JEST ZASADNICZO NIEMOŻLIWE, SAMO BOWIEM ROZSZERZENIE SIĘ CIAŁA NA  $dv > 0$  SWIADCZY O PRZEWADZIE WEWNĘTRZNEJ PRĘŻNOŚCI  $\beta$  CIAŁA CZYNNEGO NAD PRĘŻNOŚCIĄ CIAŁ OTACZAJĄCYCH, przeto praca  $\delta\Pi$  nie może być WIĘKSZA od  $\beta dv$  to jest od  $d\Pi$ , musimy mieć zatem  $d\Pi > \delta\Pi$ , skąd  $\delta\Pi - d\Pi < 0$  to jest  $\delta C - dC < 0$  oraz  $\delta C < dC$ . Wobec  $d\Pi > \delta\Pi$  możemy oczywiście napisać  $\delta\Pi : d\Pi = \zeta$ , gdzie ułamek  $0 \leq \zeta \leq 1$  jest MIARĄ ODWRACALNOŚCI ELEMENTARNEGO PRZEBIEGU PRZY  $dv > 0$ . Stąd oczywiście  $\delta\Pi = \zeta d\Pi$  oraz  $\delta C = dC + A(\delta\Pi - d\Pi) = du + \zeta A p dv$ .

Z kolei przypuśćmy, iż mamy tu do czynienia z elementarnym KURCZENIEM SIĘ ciała czynnego, inaczej mówiąc, założmy  $dv < 0$ . Wobec tego założenia przyrosty  $\delta\Pi$  oraz  $d\Pi$  będą UJEMNE to jest  $\delta\Pi < 0$  oraz  $d\Pi < 0$  zaś  $-\delta\Pi > 0$ ,  $-d\Pi > 0$  ciało bowiem objętościowo MAŁEJAC, otrzymuje pracę z zewnątrz. PONIEWAŻ PRZY DANEM  $p$ ,  $dv < 0$



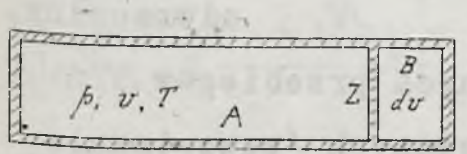
OTRZYMANIE Z ZEWNĄTRZ MNIEJSZEJ ILOŚCI PRACY, NIŻ  $-p dv > 0$  JEST NIEMOŻLIWE, SAM BOWIEM SKURCZ CIAŁA CZYNNEGO NA  $dv < 0$ . ŚWIADCZY O PRZEWADZE PRĘŻNOŚCI CIAŁ OTACZAJĄCYCH NAD PRĘŻNOŚCIĄ  $p$  CIAŁA CZYNNEGO, przeto BEZWZGLEDNA wartość  $\delta \Pi$ , to jest  $-\delta \Pi$  nie może być mniejsza od  $-p dv$ , to jest od  $-d \Pi$ ; musimy mieć zatem  $-\delta \Pi > -d \Pi$ , skąd  $0 > \delta \Pi - d \Pi$ , to jest  $\delta C - dC < 0$  co daje  $\delta C < dC$ .

Wobec  $-d \Pi > \delta \Pi$  możemy oczywiście napisać  $-d \Pi : [-\delta \Pi] = \xi$ , gdzie ułamek  $0 < \xi \leq 1$ , jest MIARĄ ODWRACALNOŚCI ELEMENTARNEGO PRZEBIEGU PRZY  $dv < 0$ . Stąd oczywiście  $\delta \Pi = \frac{1}{\xi} d \Pi = p dv : \xi$  oraz  $\delta C = dC + A(\delta \Pi - d \Pi) = du + (A p dv : \xi) = du + \frac{1}{\xi} A p dv$ . Współczynniki  $\xi$  i  $\frac{1}{\xi}$  nazwalismy MIARAMI ODWRACALNOŚCI PRZEBIEGÓW PRZY  $dv \geq 0$ . Dla skrajnej wartości  $\xi = \frac{1}{\xi} = 1$  mamy w obu wypadkach  $\delta \Pi = d \Pi$ , a, co za tem idzie i  $\delta C = dC$ , za tem mamy tu do czynienia z ELEMENTARNYM PRZEBIEGIEM  $MM'$  - ODWRACALNYM. WARTOŚCI  $\xi = \frac{1}{\xi} = 1$  PRZYNALEŻĄ DO ELEMENTARNYCH PRZEBIEGÓW ODWRACALNYCH.

PRZY WSZELKICH WARTOŚCIACH  $0 < \xi < 1$ ,  $0 < \frac{1}{\xi} < 1$  PRZEBIEGI  $MM'$  SĄ NIEODWRACALNE; dla skrajnych wartości  $\xi = \frac{1}{\xi} = 0$  otrzymujemy.

§ 44. ZUPEŁNIE NIE ODWRACALNE ELEMENTARNE PRZEBIEGI. Zupełnie nieodwracalny elementarny przebieg  $MM'$  przy  $dv > 0$  odbywa się oczywiście na tle przyrostu  $\delta C = du$  oraz  $\delta \Pi = 0$ , przeto BIORĄCY UDZIAŁ W TYM PRZEBIEGU CIEPLIK PRZECHODZI CAŁKOWICIE W WEWNĘTRZNĄ CIEPLIKOWĄ ENERGJĘ.

Praktycznie tego rodzaju przebieg urzeczywistnić się nie daje z powodu konieczności WYKONYWANIA ROZPRĘŻANIA CIAŁA CZYNNEGO W PRÓŻNIE, W TYM BOWIEM JEDYNI WYPADKU MOŻEMY MIEĆ  $\delta \Pi = 0$ . Teoretycznie przebieg ten pomyśleć się daje z łatwością. Tak na przykład cieplikowo doskonale nieprzenikliwe naczynie dzielimy takąż przegrodą  $Z$



Rys. 36.

na dwa przedziały. W przedziale  $A$  znajduje się ciało czynne o stanie cieplikowym  $M(p, v)$ , a w przedziale  $B$ , którego objętość wynosi  $dv$  - panuje próżnia zupełna. Po usunięciu przegrody  $Z$  ciało czynne wykona nieodwracalny przebieg rozprężenia  $dv > 0$ , zajmując próżny przedział  $B$ . Na tle tego rozprężenia wytworzy się nowy stan cieplikowy  $M'(p', v + dv)$ , a otrzymany nieodwracalny przebieg  $MM'$  ujawni oczywiście przyrost  $\delta \Pi = 0$  / rozszerzanie się ciała w próżnię, bez wytworzenia pracy / . Wobec nieprzenikliwości ścianek naczynia  $\delta C = 0$ , a więc rozpatrywany przebieg będzie przebiegiem przy  $du = 0$ , to jest PRZEBIEGIEM ELEMENTARNYM PRZY STAŁEJ ENERGJI CIEPLIKOWEJ WEWNĘTRZNEJ  $u = u_0$ . NIE ODWRACALNYM. -

Zupełnie nieodwracalny elementarny przebieg  $MM'$  przy  $dv < 0$  odbywa się na koszt nieskończenie wielkich przyrostów  $\delta \Pi = \delta C = \infty$ . Praktycznie tego rodzaju przebieg oczy-

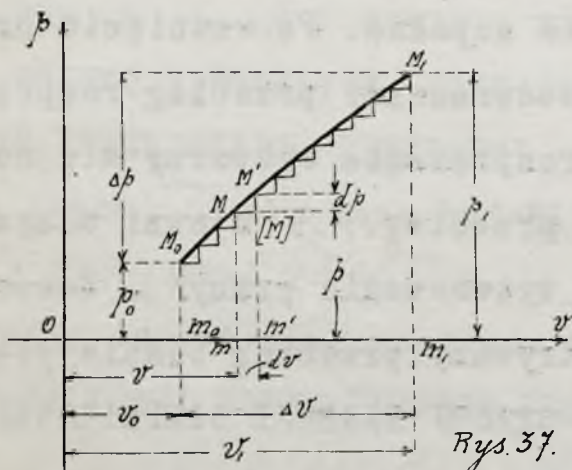


wiście urzeczywistnić się nie da - teoretycznym przykładem przebiegu zupełnie nieodwracalnego przy  $dv < 0$  może służyć przebieg ujawniający przyrosty  $dv < 0, dp > 0$  w ciele czynnym, doprowadzonym w swej masie do stanu cieplikowego zaniku  $M_0(p_0, v_0, T_0)$ , gdzie  $p_0 = T_0 = 0$ . Tego rodzaju stan cieplikowy cechować winien ciało rozsiane w próżni bezwzględnej - na atomy pierwotnego bezwładu. Przebieg  $MM'$  BUDZĄCY ROZSIANĄ MATERJĘ DO ŻYCIA FIZYCZNEGO ORAZ WPROWADZAJĄCY JĄ W STAN SKUPIENIA DZIĘKI UJAWNIONYM PRZYROSTOM  $dp > 0$  ORAZ  $dv < 0$  - wykonany być może li tylko na tle nieskończonych ilości pracy pochłoniętej z zewnątrz  $\delta\pi = \infty$  i ciepłika skupienia materji  $\delta\sigma = \infty$ . Wykonać zaś ten przebieg - nie w mocy rąk ludzkich - stanowi on zagadkę bytu. Wielkie dzieło powołania materji do życia i wprowadzenia jej w stan skupienia dostępne jest tylko STWORCY WSZECHRZECZY.

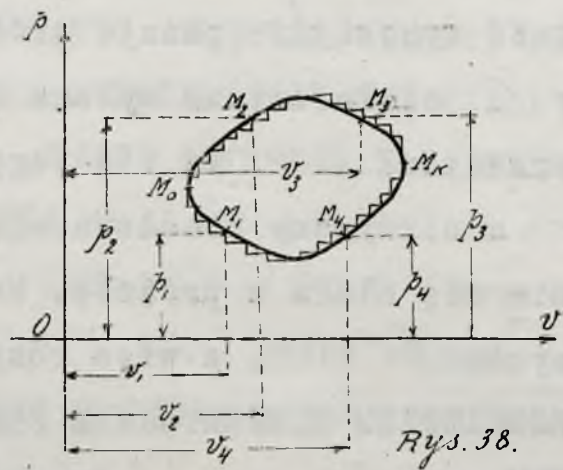
§ 45. WNIOSKI. Oznaczmy przez  $\delta S = \delta\sigma : T$  - WARTOŚĆ PRZYROSTU ENTROPII DLA NIEODWRACALNEGO PRZEBIEGU ELEMENTARNEGO  $MM'$ , oraz przez  $dS = d\sigma : T$  - wartość przyrostu entropji dla elementarnego sprzężonego odwracalnego przebiegu  $M(M)M'$ . Wobec istnienia nierówności  $\delta\sigma < d\sigma$  dla obu wypadków  $dv > 0$  i  $dv < 0$ , możemy napisać  $\delta\sigma : T = d\sigma : T$ , to jest  $\delta S = dS$ . Stąd mamy :

WNIOSEK PIERWSZY. PRZYROST ENTROPII  $\delta S$  DLA NIEODWRACALNEGO ELEMENTARNEGO PRZEBIEGU  $MM'$ , UJAWNIAJĄCEGO PRZYROSTY  $dv, dp$  POSIADA WARTOŚĆ MNIEJSZĄ OD WARTOŚCI PRZYROSTU ENTROPII  $dS$  SPRĘŻONEGO PRZEBIEGU  $M(M)M'$  UJAWNIAJĄCEGO TE SAME PRZYROSTY  $dp, dv$ , A ZŁOŻONEGO Z KOLEJNO PO SOBIE IDĄCYCH ELEMENTARNYCH PRZEBIEGÓW PRZY STAŁEJ OBJĘTOŚCI I PRĘŻNOŚCI WŁAŚCIWYCH.

Z kolei rozpatrujemy [rys. 37] równoległe do skończonego nieodwracalnego przebiegu  $M_0 M_1$  SPRĘŻONY z nim łamany przebieg  $M_0[M_0] \dots M[M]M' \dots M_1$ , odwracalny, bo utworzony z kolejno po sobie idących odwracalnych elementarnych przebiegów  $M(M)M'$ ,



Rys. 37.



Rys. 38.

sprzężonych /wewnętrznie lub zewnętrznie/ z elementarnymi nieodwracalnymi przebiegami  $MM'$  składającymi dany przebieg  $M_0 M_1$ . Dla elementarnych przebiegów  $MM'$  oraz  $M(M)M'$  mamy, jakieśmy to już wy-

żej udowodnili  $\delta S < dS$ . Stąd oczywiście  $\sum \delta S < \sum dS$ , gdzie znak  $\sum \delta S$  rozciąga się na wszystkie elementarne przebiegi  $MM'$ , zaś znak sumy  $\sum dS = \Delta S = S_1 - S_0$  na przebiegi sprzężone  $M(M)M'$ , składające łamany przebieg. Stąd otrzymujemy :

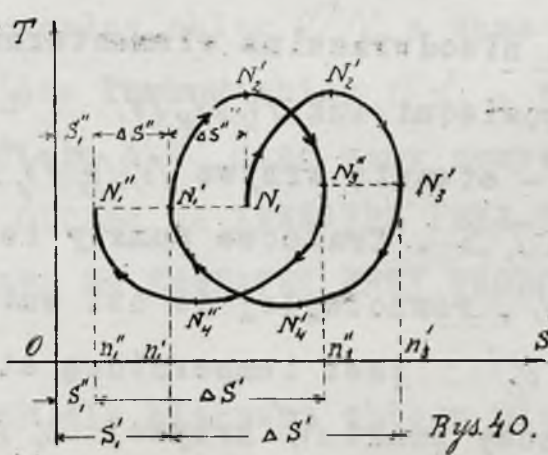
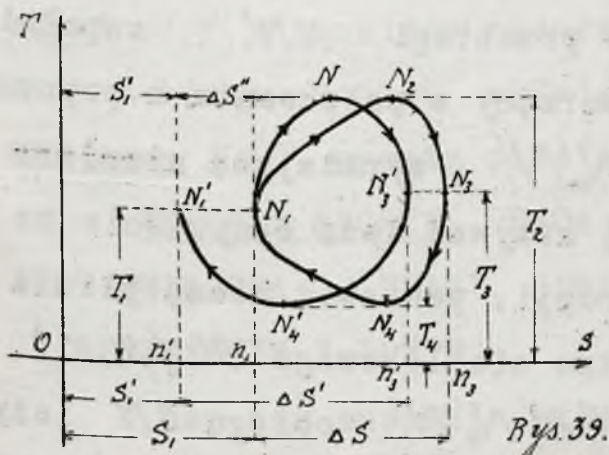
WNIOSEK DRUGI. PRZYROST ENTROPII  $\sum \delta S$  DLA NIEODWRACALNEGO SKOŃCZONEGO PRZEBIEGU



$M_0 M_1$ , UJAWNIAJĄCEGO PRZYROSTY  $\Delta\beta, \Delta v$ , POSIADA WARTOŚĆ MNIEJSZĄ OD WARTOŚCI PRZYROSTU  $\Sigma dS$  ENTROPJI SPRZĘZONEGO ŁAMANEGO ODWRACALNEGO SKOŃCZONEGO PRZEBIEGU  $M_0 M_1$ , UJAWNIAJĄCEGO TE SAME PRZYROSTY  $\Delta\beta, \Delta v$ , A ZŁOŻONEGO Z KOLEJNO PO SOBIE IDĄCYCH ELEMENTARNYCH ODWRACALNYCH PRZEBIEGÓW  $M(M)M'$ , SPRZĘŻONYCH Z ELEMENTARNYMI NIEODWRACALNYMI PRZEBIEGAMI  $MM'$ , STANOWIĄCYMI DANY PRZEBIEG.

W końcu rozpatrujemy równoległe do danego nieodwracalnego obiegu  $M_0 M_K$  /rys.38/ SPRZĘŻONY ŁAMANY obieg  $M_0 M_K$ , odwracalny, bo utworzony z kolejno po sobie idących odwracalnych elementarnych przebiegów  $M(M)M'$ , sprzężonych z elementarnymi nieodwracalnymi przebiegami  $MM'$ , składającymi dany obieg. Dla elementarnych przebiegów  $MM'$  oraz  $M(M)M'$  mamy, jakieśmy to już wyżej udowodnili  $\delta S < dS$ . Stąd oczywiście  $\Sigma \delta S < \Sigma dS$ , gdzie znak sumy  $\Sigma \delta S$  rozciąga się na wszystkie elementarne przebiegi  $MM'$ , a znak sumy  $\Sigma dS$  - na sprzężone przebiegi  $M(M)M'$ , składające łamany obieg. Wobec odwracalności łamanego obiegu, sprzężonego z danym mamy  $\Sigma dS = 0$ , skąd  $\Sigma \delta S < 0$  dla danego odwracalnego obiegu. Stąd mamy

**WNIOSEK TRZECI. NIEODWRACALNY OBIEG UJAWNIA UJEMNY PRZYRÓST ENTROPJI CIAŁA, CZYNNEGO W TYM OBIEGU.** W układzie osi  $T, S$  /rys. 39/ zamknięta krzywa  $N_1 N_2 N_3 N_4 N_1$  wy-



brazać oczywiście będzie PRAWY ODWRACALNY ŁAMANY OBIEG krzywej  $M_1 M_2 M_3 M_4 M_1$  w układzie osi  $\beta, v$  /rys.38/, SPRZĘŻONY Z DANYM obiegiem nieodwracalnym  $M_0 M_K$  /rys.38/, RÓWNIEŻ PRAWYM. /Ograniczamy się tu do rozpatrywa-

nia li tylko prawych obiegów wobec oczywistej niezależności wyników od kierunku obiegu /. Dwie skrajne styczne  $n_1 N_1$  oraz  $n_3 N_3$  /rys. 39/ wyznaczają KRAŃCOWE PUNKTY  $N_1/[T_1, S_1]$  oraz  $N_3/[T_3, S_3 = S_1 + \Delta S]$ , odpowiadające skrajnym wartościom  $S_1$  i  $S_3 = S_1 + \Delta S$  entropji ciała czynnego w tym obiegu. Ponadto niech punkty  $N_2$  oraz  $N_4$  przynależą do skrajnych wartości temperatur  $T_2$  oraz  $T_4$  ciała, czynnego w danym obiegu. W układzie osi  $\beta, v$  /rys. 38/ punktom  $N_1, N_2, N_3$  i  $N_4$  odpowiadać będą punkty  $M(\beta_1, v_1), M_2(\beta_2, v_2), M_3(\beta_3, v_3)$  i  $M_4(\beta_4, v_4)$ . W ten sposób obieg  $N_1 N_2 N_3 N_4 N_1$  rozpadnie się na dwa, kolejno po sobie idące przebiegi:  $N_1 N_2 N_3$ , gdzie ujawnia się przyrost  $\Delta S = 0n_3 - 0n_1 > 0$  oraz  $N_3 N_4 N_1$ , gdzie ujawnia się przyrost  $-\Delta S = 0n_1 - 0n_3 < 0$ ; natomiast łamany obieg  $M_1 M_2 M_3 M_4 M_1$  rozpadnie się na kolejno po sobie idące przebiegi łamane  $M_1 M_2 M_3$  oraz odpowiednio  $M_3 M_4 M_1$ , które z kolei rozpadną się na odwracalne elementarne przebiegi  $M(M)M'$  ujawniające przyrosty  $dS$  i  $dT$  a sprzężone z elementarnymi nieodwracalnymi przebiega-



mi  $MM'$ , ujawniającymi przyrosty  $dT$  oraz  $\delta S < dS$ , a stanowiącymi dany nieodwracalny obieg  $M_0 M_2 M_3 M_x M_1 M_0$ .

Obierzmy punkt  $M_1$  za punkt wyjścia dla obu obiegów - ŁAMANEGO ODWRACALNEGO  $M_1 M_2 M_3 M_4 M_1$  - OBIEGU „ $O\mathcal{L}$ ” - oraz pierwotnego NIEODWRACALNEGO  $M_0 M_2 M_3 M_x M_1 M_0$  OBIEGU „ $ON$ ”. Dzieląc nieodwracalny skończony przebieg  $M_1 M_2 M_3$  obiegu  $ON$  na nieodwracalne elementarne przebiegi  $MM'$ ... z łatwością możemy określić dla każdego z nich przyrosty  $\delta S$  i  $dT$ , a, co za tem idzie możemy wyznaczyć w układzie osi  $T, S$  łuk  $N_1 N_2' N_3'$ , wyrażający przebieg  $M_1 M_2 M_3$  obiegu  $ON$ . Ponieważ oczywiście tak dla łamanego odwracalnego przebiegu  $M_1 M_2 M_3$  obiegu  $O\mathcal{L}$ , jak i dla nieodwracalnego przebiegu  $M_1 M_2 M_3$  obiegu  $ON$  - temperatura ciała czynnego w krańcowym stanie cieplikowym  $M_3(p_3, v_3)$  wynosi  $T_3 = f(p_3, v_3)$ , przeto końcowe punkty łuków  $N_1 N_2' N_3'$  oraz  $N_1 N_2' N_3'$  leżeć będą na prostej  $N_3' N_3$ , równoległej do osi entropji układu  $T, S$ , przyczem końcowy punkt  $N_3'$  łuku  $N_1 N_2' N_3'$  będzie leżał BLIŻEJ początku współrzędnych, ponieważ łamany przebieg odwracalny  $M_1 M_2 M_3$  obiegu  $O\mathcal{L}$  ujawnia przyrost entropji  $\Delta S = ON_3 - ON_1 > 0$ , a przebieg  $M_1 M_2 M_3$  nieodwracalny / obiegu  $ON$  / ujawnia przyrost  $\Sigma \delta S = ON_3' - ON_1 < \Delta S$ , również dodatni, lecz mniejszy od  $\Delta S$ . - Dzieląc z kolei nieodwracalny skończony przebieg  $M_3 M_4 M_1$  obiegu  $ON$  na nieodwracalne elementarne przebiegi  $MM'$ ... zupełnie w ten sam sposób wyznaczymy odpowiedni łuk  $N_3' N_4' N_1'$ , tworzący w połączeniu z poprzednio wyznaczonym łukiem  $N_1 N_2' N_3'$  - otwartą krzywą  $N_1 N_2' N_3' N_4' N_1'$ , wyrażającą nieodwracalny obieg  $ON$  w układzie osi  $T, S$ . Krańcowe punkty tej krzywej leżą oczywiście na jednej i tej samej prostej  $N_1' N_1$ , równoległej do osi entropji, ponieważ niewątpliwie  $ON_1' = ON_1 = T_1$ , gdzie  $T_1 = f(p_1, v_1)$  jest temperaturą stanu cieplikowego  $M_1(p_1, v_1)$  punktu wyjścia obiegu  $ON$ . Końcowy punkt  $N_1'$  krzywej  $N_1 N_2' N_3' N_4' N_1'$  obiegu  $ON$  leży oczywiście BLIŻEJ początku współrzędnych niż punkt początkowy  $N_1$ , obieg bowiem  $ON$  jako nieodwracalny ujawnia przyrost  $\Delta S'' = ON_1' - ON_1$ , - UJEMNY co daje  $ON_1' < ON_1$ .

Stąd mamy:

WNIOSEK CZWARTY. NIEODWRACALNY OBIEG WYRAŻA SIĘ OTWARTYM ŁUKIEM W UKŁADZIE OSI  $T, S$ ; SKRAJNE PUNKTY TEGO ŁUKU LEŻĄ NA PROSTEJ RÓWNOLEGŁEJ DO OSI ENTROPJI - W ODLEGIŁOŚCI RÓWNEJ UJAWNIONEMU PODCZAS OBIEGU UJEMNEMU PRZYROSTOWI ENTROPJI CIAŁA CZYNNEGO.

Jeżeli po dokonaniu nieodwracalnego obiegu  $ON$ , wykonamy ten sam obieg ponownie, znów wychodząc z punktu wyjścia  $M_1$ , to w układzie osi  $T, S$  otrzymamy krzywą  $N_1 N_2' N_3' N_4' N_1' N_2'' N_3'' N_4'' N_1''$  /rys. 40/ złożoną z dwóch tożsamościowych ZWOJÓW  $N_1 N_2' N_3' N_4' N_1'$  oraz  $N_1 N_2'' N_3'' N_4'' N_1''$ , kolejno idących po sobie, a stanowiących wspólnie w układzie osi  $T, S$  - łuk potworzonego dwa razy nieodwracalnego obiegu  $ON$ . Powtarzając ten nieodwracalny obieg  $K$  razy otrzymamy otwartą grajcarską krzywą, złożoną z  $K$  tożsamościowych zwojów idących po sobie kolejno. Skrajne punkty tej krzy-



wej leżą oczywiście na prostej  $N, N', N'', N''', \dots, N_i^{(k)}$ , równoległej do osi entropji, przyczem końcowy punkt  $N_i^{(k)}$  krzywej leży BLIŻEJ do osi temperatur niż punkt początkowy  $N_i$ . Odległość  $N, N_i^{(k)} = k \Delta S''$ , gdzie  $\Delta S''$  oznacza ujemny przyrost entropji, ujawniający się przy każdorazowym wykonywaniu danego nieodwracalnego obiegu, a  $k$  jest liczbą dokonanych obiegów. Stąd mamy:

WNIOSEK PIĄTY. DOWOLNĄ ILOŚĆ RAZYPOWTÓRZONY NIEODWRACALNY OBIEG W UKŁADZIE OSI  $T, S$  WYRAŻA SIĘ OTWARTYM ŁUKIEM GRAJCARKOWATEJ KRZYWEJ, ZŁOŻONEJ Z PEWNEJ ILOŚCI TOŻSAMOŚCIOWYCH KOLEJNO PO SOBIE IDĄCYCH ZWOJÓW, PRZYZEM ILOŚĆ TYCH ZWOJÓW RÓWNA JEST ILOŚCI DOKONANYCH OBIEGÓW. SKRAJNE PUNKTY GRAJCARKOWATEJ KRZYWEJ LEŻĄ NA PROSTEJ RÓWNOLEGŁEJ DO OSI ENTROPJI - W ODLEGŁOŚCI, RÓWNEJ SUMMIE UJEMNYCH RÓWNYCH PRZYROSTÓW ENTROPJI, KAŻDORAZOWO UJAWNIAJĄCYCH SIĘ PODCZAS DOKONYWANIA NIEODWRACALNEGO OBIEGU.

Dla rozpatrywanego nieodwracalnego obiegu  $ON$  równanie § 43 napiszemy na mocy  $\delta C - dC = A(\delta \Pi - d\Pi)$  to jest  $\delta C - A\delta \Pi = dC - Ad\Pi = du$  - w postaci  $\Sigma(\delta C - A\delta \Pi) = \Sigma(dC - Ad\Pi) = \Sigma du = 0$ . Stąd więc oczywiście wobec  $\Sigma \delta C < \Sigma dC$  - mamy  $\Sigma \delta \Pi < \Sigma d\Pi$ , gdzie summa  $\Sigma \delta \Pi$  rozciąga się na wszystkie elementarne przebiegi  $MM'$ , stanowiące nieodwracalny obieg  $ON$ , a suma  $\Sigma d\Pi$  - na sprzężone elementarne przebiegi  $M(M)M'$ , składające łamany obieg  $OL$ , przyczem oczywiście ta ostatnia suma  $\Sigma d\Pi$  wyraża pole obiegu  $ON$ . Stąd mamy oczywisty

WNIOSEK SZOSTY. PRACA, ODDANA NA ZEWNĄTRZ PRZY TWORCZYM NIEODWRACALNYM OBIEGU JEST MNIEJSZA OD PRACY, ODDANEJ NA ZEWNĄTRZ PRZY TWORCZYM ŁAMANYM ODWRACALNYM OBIEGU, SPRZĘŻONYM Z DANYM.

W ten sam zupełnie sposób dla biernego obiegu nieodwracalnego mamy  $\Sigma \delta \Pi < \Sigma d\Pi$ , skąd otrzymujemy; wobec tego iż

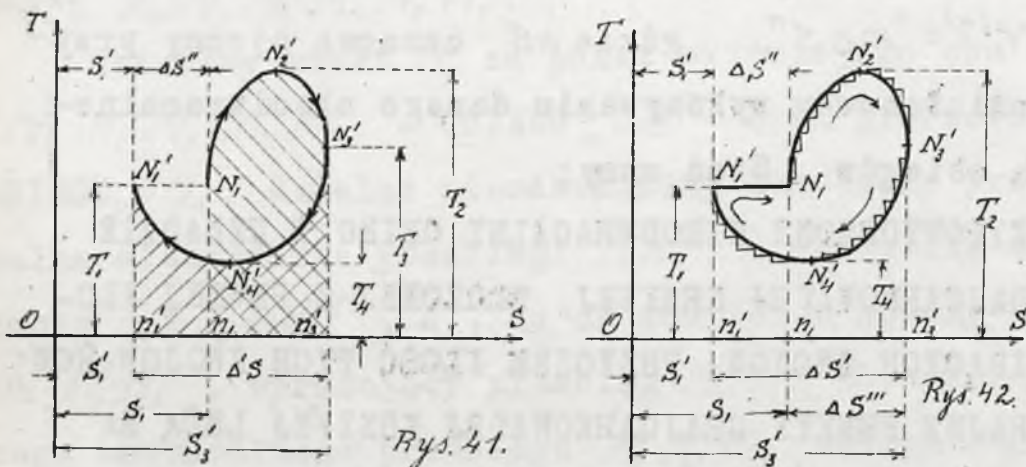
WNIOSEK SIÓDMY. PRACA, POCHŁONIĘTA Z ZEWNĄTRZ PRZY BIERNYM NIEODWRACALNYM OBIEGU JEST WIĘKSZA OD PRACY, KONIECZNEJ DO WYKONANIA ŁAMANEGO ODWRACALNEGO BIERNEGO OBIEGU, SPRZĘŻONEGO Z DANYM.

§ 46. SPRAWNOŚĆ NIEODWRACALNEGO OBIEGU. Rozpatrzmy w układzie osi  $T, S$ , otwarty łuk  $N, N_2, N_3, N_4, N_5$ , odpowiadający nieodwracalnemu obiegowi  $ON$  w układzie osi  $p, v$ . W danym wypadku oczywiście powierzchnia  $C_2 > 0$  oznacza ilość ciepła  $C_2$  POBRANĄ ZE ŹRÓDEŁ podczas wykonywania obiegu  $ON$ , łuk bowiem  $N, N_2, N_3$  ujawnia dodatni przyrost entropji  $\Delta S''' = \Theta_{N_3} - \Theta_{N_1} > 0$ ; natomiast zaś powierzchnia  $C_1$  oznacza w danym wypadku ilość ciepła  $-C_1 < 0$  ODDANĄ ŹRÓDŁOM podczas wykonywania obiegu  $ON$ , łuk bowiem  $-N_3, N_4, N_5$  ujawnia ujemny przyrost  $-\Delta S' = \Theta_{N_5} - \Theta_{N_3} < 0$ . - Suma  $C_2 - C_1 = C_3 > 0$  stanowi ciepłkowy równoważnik PRACY, ODDANEJ NA ZEWNĄTRZ podczas trwania obiegu nieodwracalnego  $ON$ . Stąd bezpośrednio SPRAWNOŚĆ NIEODWRACALNEGO OBIEGU  $ON$ :

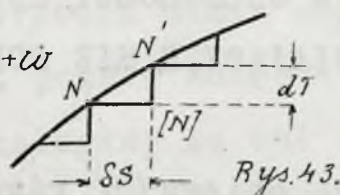


$$\eta_N = C_3 : C_2 = 1 - C_1 : C_2. -$$

Określona w ten sposób sprawność nieodwracalnego obiegu porównajmy ze spraw-



nością SPRZĘŻONEGO ODWRACALNEGO OBIEGU, wytworzonego w następujący sposób. Rozpatrzmy ŁAMANY ODWRACALNY PRZEBIEG  $N, N_2', N_3', N_4', N_1'$  UTWORZONY (KOLEJNO PO SOBIE IDĄCYCH ELEMENTARNYCH ŁAMANYCH PRZEBIEGÓW  $N(N)N_1'$ , SKŁADAJĄCYCH SIĘ Z PRZEBIEGÓW  $N[N]$  IZOTERMICZNYCH, TEMPERATURY  $T_1$ , PRZYNALEŻNEJ DO PUNKTU  $N(T, S)$  ROZPATRYWANEGO ŁUKU  $N, N_2', N_3', N_4', N_1'$ , ORAZ - PRZEBIEGÓW  $[N]N_1'$  ADIABATYCZNYCH. Elementarne przebiegi  $N[N]$



$POW [n, N, N_2', N_3', n_3'] = C_2$   
 $POW [n_1', N_1', N_4', N_3', n_3'] = C_1$   
 $POW [n_1', N_1', N_1, n_1] = w$   
 $POW [n_1', N_1', N, N_2', N_3', n_3'] = C_2 + w$   
 $POW [N, N_2', N_3', N_4', N_1', N_1] = C_2 + w - C_1$

$C_2 - C_1 = C_3$   
 $C_2 + w - C_1 = C_3 + w$

oraz  $[N]N_1'$  ujawniają oczywiście te same przyrosty  $\delta S, dT$  co i element  $NN'$  rozpatrywanego łuku; przeto elementarny ŁAMANY PRZEBIEG  $N[N]N_1'$  będziemy nazywać SPRZĘŻONYM z elementarnym przebiegiem  $NN_1'$  ujawniającym przyrosty  $\delta S$  i  $dT$ .

ŁAMANY ODWRACALNY PRZEBIEG  $N, N_2', N_3', N_4', N_1'$ , ŁĄCZNIE Z ODWRACALNYM PRZEBIEGIEM  $N_1', N_1$ , ZACHODZĄCYM WZDŁUŻ IZOTERMY TEMPERATURY  $T_1$ , TWORZY ODWRACALNY OBIEG  $N, N_2', N_3', N_4', N_1', N_1, N$  SPRZĘŻONY Z DANYM NIEODWRACALNYM OBIEGIEM  $ON$ . W ten sposób wytworzony OBIEG SPRZĘŻONY ZACHODZI OCZYWIŚCIE W GRANICACH TYCH SAMYCH SKRAJNYCH WARTOŚCI TEMPERATUR I ENTROPJI CO I DANY NIEODWRACALNY OBIEG.

W danym wypadku powierzchnia  $C_2 + w > 0$  oczywiście oznacza ciepłik  $C_2 + w$  POBRANY ZE ŹRÓDEŁ podczas wykonywania obiegu sprzężonego, linja bowiem łamana  $N_1', N_1, N_2', N_3'$  ujawnia dodatni przyrost entropji  $\Delta S' = On_3' - On_1' > 0$  natomiast powierzchnia  $C_1 > 0$  oznacza w danym wypadku ilość ciepłika  $-C_1$  ODDANEGO ŹRÓDŁOM, linja bowiem łamana  $N_3', N_4', N_1'$  ujawnia ujemny przyrost entropji  $-\Delta S' = On_1' - On_3' < 0$ . Suma  $C_2 + w - C_1 = C_3 + w$  stanowi oczywiście ciepłikowy równoważnik PRACY, ODDANEJ NA ZEWNĄTRZ PRZY WYKONYWANIU OBIEGU SPRZĘŻONEGO Z DANYM, NIEODWRACALNYM OBIEGIEM. Stąd SPRAWNOŚĆ OBIEGU SPRZĘŻONEGO  $\eta_s = [C_3 + w] : [C_2 + w] = 1 - C_1 : [C_2 + w]$ . - Wobec  $w > 0$  mamy oczywiście  $C_2 + w > C_2$  a zatem  $\eta_s > \eta_N$ . Stąd wnioskujemy, że

SPRAWNOŚĆ NIEODWRACALNEGO PRAWEGO OBIEGU JEST NIŻSZA OD SPRAWNOŚCI OBIEGU ODWRACALNEGO, SPRZĘŻONEGO Z DANYM. - Sprawność zaś tego ostatniego, jako odwracalnego obiegu jest wogólnie niższa od sprawności twórczego obiegu Carnot'a, odbywającego się w granicach tych samych skrajnych wartości temperatur i entropji. Stąd ostatecznie wnioskujemy, że



PRAOBIEG JEST IDEALEM WSZELKIEGO OBIEGU, ZACHODZĄCEGO W DANYCH GRANICACH WARTOŚCI TEMPERATUR I ENTROPJI. W tych warunkach posiada on bowiem NAJWYŻSZĄ SPRAWNOŚĆ  $\eta = 1 - T_2/T_1$ , gdzie  $T_2$  i  $T_1$  są wartościami temperatur źródeł o temperaturze wyższej i niższej.-

Dla  $T_2 = T_1$  mamy  $\eta = 0$ . Stąd oczywisty wniosek że

DLA OTRZYMANIA PRACY MUSIMY ROZPORZĄDZAĆ SPADKIEM TEMPERATUR. Najbogatsze zasoby ciepłikowe przyrody, stają się bezużytecznymi z punktu widzenia możliwości wykorzystania takowych w silniku, z chwilą gdy nastąpi wyrównanie się temperatur. Ponieważ zaś brak ruchu stanowi zarazem śmierć organizmu żyjącego - przeto POWSZECHNA LETNIA KĄPIEL - OSTATECZNE ZNIWELOWANIE TEMPERATUR CIAŁ OTACZAJĄCYCH stanowi kres bytu do którego dąży wszechświat, drogą wyczerpywania się różnic temperatur.

Sprawność silnika Carnota  $\eta = 1$  to jest ZUPEŁNĄ PRZEMIANY CIEPLIKA W PRACĘ, otrzymalibyśmy li tylko dla wypadku  $T_2 = 0$ . Skąd wniosek, że

DLA USKUTECZNIENIA CAŁKOWITEJ PRZEMIANY CIEPLIKA W PRACĘ MECHANICZNĄ MUSIELIBYŚMY OSIĄGNĄĆ TEMPERATURĘ ZERA BEZWZGLĘDNEGO.

Z tego punktu widzenia nasze ziemskie warunki bytu nie należą do idealnych - zaszliśmy bowiem już dosyć daleko na drodze wyrównania temperatur ciał otaczających: nasze ogólnie dostępne źródła o temperaturze niższej daleko odbiegają od temperatury zera bezwzględnej. Z drugiej znów strony nie mamy źródeł o dostatecznie wysokich temperaturach, lub z nich korzystać nie umiemy - w warunkach samego otoczenia SPADKI CIEPLIKOWE wykazują nader nikłe wartości stąd słaba sprawność naszych silników ciepłikowych, nie przekraczająca dotychczas wartości 0,35 - 0,40 w najlepszych jednostkach. Winniśmy jednak mimo przeszkód natury czysto fizycznej dążyć do jaknajdokładniejszego urzeczywistnienia przebiegu, w tych bowiem warunkach otrzymujemy najwyższą sprawność - oraz - korzystać z jaknajwiększych ciepłikowych spadków.

To są punkty wytyczne, którymi należy się powodować przy wcielaniu w kształt rzeczywisty idei silnika ciepłikowego. Zobaczymy, co na tej drodze dokonano w dziedzinie SILNIKA PAROWEGO TŁOKOWEGO.- W tym celu zbadać musimy.

§ 47. ZASADNICZE WŁASNOŚCI PARY WODNEJ - ciała czynnego silnika parowego tłokowego. W tym celu rozpatrzmy pod tłokiem cylindra silnika Carnot'a zawarty kilogram ciała czynnego-WODY O TEMPERATURZE  $T_0 = 273^\circ\text{C}$  = bezwzględnej, to jest o temperaturze  $t_0 = 0^\circ\text{C}$  zwykłej. Tłok obciążony pewną ilością ciężarków  $dQ$ , wywołujących ciśnienie  $p_K$  w masie zawartej pod tłokiem wody, której objętość będzie dajmy na to  $v_0$ .-

Stawiając w ten sposób przygotowany cylinder kolejno na ławeczki  $L_0, L_1, L_2, \dots, L_K$ , w których zawarte są nieograniczone źródła o temperaturach  $t_0 = 0$ ,  $t_1 = t_0 + dT = dT$ ,  $t_2 = t_0 + 2dT = 2dT, \dots, t_K$ , powodujemy oddawanie pewnych ilości ciepłika źródła - wodzie



pod tłokiem cylindra zawartej, a więc, co zatem idzie i wzrost temperatury ciała czynnego przy stałym ciśnieniu  $p_k$ .

Ponieważ objętości właściwe wody przy  $t=4^{\circ}C$  stanowi minimum, przeto przy przesuwaniu cylindra otrzymujemy zrazu nieznaczne kurczenie się ciała czynnego, a po przekroczeniu ławeczki o temperaturze  $4^{\circ}C$  - wzrost objętości właściwej ciała czynnego - wody. Otrzymywane w ten sposób zmiany objętości właściwej są nader nieznaczne a przyrosty temperatury stałe, na tle pobranych ze źródeł  $\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_k$  ilości ciepłikowych  $dC_1 = c_{p1} dT, dC_2 = c_{p2} dT, \dots, dC_k = c_{pk} dT$ . Kiedy już ustawimy cylinder na ławeczce  $\xi_k$  i pobierzemy ciepłik  $dC_k$ , konieczny dla wyrównania temperatur wody i źródła do wspólnej wartości  $t_k$  źródła  $\xi_k$  - tak zwanej KRYTYCZNEJ TEMPERATURY DLA PRĘŻNOŚCI WŁAŚCIWEJ  $p_k$  - to pod tłokiem cylindra otrzymamy WODĘ O TEMPERATURZE KRYTYCZNEJ  $t_k$  inaczej mówiąc otrzymamy WODĘ CIEPLIKOWO NASYCONEJ. Summa pobranych ilości ciepłikowych  $dC_i$  ze źródeł  $\xi_i$  stanowi CIEPLIK WODY NASYCONEJ  $q_k = \sum dC$  to jest ILOŚĆ CIEPŁA, POTRZEBNĄ DO OGRZANIA JEDNEGO KILOGRAMA WODY z  $t_0=0^{\circ}$  DO TEMPERATURY KRYTYCZNEJ  $t_k$  PRZY DANEJ PRĘŻNOŚCI WŁAŚCIWEJ  $p_k$ . CIEPLIK WODY NASYCONEJ  $q_k$  JEST OCZYWIŚCIE JEJ CIEPLIKIEM CAŁKOWITYM.

Stawiając cylinder kolejno na ławeczki  $\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_k$  możemy nasycać wodę zawartą pod tłokiem, pewnymi ściśle określonymi nieskończenie małymi ilościami ciepłika  $dC_1, \dots, dC_k$ , pobranymi z odpowiednich źródeł. Pochłanianie tych ciepłikowych przyrostów odbywa się oczywiście SAMOCZYNNIE dopóty, dopóki istnieje różnica temperatur ciała czynnego i źródła, to jest póki na tle pobranego ciepłika nie ujawni się za każdym razem przyrost  $dT$  w CIELE czynnym, powodujący wyrównanie temperatur ciała i źródła. W tym wypadku po otrzymaniu ostatniej ilości ciepłika  $dC_k$ , wprowadzającej wodę, zawartą pod tłokiem w stan nasycenia, otrzymujemy KRAŃCOWY STAN CIEPLIKOWY WODY  $M[p_k, t_k, W_k]$ , przyczem  $W_k$  stanowi objętość kilograma wodynasyconej przy danym ciśnieniu  $p_k$ , a więc JEJ OBJĘTOŚĆ WŁAŚCIWĄ.

Jeżeli z kolei ustawimy dalszy szereg ławeczek  $\xi_{k+1}, \xi_{k+2}, \dots, \xi_m$ , w których zawarte są nieograniczone i niewyczerpane źródła temperatur  $t_k + dT, t_k + 2dT, \dots, t_m$  i przesuniemy rozpatrywany cylinder na ławeczkę  $\xi_{k+1}$ , to otrzymamy ponownie różnicę temperatur ZRÓDŁA ( $t_k + dT$ ) i CIAŁA CZYNNEGO - WODY NASYCONEJ ( $t_k$ ), powodującą wymianę ciepła. Wymiana ta odbywa się w następujących warunkach. Krańcowy stan ciepłikowy danego ciała stanowi KRES ISTNIENIA ciała termo-dynamicznego w pierwotnej postaci, bo dalszym przebiegom towarzyszy ZMIANA STANU SKUPIENIA danego ciała. W danym wypadku każda elementarna ilośćka ciepłika  $dC_{k+1}$ , zaczerpniętego ze źródła  $\xi_{k+1}$ ,

x/ patrz TECHNIK - CIEPŁO - ROZSZERZALNOŚĆ CIAŁ PŁYNNYCH - 1/2 DLA WODY.



powoduje zanik pewnej drobnej ilości wody nasyconej i pojawienie się na tem tle również określonej ilości pary nasyconej, PRZYCZEM TEMPERATURA POZOSTAJĄCEJ WODY NASYCONEJ ORAZ NOWOUTWORZONEJ PARY NASYCONEJ POZOSTAJE STAŁE RÓWNA  $t_x$ , co oczywiście powoduje dalszą wymianę ciepła, to jest napływ nowych cząstek  $dC_{x+1}$  ciepła źródła  $E_{x+1}$ , a, co za tem idzie i ponowne wytwarzanie się nowych ilości pary nasyconej na tle zaniku odpowiednich WAGOWO RÓWNYCH ilości wody nasyconej. ————— Tłok stale

ciężarem  $\Sigma dQ$  unosi się ku górze, utworzona bowiem MIESZANINA PARY WODY NASYCONEJ rośnie objętościowo wraz z pojawieniem się nowych ilości pary nasyconej, która posiada daleko większą objętość właściwą niż woda, z której powstaje. Oznaczmy przez  $K_x = \Sigma dC_{x+1}$  sumę wszystkich elementarnych ilości ciepła, koniecznych dla CAŁKOWITEGO OBRÓCENIA zawartej pod tłokiem wody nasyconej w PARĘ, - CIEPLIK  $K_x$  nazywamy CIEPLIKIEM PAROWANIA WODY PRZY DANEJ PRĘŻNOŚCI  $p_x$ ;  $K_x$  jest ilością skończoną - energia tego ciepła obrócona zostaje w pracę ROZLUZNIENIA DROBINOWYCH WIĘZÓW wody nasyconej, a ta praca daje ZMIANĘ SKUPIENIA WODY NASYCONEJ W PARĘ NASYCONĄ, której OBJĘTOŚĆ WŁAŚCIWA  $v_x > w_x$ .

Kładąc  $0 \leq X \leq 1$  — możemy wypowiedzieć następujące prawo doświadczalne: CZĘŚĆ  $XK_x$  CIEPŁOSTEK - CIEPLIKA PAROWANIA WODY PRZY PRĘŻNOŚCI WŁAŚCIWEJ  $p_x$  POWODUJE ODPAROWANIE  $X$  KILOGRAMA WODY NASYCONEJ, ZAWARTEJ POD TŁOKIEM, GDZIE WYTWARZA SIĘ W TEN SPOSÓB MIESZANINA  $X$  KILOGRAMA PARY NASYCONEJ z  $[1-X]$  KILOGRAMA WODY NASYCONEJ, NAZYWANA ZWYKLE PARĄ MOKRĄ, O ILOŚCI PARY  $X$  KILOGRAMA. Z tego powodu  $X$  KILOGRAMA nazywamy zazwyczaj ILOŚCIĄ WŁAŚCIWĄ PARY w kilogramie pary wilgotnej.

OBJĘTOŚĆ WŁAŚCIWĄ  $u_x$  KILOGRAMA PARY MOKREJ O ILOŚCI WŁAŚCIWEJ  $X$  KILOGRAMA PARY otrzymamy oczywiście pisząc  $u_x = X v_x + (1-X)w_x$ . Skrajna wartość  $X=0$  stosuje się oczywiście do WODY NASYCONEJ, zaś wartość  $X=1$  oznacza PARĘ NASYCONĄ SUCHĄ, jaką otrzymujemy pod tłokiem na tle pochłoniętej ze źródła  $E_{x+1}$  SKOŃCZONEJ ilości ciepła parowania  $K_x$ . Zatem źródło  $E_{x+1}$  tem się różni od poprzedzających  $E_1, E_2, \dots, E_x$ , że z tych ostatnich mogliśmy czerpać li tylko drobne elementarne ilotki  $dC_1, dC_2, \dots, dC_x$  ciepła, podczas gdy ze źródła  $E_{x+1}$  pobieramy skończoną ilość ciepła  $K_x$ , dającą pod tłokiem NOWĄ POSTAĆ ciała czynnego - PARĘ NASYCONĄ o stanie cieplikowym  $M_p / [p_x, t_x, v_x]$ , gdzie  $t_x$  jest TEMPERATURĄ NASYCENIA, a  $v_x$  OBJĘTOŚCIĄ WŁAŚCIWĄ PARY NASYCONEJ SUCHEJ-PRZY STAŁEJ PRĘŻNOŚCI WŁAŚCIWEJ  $p_x$ .

CIEPLIK CAŁKOWITY KILOGRAMA PARY NASYCONEJ SUCHEJ wynosi zatem  $\lambda_x = q_x + K_x$  CIEPŁOSTEK, podczas gdy oczywiście CIEPLIK CAŁKOWITY KILOGRAMA PARY MOKREJ O ILOŚCI WŁAŚCIWEJ  $X$  KILOGRAMA PARY WYNOŚI oczywiście  $\lambda_x = q_x + X \cdot K_x$  CIEPŁOSTEK

Przez cały czas PAROWANIA WODY NASYCONEJ temperatura mieszaniny, jak to już



wyżej nadmieniliśmy, pozostaje stale równa  $t_K$ , a więc dalsza wymiana ciepła jest możliwa na tle stale istniejącej różnicy temperatur ciała czynnego ( $t_K$ ) i źródła ( $t_K + dT$ ). Pozostawmy więc cylinder, zawierający już obecnie PARĘ o stanie cieplikowym  $M_p$  na ławeczce  $L_{K+1}$ . Na tle różnicy temperatur elementarna ilość ciepła  $dC_{K+1}$  napływie ze źródła, podnosząc temperaturę pary do temperatury źródła  $L_{K+1}$  to jest do  $t_K + dT$ . Oznaczając przez  $C_p$  odpowiednią wartość CIEPLIKA WŁAŚCIWEGO PARY PRZY STAŁEJ PRĘŻNOŚCI  $\beta_K$ , widzimy, że  $dC_{K+1} = C_p dT$  przeto CAŁKOWITA ILOŚĆ CIEPLIKA POBRANEGO ZE ŹRÓDŁA  $L_{K+1}$  wynosi  $K_K + C_p dT$ . Wobec wyrównania temperatur dalsza wymiana ciepła jest już niemożliwa — aby ponownie takową osiągnąć, musimy przesunąć cylinder na następną ławeczkę  $L_{K+2}$ , gdzie panuje temperatura  $t_K + 2dT$ . Na tle utrzymanej w ten sposób różnicy temperatur ciało czynne, zawarte pod tłokiem, pochłonie elementarną ilość ciepła  $dC_{K+2} = C_p dT$ , powodującą ponowne wyrównanie temperatur ciała czynnego i źródła  $L_{K+2}$ . Posuwając cylinder kolejno na ławeczki  $L_{K+1}$ ,  $L_{K+2}, \dots, L_m$  otrzymamy kolejno pod tłokiem parę o prężności właściwej  $\beta_K$  i temperaturach  $t_K + dT, t_K + 2dT, \dots, t_m > t_K$  to jest otrzymamy PARĘ PRZEGRZANĄ do powyżej wymienionych temperatur, które nazywamy TEMPERATURAMI  $t_m$  PRZEGRZANIA, a różnice  $t_m - t_K = \Delta t$  STOPNIAMI PRZEGRZANIA PARY. CAŁKOWITY CIEPLIK konieczny dla wprowadzenia pary w stan przegrzania do temperatury  $t_m - dC_{K+1} + dC_{K+2} + \dots + dC_m = \int_{t_K}^{t_m} C_p dT$  nazywamy CIEPLIKIEM PRZEGRZANIA PARY PRZY STAŁEJ PRĘŻNOŚCI  $\beta_K$  — na tle tego ciepła otrzymujemy PARĘ PRZEGRZANĄ o cieplikowym stanie  $M_m(\beta_K, t_m, v_m)$  gdzie  $t_m$  jest TEMPERATURĄ PRZEGRZANIA a  $v_m$  — OBJĘTOŚCIĄ WŁAŚCIWĄ PARY, PRZEGRZANEJ DO  $t_m$  PRZY STAŁEJ PRĘŻNOŚCI  $\beta_K$  — wyższą od  $v_K$ , bo przegrzewaniu pary towarzyszy wzrost objętości właściwej.

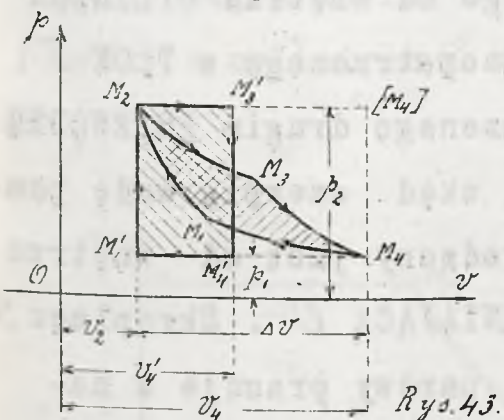
CIEPLIK CAŁKOWITY KILOGRAMA PARY, PRZEGRZANEJ DO TEMPERATURY  $t_m$  PRZY STAŁEJ PRĘŻNOŚCI  $\beta_K$  wynosi więc  $\lambda_m = q_K + K_K + \int_{t_K}^{t_m} C_p dT = \lambda_K + \int_{t_K}^{t_m} C_p dT$ .

Otrzymujemy oczywiście w ten sposób przebiegi NASYCANIA CIEPLIKOWEGO WODY, ODPAROWYWANIA — czyli wytwarzania pary nasyconej oraz PRZEGRZEWANIA PARY NASYCONEJ — są oczywiście ODWRACALNE, zawsze bowiem możemy posuwać cylinder w odwrotnym kierunku. dążąc od  $L_m$  do  $L_0$ , a wtedy wszystkie powyżej opisane przebiegi zachodzić będą w odwrotnym kierunku na tle tych samych cieplikowych przyrostów lecz odwrotnego znaku.

§ 48. TEORETYCZNY SILNIK PAROWY. pracować by powinien oczywiście przebiegiem — wtedy bowiem sprawność jego byłaby najwyższa; trudności jednak urzeczywistnienia silnika Carnota nie są do przewyciężenia z punktu widzenia praktycznego, pominąwszy bowiem już kwestyę zupełnej przenikliwości oraz zupełnej nieprzenikliwości ścianek cylindra, zagadnienie urzeczywistnienia niewyczerpanych źródeł cieplikowych i trudność



manewrowania tłokiem obciążonym różlicznymi ilościami ciężarków - musimy usunąć zasadniczą NIEPRAKTYCZNOŚĆ silnika, pracującego praobiegami, a mianowicie stosunkową ZBYT DUŻĄ WARTOŚĆ RÓŻNIC  $\Delta V = V_4 - V_2$  SKRAJNYCH WARTOŚCI OBJĘTOŚCI WŁAŚCIWYCH



CIAŁA CZYNNEGO, KONIECZNĄ DO OTRZYMANIA DANEJ PRACY, ODDANEJ NA ZEWNĄTRZ PODCZAS PRAOBIEGU, ZACHODZĄCEGO W GRANICY DANYCH CIŚNIEN  $p_2$  ORAZ  $p_1$  /rys. 43/. Wartość  $\Delta V$  stanowi oczywiście o WIELKOŚCI OBJĘTOŚCIOWEGO SKOKU TŁOKA SILNIKA, a, co za tem idzie i o WYMIARACH samego silnika i jego CENIE.

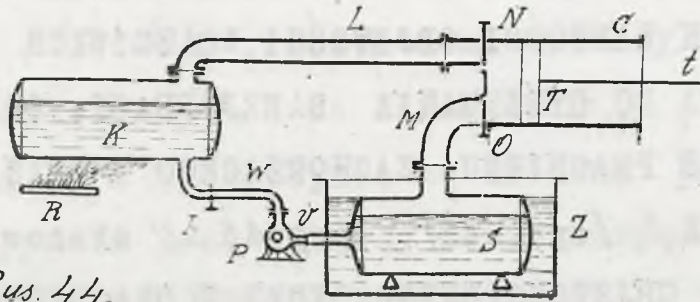
Jak to widać z rysunku NAJWYŻSZA PRACA, JAKĄ WOGÓLE MOŻEMY OTRZYMAĆ PRZY DANYM  $\Delta V$  ORAZ DANYCH  $p_1$  i  $p_2$  WYRAŻA SIĘ POWIERZCHNIĄ PROSTOKĄTĄ  $\Delta V(p_2 - p_1) = \text{POW}(M_1' M_2 [M_4] M_4 M_1')$ , stanowiącą krzywą obiegu, składającego się z dwóch przebiegów  $M_2 [M_4]$  i  $M_4 M_1'$  przy STAŁYCH PRĘŻNOSCACH WŁAŚCIWYCH  $p_2$  i  $p_1$ , oraz dwu przebiegów  $M_1' M_2$  i  $[M_4] M_4$  przy STAŁYCH OBJĘTOŚCIACH WŁAŚCIWYCH  $v_2$  i  $v_4$ . Tego rodzaju OBIEG O NAJWYŻSZEJ PRACY WŁAŚCIWEJ, wymaga oczywiście NAJMNIJSZYCH WYMIARÓW SILNIKA, natomiast nie odznacza się wysoką sprawnością.

Przeprowadźmy prostą  $M_4' M_3'$  równoległą do osi  $Op$  w odległości  $v$  od początku osi współrzędnych tak, aby utworzona w ten sposób POWIERZCHNIA  $[M_1' M_2 M_3' M_4' M_1']$  BYŁA RÓWNA POWIERZCHNI  $[M_1 M_2 M_3 M_4 M_1]$  naszego praobiegu. Silnik, pracujący obiegem  $[M_1' M_2 M_3' M_4' M_1']$  O NAJWYŻSZEJ PRACY WŁAŚCIWEJ W GRANICACH PRĘŻNOŚCI  $p_1$  i  $p_2$  wymagać będzie zaledwie przyrostu  $\Delta v' = v - v_2$ , podczas gdy oddający TĘ SAMĄ PRACĘ na zewnątrz silnik, pracujący praobiegami  $M_1 M_2 M_3 M_4 M_1$  w tych samych granicach prężności, wykonywać będzie objętościowy skok  $\Delta V = V_4 - V_2$ , znacznie większy od  $\Delta v'$ . Inaczej mówiąc ten ostatni silnik, aczkolwiek dużo ekonomiczniej pracuje - będzie natomiast dużo droższy, wymaga bowiem znacznie większych wymiarów cylindra a więc i samego silnika, co oczywiście pociąga za sobą dużą wagę surowego materiału. i wygórowane koszty wykonania. Aby więc PRAKTYCZNIE POGODZIĆ ZALETY OBU SILNIKÓW to jest inaczej mówiąc UWZGLĘDNIĆ WYŁĄCZAJĄCE SIĘ WYMAGANIA NAJWYŻSZEJ SPRAWNOŚCI I NAJNIŻSZEGO KOSZTU WYKONANIA - ZNALEZIONO praktyczny kompromis, dający tak zwany:

§ 49. OBIEG ZESPOŁU PAROWEGO. Układ mechaniczny, pracujący jako silnik parowy, stanowi następujący zespół, szkicowo przedstawiony na rysunku /rys. 44/. Kocioł PAROWY  $K$  otrzymuje ciepłik z PALENISKA  $R$ , gdzie spalamy pewnego gatunku paliwo. Kocioł  $K$  otrzymuje wodę ZASILAJĄCĄ z RURY  $W$ , czerpaną POMPĄ ZE ZBIORNIKA  $S$  przez PRZEWÓD SSĄCY  $U$ . Działanie pompy jest ciągłe - w ten sposób kocioł  $K$  utrzymuje STAŁĄ SWĄ ZAWARTOŚĆ WODY, niezależnie od ilości otrzymywanej zeń pary. W kotle  $K$  odbywa



się nasycaenie wody cieplikiem i odparowywanie takowej a nowowytworzona para wypeł-



Rys. 44.

nia górną część kotła i PRZEWOD  $L$  aż PO ZASUWĘ  $N$ , odgradzającą go od wnętrza CYLINDRA  $C$  SILNIKA PAROWEGO, zaopatrzonego w TŁOK  $T$  i TŁOCZYSKO  $t$ , a połączonego drugim PRZEWODEM  $M$  ZE SKRAPLACZEM  $S$ . skąd czerpie wodę pompa  $P$ . Przewód  $M$  odgradzony jest od wnętrza cylindra  $C$  ZASUWĄ OPRÓŻNIAJĄCĄ  $O$ . Skraplacz  $S$

pogrążony jest w KĄPIELI OCHŁADZAJĄCEJ  $Z$ . Opisany tu zespół parowy pracuje w następujący sposób:

**A. PRZYGOTOWYWANIE SILNIKA DO PUSZCZENIA W RUCH.** Za pomocą pompy  $P$  napełniamy kocioł  $K$  daną ilością wody, poczem przerywamy działanie pompy, zamykamy ZASUWĘ  $I$  NA PRZEWODZIE ZASILAJĄCYM  $W$  oraz zasuwę  $N$  napełniającą - cylindra  $C$ . Na palenisku  $R$  rozpalamy dane paliwo - otrzymany stąd ciepłik przenika ścianki metaliczne kotła, sycając zawartą w nim wodę, którą w ten sposób zwolna doprowadzamy do stanu wrzenia, a otrzymana tą drogą para wypełnia górną część kotła i główny przewód pary żywej  $L$ , zwany także PRZEWODEM WLOTOWYM. Ponieważ wobec zamknięcia zasuw  $N$  oraz  $I$  pozostająca w kotle para nie ma ujścia - przeto jej prężność właściwa zwolna się podnosi do pewnej normalnej prężności  $p_K$ , właściwej danemu kotłowi. Od tej chwili zespół parowy może rozpocząć działanie.

**B. DZIAŁANIE ZESPOŁU PAROWEGO.** Ze zbiornika  $S$ , gdzie panuje stale prężność  $p_S$  i temperatura nasycenia  $T_S$  zabieramy pompą  $P$  KILOGRAM WODY NASYCONEJ - o objętości właściwej  $W_S$  i pod ciśnieniem  $p_K$  wytworzonym w pompie kierujemy takowy do kotła  $K$ . Tutaj na tle ciepłika rusztu  $R$  rozpatrywany kilogram wody nasyconej ogrzany zostaje do temperatury nasycenia  $T_K$  pozostając pod stałym ciśnieniem  $p_K$  - objętość bowiem kotła  $K$  jest tak duża, że nieznaczny przyrost prężności, powstały na tle wpompowanego litra wody możemy pozostawić bez uwagi. Objętość właściwa otrzymanej w ten sposób wody nasyconej będzie oczywiście  $W_K$  i w układzie osi  $p, v$  / rys. 45/ ten przebieg wyrazi się krzywą, łączącą skrajne punkty  $M_S$  i  $M_K$  stanów cieplikowych wody nasyconej  $M_S[p_S, T_S, W_S]$  oraz  $M_K[p_K, T_K, W_K]$ . Wobec  $W_S \approx W_K$  krzywą  $M_S M_K$  możemy uważać jako prostą prawie równoległą do osi prężności właściwych. Na tle nowych ilości ciepłika, pobranych z paleniska  $R$  rozpatrywany kilogram wody nasyconej obróci się w parę nasyconą suchą przy STAŁEJ temperaturze  $T_K$  oraz prężności właściwej  $p_K$ , wielokrotnie zwiększając swą objętość właściwą do  $v_K$ . W układzie osi  $p, v$  przebieg ten wyobrazą prosta  $M_K M_P$  ODPAROWANIA wody nasyconej. Przebieg  $M_K M_P$  PRZY STAŁEJ PRĘŻNOŚCI  $p_K$  jest zarazem PRZEBIEGIEM przy stałej temperaturze  $T_K$ , bo przy przeistacza-

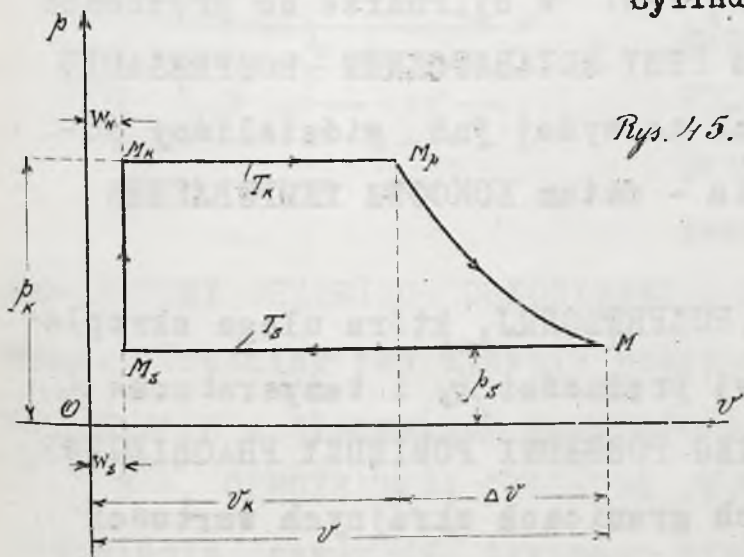


niu się wody w parę nasyconą temperatura pozostaje niezmienną.

Ten wyraźny przyrost objętości właściwej nie wywołuje podniesienia prężności  $\beta_K$ , panującej w kotła, bo przez czas parowania otwieramy zasuwę  $N$ , łączącą przewód pary żywej z cylindrem  $C$  i nowoutworzony kilogram pary nasyconej w całości wchodzi do

cylindra wypychając zeń tłok na objętość  $\mathcal{U}_K$ . Otrzymany

więc kilogram suchej pary nasyconej NAPIĘNIA cylinder silnika dając pewien ściśle określony skok tłoka odpowiednio obciążonego przez pośrednictwo tłoczyska  $t$ . Zatem wpompowany do kotła  $K$  i obrócony w parę nasyconą suchą przy stałej prężności  $\beta_K$  kilogram ciała czynnego - wody w całości przeszedł do cylindra silnika parowego, a przez ten czas pompa  $P$  ponownie doprowadziła zawartość wodną kotła do zwykłej normy, dając nam nową obję-



Rys. 115.

tość  $W_S$  wody nasyconej - ze zbiornika  $S$ . Zasuwę  $N$  zamykamy i od tej chwili rozpoczynamy ADIABATYCZNE ROZPRĘŻANIE pary nasyconej suchej w cylindrze  $C$ , które doprowadzamy do ciśnienia  $\beta_S$ , przy czym tłok, odpowiednio obciążony ponownie zostaje popchnięty w tym samym co i pierwszej kierunku na objętość  $\Delta \mathcal{V} = \mathcal{V} - \mathcal{U}_K$ , czemu oczywiście towarzyszy oddanie pracy na zewnątrz. W ten sposób otrzymujemy przebieg  $M_p M$  pomiędzy skrajnymi punktami stanów cieplikowych  $M_p(\beta_K, T_K, \mathcal{U}_K)$  i  $M(\beta_S, T, \mathcal{V})$  pary, zawartej w cylindrze.

Z kolei otwieramy zasuwę  $O$  na przewodzie wylotowym  $M$ , łączącym wnętrze cylindra ze skraplaczem  $S$ , gdzie panuje temperatura  $T_S$  i prężność  $\beta_S$ . Ponieważ skraplacz  $S$  chłodzony jest zewnętrznie za pomocą kąpieli  $Z$ , przeto POZOSTAŁY CIEPLIK PAROWANIA zawartej w cylindrze pary rozprężonej - ginie w kąpieli  $Z$ , stanowiącej w danym wypadku - ŹRÓDŁO o temperaturze niższej, a para ulega skropleniu przy stałym ciśnieniu  $\beta_S$ , to jest przetwarza się w wodę nasyconą temperatury  $T_S$  i objętości właściwej  $W_S$ . W ten sposób otrzymujemy przebieg  $M M_s$  pomiędzy skrajnymi stanami cieplikowymi  $M(\beta_S, T, \mathcal{V})$  i  $M_s(\beta_S, T_S, W_S)$  PRZY STAŁEJ PRĘŻNOŚCI  $\beta_S$ . Podczas tego przebiegu tłok odpowiednio obciążony, powraca do swego pierwotnego położenia. Silnik wykonał kolejno po sobie idące dwa skoki stanowiące DWUSKOK złożony ze SKOKU CZYNNEGO, podczas którego silnik oddaje pracę na zewnątrz, oraz SKOKU BIERNEGO, podczas którego silnik pochłania pracę z zewnątrz.

Po wykonaniu dwuskoku, ponownie powtarzamy wszystkie powyżej wymienione czynności stanowiące OBIEG ZESPOŁU PAROWEGO. Obieg ten jak widzimy składa się z

I-o. PRZEBIEGU  $M_s M_K$  SYCENIA WODY CIEPLIKIEM - ten przebieg całkowicie odbywa się



w kotłach - jako generatorze pary - ciała czynnego obiegu.

2-o. PRZEBIEGU  $M_K M_p$  NAPEŁNIANIA CYLINDRA PARĄ tworzącą się w kotle z wody, nasyconej w poprzedzającym przebiegu. Przebieg ten zachodzi przy stałej prężności  $p_K$  i temperaturze  $T_K$ .

3-o. PRZEBIEGU  $M_p M$  ADIABATYCZNEGO ROZPRĘŻANIA SIĘ PARY w cylindrze do prężności  $p_s$ , panującej w cylindrze. Z doświadczenia wiemy, iż PRZY ADIABATYCZNYM ROZPRĘŻANIU SIĘ PARY NASYCONEJ - OTRZYMUJEMY PARĘ MOKRĄ, która, jak to wyżej już widzieliśmy posiada temperaturę wody nasyconej tego samego ciśnienia - zatem KONCOWA TEMPERATURA PRZEBIEGU  $M_p M$  —  $T = T_s$ .

4-o. PRZEBIEGU  $M M_s$  OPRÓŻNIANIA CYLINDRA Z PARY ROZPRĘŻONEJ, która ulega skropleniu w skraplaczu  $S$ . Przebieg ten zachodzi przy stałej prężności  $p_s$  i temperaturze  $T_s$ .

Widzimy więc iż w danym wypadku WYTWORZYLIŚMY OBIEG POSREDNI POMIĘDZY PRAOBIEGIEM, <sup>A OBIEGIEM</sup> O NAJWYŻSZEJ PRACY WŁAŚCIWEJ, zachodzącymi w tych samych granicach skrajnych wartości prężności właściwych, temperatur i objętości właściwych. W samej rzeczy z łatwością zauważyć możemy że:

1-o Przebieg  $M_s M_K$  wzorowany jest na obiegu o najwyższej pracy, jako przebieg o prawie stałej objętości właściwej.

2-o. Przebieg  $M_K M_p$  stanowi część składową obu zasadniczych obiegów, jako przebieg o stałej prężności i temperaturze.

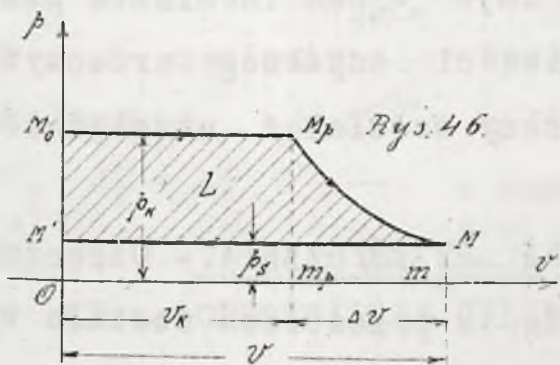
3-o. Przebieg  $M_p M$ , jako adiabatyczny, przynależy do praobiegu.

4-o Przebieg  $M M_s$  o stałej prężności i temperaturze stanowi część składową obu zasadniczych obiegów. Jest to zatem OBIEG POSREDNI, najbardziej dostosowany do danych warunków, bo z czterech jego składowych przebiegów trzy wzorowane są <sup>na</sup> praobiegu i tyleż na obiegu o najwyższej pracy właściwej. W tej postaci OBIEG USTROJU PAROWEGO urzeczywistniony był przez J. WATT'A, twórcę silników parowych. Podziwiać należy przenikliwość tego wynalazcy, bo zasady termodynamiki dopiero znacznie później wypracowane zostały. Widzimy więc, że obieg ustroju parowego częściowo tylko zachodzi we właściwym silniku parowym, przeto OBIEG SILNIKA PAROWEGO NIE ISTNIEJE. W samej rzeczy, jeżeli w układzie osi  $p, v$  odkładać będziemy w poziomym kierunku OBJĘTOŚCIOWE SKOKI tłoka cylindra parowego, a w kierunku pionowym - PRĘŻNOŚCI WŁAŚCIWE pary, wypełniającej cylinder pod tłokiem - to otrzymamy TEORETYCZNY WYKRES SILNIKA PAROWEGO odpowiadający założeniu, iż na początku płoku czynnego tłok ścisłe przywiera do dna cylindra, nie tworząc tak zwanej PRZESTRZENI SZKODLIWEJ, to jest PRZESTRZENI, OGRANICZONEJ CZYNNĄ POWIERZCHNIĄ TŁOKA Z JEDNEJ STRONY ORAZ WENNETRZNĄ POWIERZCHNIĄ CYLINDRA I ZAMKNIĘTYCH ZAWORÓW - Z DRUGIEJ.

§ 50. TEORETYCZNY WYKRES SILNIKA PAROWEGO składa się z następujących kolejno po sobie idących faz, to jest okresów: 1-o NAPEŁNIANIA  $M_o M_p$  CYLINDRA PARĄ prężności  $p_K$ ,



panującej w kotle - w tym celu zawór  $ZN$  trzyma oczywiście



ścielnie  $ZO$ , zaś zawór opróżniający  $ZO$  - pozostaje zamknięty. Okres napełniania cylindra prowadzimy dopóty, dopóki pod tłokiem nie otrzymamy jednego kilograma pary o prężności  $p_K$  - zatem OBJĘTOŚCIOWY SKOK  $M_0M_p$  stanowi zarazem OBJĘTOŚĆ WŁAŚCIWĄ  $v_K$ . 2-o. ADIABATYCZNEGO ROZPRĘŻANIA  $M_pM$  pary przy zamkniętych zaworach  $ZN$  i  $ZO$ , prowadzonego do prężności  $p_s$ , panującej w skraplaczu, a zwanej PRZECIWCISNIENIEM. Jest to, jak wyżej zaznaczyliśmy

JEDYNY PRZEBIEG DOKONYWANY W SILNIKU PAROWYM, jako cząstce składowej ustroju parowego. Przebieg ten ujawnia przyrost  $\Delta v > 0$ , dający całkowity objętościowy skok czynny  $M'M = v$ , stanowiący oczywiście o WYMIARACH CYLINDRA.

3-o. OPRÓŻNIANIA CYLINDRA  $MM'$  rozprężonej do przeciwcisnienia pary, przy czem oczywiście zawór  $ZO$  trzymamy otwarty a  $ZN$  pozostaje zamkniętym. Okres ten prowadzimy aż do zupełnego opróżnienia cylindra, <sup>(co jest niewątpliwie możliwe wobec braku przestrzeni szkodliwej.)</sup> w ten sposób otrzymujemy SKOK BIERNY  $MM' = v$ , stanowiący wespół ze skokiem czynnym całkowity DWUSKOK silnika parowego.

Otrzymany w ten sposób wykres nie jest obiegiem termodynamicznym, aczkolwiek powierzchnia wykresu  $M_0M_pMM'M_0$  daje nam oczywiście wartość pracy  $L$  KILOGRAMMETRÓW, oddanej na zewnątrz za czas dwuskoku tłoka; jest to natomiast WYKRES NAJWYŻSZEJ PRACY, JAKĄ MOŻEMY OSIĄGNĄĆ W SILNIKU PAROWYM O ŚCIANKACH CYLINDRA CIEPLIKOWO NIEPRZENIKLIWYCH ORAZ SZKODLIWEJ PRZESTRZENI RÓWNEJ ZERU - PRZY ADIABATYCZNEM ROZPRĘŻANIU JEDNEGO KILOGRAMA PARY W GRANICACH DANYCH PRĘŻNOŚCI.

W samej rzeczy - podczas NAPEŁNIENIA  $M_0M_p$  tłok wykonał OBJĘTOŚCIOWY SKOK  $M_0M_p = v_K = F \times S_K$ , gdzie  $F [M^2]$  jest CZYNNĄ POWIERZCHNIĄ TŁEKA, a  $S_K$  - jego SKOK LINJOWY, mierzony w metrach wzdłuż osi cylindra. Siła, pchająca tłok naprzód wynosi stale przez ten czas  $P_K = F p_K [KG]$ , zatem PODCZAS NAPEŁNIENIA  $M_0M_p$  PRACA ODDANA NA ZEWNĄTRZ wynosi  $\Pi_K = F p_K S_K = p_K v_K = POW. [OM_0M_p m_p O]$ .

Przebieg  $M_pM$  jest przebiegiem termodynamicznym adiabaticznego rozprężania, które dla pary wodnej odbywa się według prawa  $p v^m = \text{stałej}$ . - Podczas tego przebiegu ujawnia się przyrost  $\Delta v > 0$  objętości właściwej  $v_K$  ciała czynnego - pary, przeto PRACA ODDANA NA ZEWNĄTRZ, podczas tego przebiegu równa się POWIERZCHNI  $[m_p M_p M m m_p] = \int_{v_K}^v p dv = \int_{v_K}^v p_K v_K^m \frac{dv}{v^m} = \frac{p_K v_K}{m-1} \left\{ 1 - \left[ \frac{v_K}{v} \right]^{m-1} \right\}$ .

Stąd - całkowita PRACA, oddana na zewnątrz podczas skoku czynnego tłoka  $Om$  równa się POWIERZCHNI  $[OM_0M_p M m O]$ . - Podczas SKOKU BIERNEGO  $O m = S$  metrów - tłok cofa się w głąb cylindra, przewyciężając ciśnienie  $p_s$  pary odlotowej; praca więc NA TEN CEL POBRANA Z ZEWNĄTRZ wynosi oczywiście  $\Pi_s = p_s K S = POW [m M M' O m] = p_s v$ , ponieważ oczywiście  $K S = v$ . - CAŁKOWITA PRACA KILOGRAMA PARY, CZYNNEJ



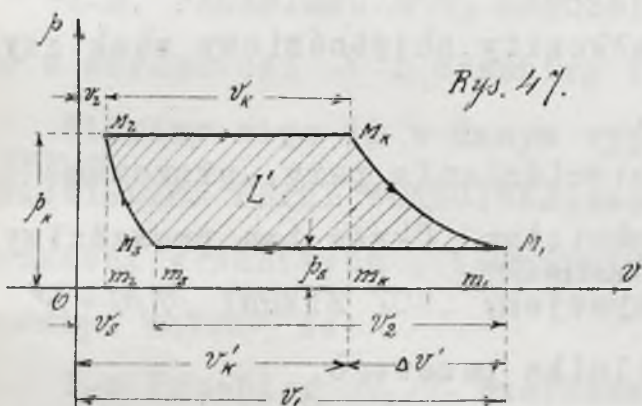
W SILNIKU wynosi więc  $L = \Pi_K - \Pi_S = \text{POW}[M_o M_p M M' M_o] = \beta_K v_K \left[ 1 + \frac{1}{m-1} \left\{ 1 - \left[ \frac{v_K}{v} \right]^{m-1} \right\} \right] - \beta_S v$ .

Praktycznie-teoretyczny wykres ten otrzymać się nie daje wobec istnienia szkodliwej przestrzeni cylindra silnika parowego - oraz niewątpliwości zupełnego urzeczywistnienia poszczególnych okresów wykresu; teoretycznie możemy wszakoż uwzględnić istnienie szkodliwej przestrzeni rozpatrując

§ 51. TEORETYCZNY WYKRES SILNIKA PAROWEGO ZE SZKODLIWĄ PRZESTRZENIĄ. - Oznaczmy

objętość szkodliwej przestrzeni przez  $v_z$  i przypuśćmy że ta przestrzeń została wypełniona parą o prężności  $\beta_K$ . W tym wypadku oczywiście napełnienie cylindra parą z kotła odbywać się będzie tak, jakby szkodliwej przestrzeni zupełnie nie istniało, a

a zatem kilogram pary, wypełniając cylinder, spowoduje objętościowy skok tłoka  $M_z M_K$ , stanowiący oczywiście OBJĘTOŚĆ WŁAŚCIWĄ pary prężności  $\beta_K$ . Tutaj więc linjowy skok tłoka  $S_K = v_K : F$  jest taki sam, jak w poprzedzającym wypadku, ale wagowa zawartość pary pod tłokiem jest WIĘKSZA O ILOŚĆ KONIECZNĄ DO WYPEŁNIENIA szkodliwej przestrzeni pod tłokiem mamy zatem objętość  $v'_K = v_z + v_K$



pary o prężności  $\beta_K$ . Para ta rozprężając się adiabatycznie do przeciwności  $\beta_S$  spowoduje OBJĘTOŚCIOWY SKOK TŁOKA  $\Delta v'$ , dający całkowity POŻYTKOWY OBJĘTOŚCIOWY SKOK TŁOKA  $m_z m_1 = v_1 - v_z = v'_K + \Delta v'$  stanowiący SKOK CZYNNY silnika ze szkodliwą przestrzenią, a czyniący oczywiście zadość równaniu  $\beta_K v_K^{1/m} = \beta_S v_1^{1/m}$  ponieważ wzór  $\beta v^{1/m} =$

= Stałej rozprężania /lub sprężania/ adiabatycznego pary wodnej - stosuje się (wszelkiej objętości pary - wagowo STAŁEJ podczas trwania danego przebiegu, co w samej rzeczy ma

miejsce w danym wypadku. - OPROŻNIANIE CYLINDRA z pary rozprężonej w ten sposób do przeciwności  $\beta_S$  prowadzimy tutaj do punktu  $M_S$  przynależnego do objętości  $v_S$ , czyniącej zadość równaniu  $\beta_K v_z^{1/m} = \beta_S v_S^{1/m}$ .

Objętościowy skok więc tłoka za czas opróżniania cylindra z pary wynosi  $v'_z = v_1 - v_S$ . - Począwszy od punktu  $M_S$  zamykamy zawór ZO, powodując w ten sposób ADIABATYCZNE SPREŻANIE pozostałej objętości pary  $v_S$  do objętości  $v_z$ ; końcowe ciśnienie tego sprężania będzie oczywiście  $\beta_K$ . W ten sposób

TEORETYCZNY WYKRES SILNIKA PAROWEGO ZE SZKODLIWĄ PRZESTRZENIĄ  $v_z \neq 0$  składa się z

1-o NAPEŁNIENIA  $M_z M_K$  CYLINDRA kilogramem pary prężności  $\beta_K$ , panującej w kotle w tym celu zawór ZN jest otwarty a ZO - zamknięty. SZKODLIWA PRZESTRZEŃ, wypełniona uprzednio parą prężności  $\beta_K$  zupełnie nie wpływa na przebieg tego okresu. Praca ODDANA NA ZEWNĄTRZ podczas napełniania cylindra równa się oczywiście  $\text{POW}[m_z m_z m_K m_K m_z] = \beta_K v_K$ .

2-o ADIABATYCZNEGO ROZPRĘŻANIA  $M_K M_1$  pary do przeciwności  $\beta_S$  przy zamkniętych



zaworach  $Z_N$  i  $Z_U$ . Praca ODDANA NA ZEWNĄTRZ podczas tego przebiegu równa się  
 $POW[M_K M_R M, M, M_K] = \int_{v_K'}^{v_i} p dv = \frac{p_K v_K'}{m-1} \left[ 1 - \left\{ \frac{v_K'}{v_i} \right\}^{m-1} \right]$ . Poprzednio w § 50 mieliśmy miasto  
 $v_i - v$  i miasto — początkowej objętości  $v_K' - v_K$ , przy czym  $p_K v_K'^m = p_S v^m$ .

Stąd wobec  $p_K v_K'^m = p_S v^m$  mamy dzieląc  $[v_K' : v_K]^m = [v_i : v]^m$ , co daje  
 $v_K' : v_K = v_i : v$  — a zatem  $POW[M_K M_R M, M, M_K] = \frac{p_K v_K'}{m-1} \left[ 1 - \left\{ \frac{v_K'}{v_i} \right\}^{m-1} \right] =$   
 $= \frac{p_K v_K}{m-1} \left\{ 1 - \left[ \frac{v_K}{v} \right]^{m-1} \right\} + \frac{p_K v_Z}{m-1} \left\{ 1 - \left[ \frac{v_K}{v} \right]^{m-1} \right\}$  wobec  $v_K' = v_K + v_Z$ .

3-o. OPROŻNIANIA CYLINDRA  $M_1 M_S$  z pary rozprężonej do przeciwności  $p_S$ .

Praca POBRANA Z ZEWNĄTRZ podczas tego okresu równa się  $POW[M_S M_S M, M, M_S] =$   
 $= p_S v_2 = p_S (v_i - v_S)$ . — Na mocy  $p_K v_Z^m = p_S v_S^m$  oraz  $p_K v_K'^m = p_S v_i^m$

mamy  $v_i : v_S = v_K' : v_Z$  skąd bezpośrednio  $[v_i - v_S] : v_S = [v_K' - v_Z] : v_Z$

to jest  $v_i - v_S = [v_K' - v_Z] [v_S : v_Z] = v_K v_S : v_Z$ . Z drugiej znów strony na

mocy  $p_K v_K^m = p_S v^m$  oraz  $p_K v_Z^m = p_S v_S^m$  mamy  $v_K : v_Z = v : v_S$  co daje

$v = v_K v_S : v_Z$  i ostatecznie  $POW[M_S M_S M, M, M_S] = p_S v_2 = p_S (v_i - v_S) = p_S v$ .

Ponieważ  $v_i = v_S + v_Z = v_S + v$  przeto rozprężanie adiabaticzne pary, wypełniającej objętość  $v_Z + v_K$ , odbywa się oczywiście w taki sposób, jak gdyby kilogram pary żywej, wypełniającej objętość  $v_K$  rozszerzał się w silniku pozbawionym szkodliwej przestrzeni niezależnie od pewnej cząstki kilograma takiej samej pary, wypełniającej objętość  $v_Z$  i rozszerzającej się adiabaticznie do  $v_S$ . W ten sposób z  $v_K$  po rozprężeniu otrzymamy  $v$  i podczas opróżniania cylindra usuniemy zeń li tylko  $v$ , to jest KILOGRAM PARY ODLOTOWEJ, a więc usuniemy z cylindra całkowity ładunek pary wlotowej, rozprężonej do przeciwności; — część pozostała w cylindrze stanowi para, która uprzednio wypełniała szkodliwą przestrzeń. Wobec ODWRACALNOŚCI ADIABATYCZNEGO ROZPRĘŻANIA  $M_1 M_S$  PRZEBIEG ODWROTNY  $M_S M_Z$  ponownie UJAWNI PARĘ O STANIE CIEPLIKOWYM PARY ŻYWEJ, wypełniającą szkodliwą przestrzeń. Wobec tego rozpatrywany wykres w dalszym ciągu składa się z

4-o. ADIABATYCZNEGO SPREŻANIA  $M_S M_Z$  do początkowego ciśnienia  $p_K$ . Praca

POBRANA Z ZEWNĄTRZ podczas tego przebiegu równa się  $POWIERZCHNI[M_Z M_Z M_S M_S] =$   
 $= \frac{p_K v_Z}{m-1} \left\{ 1 - \left[ \frac{v_Z}{v_S} \right]^{m-1} \right\} = \frac{p_K v_Z}{m-1} \left\{ 1 - \left[ \frac{v_K}{v} \right]^{m-1} \right\}$  wobec tego że  $v_K : v_Z = v : v_S$ . Końcowa

objętość sprężania czyni zażość równaniu  $p_K v_Z^m = p_S v_S^m$  — przestrzeń szkodliwa jest więc wypełniona parą o stanie cieplikowym pary żywej i wykres można powtórzyć odnowa.

Całkowita PRACA ODDANA NA ZEWNĄTRZ przy dwuskoku  $M_1 M_2 - M, M_2$  wynosi

$$L' = p_K v_K + \frac{p_K v_K}{m-1} \left\{ 1 - \left[ \frac{v_K}{v} \right]^{m-1} \right\} + \frac{p_K v_Z}{m-1} \left\{ 1 - \left[ \frac{v_K}{v} \right]^{m-1} \right\} - p_S v - \frac{p_K v_Z}{m-1} \left\{ 1 - \left[ \frac{v_K}{v} \right]^{m-1} \right\} = p_K v_K - p_S v + \frac{p_K v_K}{m-1} \left\{ 1 - \left[ \frac{v_K}{v} \right]^{m-1} \right\} = L \quad \text{/patrz paragraf poprzedni/.}$$

Stąd otrzymujemy wniosek:



KILOGRAM PARY ŻYWEJ PRACUJE JEDNAKOWO W TEORETYCZNYM SILNIKU ZE SZKODLIWĄ PRZESTRZENIĄ ORAZ W TEORETYCZNYM SILNIKU BEZ SZKODLIWEJ PRZESTRZENI : W OBU WYPADKACH OTRZYMUJEMY  $\lambda$  KILOGRAMMETRÓW Z JEDNEGO KILOGRAMA PARY WLOTOWEJ. W obu wypadkach zużywamy po kilogramie pary żywej - a więc ciepłikowo WYDATKUJEMY  $\lambda$  CIEPŁOSTEK  $M$  - CIEPLIK CAŁKOWITY PARY WLOTOWEJ, mierzony w ciepłostkach na kilogram pary/; praca zaś ODDANA NA ZEWNĄTRZ stanowi w obu wypadkach  $\lambda L$  CIEPŁOSTEK, stąd sprawność teoretyczna wykresowa, którą możemy nazwać SPRAWNOŚCIĄ WSKAŹCOWANĄ  $\eta_w = \lambda L : \lambda$ . W ten sposób mamy wniosek bezpośredni:

SPRAWNOŚĆ SILNIKÓW TEORETYCZNYCH ZE SZKODLIWĄ PRZESTRZENIĄ LUB BEZ NIEJ JEST JEDNAKOWA.

W silniku teoretycznym ze szkodliwą przestrzenią objętość cylindra wynosi  $V_1 = V + V_s$  jest ona zatem o  $V_s$  WIĘKSZA od objętości cylindra odpowiedniego silnika teoretycznego bez szkodliwej przestrzeni i to tem większa, im większe jest  $V_s$ , to jest, im większa jest szkodliwa przestrzeń  $V_z$ . Przestrzeń  $V_z$  jest przeto w samej rzeczy „SZKODLIWA” - PODRAŻA bowiem koszt wykonania silnika. Stąd wniosek:

W SILNIKU TEORETYCZNYM ZE SZKODLIWĄ PRZESTRZENIĄ OTRZYMUJEMY SPRAWNOŚĆ RÓWNA SPRAWNOŚCI TEORETYCZNEGO SILNIKA BEZ SZKODLIWEJ PRZESTRZENI KOSZTEM ZNACZNIE WIĘKSZEJ OBJĘTOŚCI CYLINDRA.

Silnik teoretyczny ze szkodliwą przestrzenią niemożliwy jest do urzeczywistnienia, rozpatrujemy przeto

§ 52. WYKRES SILNIKA RZECZYWISTEGO na tle odpowiedniego teoretycznego wykresu, co da nam możliwość uwypuklenia różnic obu wykresów.

Rozpatrzmy więc w układzie osi  $p, v$  /rys. 49/ wykres  $M_2 M_K M_1 M_S M_2$  teoretycznego silnika ze szkodliwą przestrzenią  $V_z \neq 0$ , pracującego w granicach ciśnień  $p_K$  i  $p_S$  - oraz zupełnie równoległe - WYKRES PRAKTYCZNEGO t.j. RZECZYWISTEGO SILNIKA  $M N W K S T M$ , posiadającego OBJĘTOŚCIOWO TĘ SAMĄ PRZESTRZEN SZKODLIWĄ  $V_N = V_z$  i pracującego przy OBJĘTOŚCIOWO RÓWNYM NAPEŁNIENIU  $V_N = V_K$  /rys. 49 - rys. 50 /. Wykres praktycznego silnika różni się od wykresu teoretycznego - w następujących punktach:

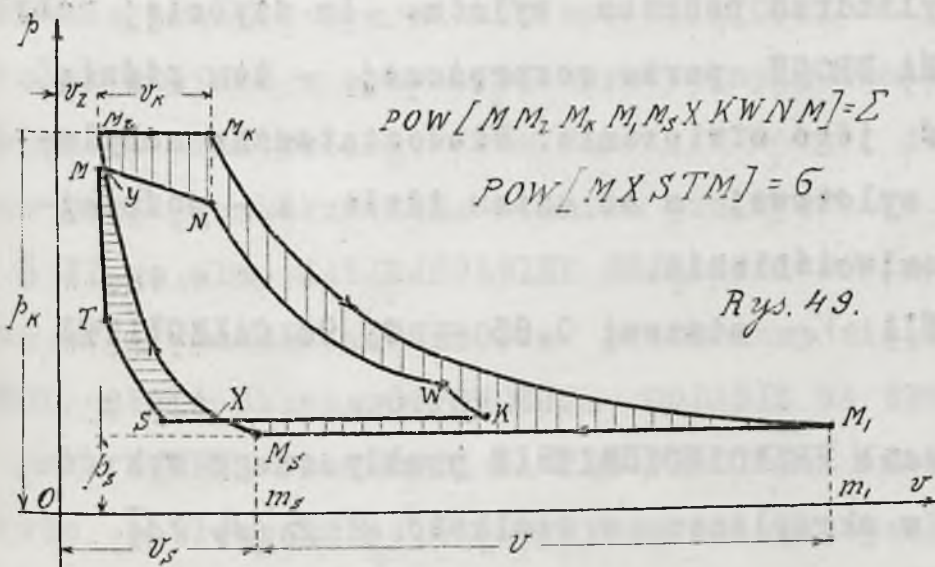
I-o POCZĄTKOWE CIŚNIENIE  $m M = p_o$  jest niższe niż w teoretycznym, to jest  $p_o \leq p_K$ , przyczem różnica  $p_K - p_o = \Delta p$  czyli tak zwany SPADEK NA CIŚNIENIU POMIĘDZY KOTŁEM, gdzie panuje prężność  $p_K$ , A WNETRZEM CYLINDRA, gdzie mamy  $p_o$ , spowodowany jest TARCIEM W PRZEWODZIE WLOTOWYM, a wielkość  $\Delta p$  zależy oczywiście od gęstości pary w przewodzie i od jego całkowitej długości. W ZWYKŁYCH WARUNKACH STRATA NA CIŚNIENIU  $\Delta p$  NIE PRZENOSI 0,5 ATMOSFERY, możemy więc tymczasowo w braku dokładniejszych danych, o których potem będzie mowa, założyć  $p_o = p_K - 0.5 [ATM]$ .



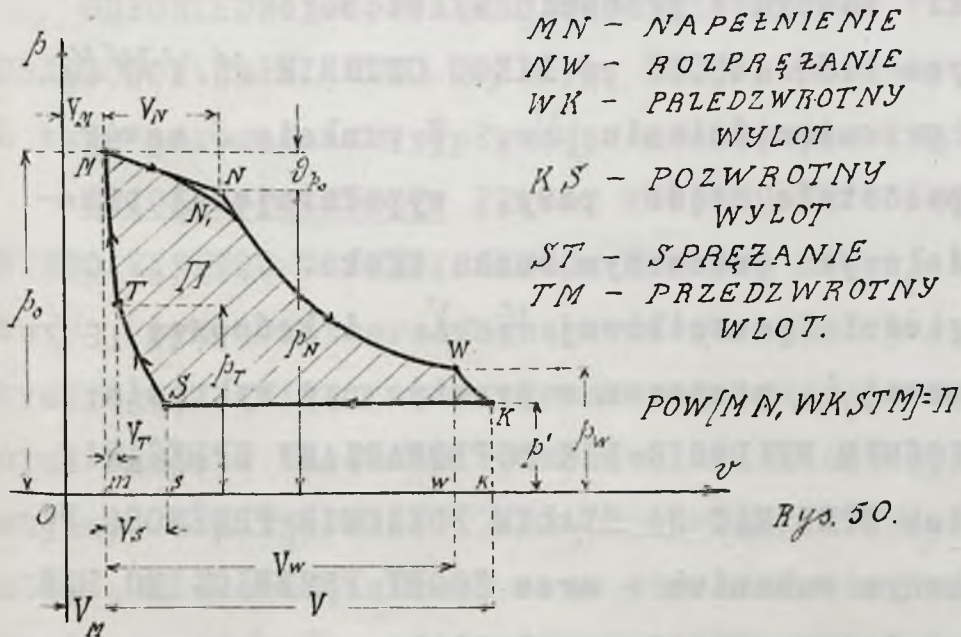
Zazwyczaj  $p_K$ , CIŚNIENIE W KOTLE wyznaczamy jako CIŚNIENIE MANOMETRYCZNE  $p_{m1}$  w KILOGRAMACH NA CENTYMETR KWADRATOWY, zatem więc BEZWZGLEDNA PRĘŻNOŚĆ W KOTLE wynosi  $p_K = p_{m1} + 1$  [kg/cm<sup>2</sup>], skąd mamy oczywiście POCZĄTKOWĄ PRĘŻNOŚĆ WYKRESU  $p_0 = [p_{m1} + 0,5]$  kg/cm<sup>2</sup> co czyni  $p_0 = 10000 [p_{m1} + 0,5]$  kg/m<sup>2</sup>.

2-o. Zakładamy przestrzenie  $V_Z$  i  $V_N$  praktycznego wykresu równe  $V_Z = V_Z$  oraz  $V_N = V_N$  odpowiednio szkodliwej przestrzeni  $V_Z$  i objętości napełniania  $V_N$  teoretycznego. Czyniąc tak możemy oczywiście porównać oba wykresy:

3-o. KOŃCOWA PRĘŻNOŚĆ NAPEŁNIENIA  $p_N$  praktycznego wykresu jest niższa od POCZĄTKOWEJ  $p_0$ , na skutek tak zwanego DŁAWIENIA PARY. Jakśmy to wyżej widzieli, już w martwym punkcie  $M$  początkowa pręężność wykresu jest niższa od pręężności



Rys. 49.



Rys. 50.

panującej w kotle o wielkość  $\Delta p$ , konieczną do pokonania oporów w przewodzie wlotowym, spowodowanych tarciem pary o ścianki przewodu. Ta różnica ciśnień wzmagą się pod koniec napełnienia, tłok bowiem, wychodząc z martwego punktu, bieży coraz prędzej naprzód, powodując szybsze napełnianie cylindra parą, a co za tem idzie i szybszy przelot takowej przez rurę wlotową; pozatem para wlotowa, chylżej przeciskając się przez szczeliny uchylonego zaworu wlotowego traci na pręężności, ulegając dławieniu. W ten sposób otrzymujemy POCHYŁĄ LINJĘ WLOTU

$MN$ -wykresu praktycznego zazwyczaj MIĘKKIEM ZAOKRĄGLENIEM  $N$ , przechodzącą w rozprężanie, bez uwydatnienia napełnienia  $N$ . Linje napełnienia  $MN$  prakycnie uważać możemy za

LINJĘ PROSTĄ, choć zazwyczaj otrzymujemy tu łuk słabo wypukły lub wklęsły. Oznaczmy  $p_0 - p_N = \mathcal{D} p_0$ , gdzie  $\mathcal{D}$  w zależności od długości i średnicy przewodu wlotowego, oraz kształtu i rodzaju działania zaworu wlotowego wynosi  $\mathcal{D} = 0,80 \div 0,95$ .

4-o. ROZPRĘŻANIE  $NW$  praktycznego wykresu prowadzimy li tylko do końcowego CIŚNIENIA ROZPRĘŻANIA  $p_w = p_s + y$ , przenoszącego pręężność panującą w skraplaczu o  $y = 0,5 \div 1$  ATM. W ten sposób otrzymujemy znacznie mniejszą KONIECZNĄ



objętość cylindra, ogromnie zyskując przez to na WYMIARACH silnika a więc i na cenie takowego, a niewiele stosunkowo tracąc na mocy, bo prowadząc rozprężenie tak jak w wykresie teoretycznym do przeciwcisnienia  $p_s$  ZYSKUJEMY oczywiście li tylko WĄZKI ROG wykresu, a praca w ten sposób OTRZYMANA nie opłaca kosztów znacznego powiększenia wymiarów silnika. -

5-o. OKRES OPROŻNIANIA CYLINDRA z pary rozprężonej rozpoczynamy PRZEDZWROTNYM WYLOTEM  $WK$  przed końcowym MARTWYM PUNKTEM ZWROTU TŁOKA  $K$ , aby zagwarantować DOSTATECZNE OTWARCIE ZAWORU WYLOTOWEGO W PUNKCIE  $K$ , gdzie tłok przez chwilę staje bez ruchu, a rozprężona para nagłym rzutem uchodzi z cylindra. Przedzwrotny wlot ma zatem na celu szybkie sprowadzenie ciśnienia rozprężonej pary do PRZECIWCISNIENIA  $p'$ , które panować powinno w cylindrze podczas wylotu. Im szybciej uchyla się zawór wylotowy - dając DOSTATECZNĄ DROGĘ parze rozprężonej - tym później przed martwym punktem winniśmy rozpocząć jego otwieranie. Niedostateczne uchYLENIE zaworu daje bowiem dławienie pary wylotowej a co zatem idzie i - późniejsze sprowadzenie ciśnienia  $p_w$  do przeciwcisnienia.

Zazwyczaj KOŃCOWA OBJĘTOŚĆ ROZPRĘŻANIA  $V_K$  stanowi  $0,85 \div 0,95$  CAŁKOWITEJ CZYNNEJ OBJĘTOŚCI CYLINDRA  $V$ . -

6-o. PRĘŻNOŚĆ WYLOTU  $p'$ , czyli tak zwane PRZECIWCISNIENIE praktycznego wykresu, jest wyższa od prężności  $p_s$ , panującej w skraplaczu o wielkość:  $y = p' - p_s > 0$  powstającą na tle tarcia pary o ścianki zaworu i przewodu wylotowego.

7-o. WYLOT POZWROTNY  $KS$  rozpoczyna BIEG JAŁOWY po BIEGU CZYNNYM  $MNVWK$ . Pozwrotny wylot odbywa się przy stałym przeciwcisnieniu  $p'$ . W punkcie  $S$  zawór wylotowy znagła zostaje zamknięty, a pozostała część pary, wypełniającej przestrzeń  $V_Z + V_S$ , ulega sprężaniu przy dalszym wstecznym ruchu tłoka.

8-o. SPREŻANIE  $ST$  w granicach objętości: początkowej  $V_Z + V_S$  i końcowej  $V_Z + V_T$  oraz prężności: początkowej  $p'$  oraz końcowej  $p_T$ , przy czym w praktycznym wykresie  $p_t < p_o$ , to jest inaczej mówiąc W PRAKTYCZNYM WYKRESIE NIE DOPROWADZAMY SPREŻANIA DO POCZĄTKOWEGO CIŚNIENIA, trudno bowiem UTRZYMAĆ NA STAŁYM POZIOMIE PRĘŻNOŚĆ POCZĄTKOWĄ  $p_o$ , ulegającą nieraz dość znacznym wahaniom - oraz ZGORY PRZEWIDZIEĆ RZECZYWISTY PRZEBIEG KRZYWEJ SPREŻANIA  $ST$ , zależny od stanu cieplikowego  $S$  pary wylotowej w punkcie  $S$ , a więc zależny od działania skraplacza, ulegającego również pewnym wahaniom. Bezpośrednio po sprężaniu mamy, kończący bieg jałowy:

9-o. PRZEDZWROTNY WLOT  $TM$ , przy czym OBJĘTOŚĆ PRZEDZWROTNEGO WLOTU  $V_T$ , to jest przestrzeń, jaką ma tłok przebiec przed martwym punktem stanowi zazwyczaj  $0,005 \div 0,01$  najwyżej zaś  $0,025$  OBJĘTOŚCI CZYNNEJ  $V$  CYLINDRA. Rola przedzwrotnego wlotu podobna jest do roli przedzwrotnego wylotu. I tutaj uchylamy wlotowy



zawór PRZED ROZPOCZĘCIEM nowego skoku tłoka, aby móc rozpocząć skok przy pełnym początkowym ciśnieniu, to jest aby szczelina przelotu uchylonego zaworu nie powodowała dławienia pary wlotowej na początku BIEGU CZYNNEGO, dając przekrój dostateczny dla przepływu pary.

W ten sposób otrzymujemy WYKRES praktycznego silnika parowego.-

Rozpada się on na poszczególne OKRESY /FAZY/ ROZRZĄDU PAROWEGO : NAPEŁNIENIE, ROZPRĘŻANIE I PRZEDZWROTNY WYLOT, należące do BIEGU to jest SKOKU TŁOKA CZYNNEGO, oraz POZWROTNY WYLOT, SPREŻANIE I PRZEDZWROTNY WLOT, przynależne do BIEGU POZWROTNEGO BIERNEGO zwanego również SKOKIEM BIERNYM. Wykres silnika praktycznego różni się więc zasadniczo od wykresu silnika teoretycznego - OKRESAMI ROZRZĄDU, pozatem, w wykresie praktycznym zasadnicze OBJĘTOŚCI  $V_N, V$  nie są objętościami właściwymi, jak to ma miejsce w wykresie teoretycznym; tem niemniej oczywiście powierzchnia wykresu silnika praktycznego  $POW[M_N, M, M'] = \Pi$  daje WARTOŚĆ PRACY, ODDANEJ NA ZEWNĄTRZ na czas dwuskoku tłoka silnika praktycznego. W samej rzeczy, powtórzmy dowodzenie

§ 12-go dla JAKIEJKOLWIEK OBJĘTOŚCI  $V$  [w § 12-ym rozpatrywaliśmy objętość właściwą  $v$ ] CIAŁA CZYNNEGO, a przekonamy się, iż WSZELKI DODATNI PRZYROST  $dV$  OBJĘTOŚCI CIAŁA CZYNNEGO POWODUJE ODDANIE NA ZEWNĄTRZ PRACY  $p dV$ , A WSZELKI PRZYROST  $dV$  Ujemny ZACHODZI NA TLE PRACY  $p dV$ , POCHŁONIĘTEJ Z ZEWNĄTRZ. Możemy więc, mierząc powierzchnię  $\Pi$  wykresu silnika praktycznego porównać takową z powierzchnią  $L$ , ODPOWIEDNIEGO WYKRESU TEORETYCZNEGO O TEJ SAMEJ PRZESTRZENI SZKODLIWEJ  $v_z = V_z$  i OBJĘTOŚCI NAPEŁNIENIA  $v_N = V_N$ , to jest możemy PORÓWNAĆ PRACĘ OBU SILNIKÓW:

Z tego porównania wypływają następujące wnioski:

WNIOSEK PIERWSZY. PRACA WYKRESU PRAKTYCZNEGO JEST MNIEJSZA OD PRACY ODPOWIEDNIEGO WYKRESU TEORETYCZNEGO. W samej rzeczy na tle obniżenia wartości prężności wlotu  $p_N$  wykresu teoretycznego do wartości  $p_0$  a nawet ostatecznie  $p_N$  wykresu praktycznego, na tle stosunkowo mniejszego rozprężania, obecności przedzwrotnego wylotu oraz wzrostu wartości przeciwcisnienia w wykresie praktycznym z  $p_5$  do  $p'$  - otrzymujemy STRATĘ PRACY  $\Sigma = POW[M_2, M_N, M_1, M_3 \times KW N y M_z]$  /powierzchnia zakreskowana pionowo/, z drugiej strony - na tle znacznie mniejszego stopnia sprężania wykresu praktycznego otrzymujemy W ZYSKU PRACĘ  $\sigma = POW[X y M T S X]$  /powierzchnia zakreskowana poziomo/. Ponieważ niewątpliwie, jak to widzimy,  $\Sigma > \sigma$ , przeto będziemy mieli zawsze  $\Pi < L$  co stanowi dowód wypowiedzianego powyżej wniosku:

WNIOSEK DRUGI. DZIAŁANIE SZKODLIWEJ PRZESTRZENI NIE JEST UNIESZKODLIWIONE W SILNIKU PRAKTYCZNYM CAŁKOWICIE. Widzieliśmy wyżej iż szkodliwa przestrzeń  $v_z$  wykresu teoretycznego, dzięki sprężaniu objętości pary  $v_s$  do  $v_z$  pozostaje wypełniona parą o stanie cieplikowym pary wlotowej - a więc szkodliwego działania nie ujawnia.



Inaczej rzecz się ma w wykresie silnika praktycznego. Tutaj początkowa objętość sprężania  $V_z + V_s$  jest oczywiście MNIEJSZA od  $V_s$ , zatem sprężanie doprowadzone jest li tylko do objętości  $V_z + V_T$  oraz prężności  $p_T$  - wobec istnienia przedzwrotnego wlotu. Tutaj więc przestrzeń  $V_z + V_T$  wypełnione są parą o stanie cieplikowym NIŻSZYM to jest cieplikowo uboższym od stanu pary wlotowej, która poczyna w  $T$  napływać do przestrzeni  $V_z + V_T$ , powodując gwałtowny wzrost prężności i temperatury pary sprężonej podlegającej na tle energii pary żywej - dalszemu sprężaniu do stanu cieplikowego pary wlotowej. W ten sposób sztucznie poniekąd sprężona para wylotowa, wobec  $V_z + V_s < V_s$  - WYPEŁNI LI TYLKO CZĘŚĆ SZKODLIWEJ PRZESTRZENI  $\varepsilon V_z$  /gdzie  $0 < \varepsilon < 1$  /, A PARA WLOTOWA POZOSTAŁĄ OBJĘTOŚĆ  $(1-\varepsilon)V_z$  - w danym więc wypadku SZKODLIWA PRZESTRZEN POWODUJE WYDATEK PARY WLOTOWEJ, KONIECZNY DO WYPEŁNIENIA CZĘŚCI  $(1-\varepsilon)V_z$  SZKODLIWEJ PRZESTRZENI, niezapełnionej całkowicie parą sprężoną.-

WNIOSEK TRZECI. WYDATEK PARY WLOTOWEJ JEST WYŻSZY DLA WYKRESU PRAKTYCZNEGO NIŻ DLA WYKRESU TEORETYCZNEGO. W samej rzeczy w silniku teoretycznym wydatkujemy kilogram pary wlotowej, wypełniającej objętość właściwą  $V_n$ , a dostatecznej, aby otrzymać wykres; inaczej rzecz się ma w silniku praktycznym, wobec zupełnej niemożliwości otrzymania CIEPLIKOWO NIEPRZENIKLIWYCH ŚCIANEK CYLINDRA - oraz wobec różnego rodzaju NIESZCZELNOŚCI. Cieplikowa przenikliwość powoduje tak zwane ROSZENIE SIĘ PARY, dające STRATY NA ROSZENIE SIĘ PARY, pracującej w cylindrze.

Nazwijmy odpowiednio przez  $T_o$  i  $T'$  temperatury pary wlotowej i wylotowej wykresu praktycznego silnika. TEMPERATURA  $\theta$  POWIERZCHNI ŚCIANEK METALICZNYCH dotykających pary /czylna powierzchnia tłoka, powierzchnia tłoczyska, dno i ścianki cylindra, kanały i wewnętrzne powierzchnie zaworów i t.d. / POZOSTAJE przez czas trwania wykresu W GRANICACH  $T_o > \theta > T'$ , ULEGAJĄC PEWNYM WAHANIOM, a średnia jej wartość zbliża się oczywiście do wartości średniej  $\frac{1}{2} [T_o + T']$  temperatur pary. Podczas wlotu  $\theta$  jest niewątpliwie niższe od  $T_o$ : PARA WLOTOWA, SPOTYKAJĄC CHŁODNIEJSZE ŚCIANKI METALICZNE, ULEGA NAGŁEMU OZIĘBIENIU, ODDAJE SWOJ CIEPLIK PAROWANIA I OSIADA NA ŚCIANKACH W POSTACI ROSY. Jest to tak zwane ROSZENIE SIĘ PARY w cylindrze - trwa ono dopóty, póki na ściankach cylindra nie osiędzie dostatecznie gruba warstewka wody nasyconej. W samej rzeczy, z początku, póki ta warstwa jest bardzo cienka - stanowi ona znakomite OGNIWO POSREDNIE pomiędzy przenikliwą dla ciepłika ścianką metaliczną a parą nasyconą, wypełniającą wewnątrz cylindra; tutaj przenikanie ciepła odbywa się łatwiej, bo zwilżone ścianki lepiej chłoną ciepłik sąsiednich warstewek pary, wilgotniejących w miarę zbliżania się do ścianek cylindra. Z czasem, kiedy warstewka rosy zgrubieje na ściankach - roszenie się pary ustaje wobec złego przewodnictwa cieplikowego wody nasyconej.



Przebieg ten trwa przez cały czas napełniania cylindra parą, tłok bowiem, posuwając się naprzód, odsłania niezroszone ścianki cylindra. Podczas okresu wlotu temperatura powierzchni ścianek metalicznych zbliża się do temperatury  $T_0$  pary wlotowej. Ciepłik, nagromadzony w rosie, pokrywającej ściany, częściowo ginie bezpowrotnie uchodząc w głąb ścianki i promieniując tą drogą nazewnątrz.

W ten sposób podczas wlotu ROSZENIE SIĘ PARY POCHŁANIA PEWNĄ OBJĘTOŚĆ PARY WLOTOWEJ  $V_R$ , UTAJONĄ W POSTACI ROSY OSIADŁEJ NA ŚCIANKACH CYLINDRA. Podczas następującego z kolei OKRESU rozprężania tłok w swym ruchu naprzód w dalszym ciągu odkrywa niezroszone ścianki cylindra. Objętość pary, zawartej w cylindrze rośnie, ciśnienie zaczyna opadać - część wody nasyconej ze ścianek wobec niższej prężności ponownie przechodzi w parę na tle ciepłika ścianek i pozostałej ilości wody, okrywającej ścianki. W ten sposób pierwotnie zroszone ścianki suszą się i chłodzą, natomiast nowoobnażone - pokrywają się wzamian warstwą świeżo zroszonej pary i grzeją. Pod ten czas tłok bieży naprzód i cały tylko co opisany złożony przebieg odbywa się ponownie, przyczem odparowanie rosy i roszenie się pary na ściankach odbywają się równocześnie i ciągle przez cały czas trwania rozprężania się pary w cylindrze silnika. Kolejna następność zjawisk roszczenia się i odparowania STANOWI O KSZTAŁCIE KRZYWEJ ROZPRĘŻANIA, każda bowiem cząstka rosy, odparowanej ze ścianek cylindra przyjmuje udział w rozprężaniu się pary, zawartej w cylindrze. Po rozprężaniu następuje przedzwrotny wylot i tłok w dalszym ciągu obnaża ścianki niezroszone. Ścianki te niezwłocznie pokrywają się rosą. Podczas wylotu pozwrotnego roszczenie się pary nadal zachodzić nie może wobec cofania się tłoka, a co za tem idzie i braku nowoodsłoniętych ścianek cylindra, natomiast przez cały czas trwania OBU WYLOTÓW ODPAROWANIE ROSY odbywa się z wielką gwałtownością wobec znacznego obniżenia prężności, a para w ten sposób wytworzona uchodzi z cylindra wraz z parą wylotową.

W ten sposób część pary wlotowej, utajona na ściankach cylindra, kilkakrotnie odparowana i ponownie zroszona podczas rozprężania - ulega w okresie wylotu OSTATECZNEMU ODPAROWANIU i opuszcza cylinder niewykorzystana całkowicie. Roszenie pary na ściankach cylindra powoduje więc jak gdyby UCHYLANIE SIĘ PARY OD WYKONYWANIA PRACY, inaczej mówiąc powoduje STRATY PARY NA ROSZENIE SIĘ.

Prócz tylko co wymienionych strat na roszczenie się w silniku parowym rzeczywistym mamy jeszcze i STRATY NA NIESZCZELNOSCI wszelkiego rodzaju, powodujące również uchylanie się pary od wykonywania pracy. Zachodzą one na tle:

1-o. NIESZCZELNOSCI ZAWORU WLOTOWEGO, który, choć zamknięty, sączy parę żywą. Przy zamkniętym zaworze wylotowym, to jest podczas rozprężania i sprężania, para ta nie ginie bezpowrotnie, biorąc częściowo udział w przebiegach, odbywających się wewnątrz cylindra; inaczej rzecz się ma podczas wylotu, gdy zawór wylotowy jest otwar-



ty — wtedy bowiem para przelata przez cylinder bez śladu i ginie w skraplaczu.

2-o. NIESZCZELNOŚCI ZAWORU WYLOTOWEGO, który, choć zamknięty, sączy parę z cylindra do skraplacza. Ma to oczywiście miejsce podczas sprężania, przedzwrotnego wlotu, apeźnienia i rozprężania, kiedy zawór wylotowy jest zamknięty. Straty powstałe na tej drodze są daleko bardziej dotkliwe, bo w danym wypadku para ginie bez śladu w skraplaczu.

3-o. NIESZCZELNOŚCI TŁOKA, przepuszczającego parę pomiędzy ściankami styku tłoka i cylindra. — Ta nieszczelność z łatwością usunąć się daje za pomocą szczeliwa danego na cylindrycznej powierzchni tłoka.

CAŁKOWITY więc WYDATEK PARY na wykres praktycznego silnika składa się z

1-o. OBJĘTOŚCI  $V_K = V_N + (1 - \varepsilon) V_Z$ , KONIECZNEJ DLA OTRZYMANIA WYKRESU I POKRYCIA WYDATKU NA SZKODLIWĄ PRZESTRZEN, częściowo tylko wypełnioną sprężoną parą odlotową;

2-o. OBJĘTOŚCI  $V_R$  PARY, UTAJONEJ W POSTACI ROSY NA ŚCIANKACH CYLINDRA podczas przedzwrotnego wlotu i napeźnienia; wreszcie z

3-o OBJĘTOŚCI  $V_U$ , KTÓRĄ TRACIMY NA NIESZCZELNOŚCI przez czas trwania wykresu.

Ponieważ  $V_K$  jest wogóle nieco większe od  $V_N$ , objętości właściwej napeźnienia silnika teoretycznego, przeto całkowity wydatek pary na wykres praktycznego silnika  $V_P = V_K + V_R + V_U$  jest oczywiście większy od wydatku  $V_N$  na wykres silnika teoretycznego. Ponieważ  $V_N$  jest OBJĘTOŚCIĄ KILOGRAMA PARY ŻYWEJ, przeto  $V_P$  WAGOWO STANOWI WIELOKROTNĄ KILOGRAMA. Inaczej mówiąc WYDATEK NA WYKRES SILNIKA PRAKTYCZNEGO WYNOŚI  $W$  KILOGRAMÓW PARY ŻYWEJ PRĘŻNOŚCI  $p_N$ , PANUJĄCEJ W KOTLE, przyczem niewątpliwie  $W > 1$ .

Na zasadzie tego, cośmy wyżej powiedzieli, otrzymujemy:

WNIOSEK CZWARTY. ROZPRĘŻANIE WYKRESU SILNIKA PRAKTYCZNEGO NIE JEST ADJABATYCZNE.

W samej rzeczy na tle rozszania się pary na ściankach cylindra i ponownego odparowywania takowej powstaje wymiana ciepła pomiędzy parą z jednej, a ściankami cylindra z drugiej strony, przyczem CIEPŁO STAŁE UCHODZI WGLĄB ŚCIANEK I ROZPRASZA SIĘ w otaczających warstwach powietrza. Otrzymujemy w ten sposób nader złożony przebieg rozprężania w którym bierze udział CZYNNY li tylko para wypełniająca cylinder. WAGOWA ILOŚĆ TEJ PARY ZMIENIA SIĘ USTAWICZNIE wskutek ciągłych rozszania się pary i ponownych odparowywań; para zreszta na ściankach cylindra w rozprężaniu udziału nie bierze. Tego rodzaju przebieg jest oczywiście NIEODWRACALNY, bo straty na rozszanie się i na nieszczelności nie są do powetowania.

Rozumując zupełnie tak samo, możemy również wypowiedzieć:

WNIOSEK PIĄTY. SPRĘŻANIE WYKRESU PRAKTYCZNEGO SILNIKA NIE JEST ADJABATYCZNE.

Podczas sprężania temperatura pary stale podnosi się i wkrótce staje się wyższą od



temperatury ścianek cylindra; od tej chwili rozpoczyna się ROSZENIE SIĘ pary na ściankach cylindra a więc i WYMIANA ciepłota pomiędzy ściankami cylindra z jednej a parą sprężaną z drugiej strony, przyczem ciepłota stale uchodzi wgłęb ścianek i rozprasza się w otaczającym powietrzu. Otrzymujemy i w danym wypadku nader złożony przebieg sprężania - oczywiście również nieodwracalny, bo rozproszony ciepłota stracony jest raz na zawsze.

Wiemy z termodynamiki, że przebiegi nieodwracalne jakościowo są niższe od odwracalnych; ponieważ zaś wykres silnika praktycznego składa się z nieodwracalnych dwóch przebiegów, przeto wprost na zasadzie wyłożonych powyżej praw termodynamiki możemy wypowiedzieć następujący:

WNIOSEK SZÓSTY. SPRAWNOŚĆ SILNIKA PRAKTYCZNEGO JEST NIŻSZA OD SPRAWNOŚCI WSKAŹCOWANEJ ODPOWIEDNIEGO SILNIKA TEORETYCZNEGO. To prawo można również wyprowadzić w następujący sposób: SPRAWNOŚĆ  $\eta_p$  rozpatrywanego PRAKTYCZNEGO SILNIKA BĘDZIE oczywiście STOSUNKIEM WYTWORZONEJ PRACY  $A \Pi$  cpł. DO WYDATKOWANEGO CIEPŁIKA, ZAWARTEGO W PARZE OSTREJ -  $W \lambda$  cpł.. Stąd  $\eta_p = A \Pi : W \lambda$ ; ponieważ zaś SPRAWNOŚĆ SILNIKA TEORETYCZNEGO ODPOWIEDNIEGO JEST  $\eta_w = A L : \lambda$ , przeto, wobec  $\Pi < L$  oraz  $W > 1$  mamy oczywiście  $\eta_w > \eta_p$ . Widzimy więc, iż w praktycznym urzeczywistnieniu silnika parowego oddaliliśmy się od ideału - silnika Carnot. Już teoretycznemu silnikowi - daleko od pierwowzoru, a silnik praktyczny odbiega odeń jeszcze bardziej, dając w wyniku ostatecznym sprawność bez porównania słabszą od sprawności pierwowzoru. Aby móc podnieść jej wartość należy ustalić:

§ 53. WARUNKI NAJKORZYSTNIEJSZEGO DZIAŁANIA PRAKTYCZNEGO SILNIKA. Miarą korzystnego działania danego silnika jest jego sprawność, im ta ostatnia jest wyższa tem lepiej pracuje dany silnik. POWIĘKSZYĆ SPRAWNOŚĆ  $\eta_p = A \Pi : W \lambda$  PRAKTYCZNEGO SILNIKA PAROWEGO MOŻEMY, ZWIĘKSZAJĄC WARTOŚĆ ODDANEJ NA ZEWNĄTRZ PRACY WYKRESU  $A \Pi$ , ORAZ ZMNIEJSZAJĄC WARTOŚĆ CIEPŁIKA  $W \lambda$ , WYDATKOWANEGO NA WYKRES. - Przy tem wszystkim jednak CHARAKTER SAMEGO WYKRESU NIE POWINIEN ULEŻ ZMIANIE, WYKRES BOWIEM PRAKTYCZNEGO SILNIKA, JAKO POCHODNY PRAOBIEGU, DAJE TEORETYCZNIE MOŻLIWIE NAJWYŻSZĄ SPRAWNOŚĆ.

PIERWSZEMU WARUNKOWI CZYNIAMY ZADÓŚĆ:

1-o. PRACUJĄC PRZY MOŻLIWIE JAKNAJWYŻSZEJ PRĘŻNOŚCI  $\beta_K$  PANUJĄCEJ W KOTLE. Zważywszy, iż wyższej prężności  $\beta_K$  odpowiada wyższa temperatura krytyczna  $T_K$ , możemy prawo tylko co wypowiedziane wyprowadzić, rozpatrując bezpośrednio sprawność pierwowzoru silnika praktycznego to jest silnika Carnot'a, przyczem oczywiście  $T_K$  odpowiada wyższej temperaturze źródła praobiegu. Nawet wprost na oko bio-

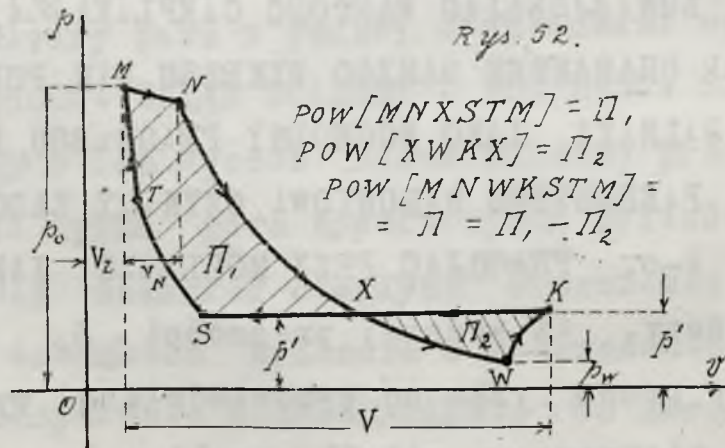
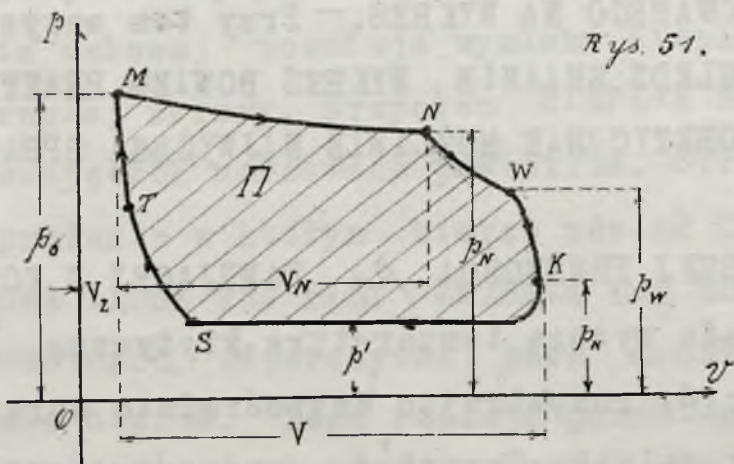


rac widzimy /rys. 50 / że pole wykresu  $\Pi$  powiększa się wydłużając ku górze, przy wyższej wartości  $p_K$ , a co za tem idzie i  $p_0$ . Praktycznie prawo powyższe oddawna było stwierdzone doświadczalnie: przy wysokich prężnościach silniki pracowały znacznie sprawniej, niż przy niskich, to też starano się budować kotły na coraz to wyższe ciśnienia robocze. Jeszcze 20 lat temu ciśnienie 4-6 atmosfer w kotłach panowało prawie niepodzielnie; OBECNIE NADPRĘŻNOŚĆ 12 ATMOSFER UWAŻAĆ NALEŻY ZA ZWYKŁĄ, najczęściej spotykaną, chociaż terazniejsze wodnorurkowe kotły budowane są już dzisiaj na 14, 16 i więcej atmosfer manometrycznych.-

2-o. UNIKAJĄC ZNACZNEGO, JAWIĄCEGO SIĘ NA TLE STRAT CIEPLIKOWYCH W PRZEWODZIE WLOTOWYM, SPADKU NA CIŚNIENIU POMIĘDZY KOTŁEM A WNĘTRZEM CYLINDRA. W danym wypadku główną oczywiście rolę gra ogólna długość przewodu wlotowego, to też winniśmy STAWIAĆ SILNIK TUŻ OBOK KOTŁOWNI, aby zaoszczędzić na długości przewodu. Istnieje nawet klasa silników parowych, nie posiadających wcale przewodu wlotowego. Są to LOKOMOBILE. Tego rodzaju silnik umieszczony jest wprost na ściankach kotła, stąd bezpośrednio czerpie parę żywą. W ostatnich czasach przy próbach silników tego typu, otrzymano nader dodatnie wyniki, stanowiące poniekąd dowód doświadczalny powyżej wypowiedzianego prawa. W warunkach zwykłych PRZEWODY WLOTOWE WINNE BYĆ CELOWO PROJEKTOWANE I TROSKLIWIE OTULANE, ABY CIEPLIKOWE STRATY PRZEWODU NIE PRZENOSIŁY 2 ÷ 3%.-

3-o. ZMNIEJSZAJĄC DŁAWIENIE PARY WLOTOWEJ ZA POMOCĄ SZYBKO OTWIERAJĄCYCH SIĘ I ZNAGŁA ZAMYKAJĄCYCH SIĘ ZAWORÓW WLOTOWYCH. Tego rodzaju zawory, zwane DOKŁADNYMI, najdłużej oczywiście pozostają CAŁKOWICIE otwarte, dając wystarczający przekrój przepływu pary żywej.

4-o. PRACUJĄC PRZY NALEŻYCIĘ OBRANEM NAPEŁNIENIU I ROZPRĘŻANIU. Duże napełnienie /rys. 51/ powoduje zbyt małe rozprężanie się pary NW, dające nadmierną koń-



cową prężność  $p_w$ ; inaczej mówiąc przy dużych napełnieniach mało wyzyskujemy rozprężanie się pary, co powoduje w porównaniu z teoretycznym wykresem - dużą stratę pola



wykresu praktycznego; pozatem niedostatecznie rozprężona para o stosunkowo wysokiej prężności  $p_w$ , a co za tem idzie i dużej stosunkowo zawartości cieplikowej - ginie bezpowrotnie w skraplaczu.

Małe napełnienia powodują rozprężanie pary zbyt daleko idące; przy nadmiernych rozprężaniach ciśnienie końcowe  $p_w$  spada poniżej przeciwcisnienia  $p'$ , powodując w chwili otwarcia zaworu wylotowego w punkcie W wykresu - WDARCIE SIĘ PARY z przewodu wylotowego, gdzie panuje prężność  $p'$  do cylindra. W ten sposób przedzwrotny wylot WK zamienia się w danym wypadku na fałszywy przedzwrotny wlot pary z przewodu wylotowego. W danym wypadku krzywa rozprężania NW przecina w punkcie X linię przedzwrotnego wylotu, tworząc w ten sposób pętlę XWKX o powierzchni  $\Pi_2$ . Kierunek tej części wykresu wskazuje, iż mamy tu do czynienia z pracą ujemną  $-\Pi_2$ , podczas gdy pozostała część wykresu o powierzchni  $[MNXSTM] = \Pi_1$  ujawnia oddaną na zewnątrz pracę dodatnią  $\Pi_1$ . Całkowita zatem praca wykresu, oddana na zewnątrz równa się  $\Pi_1 - \Pi_2$ . Stąd widzimy, że małe napełnienia powodują pojawienie się pętli na wykresie, w gwałtowny sposób zmniejszającej pracę wykresu, a nawet sprowadzającej takową do zera przy  $\Pi_1 = \Pi_2$ , co odpowiada oczywiście wartości  $\eta_p = 0$ .

Najlepsze więc wyniki otrzymujemy przy średnich napełnieniach, prowadząc rozprężanie praktycznego wykresu do końcowego ciśnienia  $p_w$ , przenoszącego o 0,5÷1 Atm. prężność, panującą w skraplaczu. Niżej podamy tablicę średnich napełnień, dających NAJWYŻSZĄ WARTOŚĆ SPRAWNOŚCI  $\eta_p$  wykresu praktycznego. Tego rodzaju napełnienie nazywamy NAJWYGODNIEJSZEM.

5-o. ROZPOCZYNAJĄC PRZEDZWROTNY WYLOT MOŻLIWIE JAKNAJBLIŻEJ DO PUNKTU ZWROTNEGO K, co jest możliwe przy dobrze zbudowanych zaworach z nagłą otwierających się dostatecznie. Wcześniej rozpoczęty przedzwrotny wylot - psuje bieg krzywej rozprężania, która gwałtownie opada ku dołowi, dając większą stratę pracy; im później więc możemy go rozpocząć, tem lepiej.

6-o. UNIKAJĄC ZNACZNEGO SPADKU NA CIŚNIENIU POMIĘDZY CYLINDREM A SKRAPLACZEM, jawiącego się na tle strat, spowodowanych tarcieniem pary w przewodzie wylotowym. Przewód ten winien dawać dostateczny przekrój przelotu pary i nie posiadać gwałtownych ostrych zagięć. Ogólna długość przewodu winna być jaknajmniejsza, dlatego też skraplacz umieszczamy zazwyczaj tuż pod silnikiem w piwnicy pod podłogą sali. Na przewodzie wylotowym z tych samych względów lepiej jest stawiać śluzy - miasto zaworów, bo te ostatnie powodują duży opór, zwiększając przeciwcisnienie.

7-o. ROZPOCZYNAJĄC SPRĘŻANIE MOŻLIWIE NAJBLIŻEJ ZWROTNEGO PUNKTU, w ten sposób bowiem praca, konieczna do wykonania sprężania jest najmniejsza. Z drugiej



znów strony wiemy, że ze względu na działanie szkodliwej przestrzeni końcowa prężność sprężania powinna zbliżać się do wartości ciśnienia wlotowego: oba te sprężne wymagania uwzględnić się dają tem łatwiej, im mniejszą wartość posiada szkodliwa przestrzeń  $V_z$ . W samej rzeczy im mniejsze jest  $V_z$ , tem mniejsza ilość pary wylotowej wystarcza, aby wypełnić szkodliwą przestrzeń po uprzednim sprężeniu, a więc tem później należy rozpocząć sprężanie.

§ 50. ROZPOCZYNAJĄC PRZEDZWROTNY WLOT TUŻ PRZED SAMYM ZWROTNYM PUNKTEM, im bowiem objętość  $V_r$  jest mniejsza, tem więcej zyskujemy na powierzchni wykresu.

Wszystkie dotychczas wymienione punkty zawierają wskazówki, jak dla danego wykresu ZMNIEJSZYĆ powierzchnię  $\Sigma$  /fig. 49/ oraz POWIĘKSZYĆ powierzchnię  $G$ , to jest inaczej mówiąc POWIĘKSZYĆ POLE  $\Pi$  DANEGO WYKRESU, nie zmieniając charakteru i zasadniczych kształtów samego wykresu. Obecnie - musimy ustalić warunki w jakich wydatkowany ciepłik  $W\lambda$  osiąga swą najmniejszą wartość.

W granicach praktycznie stosowanych prężności - wartość  $\lambda$  zmienia się nader nieznacznie, przeto najmniejsza wartość iloczynu  $\lambda W$  odpowiada najmniejszej wartości  $W$ . Jak to już wyżej widzieliśmy objętość wagowej ilości  $W$  kg. pary żywej wynosi  $V_p = V_K + V_u + V_R$ , skąd mamy bezpośrednio  $W = W_K + W_u + W_R$ .

Wagowa ilość  $W_R$  kg. jest ilością pary, KONIECZNEJ DLA OTRZYMANIA DANEGO WYKRESU silnika praktycznego /  $W_N$  KG. / oraz POKRYCIA WYDATKU /  $W_Z$  KG. / NA SZKODLIWĄ PRZESTRZEŃ, częściowo tylko wypełnioną sprężoną parą odlotową. Możemy więc napisać

$W_K = W_N + W_Z$ . -  $W_N$  jest ilością oczywiście STAŁĄ dla danego wykresu; najmniejszą wartość  $W_K$  otrzymamy więc niewątpliwie wówczas, gdy  $W_Z$  będzie najmniejsze to jest przy MAŁEJ SZKODLIWEJ PRZESTRZENI.

WAGOWA ILOŚĆ  $W_u$  jest ilością pary STRACONEJ NA NIESZCZELNOŚCI PODCZAS TRWANIA WYKRESU. IM SILNIK JEST DOKŁADNIEJ ZBUDOWANY, A POWIERZCHNIE CIERNE, PRZYWIERANIA I STYKU UTRZYMANE STARANNIEJ, TEM MNIEJSZĄ WARTOŚĆ POSIADA  $W_u$ . Tutaj troskliwy a rzetelny maszynista nieocenione oddaje usługi, sownie opłacając swą nieco droższą miesięczną płacę - oszczędnością na parze, pracującej w silniku; - niestety jednak w większości wypadków silnik parowy powierzany jest zazwyczaj nieodpowiednim dłoniom, a skutki takiego fałszywego pojmowania własnego interesu są opłakane.

Wreszcie  $W_R$  jest WAGOWĄ ILOŚCIĄ PARY, UTAJONEJ W POSTACI ROSY NA ŚCIANKACH CYLINDRA podczas przedzwrotnego wlotu i napełnienia. Ilościowo  $W_R$  stanowi najpoważniejszą STRATĘ silnika praktycznego, to też głównie wysiłki tworców silnika parowego dążyły do zmniejszenia tej straty. Dające praktyczne wyniki

§ 54. SPOSOBY ZMNIEJSZENIA STRAT NA ROSZENIE SIĘ PARY można podzielić na



dwie kategorie. Do pierwszej należą sposoby, mające na celu mniej lub więcej dokładne USUNIĘCIE rosznienia się pary - do drugiej należą sposoby UNIESZKODLIWIENIA strat stąd wynikłych. Sposoby pierwszej kategorii są następujące:

I-o. OTULANIE ZEWNĘTRZNYCH ŚCIANEK CYLINDRA CIAŁAMI SŁABO PRZENIKLIWEMI DLA CIEPLIKA. Do takich należą: azbest, korek, drzewo, papier i t.p. a zwłaszcza warstewki UNIERUCHOMIONEGO POWIETRZA, będącego nader złym przewodnikiem ciepła. Działanie otuliny ZMNIEJSZA wprowadzie PROMIENIOWANIE CIEPLIKA ZE ŚCIAN CYLINDRA na zewnątrz ale rosznieniu się pary nie zapobiega w zupełności. Dzięki otuliźnie temperatura ścianek UTRZYMUJE SIĘ NA NIECO WYŻSZYM POZIOMIE, co oczywiście zmniejsza rosznienie się i przyspiesza odparowywanie rosy ze ścianek cylindra.

2-o. OGRZEWANIE ZEWNĘTRZNE CZYNNYCH ŚCIANEK CYLINDRA PARĄ - obecnie nadto już stosowane ma na celu utrzymywanie temperatury ścianek cylindra na wyższym poziomie kosztem ciepłika pary. W tym celu CYLINDER PAROWY BUDOWANY JEST Z PODWÓJNĄ ŚCIANKĄ ZEWNĘTRZNĄ, a przestrzeń między ściankami, ZWANA OGRZEWKIEM, wypełniona jest parą, oddającą swój ciepłik parowania podwójnym ściankom. Ciepłik pary ogrzewkowej, przechodząc przez ŚCIANKĘ ZEWNĘTRZNĄ rozprasza się w otaczającym powietrzu, a przez ŚCIANKĘ WEWNĘTRZNĄ promieniuje wewnątrz cylindra. Ciepłik ten powoduje ZNACZNY PRZYRÓST TEMPERATURY POWIERZCHNI CZYNNYCH ŚCIANEK CYLINDRA a więc ZMNIEJSZA rosznieniem się pary i PRZYSPIESZA ponowne odparowanie rosy u ścianek znacznie lepiej, niż otulina, którą zwykle otaczamy zewnętrzne ścianki ogrzewku ABY POŁĄCZYĆ dobroczne działanie obu sposobów. Przy zewnętrznym użyciu otuliny ogrzewek znacznie sprawniej pracuje, otulina bowiem osłabia promieniowanie ciepłika na zewnątrz ogrzewka.

Oba tylko co opisane sposoby mają na celu utrudnienie rosznienia się pary i ułatwienie zarazem odparowywania rosy ze ścianek cylindra za pomocą podniesienia temperatury ścianek - TRZECI natomiast sposób pierwszej kategorii osiąga ten sam wynik przez

3-o. UŻYCIE PARY PRZEGRZANEJ. Wyobraźmy sobie, żeśmy włączyli w przewód wlotowy tuż za kotłem systemat rurek, zewnętrznie ogrzewanych gorącymi spalinami kotłowego rusztu. Wytworzona w kotle para, przechodząc przez ten systemat rurek, zwany PRZEGRZEWACZEM, przegrzewa się do danej temperatury przegrzania i już jako PARA PRZEGRZANA wchodzi przez przewód wlotowy do cylindra silnika praktycznego. Para przegrzana, własnościami fizycznymi bardziej zbliżona do gazu doskonałego - spotyka na swej drodze zimniejsze ścianki wewnętrzne cylindra - i ochładza się, zwolna tracąc ciepłik przegrzania. Ochładzanie się to jednak odbywa się daleko wolniej wobec mniejszego przewodnictwa ciepła pary przegrzanej i wobec BRAKU WARSTWY



ROSY na ściankach cylindra - UŁATWIAJĄCEJ WYMIANĘ ciepła pomiędzy powierzchnią ścianki a-parą.—

W samej rzeczy - wiemy, że para skroplić się może li tylko przy temperaturze krytycznej  $T_K$ , zatem, dopóki para wlotowa nie straci swego CIEPLIKA PRZEGRZANIA, ochładzając się do  $T_K$ , - tworzenie się rosy na ściankach jest niemożliwe: cylinder pozostaje suchy, a wymiana ciepłika pomiędzy parą a ściankami jest UTRUDNIONA, wobec braku ciepłikowego pośrednika, jakim dla pary nasyconej jawi się rosa, cienką warstwą okrywającą wewnętrzne powierzchnie ścianek cylindra.

Ochłodzenie pary przegrzanej do krytycznej temperatury w warstewkach, przylegających do ścianek cylindra następuje oczywiście tem później, im wyższy jest STOPIEŃ PRZEGRZANIA pary wlotowej. Stosując dostatecznie wysokie przegrzanie granic możemy nawet całkowicie UNIKNĄĆ ROSZENIA SIĘ PARY PODCZAS WLOTU, przez czas bowiem trwania tego ostatniego, warstwy pary przylegające do ścianek cylindra NIE ZDAJĄ ochłodzić się do temperatury krytycznej; ochłodzenie to W CAŁEJ MASIE pary nastąpi oczywiście dopiero podczas rozprężania, kiedy na tle przyrostu objętościowego - temperatura i prężność gwałtownie opadają.

Może się przytem okazać, iż w pewnym momencie temperatura rozprężonej pary - na tle chłodzącego działania ścianek OBNIŻY SIĘ DO WARTOŚCI temperatury krytycznej, przynależnej do prężności pary chwilowo w tym momencie panującej w masie pary czynnej. W tym okresie zatem rozprężania, para przegrzana przetwarza się w parę nasyconą i od tej chwili rozpoczyna się oczywiście roszenie się pary, która trwa już do końca aż do chwili przedzwrotnego wylotu. Im wyżej przegrzana jest para wlotowa, tem później przetwarza się ona podczas rozprężania w parę nasyconą, a przy dostatecznie wysokim stopniu przegrzania ODLOTOWA PARA opuszcza cylinder, jako para przegrzana o temperaturze wyższej od temperatury krytycznej, przynależnej do prężności pary odlotowej.

Użycie więc pary przegrzanej OPOŹNIA więc CHWILĘ POJAWIENIA SIĘ ROSZENIA pary, a nawet, przy dosyć wysokich stopniach przegrzania całkowicie mu zapobiega, natomiast straty NA PROMIENIOWANIE ciepłika są niewątpliwie WIĘKSZE, niż przy użyciu pary nasyconej, bo różnica temperatur ścianek cylindra i otoczenia jest bez porównania wyższa w danym wypadku. Z tego powodu stosują zazwyczaj otulinę znacznie lepszą, kładąc ją dość grubą warstwą na zewnętrznych ściankach cylindra. W ten sposób PRZY UŻYCIU PARY PRZEGRZANEJ można osiągnąć znaczne korzyści. Im wyższe stosujemy przegrzanie tem NIEJSZE są straty na roszenie się pary na ściankach cylindra i tem większa oszczędność, niestety jednak zbyt daleko w tym kierunku iść nie można, budowa bowiem samego silnika, a zwłaszcza stosunkowo niski punkt rozkładu sma-  
rów



na to nie pozwalają; zazwyczaj TEMPERATURA PRZEGRZANIA PARY WLOTOWEJ nie przekracza 350° C, a jako NAJWYŻSZĄ WARTOŚĆ PRAKTYCZNĄ PRZEGRZANIA możemy uważać temperaturę 400° C, choć w tym krańcowym wypadku nieraz cylindrowe smary odmawiają posłuszeństwa.

4-o. STOSOWANIE DUŻYCH ILOŚCI DWUSKOKÓW TŁOKA NA MINUTE .-

Odwracalne przebiegi teoretycznego silnika, aczkolwiek cieplikowo doskonałe, odbywają się nader powolnie na tle nieznacznych zmian cieplikowych ciała czynnego, natomiast przebiegi rzeczywiste silnika parowego praktycznego znacznie odbiegają od teoretycznych i, jako nieodwracalne, dają mniejszą sprawność obiegu; praktycznie zaś posiadają tę zaletę, iż ODBYWAJĄ SIĘ ZNACZNIE PRĘDZEJ od teoretycznych. Możemy nawet na zasadzie wielokrotnie czynionych doświadczeń powiedzieć, iż zachodzą one mogą Z DOWOLNIE WIELKĄ SZYBKOSCIĄ. Inaczej mówiąc cieplikowe własności pary, jako ciała czynnego, w silniku praktycznym nie stoją na przeszkodzie i pozwalają otrzymać DOWOLNIE WIELKĄ ILOŚĆ powtarzających się kolejno wykresów po sobie w ciągu danej jednostki czasu, dajmy na to jednej minuty, PRZYCZEM WSZYSTKIE FAZY WYKRESU NASTĘPOWAĆ BĘDĄ ZUPEŁNIE PRAWIDŁOWO PO SOBIE, NIEZALEŻNIE OD ILOŚCI WYPRODUKOWANYCH WYKRESÓW, TO JEST OD ILOŚCI DWUSKOKÓW TŁOKA SILNIKA NA MINUTE. Jest to niewątpliwie własność nader cenna, nie jesteśmy bowiem w ten sposób skrzepowani liczbą dwuskoków, a budując silniki parowe o dużej liczbie skoków tłoka na minutę ZWIĘKSZAMY ILOŚĆ PRACY SILNIKA, ODDANEJ NA ZEWNĄTRZ, oraz ZMNIĘJSZAMY zarazem STRATY NA ROSZENIE się pary, zarówno nasyconej jak i przegrzanej. W samej rzeczy roszenie się pary jako zjawisko fizyczne, oparte na wymianie ciepła pomiędzy ścianką cylindra a parą, DOKONYWA SIĘ W CZASIE, ściśle określonym dla danych warunków. Im szybciej więc będą po sobie następowały dwuskoki, tem mniejsza ilość pary ZDAŻY się zrosić na ściankach cylindra, a więc tem mniejsze będą straty na roszenie się pary. Niestety jednak liczba dwuskoków praktycznego silnika zgóry jest ograniczona ze względu na właściwości mechaniczne samego układu, stanowiącego silnik, i tu więc praktyka wyznacza kres stosowalności tego środka.

Silniki SZYBKOBIEGI, otrzymane na tej drodze, odznaczają się dużą stosunkowo sprawnością, aczkolwiek wielu zwolenników dotychczas nie zyskały ze względu na trudność obsługi i znacznie niższą pewność działania.

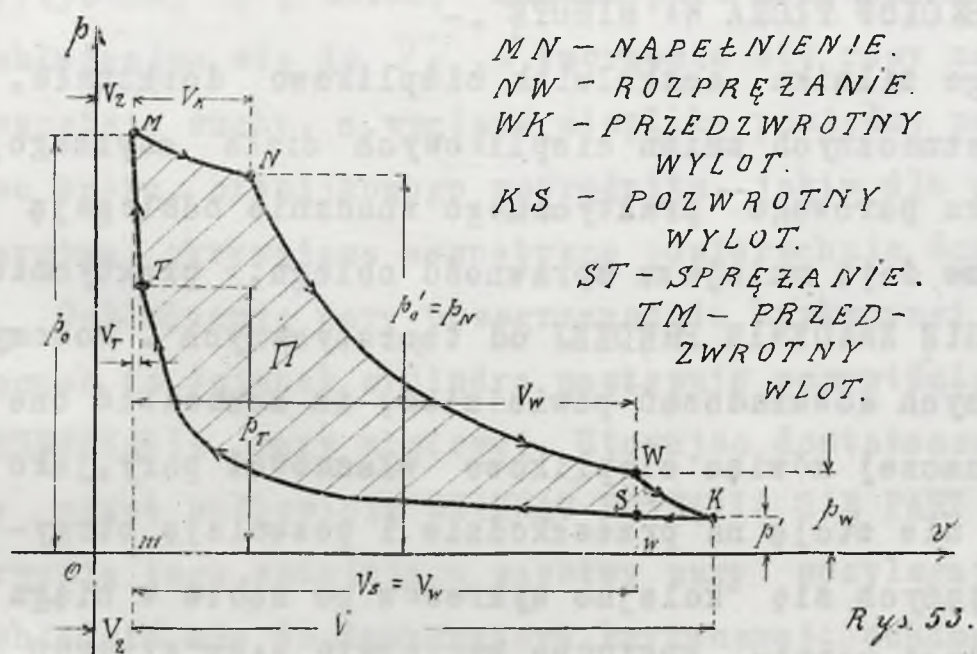
Wszystkie powyżej wyszczególnione sposoby częściowo zapobiegają roszeniu się pary, NAJBARDZIEJ SKUTECZNIE DZIAŁA PRZEGRZEWANIE PARY, opóźniające powstawanie rosy na ściankach cylindra; prócz wyżej wymienionych znane są również sposoby unieszkodliwienia roszenia się pary w cylindrze. Te ostatnie

B. SPOSOBY DRUGIEJ GRUPY, są następujące:

1-o. STOSOWANIE NADER KROTKIEGO OKRESU WYLOTU. Sposób ten stosowany jest



od niedawna /1907-1908 rok/ w tak zwanych SILNIKACH USTROJU PROFESORA STUMPFA, korzystających ponadto z zalet działania pary przegrzanej i dużej ilości dwuskoków. Wykres silnika tego rodzaju podaje rysunek N. 53.



PO NAPEŁNIENIU  $MN$  cylindra parą przegrzaną - następuje ROZPRĘŻANIE się takowej  $NW$ , zakończone PRZEDZWROTNYM WYLOTEM  $WK$ , przy-  
 czym zazwyczaj stosunek  
 $V_w : V = 0,88 \div 0,90$ .

Jak już wspominaliśmy wyżej, w dawnym wypadku POZWROTNY WYLOT  $KS$  TRWA NADZWYCZAJ KRÓTKO, przy-  
 czym POCZĄTKOWA OBJĘTOŚĆ SPRĘ-  
 ŻANIA  $V_s = V_w$ , poczem następuje  
 SPRĘŻANIE  $ST$  i PRZEDZWROTNY WLOT

$TM$ . Zasadniczo zatem ten wykres się nie różni od poprzednio opisanego wykresu silnika parowego praktycznego. W zwykłym silniku, gdzie pozwrotny wylot TRWA DALEKO DŁUŻEJ, rosa, pokrywająca ścianki cylindra odparowuje nader sownie przy niskim ciśnieniu  $p'$  i bezpowrotnie ginie w skraplaczu.

W danym wypadku, na skutek krótkotrwałości wylotu  $SK$  - TYLKO BARDZO NIEZNACZNA ILOŚĆ ROSY ZDAŻY ODPAROWAĆ ZE ŚCIANEK I ZGINAĆ bezpowrotnie w skraplaczu, tutaj więc strata na rozenie się pary jest znacznie mniejsza.

W połączeniu z bardzo wysokim przegrzaniem pary oraz stosunkowo dużą ilością dwuskoków tłoka na minutę, tylko co wyłuszczone własność powoduje nader wysoką sprawność silnika tego typu, natomiast znaczny stopień sprężania stanowi jego wadę, szkodliwe działanie której z łatwością jednakowoż osłabić się daje, za pomocą dużych celowo zbudowanych SKRAPLACZY, dających niskie przeciwcisnienie  $p'$ , umożliwiające dokonanie dużych sprężeń kosztem niewielkiej stosunkowo pracy otrzymanej z zewnątrz a wyrażającej się powierzchnią  $mMTS_wm$  w wykresie silnika Stumpfa.

Widzimy więc, że krótkotrwały wylot nie zapobiega rozeniu się pary, lecz sprowadza do minimum ILOŚĆ ROSY, odparowanej podczas wylotu, a więc zmniejsza NAJZJADLIWSZĄ STRATĘ PARY, bezcelowo przelatującej przez cylinder. W samej rzeczy - rosa, odparowana w ścianach cylindra podczas rozprężania, bierze CZĘŚCIOWO czynny udział w rozprężaniu się pary a więc nie ginie bezpowrotnie; to samo możemy powiedzieć i o parze, odparowanej ze ścianek podczas trwania sprężania - para ta pomnaża całkowitą ilość sprężonej pary a więc również nie ginie bezpowrotnie, podczas gdy przez



czas trwania wylotu odparowania ze ścianek cylindra rosa - ginie boseslowo w skraplaczu.

Częściowe unieszkodliwienie tej ostatniej straty stanowi niewątpliwą zasługę tylko co opisanego silnika.

Można RÓWNIEŻ CZĘŚCIOWO unieszkodliwić roszenie się pary przez możliwie dokładne

2-o. KOLEJNE WYKORZYSTANIE ENERGJI CIEPLIKOWEJ PARY WLOTOWEJ W KILKU USTAWIONYCH W SZEREG SILNIKACH, STANOWIĄCYCH JEDEN WSPÓLNY SPRZĘŻONY SILNIK. W danym wypadku para wlotowa pracuje w PIERWOTNYM silniku, uchodzącą zeń parę odlotową kierujemy do silnika WTÓRNEGO, gdzie pracuje ona w dalszym ciągu, oddając nową część swęj całkowicie niewykorzystanej w pierwotnym silniku energii cieplikowej; ponieważ zaś CAŁY ZASÓB ROSY, ODPAROWANEJ ZE ŚCIANEK CYLINDRA, ULATA WRAZ Z PARĄ POWROTOWĄ Z PIERWOTNEGO CYLINDRA I MOŻE BYĆ WRAZ Z NIĄ CELOWO ZUŻYTY W NASTĘPNYM WTÓRNYM SILNIKU, przeto opisany sposób należy do najskuteczniejszych. Otrzymaną w silniku wtórnym energję ruchu możemy zużyć równocześnie z energją, wytworzoną w silniku pierwotnym, a powrót wtórnego silnika ponownie wykorzystać w następnym wtórnym silniku trzeciego rzędu, gwoli otrzymania nowej ilości energii ruchu i t. d. W ten sposób otrzymujemy SILNIK ZŁOŻONY Z PIERWOTNEGO PROSTEGO SILNIKA zasilanego parą żywą - oraz SZEREGU SILNIKÓW WTÓRNYCH WYŻSZYCH RZĘDÓW, zasilanych parą powrotową, przyczem oczywiście silnik wtórny drugiego rzędu otrzymuje parę odlotową z pierwotnego silnika, silnik wtórny trzeciego rzędu - z silnika wtórnego drugiego rzędu i t. d. Tego rodzaju złożony silnik nazywamy SPRZĘŻONYM, silniki stanowiące jego układ połączone są w szereg i dają zwartą całość wspólnie wytwarzającą energję ruchu. We wszystkich poszczególnych silnikach składowych, prócz oczywiście silnika wtórnego ostatniego rzędu - straty na roszenie się pary są częściowo unieszkodliwione, cały bowiem zasób rosy, odparowanej ze ścianek, pracuje jako para w następnym silniku.

Szczegółową teorię silników sprzężonych damy poniżej, tutaj podkreślamy jedynie ich główną zaletę, to jest możność częściowego wykorzystania roszenia się pary.

Zupełnie w podobny sposób można PRAWIE ZUPEŁNIE unieszkodliwić roszenie się pary przez:

3-o. ZUŻYTKOWANIE ODLOTOWEJ PARY SILNIKA DO CELÓW PRZEMYSŁOWYCH W POSTACI PARY GRZEJNEJ. W danym wypadku całkowitą ilość pary odlotowej silnika, a więc i rosę odparowaną z jego ścianek kierujemy do KOMOR I WĘŻOWNIC GRZEJNIKÓW, SUSZARNI, WYPARNIC LUB WARIKÓW, gdzie powrót się skrapla, oddając ciepik parowania powierzchniom ogrzewalnym dla celów przyktycznych OGRZEWANIA, SUSZENIA, ODPAROWYWANIA I GOTO-



WANIA. Skropliny komór i węzownic kierujemy z powrotem do kotła, gdzie ulegają one ponownemu odparowywaniu. Widzimy więc, że w danym wypadku obieg silnika parowego nie uległ zasadniczym zmianom, miasto jedynie zwykłego skraplacza, użyliśmy POWIERZCHNI OGRZEWALNYCH, jako źródła o temperaturze niższej. O ile zapotrzebowanie tych powierzchni przewyższa wydatek pary odlotowej z silnika, inaczej mówiąc, o ile całkowita ilość powrotu może być zużyta do celów grzejnych, to, oczywiście straty na rozenie się pary w silniku nie grają wielkiej roli, ponieważ rosa, odparowana ze ścianek, zużyta zostaje, jako para grzejna. W danym wypadku pełni dwa zadania, pracując jako wytwór czyni energii ruchu oraz jako dostarczycielka potrzebnego ciepła; koszt więc otrzymania pary rozkłada się na całkowity UKŁAD GRZEJNY, złożony z SILNIKA GRZEJNEGO oraz GRZEJNIKÓW, SUSZARNI, WYPARNIC LUB WAPNIKÓW. Z tego powodu SPRAWNOŚĆ UKŁADU GRZEJNEGO jest nader WYSOKA, bowiem oczywiście prawie CAŁKOWITY CIEPŁIK PARY WLOTOWEJ WYKORZYSTANY jest w układzie. W ostatnich czasach silnik <sup>grzejny</sup> pozyskał szerokie prawo obywatelstwa, powstała duża ilość układów grzejnych różnorodnych typów, mających na celu najkorzystniejsze wyzyskanie ciepła pary żywej. Badanie tych układów stanowi przedmiot GOSPODARKI PAROWEJ, której zasady ogólne podamy w dalszym ciągu.

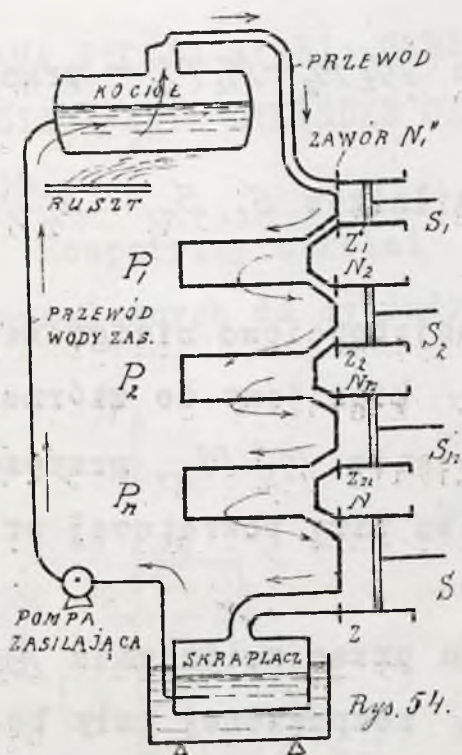
Badanie warunków najkorzystniejszego działania silnika parowego zaznajomiło nas z silnikiem KRÓTKOWYLOTOWYM Stumpfa, oraz z silnikami sprzężonymi, zasadniczo różniącymi się od silników prostych; musimy więc uzupełnić dotychczas podaną teorię silnika prostego - teorią silników sprzężonych.-

§ 55. TEORIA SILNIKÓW SPRZEŻONYCH. Rozpatrzmy teoretyczny wykres prostego silnika bez szkodliwej przestrzeni  $M_o M_p M M' M_o$ , w którym, jak wiadomo, z § 50 -  $\beta_K$  oznacza panującą w kotle prężność początkową pary wlotowej o właściwej objętości  $V_K$ , zaś  $\beta_B$  oznacza prężność w skraplaczu, to jest prężność pary odlotowej i właściwej objętości  $V$ , będącej zarazem OBJĘTOŚCIĄ CZYNNĄ cylindra prostego teoretycznego silnika bez szkodliwej przestrzeni.

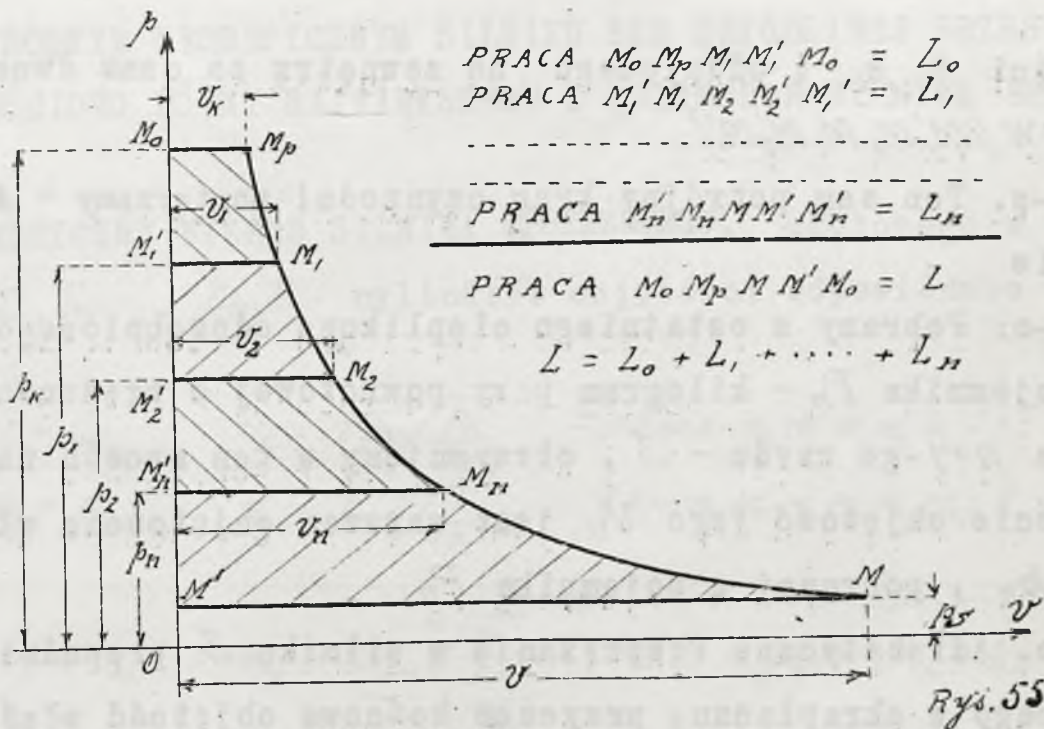
Równoległe do danego prostego silnika o cylindrze  $V$  bez szkodliwej przestrzeni rozpatrujemy silnik SPRZEŻONY, ZŁOŻONY Z  $n+1$  CYLINDRÓW POZBAWIONYCH SZKODLIWEJ PRZESTRZENI O OBJĘTOŚCIACH  $V_1, V_2, \dots, V_n, V$ , ODPOWIEDNIO PRZYNALEŻNYCH DO TEORETYCZNYCH SILNIKÓW  $S_1, S_2, \dots, S_n, S$ . Opisany tutaj silnik sprzężony działa w następujący sposób /patrz rys. 54 i rys. 55 /:

1-o. Kilogram pary żywej o prężności  $\beta_K$ , panującej w kotle, kierujemy do pierwotnego silnika  $S_1$ ; otrzymujemy w ten sposób napełnienie  $M_o M_p$ , przyczem oczywiście objętość napełniania  $V_K$  jest zarazem objętością właściwą pary wlotowej.





Rys. 54.



PRACA  $M_0 M_p M_1 M_1' M_0 = L_0$   
 PRACA  $M_1' M_1 M_2 M_2' M_1' = L_1$   
 PRACA  $M_n' M_n M M' M_n' = L_n$   
 PRACA  $M_0 M_p M M' M_0 = L$   
 $L = L_0 + L_1 + \dots + L_n$

ROZPRĘŻANIE PODŁUG WZORU  $p_x v_x^m = \text{STAŁEJ}$ .

2-o. Adyabatyczne rozprężanie  $M_p M_1$  w silniku  $S_1$  prowadzimy do objętości właściwej  $v_1$ , przynależnej do pewnej ściśle określonej prężności  $p_1$ , którą z łatwością wyznaczymy z równania krzywej adyabatycznego rozprężania pary.

3-o. Opróżniamy cylinder silnika  $S_1$ , kierując zeń parę odlotową do ciepłokowo odosobnionego pojemnika pary odlotowej  $P_1$ , gdzie stale panuje prężność  $p_1$ , niezależnie od przypływu lub odpływu powrotowej pary tej samej prężności, inaczej mówiąc, POJEMNIK  $P$  jest objętościowo nieograniczony, a więc niewrażliwy na dołot i odłot skończonych ilości pary. W ten sposób otrzymujemy WYKRES  $M_0 M_p M_1 M_1' M_0$  teoretycznego silnika  $S_1$  bez szkodliwej przestrzeni, pracującego w granicach prężności  $p_k, p_1$  i oddającego na zewnątrz za czas dwuskoku  $M_1' M_1 - M_1 M_1'$  pracę  $L_0 = \text{POW} [M_0 M_p M_1 M_1' M_0]$ .

4-o. Kilogram pary powrotowej o prężności  $p_1$ , pobrany z pojemnika  $P_1$ , kierujemy do wtórnego silnika drugiego rzędu  $S_2$  - otrzymujemy w ten sposób napełnienie  $M_1' M_1$ , przyczem, oczywiście, objętość jego  $v_1$  jest zarazem objętością właściwą pary powrotowej prężności  $p_1$ , pobranej z pojemnika  $P_1$ .

5-o. Adyabatyczne rozprężanie  $M_1 M_2$  w silniku  $S_2$  prowadzimy do objętości właściwej  $v_2$ , przynależnej do pewnej, ściśle określonej prężności właściwej  $p_2$ , którą z łatwością możemy wyznaczyć z równania krzywej rozprężania pary.

6-o Opróżniamy cylinder silnika  $S_2$ , kierując zeń parę odlotową do objętościowo nieograniczonego i ciepłokowo odosobnionego pojemnika  $P_2$ , gdzie panuje stale prężność właściwa  $p_2$ . W ten sposób otrzymujemy WYKRES  $M_1' M_1 M_2 M_2' M_1'$  teoretycznego silnika  $S_2$  bez szkodliwej przestrzeni, pracującego w granicach



prężności  $p_1, p_2$  i oddającego na zewnątrz za czas dwuskoku  $M_2' M_2 - M_2 M_2'$  - pracę  $L_1 = POW [M_1' M_1 M_2 M_2' M_1']$ .

7-o. Ten sam potrójny krąg czynności powtarzamy - dla silników  $S_3, S_4, \dots, S_{n-1}, S_n$ , wreszcie

8-o. Pobrany z ostatniego ciepłikowo odosobnionego i objętościowo nieograniczonego pojemnika  $P_n$  - kilogram pary powrotowej o prężności  $p_n$  kierujemy do wtórnego silnika  $n+1$ -go rzędu -  $S$ ; otrzymujemy w ten sposób napełnienie  $M_n' M_n$ , przy czym oczywiście objętość jego  $V_n$  jest zarazem objętością właściwą pary powrotowej prężności  $p_n$ , pobranej z pojemnika  $P_n$

9-o. Adiabatyczne rozprężanie w silniku  $S$  prowadzimy do przeciwności  $p_s$ , panującego w skraplaczu, przy czym końcowa objętość właściwa rozprężonej pary będzie oczywiście równa objętości  $V$  cylindra silnika  $S$ .

10-o. Opróżniamy cylinder silnika  $S$ , kierując zeń parę do skraplacza, gdzie stale panuje prężność  $p_s$ . W ten sposób otrzymujemy WYKRES  $M_n' M_n M M' M_n'$  teoretycznego silnika  $S$ , pracującego bez szkodliwej przestrzeni w granicach prężności  $p_n, p_s$  i oddającego nazewnątrz za czas dwuskoku  $M' M - M M'$  pracę  $L_n = POW [M_n' M_n M M' M_n']$ .

Porównajmy w ten sposób otrzymaną złożoną pracę silnika sprzężonego z pracą  $L = POW [M_o M_p M M' M_o]$  silnika prostego teoretycznego bez szkodliwej przestrzeni. Widzimy stąd bezpośrednio że:

1-o odcinki  $M_p M_1, M_1 M_2, \dots, M_n M$  krzywych adiabatycznego rozprężania wykresów silnika sprzężonego LEŻĄ NA KRZYWEJ  $M_p M$  rozprężania silnika prostego, ponieważ we wszystkich silnikach rozprężanie adiabatyczne zachodzi oczywiście według tego samego prawa,

2-o objętość napełniania silnika  $S$ , jest równa objętości napełniania silnika prostego,

3-o w silniku sprzężonym objętość cylindra silnika niższego rzędu stanowi objętość napełnienia cylindra silnika wyższego rzędu,

4-o objętość cylindra silnika ostatniego rzędu równa jest objętości cylindra silnika prostego, wreszcie

5-o suma prac cylindrów silnika sprzężonego równa jest pracy cylindra prostego silnika za czas dwuskoku, co jest wprost oczywiste od pierwszego spojrzenia na wykres /Rys. 55/ silnika sprzężonego, BĘDĄCY W SĄBEJ RZECZY LI TYLKO ZESTAWIENIEM POSZCZEGÓLNYCH WYKRESÓW SILNIKÓW  $S_1, S_2, S_3, S_4, \dots, S_{n-2}, S_{n-1}, S$ .

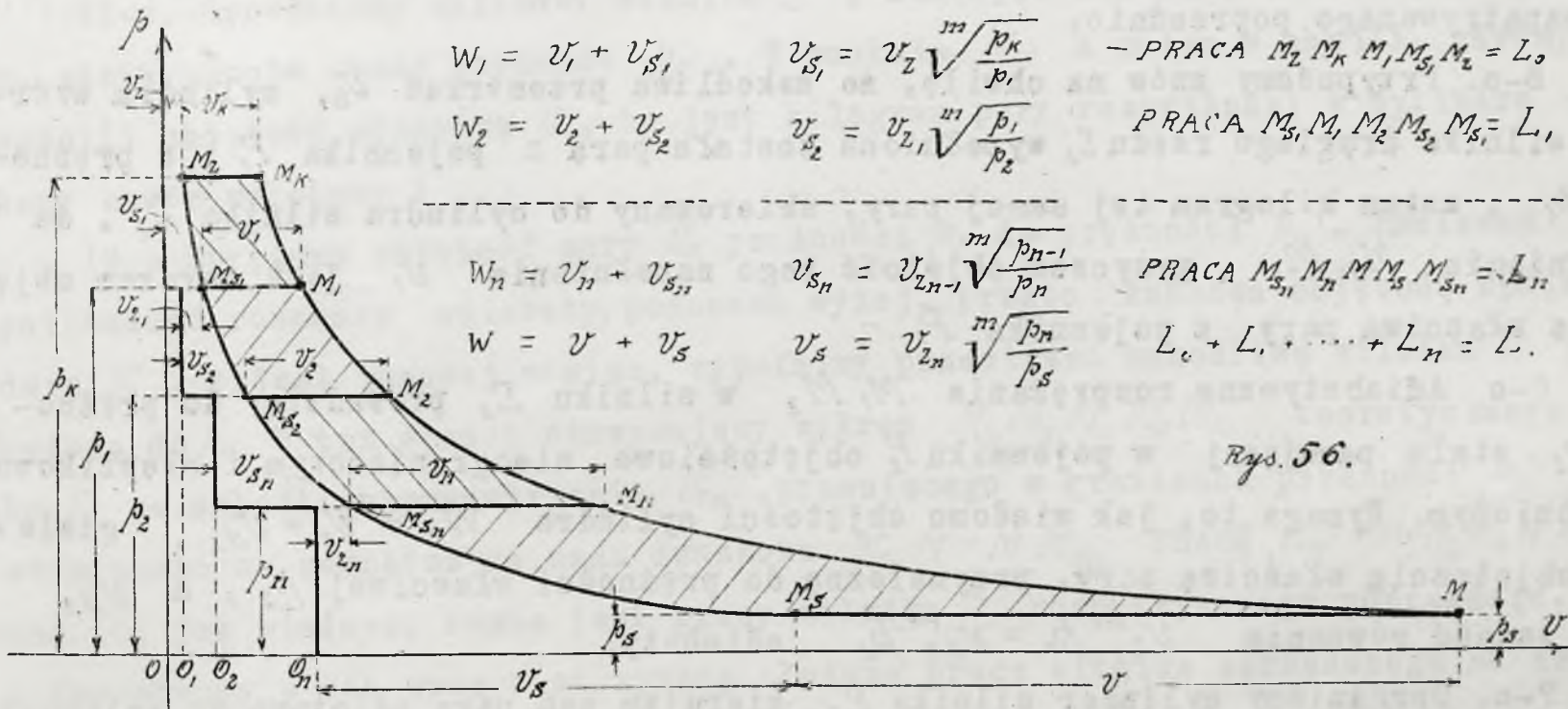
Stąd mamy bezpośrednio:

**WNIOSEK PIERWSZY.** SUMMA PRAC KILOGRAMMA PARY ŻYWEJ W POSZCZEGÓLNYCH CYLINDRACH SPRZĘŻONEGO TEORETYCZNEGO SILNIKA BEZ SZKODLIWEJ PRZESTRZENI RÓWNA JEST PRACY KILO-



GRAMA TAKIEJ SAMEJ PARY W PROSTYM TEORETYCZNYM SILNIKU BEZ SZKODLIWEJ PRZESTRZENI, POSIADAJĄCYM CYLINDER OBJĘTOŚCIOWO RÓWNY NAJWIĘKSZEMU Z CYLINDRÓW SILNIKA SPRĘŻONEGO.

Rozpatrzmy z kolei TEORETYCZNY WYKRES SILNIKA SPRĘŻONEGO, złożonego z  $n+1$  przynależnych do cylindrów  $\Sigma_1, \Sigma_2, \dots, \Sigma_n, \Sigma$  cylindrów objętości odpowiednio  $W_1, W_2, \dots, W_n, W$ .



$W_3, \dots, W_n, W$  ze szkodliwymi przestrzeniami  $v_2, v_{2,1}, \dots, v_{2,n-1}, v_{2,n}$ , zresztą zupełnie dowolnymi. Tylko co opisany tutaj silnik sprężony ze szkodliwymi przestrzeniami pracuje w następujący sposób:

1-o. Przypuśćmy na chwilę, że szkodliwa przestrzeń  $v_2$  cylindra pierwotnego silnika  $\Sigma_1$ , wypełniona została żywą parą prężności  $p_K$ , panującej w kotle, zatem kilogram tej samej pary żywej, skierowany do cylindra silnika  $\Sigma_1$ , da napełnienie  $M_2 M_K$ , przyczem objętość tego napełnienia  $v_K$  jest zarazem objętością właściwą pary wlotowej.

2-o. Adiabaticzne rozprężanie  $M_K M_1$  w silniku  $\Sigma_1$ , prowadzimy do prężności  $p_1$ , stale panującej w pojemniku  $P_1$  objętościowo nieograniczonym i odosobnionym cieplikowo. Wymaga to objętości cylindra  $W_1 = v_1 + v_{s1}$ , gdzie  $v_1$  jest /patrz dowodzenie w § 51/ objętością właściwą pary, przynależną do prężności właściwej  $p_1$ , a  $v_{s1}$  czyni zadość równaniu  $v_2^m p_K = v_{s1}^m p_1$  adiabaty.

3-o. Opróżniamy cylinder silnika  $\Sigma_1$ , kierując seń parę odlotową do pojemnika  $P_1$ , gdzie panuje stale prężność  $p_1$ . W punkcie  $M_{s1}$ , a więc w chwili, gdyśmy już wypuścili objętość właściwą pary  $v_1$ , to jest jeden kilogram pary rozprężonej z cylindra, zamykamy zawór wylotowy i

4-o Sprężamy objętość pary  $v_s$  prężności  $p$  do początkowego ciśnienia  $p_K$ .



Ponieważ  $\mathcal{U}_S$ , czyni zadość podanemu tylko co równaniu adiabaty, przeto końcowa objętość sprężania będzie  $\mathcal{U}_Z$ , to jest, inaczej mówiąc, wypełnimy przestrzeń szkodliwą silnika  $\Sigma_1$  parą, sprężoną do  $p_K$ . W ten sposób otrzymujemy WYKRES  $M_2 M_K M_1 M_S M_2$  teoretycznego silnika  $\Sigma_1$  ze szkodliwą przestrzenią  $\mathcal{U}_Z$ , pracującego w granicach prężności  $p_K, p_1$  i oddającego na zewnątrz za czas dwuskoku  $M_2 M_1 - M_1 M_2$  pracę  $L_0 = POW[M_2 M_K M_1 M_S M_2]$ . Praca ta, jak wiadomo /patrz § 51/ równa jest pracy silnika  $S_1$  rozpatrywanego poprzednio.

5-o. Przypuśćmy znów na chwilę, że szkodliwa przestrzeń  $\mathcal{U}_Z$  cylindra wtórnego silnika drugiego rzędu  $\Sigma_2$  wypełniona została parą z pojemnika  $P_1$ , o prężności  $p_1$ , zatem kilogram tej samej pary, skierowany do cylindra silnika  $\Sigma_2$ , da napełnienie  $M_{S_1} M_1$ , przy czem objętość tego napełnienia  $\mathcal{U}_1$  jest zarazem objętością właściwą pary z pojemnika  $P_1$ .

6-o. Adiabatyczne rozprężanie  $M_1 M_2$  w silniku  $\Sigma_2$  prowadzimy do prężności  $p_2$ , stale panującej w pojemniku  $P_2$  objętościowo nieograniczonym i cieplikowo odosobnionym. Wymaga to, jak wiadomo objętości cylindra  $W_2 = \mathcal{U}_2 + \mathcal{U}_{S_2}$ , gdzie  $\mathcal{U}_2$  jest objętością właściwą pary, przynależną do prężności właściwej  $p_2$ , a  $\mathcal{U}_{S_2}$  czyni zadość równaniu  $\mathcal{U}_{S_2}^m p_2 = \mathcal{U}_{S_2}^m p_1$  adiabaty.

7-o. Opróżniamy cylinder silnika  $\Sigma_2$ , kierując zeń parę odlotową do pojemnika  $P_2$ , gdzie panuje stale prężność  $p_2$ . W punkcie  $M_{S_2}$ , a więc w chwili, gdyśmy już wypuścili objętość właściwą  $\mathcal{U}_2$ , to jest kilogram pary rozprężonej z cylindra, zamykamy zawór wylotowy i

8-o. Sprężamy objętość pary  $\mathcal{U}_{S_2}$  prężności  $p_2$  do prężności  $p_1$ . Ponieważ  $\mathcal{U}_{S_2}$  czyni zadość tylko co podanemu równaniu adiabaty, przeto końcowa objętość sprężania będzie  $\mathcal{U}_{S_1}$ , to jest, inaczej mówiąc, wypełnimy przestrzeń szkodliwą silnika  $\Sigma_2$  parą, sprężoną do  $p_1$ . W ten sposób otrzymujemy WYKRES  $M_{S_1} M_1 M_2 M_{S_2} M_{S_1}$  teoretycznego silnika  $\Sigma_2$  ze szkodliwą przestrzenią  $\mathcal{U}_{S_1}$ , pracującego w granicach prężności  $p_1, p_2$  i oddającego na zewnątrz za czas dwuskoku  $M_{S_1} M_2 - M_2 M_{S_1}$  pracę  $L_1 = POW[M_{S_1} M_1 M_2 M_{S_2} M_{S_1}]$ . - Praca ta, jak wiadomo równa jest pracy silnika, rozpatrywanego poprzednio.

9-o. Ten sam poczwórny krąg czynności powtarzamy dla silników  $S_3, S_4, \dots, S_{n-1}, S_n$ , wreszcie

10-o. Przypuśćmy na chwilę, że szkodliwa przestrzeń  $\mathcal{U}_{Zn}$  cylindra wtórnego silnika  $n+1$  rzędu  $\Sigma$  wypełniona została parą z ostatniego pojemnika  $P_n$ , objętościowo nieograniczonego i cieplikowo odosobnionego, gdzie stale panuje prężność  $p_n$ ; zatem kilogram tej samej pary, skierowany do cylindra silnika  $\Sigma$  da napełnienie  $M_{S_n} M_n$ , przy czem objętość tego napełnienia  $\mathcal{U}_n$  jest zarazem objętością właściwą



pary z pojemnika  $P_n$ .

11-o. Adiabaticzne rozprężanie  $M_n M$  w silniku  $\Sigma$  prowadzimy do prężności  $p_s$ , panującej w skraplaczu ; wymaga to, jak wiadomo, objętości cylindra  $W = \mathcal{V} + \mathcal{V}_s$ , gdzie  $\mathcal{V}$  jest objętością właściwą pary, przynależną do prężności właściwej  $p_s$ , a  $\mathcal{V}_s$  czyni zadość równaniu adiabaty  $\mathcal{V}_s^m p_s = \mathcal{V}_{z_n}^m p_n$ .

12-o. Opróżniamy cylinder silnika  $\Sigma$ , kierując zeń parę odlotową do skraplacza, gdzie panuje stała prężność  $p_s$ . W punkcie  $M_s$  a zatem w chwili, gdyśmy już wypuścili objętość właściwą  $\mathcal{V}$ , to jest kilogram pary rozprężonej z cylindra — zamykamy zawór wylotowy i

13-o Sprężamy objętość pary  $\mathcal{V}_s$  prężności  $p_s$  do prężności  $p_n$ . Ponieważ  $\mathcal{V}_s$  czyni zadość równaniu adiabaty, podanemu wyżej, przeto końcowa objętość sprężania będzie  $\mathcal{V}_{z_n}$ , to jest inaczej mówiąc, wypełnimy przestrzeń szkodliwą silnika  $\Sigma$  parą, sprężoną do  $p_n$ . W ten sposób otrzymujemy wykres  $M_{s_n} M_n M M_s M_{s_n}$  teoretycznego silnika  $\Sigma$  ze szkodliwą przestrzenią  $\mathcal{V}_{z_n}$ , pracującego w granicach prężności  $p_n$  i  $p_s$  i oddającego na zewnątrz za czas dwuskoku  $M_{s_n} M - M M_{s_n}$  PRACĘ  $L_n = POW[M_{s_n} M_n M M_s M_{s_n}]$ . Praca ta, jak wiadomo, równa jest pracy silnika  $S$ , rozpatrywanego poprzednio.

Porównajmy w ten sposób otrzymaną złożoną pracę silnika sprężonego ze szkodliwą przestrzenią - z pracą poprzednio rozpatrywanego sprężonego silnika bez szkodliwej przestrzeni, który nazywać będziemy silnikiem sprężonym ODPOWIEDNIM. Widzimy bezpośrednio stąd, że

1-o. Silniki  $S_1, S_2, \dots, S_n, S$  oraz  $\Sigma_1, \Sigma_2, \dots, \Sigma_n, \Sigma$  pracują przy tych samych napełnieniach wagowo, tą samą ilością pary czynnej w granicach tych samych prężności i wytwarzają te same ilości pracy  $L_0, L_1, \dots, L_n$  oddanej na zewnątrz.

2-o. Objętości cylindrów silników  $\Sigma_1, \Sigma_2, \dots, \Sigma_n, \Sigma$  są odpowiednio większe o  $\mathcal{V}_{s_1}, \mathcal{V}_{s_2}, \dots, \mathcal{V}_{s_n}, \mathcal{V}_s$ . Objętości  $\mathcal{V}_{s_1}, \mathcal{V}_{s_2}, \dots, \mathcal{V}_{s_n}, \mathcal{V}_s$  zależą od wartości szkodliwych przestrzeni  $\mathcal{V}_{z_1}, \mathcal{V}_{z_2}, \dots, \mathcal{V}_{z_n}$ .

Stąd wyprowadzamy oczywisty

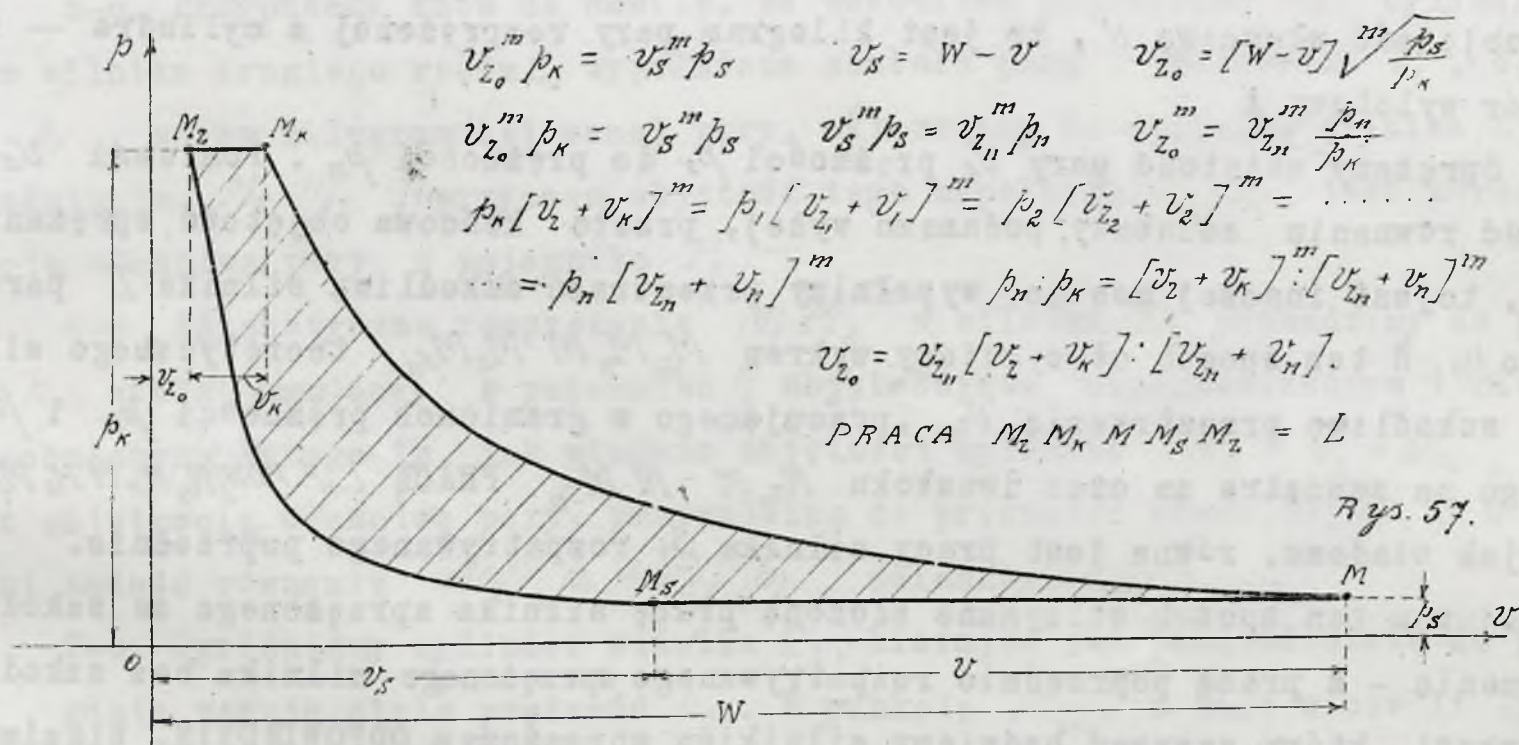
**WNIOSEK DRUGI. SUMMA PRAC KILOGRAMA PARY ŻYWEJ W POSZCZEGÓLNYCH CYLINDRACH SPRĘŻONEGO TEORETYCZNEGO SILNIKA ZE SZKODLIWĄ PRZESTRZENIĄ RÓWNA JEST SUMMIE PRAC KILOGRAMMA TAKIEJ SAMEJ PARY W POSZCZEGÓLNYCH CYLINDRACH ODPOWIEDNIEGO SPRĘŻONEGO TEORETYCZNEGO SILNIKA BEZ SZKODLIWEJ PRZESTRZENI.**

Rozpatrzmy ponędo jeszcze wykres  $M_z M_k M M_s M_z$  prostego silnika teoretycznego ze szkodliwą przestrzenią  $\mathcal{V}_{z_0}$ , pracującego w granicach prężności  $p_k, p_s$ . Przestrzeń szkodliwą tego silnika wypełniamy parą żywą, w tym celu początkową objętość sprężania  $\mathcal{V}_s$  obieramy podług umieszczonego przy Rys. 56 wzoru:  $\mathcal{V}_{z_0}^m p_k = \mathcal{V}_s^m p_s$ .

Kilogram pary żywej prężności  $p_k$ , panującej w kotle, skierowany do tego



silnika da napełnienie  $M_Z M_K$  objętości  $v_K$ , równej objętości właściwej żywej pary - oraz-adiabaticzne rozprężanie  $M_K M$  do przeciwności  $p_S$ , panującego w skraplaczu. Wiemy już /§ 51/, że końcowa objętość rozprężania  $W$ , stanowiąca OBJĘTOŚĆ CYLINDRA rozpatrywanego silnika, jest  $v_S + v$ , a praca  $[M_Z M_K M M_S M_Z]$  równa jest pracy  $L$  teoretycznego silnika bez szkodliwej przestrzeni, rozpatrywanego na początku niniejszego ustępu. Na mocy oznaczeń Rys. 56 mamy oczywiście:



Stąd mamy bezpośrednio.

WNIOSEK TRZECI: SUMMA PRAC KILOGRAMA PARY ŻYWEJ W POSZCZEGÓLNYCH CYLINDRACH SPRĘŻONEGO TEORETYCZNEGO SILNIKA ZE SZKODLIWĄ PRZESTRZENIĄ RÓWNA JEST PRACY KILOGRAMA TAKIEJ SAMEJ PARY W ODPOWIEDNIM PROSTYM TEORETYCZNYM SILNIKU, TO JEST SILNIKU O CYLINDRZE OBJĘTOŚCIOWO RÓWNYM NAJWIĘKSZEMU Z CYLINDRÓW SILNIKA SPRĘŻONEGO I SZKODLIWEJ PRZESTRZENI  $v_{z_o} = v_{z_n} [v_z + v_K] / [v_{z_n} + v_K]$ , GDZIE  $v_z$  I  $v_{z_n}$  OZNACZAJĄ ODPOWIEDNIO SZKODLIWE PRZESTRZENIE A  $v_K$  I  $v_n$  - OBJĘTOŚCI NAPEŁNIEŃ NAJMNIEJSZEGO I NAJWIĘKSZEGO Z CYLINDRÓW SILNIKA SPRĘŻONEGO.

Na mocy tego cośmy podali powyżej możemy wypowiedzieć również:

WNIOSEK CZWARTY: SUMMA PRAC KILOGRAMA PARY ŻYWEJ W POSZCZEGÓLNYCH CYLINDRACH SPRĘŻONEGO TEORETYCZNEGO SILNIKA ZE SZKODLIWĄ PRZESTRZENIĄ, /LUB BEZ NIEJ/ NIE ZALEŻY OD ILOŚCI CYLINDRÓW, STANOWIĄCYCH SILNIK SPRĘŻONY.

WNIOSEK PIĄTY: SPRAWNOŚĆ TEORETYCZNEGO SPRĘŻONEGO SILNIKA ZE SZKODLIWĄ PRZESTRZENIĄ, LUB BEZ NIEJ, RÓWNA JEST SPRAWNOŚCI ODPOWIEDNIEGO PROSTEGO SILNIKA.

Ten ostatni wniosek jest oczywisty wobec tożsamości pracy silników  $L$ , oddanej na zewnątrz. Z teoretycznego zatem punktu widzenia silnik sprężony, aczkolwiek bardziej złożony, bo wielocylindrowy, nie jest sprawniejszy od zwykłego, prostego



silnika. W rzeczywistości jednak rzecz się ma zupełnie inaczej: tutaj silnik sprzężony ujawnia niewątpliwą wyższość nad silnikiem zwykłym jednocylindrowym. Wyższość ta nawet tem silniej występuje na jaw, im więcej cylindrów ustawimy w szereg w silniku sprzężonym. Pierwotnie, póki silniki parowe były na rynku przemysłowym bez współzawodnictwa i kiedy cena ich nie grała zbyt wielkiej roli, budowano silniki sprzężone o potrójnych i poczwórnych cylindrach; obecnie, ze względu na mniejszy popyt, budowę tych silników zarzucono zupełnie; spotykamy je już tylko na okrętach kupieckich i statkach wojennych, gdzie na pierwszym planie stoi oczywiście SPRAWNOŚĆ działania silnika, im bowiem silnik okrętowy jest sprawniejszy, tem mniejszych wymaga zapasów paliwa, a więc tem szerzej komory ładunkowe rozbudować się dają kosztem komór węglowych. Na lądzie, w dziedzinie tak zwanych SILNIKÓW STAŁYCH obecnie prawie wyłącznie panuje silnik sprzężony-dwucylindrowy. Z tego powodu rozpatrzmy tutaj li tylko silnik sprzężony DWUCYLINDROWY: wszystkie oczywiście wnioski, wyprowadzone poniżej dadzą się bez zmiany zastosować i do silników sprzężonych o większej liczbie cylindrów. Rozpatrzmy więc

§ 56. WYKRES RZECZYWISTEGO SILNIKA SPRZĘZONEGO DWUCYLINDROWEGO na tle odpowiedniego wykresu silnika teoretycznego, co da nam możliwość uwypuklenia różnic obu wykresów.

Rozpatrzmy więc /rys. 58/ w układzie osi  $p, v$  wykres  $M_2, M_K, M_1, M, M_3, M_S, M_2$  teoretycznego dwucylindrowego sprzężonego silnika ze szkodliwą przestrzenią, pracującego w granicach prężności  $p_K, p_S$  - oraz zupełnie równoległe wykres /rys. 59/ odpowiedniego praktycznego sprzężonego dwucylindrowego silnika. - Rozpatrywany tutaj DWUCYLINDROWY SILNIK TEORETYCZNY składa się z MAŁEGO CYLINDRA  $MC$ , objętości  $W = v'_2 + v_2$  ze szkodliwą przestrzenią  $v_2$ , oraz DUŻEGO CYLINDRA  $DC$  objętości  $W = v'_2 + v_2$  ze szkodliwą przestrzenią  $v'_2$ ; parę powrotną z małego cylindra kierujemy do cieplikowo odosobnionego, a objętościowo nieograniczonego pojemnika  $P$ , gdzie panuje stale prężność  $p_0$ .

SILNIK PRAKTYCZNY składa się z takiego samego małego cylindra  $MC$  objętości  $W$ , ze szkodliwą przestrzenią  $V_2 = v_2$ , oraz z cylindra dużego  $DC$  objętości  $W = V'_2 + V_2$  ze szkodliwą przestrzenią  $V'_2 = v'_2$ . Tak zbudowany silnik sprzężony rzeczywisty nazywamy ODPOWIEDNIM danemu teoretycznemu. WYKRES RZECZYWISTEGO SILNIKA różni się od wykresu silnika teoretycznego w następujących zasadniczych punktach:

I-o. początkowa prężność praktycznego wykresu  $p_0$  jest mniejsza od  $p_K$ , przy czem w zwykłych warunkach, jak to wiemy z § 52 -  $\Delta p = p_K - p_0 \cong \frac{1}{2}$  - ATMOSFERY.



2-o. objętość napełnienia  $MC$  praktycznego wykresu przypuszczamy równą objętości napełnienia  $MC$  teoretycznego, inaczej mówiąc, zakładamy  $V_N = v_K$ .

3-o. końcowa prężność napełnienia  $p_N$  praktycznego wykresu jest niższa od początkowej  $p_0$  na skutek dławienia pary wlotowej, przyczem  $p_0 - p_N = \vartheta p_0$ , gdzie, jak wiemy z § 52  $\vartheta = 0,8 \div 0,95$ .

4-o rozprężanie  $NW$  praktycznego wykresu prowadzimy w  $MC$  do objętości  $V_2 + V_w$ , poczem w myśl wyłożonego w § 52 rozpoczynamy

5-o. przedwrotny wylot  $WK$ , sprowadzający końcową prężność rozprężania  $p_w$  do końcowej prężności wykresu  $p'$ . Zazwyczaj końcowa objętość rozprężania  $V_w$  stanowi 0,93 - 0,98 całkowitej czynnej objętości  $V$  małego cylindra. Prężność  $p'$  jest nieco wyższa od panującej w pojemniku  $P$  prężności  $p_i$ , o różnicę  $p' - p_i$ , spowodowaną tarciami w przewodzie wylotowym małego cylindra, oddającym parę pojemnikowi  $P$ . Różnica  $p' - p_i$  w zwykłych warunkach, wobec stosunkowo niewielkiej długości tego przewodu wynosi około 1/10 ATMOSFERY. Prężność  $p'$  panuje stale przez cały ciąg.

6-o. powrotnego wylotu  $KS$  pary z  $MC$  do pojemnika  $P$ . W końcowym punkcie  $S$  tego okresu rozpoczynamy -

7-o. sprężanie w granicach objętości początkowej  $V_2 + V_s$  i końcowej  $V_2 + V_T$  oraz

$$v_{S_1}^m p_i = v_2^m p_K$$

$$v_K^m p_K = v_1^m p_i \quad \{551!\}$$

$$v_{S_1}^m v_K^m = v_2^m v_1^m$$

$$v_{S_1} = v_2 v_1 : v_K$$

$$OO' = v_2 \sqrt{\frac{p_K}{p_i}} - v_{2_1}$$

$$V_2 = v_2 \quad V_N = v_K \quad V_2' = v_{2_1}$$

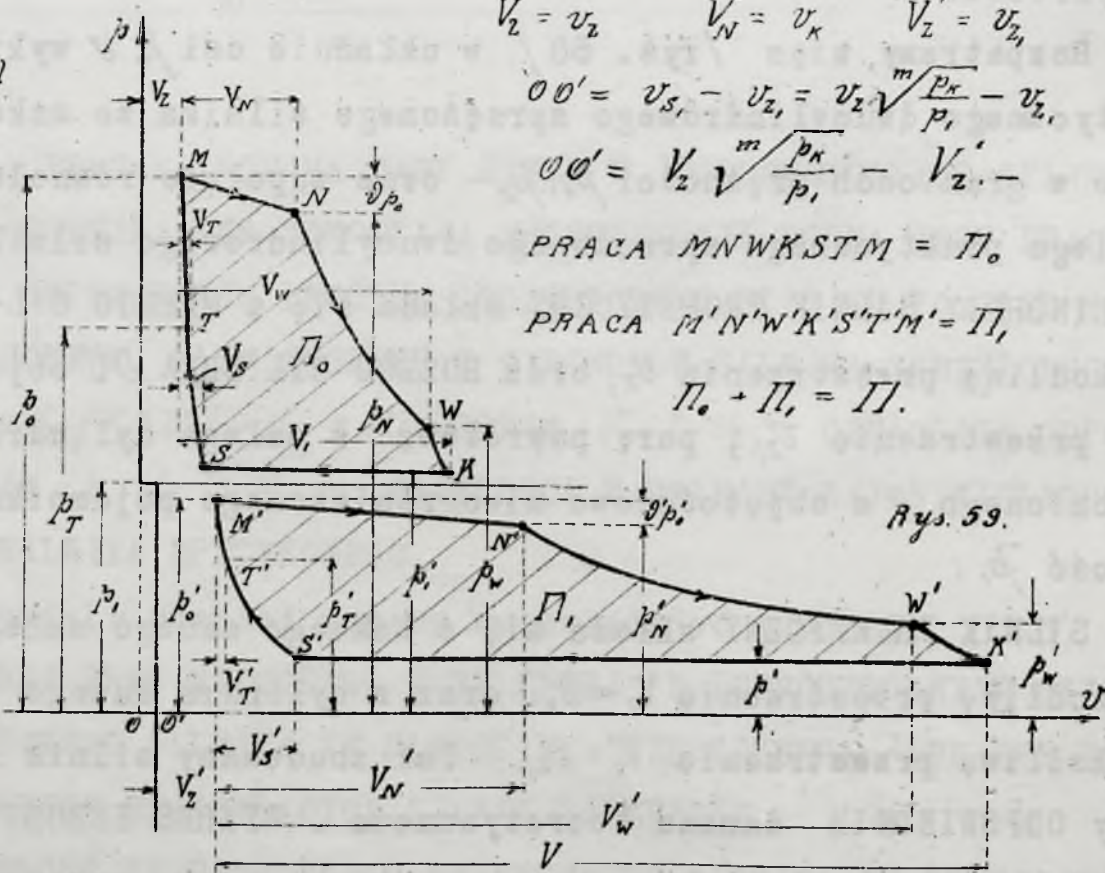
$$OO' = v_{S_1} - v_{2_1} = v_2 \sqrt{\frac{p_K}{p_i}} - v_{2_1}$$

$$OO' = V_2 \sqrt{\frac{p_K}{p_i}} - V_2'$$

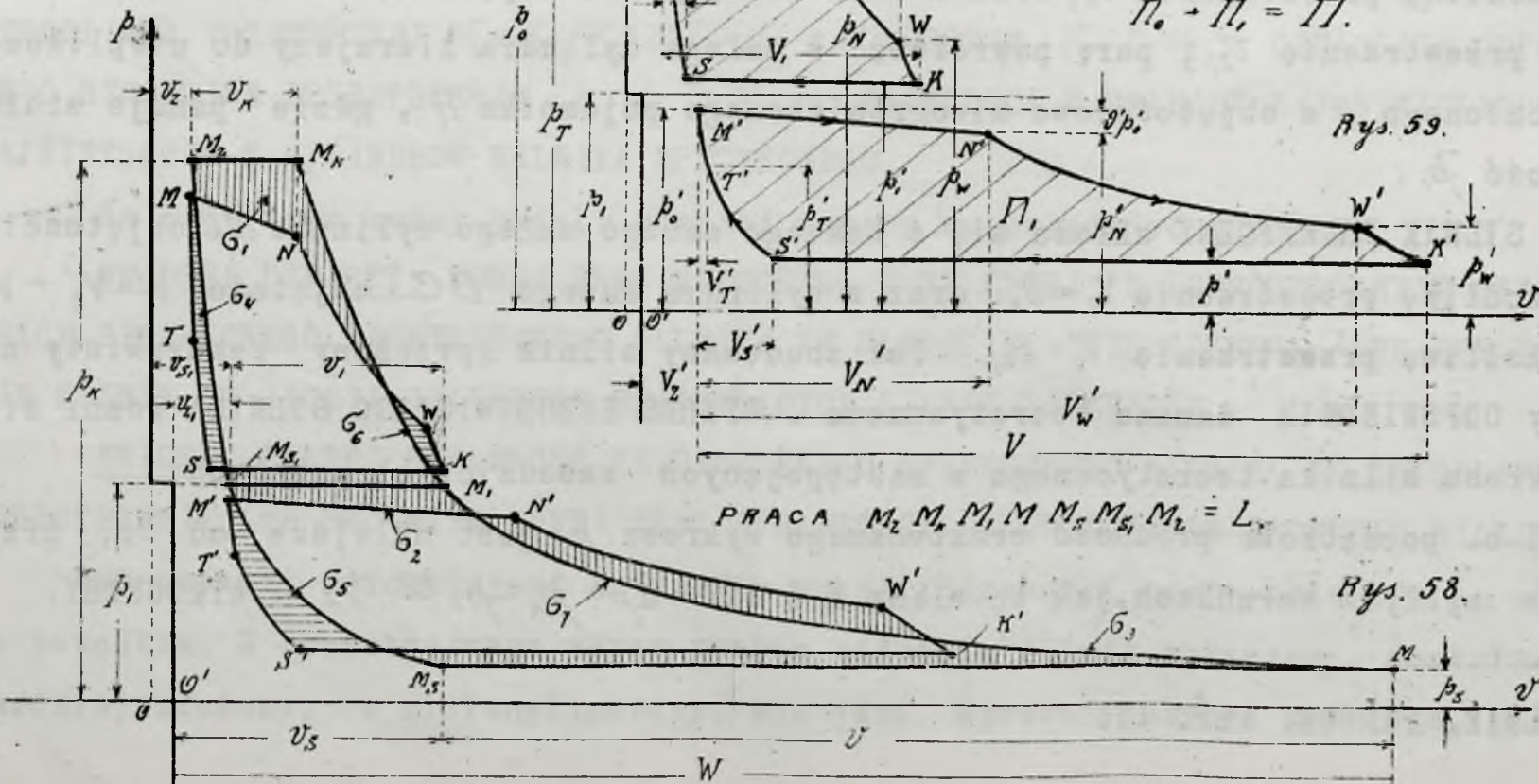
$$PRACA MNWKSTM = \Pi_0$$

$$PRACA M'N'W'K'S'T'M' = \Pi_1$$

$$\Pi_0 + \Pi_1 = \Pi$$



Rys. 59.



Rys. 58.

$$PRACA M_2 M_4 M_1 M M_7 M_5 M_2 = L$$



prężności początkowej  $p'$  i końcowej  $p_T$ , przy czym w praktycznym wykresie  $p_T < p_0$ , trudno bowiem utrzymać na stałym poziomie początkową prężność  $p_0$ , ulegającą nie-raz dość znacznym wahaniom, oraz zgóry przewidzieć praktyczny przebieg krzywej sprężania  $ST$ , zależny od stanu cieplikowego  $S$  pary wylotowej. W punkcie  $T$  sprężanie  $MC$  przechodzi w

8-o. przedzwrotny wlot  $TM$ . Stosunek objętości  $V_T$  przedzwrotnego wlotu do OBJĘTOŚCI CZYNNEJ  $V_c$  małego cylindra wynosi zazwyczaj 0,005 - 0,01. Rola przedzwrotnego wlotu wyjaśniona była w § 42. Później znów

9-o. początkowa prężność  $p_0'$  w punkcie  $M'$  wykresu  $DC$  jest nieco mniejsza od prężności  $p_0$ , panującej w pojemniku  $P$ , a to z tego powodu, iż POJEMNIK praktyczny nie może być cieplikowo odosobniony i na tle strat na promieniowanie ciepłika para obniża swą prężność o różnicę  $p_0 - p_0'$ , wynoszącą w zwykłych warunkach około 1/10 ATMOSFERY.

10-o. objętość napełnienia  $DC$  praktycznego wykresu  $V_N'$  czynimy zazwyczaj równą  $1,2 \div 1,5 V_c$ , ponieważ w  $DC$  PRACUJE STOSUNKOWO WIĘKSZA WAGOWA ILOŚĆ PARY NIŻ W  $MC$ , a to dla tego, że całkowity zasób odparowanej ze ścianek  $MC$  rosy pomnaża parę odlotową z  $MC$ ; gdybyśmy więc zrobili  $V_N' = V_c$ , jak to ma miejsce w silniku teoretycznym to CZĘŚĆ PARY ODLOTOWEJ Z  $MC$  POZOSTAŁA BY MUSIAŁA W POJEMNIKU.

W silniku praktycznym pojemnik, czyli inaczej mówiąc PRZELOTNIA z samej natury rzeczy jest OBJĘTOŚCIOWO OGRANICZONA, zatem przymusowe pozostawienie owej części pary powrotowej - wywołałoby PODNIĘSIENIE CIŚNIENIA panującego w przeleotni, co znów ze swej strony wywołałoby PĘTLĘ w wykresie  $MC$ ; aby tego uniknąć dajemy  $V_N' > V_c$ .

11-o. końcowa prężność  $p_N'$  napełnienia  $DC$  praktycznego wykresu jest niższa od początkowej  $p_0'$  na skutek dławienia pary napływającej z pojemnika. Rodzaj tego zjawiska wyczerpująco określa § 52. I w danym wypadku zakładając  $p_0' - p_N' = \mathcal{D}' p_0'$  mamy  $\mathcal{D}' = 0,8 \div 0,95$  z wystarczającą dokładnością.

12-o. rozprężanie  $N'W'$  praktycznego wykresu prowadzimy do końcowego ciśnienia  $p_W'$  rozprężania, przenoszącego prężność  $p_s$ , panującą w skraplaczu o  $0,5 \div 1$  atmosferę. W ten sposób otrzymujemy oczywiście znacznie MNIEJSZĄ KONIECZNĄ OBJĘTOŚĆ  $DC$ , niewiele tracąc na mocy, prowadząc bowiem rozprężanie do przeciwiśnienia zyskalibyśmy li tylko wąski róg wykresu, a praca w ten sposób uzyskana nie opłacałaby kosztów znacznego powiększenia wymiarów silnika.

13-o. okres wylotu rozpoczynamy i w  $DC$  od przedzwrotnego wylotu  $WK'$ , prowadzącego końcową prężność rozprężania  $p_W'$  do przeciwiśnienia  $p'$ . Zazwyczaj końcowa objętość rozprężania  $V_W'$  stanowi  $0,85 \div 0,95$  całkowitej czynnej objętości cylindra  $V$ .



14-o. prężność wylotu  $p'$ , czyli tak zwane przeciwcisnienie praktycznego wykresu jest wyższe od prężności  $p_s$ , panującej w skraplaczu o wielkość  $p' - p_s > 0$ , powstającą na tle tarcia pary o ścianki zaworu i przewodu wylotowego. Prężność  $p'$  panuje stale przez cały czas trwania.

15-o. powrotnego wylotu  $K'S'$  w  $DC$  praktycznego silnika. W końcowym punkcie  $S'$  tego okresu rozpoczynamy

16-o. sprężanie  $S'T'$  w granicach objętości początkowej  $V_2' + V_3'$  i końcowej  $V_2' + V_7'$  oraz prężności początkowej  $p'$  i końcowej  $p_T'$ , przyczem w praktycznym wykresie  $p_T' < p_0'$  dla wiadomych już powodów. W punkcie  $T'$  wykresu  $DC$  sprężanie przechodzi w

17-o. przedzwrotny wlot  $T'M'$ . Stosunek objętości  $V_7'$  przedzwrotnego wlotu do objętości czynnej  $V$  dużego cylindra wynosi zazwyczaj  $0,01 \div 0,02$ .

W ten sposób otrzymujemy wykres praktycznego dwucylindrowego sprzężonego silnika parowego. Rozpada się on na dwa oddzielne wykresy MAŁEGO i DUŻEGO cylindrów; w wykresach tych objętości  $V_N, V_1, V_N', V$  nie są objętościami właściwymi jak to ma miejsce w wykresie sprzężonego silnika teoretycznego ze szkodliwą przestrzenią, tem niemniej oczywiście powierzchnia wykresu małego cylindra, <sup>to jest</sup>  $POW/[MNWKST'M] = \Pi_0$  daje WARTOŚĆ PRACY, oddanej na zewnątrz za czas dwuskoku tłoka  $MC$ , a powierzchnia wykresu  $DC$  to jest  $POW/[M'N'W'K'S'T'M'] = \Pi_1$ , — daje WARTOŚĆ PRACY, oddanej na zewnątrz za czas dwuskoku tłoka  $DC$ , summa tych prac  $\Pi = \Pi_0 + \Pi_1$ , daje oczywiście WARTOŚĆ PRACY PRAKTYCZNEGO SPRĘŻONEGO SILNIKA ZA CZAS POŁĄCZONEGO DWUSKOKU TŁOKÓW OBU CYLINDRÓW SILNIKA.

Praca  $\Pi$ , porównana do pracy  $L = POW[M_2 M_K M_1 M M_s M_s' M_2]$  wykresu sprzężonego silnika teoretycznego ujawnia:

1-o. na tle obniżenia wartości prężności wlotu  $p_K$  do  $p_0$  a nawet do  $p_N$  — STRATĘ PRACY  $\sigma_1$ , to jest tak zwaną STRATĘ NA DŁAWIENIE PARY WLOTOWEJ

2-o. na tle różnicy prężności  $p_1' - p_1$  oraz obniżenia wartości prężności  $p_1$  do  $p_0'$  a nawet i  $p_N'$  — STRATĘ PRACY  $\sigma_2$ , to jest tak zwaną STRATĘ NA SPADEK CIŚNIENIA W PRZELOTNI.

3-o. na tle stosunkowo mniejszego rozprężania w  $DC$  oraz wzrostu wartości przeciwcisnienia z  $p_s$  do  $p'$  — STRATĘ PRACY  $\sigma_3$ , to jest tak zwaną STRATĘ TROJKĄTNĄ.

4-o. na tle znacznie mniejszego stopnia sprężania pary w  $MC$  i  $DC$  otrzymujemy odpowiednio W ZYSKU PRACĘ  $\sigma_4$  ORAZ  $\sigma_5$ . Ponadto

5-o. na tle odparowania rosy ze ścianek  $MC$  krzywa rozprężania wykresu  $MC$  silnika praktycznego nie tak szybko opada ku osi  $OV$ , każda bowiem cząstka odparowanej rosy POMNĄŻA ILOŚĆ PARY CZYNNEJ W  $MC$ , a więc powoduje stały choć nieznacz-



ny PRZYROST PRĘŻNOŚCI . Zazwyczaj KRZYWA ROZPRĘŻANIA  $M'W$  SILNIKA PRAKTYCZNEGO PRZECINA POD KONIEC KRZYWĄ ROZPRĘŻANIA  $M, M,$  silnika teoretycznego dając W ZYSKU PRACĘ  $G_6$ .

6-0. w dużym cylindrze, jak wiemy, rozprężanie rozpoczyna się w punkcie  $N'$ , leżącym POZA KRZYWĄ ROZPRĘŻANIA SIĘ PARY w teoretycznym silniku. W samej rzeczy, wobec  $V_{N'} > v$ , mamy  $M'N' > M, M,$ , a zatem punkt  $N'$  wychodzi poza krzywą rozprężania się pary w  $DC$ . Na tle roszczenia się pary na ściankach dużego cylindra (odparowywania pary zroszonej, krzywa  $N'W'$  bardzo łagodnie opada ku osi  $Ov$ , pozostając cały czas PONAD krzywą teoretycznego wykresu  $M, M$ . W ten sposób otrzymujemy w ZYSKU PRACĘ  $G_7$ .

Zazwyczaj summa powyżej wyszczególnionych strat  $G_1 + G_2 + G_3 = \Sigma$  przewyższa summę prac  $G_4 + G_5 + G_6 + G_7 = G$  zyskanych, to jest  $\Sigma > G$ . Stąd otrzymujemy, zupełnie tak samo jak i dla wykresu prostego praktycznego silnika:

WNIOSEK PIERWSZY: PRACA WYKRESU SPRZĘŻONEGO PRAKTYCZNEGO SILNIKA JEST WOGÓLE MNIEJSZA OD PRACY WYKRESU ODPOWIEDNIEGO SILNIKA SPRZĘŻONEGO TEORETYCZNEGO.

W samej rzeczy, ponieważ  $\Sigma$  jest wogóle większe od  $G$ , przeto zazwyczaj  $\eta < L$ , co stanowi dowód tylko co wypowiedzianego wniosku.

Przeprowadzone wyżej badanie pozwoli nam ustalić następujące dalsze wnioski, dotyczące pracy praktycznego sprzężonego silnika.

WNIOSEK DRUGI. DZIAŁANIE SZKODLIWYCH PRZESTRZENI CYLINDRÓW PRAKTYCZNEGO SILNIKA SPRZĘŻONEGO NIE JEST UNICESTWIONE W ZUPEŁNOŚCI.

Wobec  $V_2 + V_3 < v_{s1}$  oraz  $V_2' + V_3' < v_s$  przestrzenie szkodliwe obu cylindrów nie są oczywiście w chwili wlotu wypełnione parą o własnościach pary wlotowej, jak to ma miejsce w silniku sprzężonym teoretycznym. Tutaj sprzężona para wylotowa wypełni li tylko część szkodliwej przestrzeni małego cylindra, oraz część szkodliwej przestrzeni dużego cylindra, pozostałe zaś niezapełnione części szkodliwych przestrzeni zmuszeni oczywiście jesteśmy wypełnić parą żywą w małym oraz parą z przelotni w dużym cylindrze.

WNIOSEK TRZECI. WYDATEK PARY DLA WYKRESU PRAKTYCZNEGO SPRZĘŻONEGO SILNIKA JEST WYŻSZY NIŻ DLA WYKRESU ODPOWIEDNIEGO SILNIKA SPRZĘŻONEGO TEORETYCZNEGO.

W samej rzeczy w silniku praktycznym sprzężonym występują również zjawiska roszczenia się pary na ściankach cylindrów - żywej w małym cylindrze i przelotnianej w dużym. Aczkolwiek para zroszona na ściankach cylindrów /za wyjątkiem ostatniego, największego/ nie ginie bezpowrotnie, zużywamy ją bowiem w cylindrach wyższych rzędów, to jednak sam fakt skraplania się pary na ściankach sprzężonego silnika pozbawia nas pary wysokoprężnej, dając wzamian przy ponownym odparowaniu rosy -



parę o ciśnieniu już znacznie niższym, a więc - powoduje UCHYLANIE SIĘ pary od wykonywania całej pracy, jaką w danym wypadku należałoby pobrać w silniku; pozatem ciepłik rosy bezpowrotnie i stale uchodzi wgłąb ścianek cylindrów, ginąc bezpowrotnie. W ten sposób otrzymujemy STRATY NA ROSZENIE SIĘ PARY. To samo zupełnie można powiedzieć i o STRATACH NA NIESZCZELNOŚCI - BEZWZGLĘDNYCH w ostatnim największym cylindrze sprężonego silnika i CZĘŚCIOWYCH w pozostałych. Straty częściowe dają się oczywiście poniekąd powetować na drodze wykorzystania pary przesączonej przez nieszczelności - w cylindrach wyższych rzędów.

Całkowity zatem WYDATEK PARY na wykres praktycznego silnika sprężonego składa się:

1-o z OBJĘTOŚCI  $V_K$ , koniecznej dla otrzymania wykresu i pokrycia wydatku na szkodliwą przestrzeń PIERWOTNEGO to jest najmniejszego cylindra, częściowo tylko wypełnioną sprężoną parą odlotową.

2-o z OBJĘTOŚCI  $V_R$ , utajonej w postaci rosy na ściankach cylindra pierwotnego silnika podczas przedzwrotnego wlotu i napełnienia. Wreszcie

3-o z OBJĘTOŚCI  $V_p$ , którą tracimy na nieszczelności przez cały czas trwania wykresu. Całkowity wydatek pary  $V_p = V_K + V_R + V_U$  na wykres praktycznego sprężonego silnika jest oczywiście większy od wydatku  $V_K$  na wykres odpowiedniego silnika teoretycznego sprężonego. Ponieważ  $V_K$  jest objętością kilograma pary prężności  $p_K$ , przeto  $V_p$  wagowo stanowi WIELOKROTNĄ  $W$  KILOGRAMA. Inaczej mówiąc, wydatek na wykres praktycznego silnika sprężonego wynosi  $W$  kilogramów pary żywej, prężności  $p_K$ , panującej w kotle, przyczem niewątpliwie  $W > 1$ .

Na mocy tylko co dowiedzionego wniosku otrzymujemy bezpośrednio następujące dwa:

WNIOSEK CZWARTY. ROZPRĘŻANIE WYKRESÓW POSZCZEGÓLNYCH CYLINDRÓW PRAKTYCZNEGO SILNIKA SPRĘŻONEGO NIE JEST ADIABATYCZNE.

WNIOSEK PIĄTY. SPŁĘŻANIE WYKRESÓW POSZCZEGÓLNYCH CYLINDRÓW PRAKTYCZNEGO SILNIKA SPRĘŻONEGO NIE JEST ADIABATYCZNE.

Oba te wnioski są oczywiste, na tle bowiem zjawiska rosznienia się pary stale towarzyszącego przebiegom rozprężania, i sprężania się pary, powstaje silna WYMIANA ciepłika pomiędzy parą z jednej a ściankami cylindra z drugiej strony, przyczem ciepłik stale uchodzi w głąb ścianek metalicznych i rozprasza się w otaczających warstwach powietrza. Otrzymujemy w ten sposób nader złożone przebiegi nieodwracalne, bowiem straty na rosznienie się pary i na nieszczelności nie są do powetowania. Wykres praktycznego silnika sprężonego częściowo złożony jest z nieodwracalnych przebiegów - na zasadzie więc praw termodynamiki możemy wprost wypowiedzieć nastę-



pujący:

WNIOSEK SZÓSTY. SPRAWNOŚĆ WYKRESU PRAKTYCZNEGO SPRZĘZONEGO SILNIKA JEST NIŻSZA OD SPRAWNOŚCI WYKRESU ODPOWIEDNIEGO TEORETYCZNEGO SILNIKA SPRZĘZONEGO.

W samej rzeczy SPRAWNOŚĆ WSKAZCOWANA rozpatrywanych tutaj wykresów będzie oczywiście

1-o DLA PRAKTYCZNEGO SILNIKA SPRZĘZONEGO  $\eta_R$ .

2-o. DLA TEORETYCZNEGO SILNIKA SPRZĘZONEGO  $\eta_W$ .

W obu wypadkach wyrażać się ona będzie stosunkiem pracy oddanej na zewnątrz do wydatkowanego ciepła, zawartego w parze wlotowej. A zatem  $\eta_R = A\Pi : W\mathcal{L}$  oraz  $\eta_W = AL : \mathcal{L}$ , gdzie  $\Pi$ ,  $L$  są to wartości pracy oddanej na zewnątrz, a  $\mathcal{L}$  oznacza CIEPŁIK CAŁKOWITY PARY WLOTOWEJ, mierzony w ciepłostkach na kilogram pary danego ciśnienia. Wobec  $\Pi < L$  oraz  $W > 1$  mamy niewątpliwie  $\eta_W > \eta_R$ .

Aby móc podnieść wartość  $\eta_R$  dość stosunkowo niską, należy oczywiście ustalić.

#### § 57. WARUNKI NAJKORZYSTNIEJSZEGO DZIAŁANIA PRAKTYCZNEGO SILNIKA SPRZĘZONEGO.

Miarą korzystnego działania praktycznego silnika sprzęzonego jest jego sprawność  $\eta_R = A\Pi : \mathcal{L}W$ ; aby więc powiększyć jej wartość należy po pierwsze powiększyć oddaną na zewnątrz pracę  $\Pi$  wykresu, nie zmieniając charakteru samego wykresu - oraz zmniejszyć wartość  $W\mathcal{L}$  ciepła, wydatkowanego na wykres, po drugie.

Pierwszemu warunkowi czynimy zadość

##### A. W PIERWOTNYM / NAJMNIEJSZYM / CYLINDRZE:

1-o. PRACUJĄC PRZY MOŻLIWIE WYSOKIEJ POCZĄTKOWEJ PRĘŻNOŚCI  $p_K$  panującej w kotle. Dawniej silniki sprzężone pracowały zazwyczaj przy 6-10 atmosferach roboczego ciśnienia w kotłach - obecnie prawie wyłącznie spotykamy 12-14 atmosfer.

2-o. UNIKAJĄC ZNAZNEGO SPADKU NA CIŚNIENIU pomiędzy kotłem a cylindrem, jawnego - się na tle strat ciepłkowych w przewodzie wlotowym. I tu jak i w wypadku prostego silnika - sprzężony silnik stawiać winniśmy jaknajbliżej kotła - a przewód wlotowy - troskliwie otulać.

3-o. ZMNIEJSZAJĄC DŁAWIENIE WLOTOWEJ PARY za pomocą szybko otwieranych i zagnęła zamykanych „DOKŁADNYCH” zaworów wlotowych.

4-o. PRACUJĄC PRZY NALEŻYCIĘ OBRANEM NAJWYGODNIEJSZYM NAPEŁNIENIU w pierwotnym to jest najmniejszym cylindrze sprzęzonego silnika.

5-o. ROZPOCZYNAJĄC PRZEDZWROTNY WYŁOZ MOŻLIWIE JAKNAJBLIŻEJ PUNKTU ZWROTNEGO, co jest możliwe li tylko przy dokładnych zaworach wylotowych małego cylindra.

6-o. UNIKAJĄC ZNAZNEGO SPADKU NA CIŚNIENIU POMIĘDZY PIERWOTNYM CYLINDREM A PRZELOTNIĄ, jawnego - się na tle strat, spowodowanych tarciami pary w przewodzie



wylotowym. Przewód ten, kierujący odlot z pierwotnego cylindra do przelotni, powinien dawać dostateczny przekrój przepływu pary, a długość przewodu winna być możliwie najmniejsza.

7-o. ROZPOCZYNAJĄC SPREŻANIE W PIERWOTNYM CYLINDRZE możliwie najbliżej zwrotnego punktu, w ten bowiem sposób praca konieczna do wykonania sprężania jest najmniejsza; warunek ten wymaga oczywiście, aby wartość szkodliwej przestrzeni małego cylindra była jaknajmniejsza.

8-o. ROZPOCZYNAĆ PRZEDZWROTNY WLOT TUŻ PRZED SAMYM MARTWYM PUNKTEM, im bowiem objętość  $V_T$  jest mniejsza tem więcej zyskujemy na powierzchni wykresu pierwotnego cylindra.

### B. W PRZELOTNIACH I WTÓRNYCH CYLINDRACH.

1-o. UNIKAJĄC SPADKU NA CIŚNIENIU w samej przelotni i w przewodzie, doprowadzającym parę do cylindra wtórnego. W tym celu przekrój przepływu pary winien być wszędzie dostateczny, tak w samej przelotni jak i w przewodzie łączącym ją z cylindrem wtórnym. Długość tego przewodu powinna być również jaknajmniejsza.

2-o. ZMNIEJSZAJĄC DŁAWIENIE pary wlotowej w cylindrach wtórnych za pomocą dokładnych zaworów wlotowych.

3-o. PRACUJĄC PRZY NALEŻYCIEM OBRANYCH/ZAZWYCZAJ STAŁYCH/ NAPEŁNIENIACH wtórnych cylindrów.

4-o. ROZPOCZYNAJĄC PRZEDZWROTNY WYLOT możliwie jaknajbliżej punktu zwrotnego, co jest możliwe przy dobrze zbudowanych dokładnych zaworach wylotowych.

5-o. UNIKAJĄC znacznego SPADKU na ciśnieniu pomiędzy cylindrami wtórnymi a odpowiednimi przelotniami, oraz pomiędzy cylindrem wtórnym ostatniego rzędu /największym/ a skraplaczem. Spadek ten jawi się oczywiście na tle strat, spowodowanych tarciem pary w przewodzie wylotowym; przewody te winny zatem posiadać dostateczny przelot pary - ogólna ich długość winna być możliwie jaknajmniejsza.

Z tego powodu przelotnię umieszczamy zazwyczaj tuż obok odnośnych wtórnych cylindrów, najczęściej pod podłogą w piwnicy, gdzie również umieszcza się i skraplacz możliwie najbliżej do wtórnego cylindra ostatniego rzędu.

6-o. ROZPOCZYNAJĄC SPREŻANIE możliwie najbliżej przedzwrotnego punktu w ten sposób bowiem praca, konieczna do wykonania sprężania jest najmniejsza. Warunek ten i w tym wypadku oczywiście wymaga jaknajmniejszych wartości szkodliwych przestrzeni wtórnych cylindrów, wtedy bowiem z łatwością przy małym wydatku pracy możemy osiągnąć wysokie stosunkowo końcowe prężności sprężania.

7-o. ROZPOCZYNAJĄC PRZEDZWROTNY WLOT, tuż przed samym zwrotnym punktem tłoka, im bowiem objętości  $V_T'$ ,  $V_T''$  ... są mniejsze, tem zysk ogólny na powierzchni



wykresu - jest większy.

Wszystkie dotychczas wymienione punkty zawierają wskazówki, jak dla danego wykresu powiększyć pole  $\Pi$ , nie zmieniając charakteru oraz zasadniczych kształtów samego wykresu; obecnie musimy ustalić warunki, w jakich wydatkowany ciepłik  $W\lambda$  osiąga swą najmniejszą wartość, co ma oczywiście wtedy miejsce, gdy  $W$  jest minimum, w granicach bowiem prężności, używanych w praktyce,  $\lambda$  możemy uważać za wielkość stałą. Wiemy już że  $W = W_K + W_R + W_U$ , gdzie

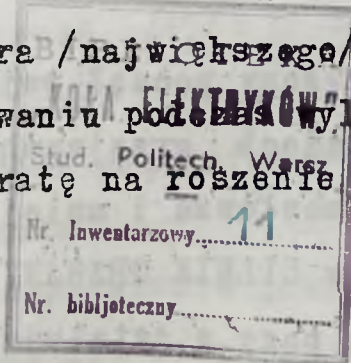
1-o.  $W_K$  jest wagową ilością pary, koniecznej dla otrzymania danego wykresu praktycznego silnika sprzężonego ( $W_N \text{ kg.}$ ) oraz pokrycia wydatku ( $W_Z \text{ kg.}$ ) na szkodliwą przestrzeń  $V_Z$  pierwotnego to jest najmniejszego cylindra silnika sprzężonego. Zatem  $W_K = W_N + W_Z$ , gdzie  $V_N$  jest ilością oczywiście stałą dla danego wykresu. Najmniejszą zatem wartość  $V_K$  otrzymamy niewątpliwie wówczas, gdy  $W_Z$  będzie minimum, to jest przy małej szkodliwej przestrzeni  $V_Z$  pierwotnego cylindra.

2-o.  $W_R$  jest wagową ilością pary, utajonej w postaci rosy na ściankach PIERWOTNEGO, to jest najmniejszego cylindra podczas przedzwrotnego wlotu i napełnienia; wreszcie

3-o.  $W_U$  jest wagową ilością pary straconej na nieszczelności podczas trwania wykresu.

Im silnik sprzężony dokładniej jest zbudowany, a powierzchnie jego cierne, przywierania i styku - utrzymane starannie, tem mniejszą wartość posiada  $W_U$ . W porównaniu z silnikiem prostym - silnik sprzężony wykazuje znacznie mniejszą stratę na nieszczelności, tutaj bowiem straty na nieszczelności posiadają charakter częściowy we wszystkich cylindrach, za wyjątkiem ostatniego największego. W samej rzeczy para przelatująca przez nieszczelności cylindra  $N$ -go rzędu może być częściowo wykorzystana w cylindrze  $N+1$  rzędu. Tylko jedynie para, uchodząca przez nieszczelności ostatniego największego cylindra - ginie bezpowrotnie w skraplaczu.

Taki sam częściowy poniekąd charakter posiadają również i straty na rosenie się pary, para bowiem, zroszona na ściankach cylindra  $N$ -go rzędu i ponownie odparowana, może być użyta w cylindrze  $N+1$  rzędu. Jedynie tylko para, zroszona na ściankach ostatniego cylindra /największego/ ginie bezpowrotnie w skraplaczu o ile ulega ponownemu odparowaniu podczas wylotu. I tutaj również starano się wszelkimi sposobami usunąć stratę na rosenie się pary, choćby nawet i częściowo. W tym celu stosują zazwyczaj





1-o. OTULANIE CYLINDRÓW, PRZELOTNI I PRZEWODÓW /za wyjątkiem przewodu łączącego cylinder ostatniego rzędu ze skraplaczem, cieplikowe bowiem straty w tym przewodzie już nie mogą wpłynąć na sprawność silnika/. W ten sposób zmniejszamy znacznie promieniowanie ciepłika pary oddanego ściankom silnika: temperatura ścianek na tem tle utrzymuje się na znacznie wyższym poziomie, co oczywiście powoduje znaczne zmniejszenie się strat na roszenie się pary.

2-o. OGRZEWANIE ZEWNĘTRZNE ŚCIANEK CYLINDRÓW SILNIKA SPRĘŻONEGO za pomocą pary, zasilającej ogrzewki. W silnikach pracujących PARĄ NASYCONĄ, dajemy zazwyczaj OGRZEWKI NA WSZYSTKICH CYLINDRACH SILNIKA. Ma to oczywiście na celu - podnieść temperaturę średnią ścianek cylindrów, a co za tem idzie, zmniejszyć stratę  $W_R$ . Zwykle stosują ponadto jeszcze i POMOCNICZE OGRZEWKI - w postaci wiązek rur grzejnych wypełniających wnętrza PRZELOTNI - to znów ma na celu SUSZENIE pary, zasilającej cylindry wtórne, a więc poniekąd STANOWI RODZAJ OGRZEWKA WEWNĘTRZNEGO, -uszlachetniającego parę dla cylindrów dalszych rzędów.

Przy użyciu zaś PARY PRZEGRZANEJ ogrzewek zazwyczaj uważany jest za zbyt-eczny a nawet wprost SZKODLIWY DLA MAŁEGO CYLINDRA, spotykamy go przeto prawie wyłącznie li tylko NA DUŻYM CYLINDRZE oraz niekiedy i na OSTATNIEJ PRZELOTNI.

3-o. UŻYWANIE PARY PRZEGRZANEJ od  $250^{\circ}C$  do  $350^{\circ}C$  a nawet nieraz w wyjątkowych wypadkach i wyżej. W praktyce środek ten daje w silnikach sprężonych nader dodatnie wyniki: przy DOSTATECZNYM STOPNIU PRZEGRZANIA strata  $W_R$  SPROWADZA SIĘ PRAWIE DO ZERA. Stosując wysokie przegrzanie czynimy zgoła zbyt-ecznym ogrzewek przelotni w dwucylindrowym sprężonym silniku, wszelako duży cylinder zazwyczaj nawet i w tym wypadku zaopatrzony bywa w ogrzewek, zasilany parą z przelotni.

4-o. STOSOWANIE DUŻYCH IŁOŚCI DWUSKOKÓW TŁOKÓW NA MINUTĘ co zwłaszcza przy poruszaniu generatorów elektrycznych oddaje nader cenne usługi - wreszcie

5-o. STOSOWANIE KRÓTKIEGO OKRESU WYLOTU W OSTATNIM NAJWIĘKSZYM CYLINDRZE, gdzie, jak wiadomo, STRATY na roszenie się pary są NAJDOTKLIWSZE. Tutaj więc ustrój krótkiego wylotu, czyli inaczej zwany „ustrój Stumpfa” jest bardzo na miejscu, zwłaszcza że w ten sposób możemy z łatwością się pozbyć zaworów wylotowych zazwyczaj dużych i ciężkich, a z nimi - znacznej części szkodliwej przestrzeni dużego cylindra, z natury rzeczy dość dużej.

W ostatnich czasach silnik sprężony począł pojawiać się nawet jako SILNIK GRZEJNY, aczkolwiek do niedawna w układach grzejnych dawano stale pierwszeństwo silnikom prostym, jako łatwiejszym w obsłudze i mniej złożonym. Praktycznie silnik sprężony może się przedzierzgnąć w SILNIK GRZEJNY z chwilą, gdy

1/. zużytkujemy jego odlotową parę z ostatniego cylindra do celów przemy-



Włowych, lub też

2/ odejmiemy część pary z przelotni i obrócimy na cele praktyczne.

W pierwszym wypadku otrzymujemy SPRZĘŻONY SILNIK GRZEJNY, w drugim SPRZĘŻONY SILNIK, PRACUJĄCY Z ODJĘCIEM PARY Z PRZELOTNI. W obu wypadkach pobraną parę kierujemy do KOMÓR I WĘZOWNIC GRZEJNIKÓW, SUSZARNI, WYPARNIC LUB WARIKÓW, gdzie następuje skraplanie się pary grzejnej na powierzchniach ogrzewalnych. Oswobodzony w ten sposób CIEPLIK PAROWANIA zużyty zostaje do celów praktycznych OGRZEWANIA, SUSZENIA, ODPAROWYWANIA LUB GOTOWANIA

Zazwyczaj tam, gdzie miejscowe warunki nie wymagają wysokiej prężności pary grzejnej stosujemy parę wylotową z silnika prostego lub parę wylotową z ostatniego /największego/ cylindra silnika sprzężonego; natomiast wysokoprężną parę grzejną najłatwiej otrzymać w bardzo szerokich granicach zapotrzebowania - z przelotni odpowiedniego dwucylindrowego silnika sprzężonego. W szczególnych wypadkach łączymy oba sposoby razem, otrzymując tą drogą możliwość łatwego stosowania pary grzejnej o dwóch różnych prężnościach. W danym razie najlepiej nadaje się silnik SPRZĘŻONY GRZEJNY. Zatem do powyżej wymienionych sposobów częściowego usuwania lub unieszkodliwiania straty na rozenie się pary możemy dorzucić jeszcze

6-6. ZUŻYTKOWANIE ODLOTOWEJ PARY SILNIKA SPRZĘŻONEGO do celów przemysłowych w postaci PARY GRZEJNEJ - NISKOPRĘŻNEJ Z DUŻEGO CYLINDRA oraz - WYSOKOPRĘŻNEJ Z PRZELOTNI.

Zazwyczaj wyżej wymienione sposoby stosują równocześnie dla spotęgowania działania: w ten sposób otrzymujemy NOWOCZESNY SILNIK SPRZĘŻONY o sprawności znacznie przewyższającej sprawność odpowiedniego prostego silnika.

Rozpatrzmy wykres jakiegokolwiek silnika sprzężonego, dajmy na to dwucylindrowego /rys. 59 / ze szkodliwymi przestrzeniami  $V_z, V_z'$ , pracującego w granicach prężności  $p_0, p'$  przy danym napełnieniu  $V_N$  oraz objętościach cylindrów  $V_1$  i  $V_2$ . Rysunek /rys. 58 / podaje odpowiedni wykres silnika sprzężonego teoretycznego, a rysunek (rys. 57) - odpowiedni wykres teoretycznego prostego silnika o szkodliwej przestrzeni  $V_{z_0}$ , oraz objętości cylindra W.

Zupełnie równolegle rozpatrzmy WYKRES PROSTEGO PRAKTYCZNEGO SILNIKA, pracującego w granicy prężności  $p_0, p'$ , w którym:

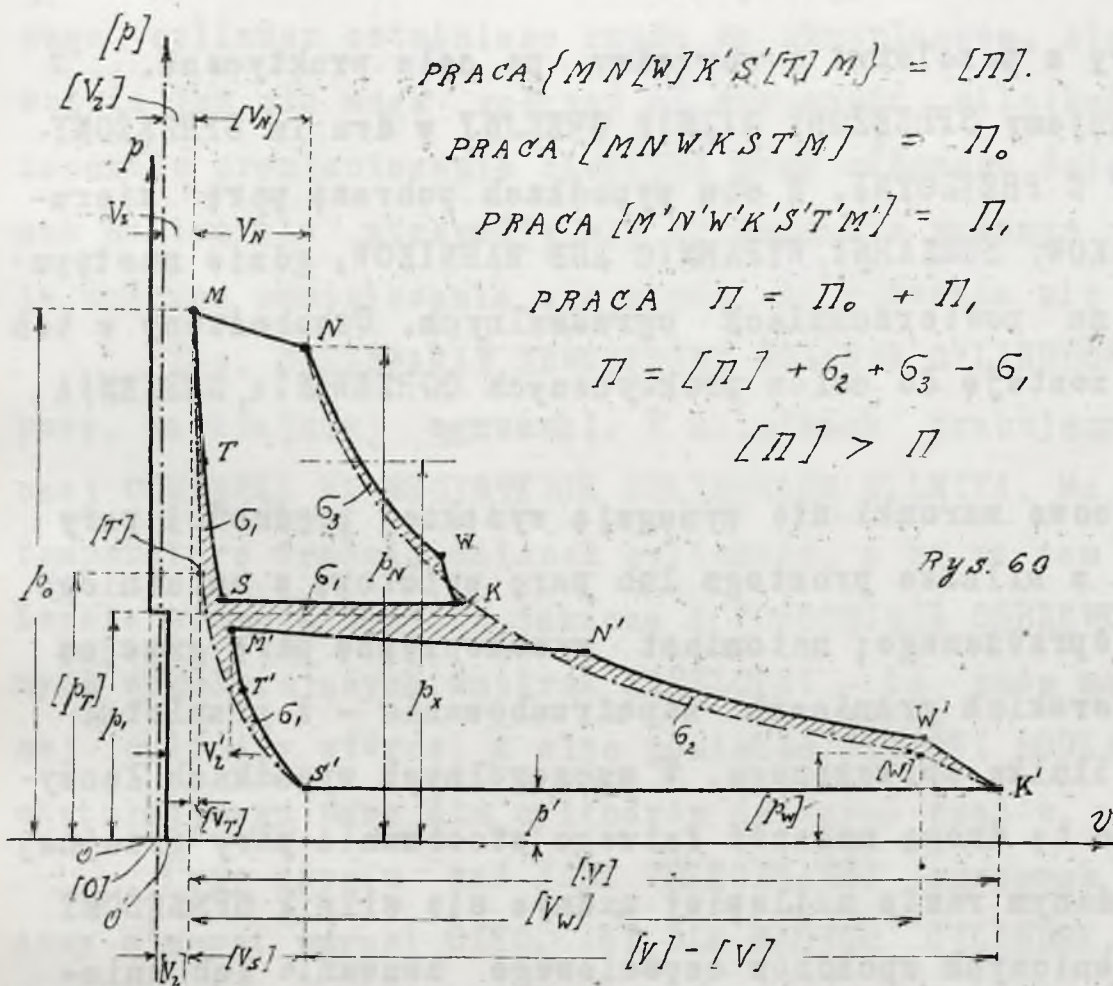
1-o. szkodliwa przestrzeń  $[V_z] = v_{z_0} = V_z' \frac{V_z + V_N}{V_z' + V_N}$

2-o. napełnienie  $[V_N] = V_N$ .

3-o. początkowa prężność napełnienia równa jest  $p_0$ , tak jak dla wykresu praktycznego sprzężonego silnika.

4-o. końcowa prężność napełnienia jest  $p_N$ , czyli że okres napełnienia zachodzi zupełnie w ten sam sposób jak dla wykresu praktycznego sprzężonego.





$$PRACA \{MN[W]K'S'[T]M\} = [\Pi].$$

$$PRACA [MNWKSTM] = \Pi_0.$$

$$PRACA [M'N'W'K'S'T'M'] = \Pi,$$

$$PRACA \Pi = \Pi_0 + \Pi,$$

$$\Pi = [\Pi] + \sigma_2 + \sigma_3 - \sigma_1,$$

$$[\Pi] > \Pi$$

Rys. 60

5-o. rozprężanie odbywa się według tego samego prawa  $p v^m =$  stałej co i dla wykresu praktycznego sprężonego silnika. Wobec tego iż  $[V_z]$  wogóle nie jest równe  $V_z$  - oś  $[O]/[p]$  wykresu prostego silnika MIJA oś  $O/p$  wykresu silnika sprężonego. Z tego powodu KRZYWA ROZPRĘŻANIA  $N/W$  prostego silnika, wychodząc z punktu  $N$ , LEŻY POD KRZYWĄ  $NW$  ROZPRĘŻANIA silnika sprężonego, lub NAD NIĄ w zależności od tego czy OŚ  $[O]/[p]$  znajduje się NA PRAWO LUB NA LEWO od osi  $O/p$ . W samej rzeczy przy danem  $p_x$  dla krzywej roz-

prężania  $N/W$  mamy  $p_x \{ [V_z] + [V_x] \}^m = p_N \{ [V_z] + V_N \}^m$  to jest  $[V_z] + [V_x] = S^m \{ [V_z] + V_N \}$ , gdzie  $S^m = \sqrt[m]{p_N/p_x} > 1$ , ponieważ oczywiście  $p_N > p_x$ .

W ten sam sposób dla krzywej  $NW$  mamy  $p_x \{ V_z + V_x \}^m = p_N \{ V_z + V_N \}^m$  to jest znów  $V_z + V_x = S^m \{ V_z + V_N \}$ . Stąd odejmując otrzymujemy bezpośrednio:  $[V_z] - V_z + [V_x] - V_x = S^m \{ [V_z] - V_z \}$  co daje  $[V_x] - V_x = (S^m - 1) \{ [V_z] - V_z \}$ . Widzimy stąd iż przy  $[V_z] \leq V_z$  zarazem odpowiednio  $[V_x] \geq V_x$ , co stanowi dowód powyżej wypowiedzianego.

6-o. objętość przedzwrotnego wylotu  $[V] - [V_w] = V - V'_w$ , czyli że przedzwrotny wylot jest taki sam jak w wykresie praktycznego silnika sprężonego.

7-o. objętość pozwrotnego wylotu  $[V] - [V_s] = V - V'_s$  inaczej mówiąc warunki wylotu są tu takie same jak w praktycznym silniku sprężonym, bo i

8-o. przeciwciśnienie równe jest  $p'$ .

9-o. czynna objętość cylindra  $[V] = V + V'_z + O O' - V_z = V + V'_z + V_z \sqrt[m]{p_x/p_1} - V'_z - V_z = V + (\sqrt[m]{p_x/p_1} - 1) V_z$ .

10-o. sprężanie rozpoczyna się w tym samym punkcie co i w silniku sprężonym, inaczej mówiąc objętość  $[V_s] = V'_s + V'_z + O O' - V_z = V'_s + V'_z + V_z \sqrt[m]{p_x/p_1} - V'_z - V_z = V'_s + (\sqrt[m]{p_x/p_1} - 1) V_z$ .

11-o. objętość przedzwrotnego wlotu  $[V_T] = V_T$ .

Rozpatrywany uprzednio WYKRES PRAKTYCZNEGO SPRĘŻONEGO SILNIKA możemy porów-



nać z otrzymanym tylko co WYKRESEM ODPOWIEDNIEGO SILNIKA PROSTEGO. Nazwijmy przez  $[\Pi]$  pracę wykresu prostego silnika, zachowując znakowanie poprzedniego paragrafu, pracę wykresu odpowiedniego silnika sprzężonego wyrazimy przez  $\Pi = \Pi_0 + \Pi_1$ , gdzie  $\Pi_0$  oznacza pracę małego cylindra, a  $\Pi_1$  — pracę dużego. Praca  $\Pi$  porównana do pracy  $[\Pi]$  ujawnia zazwyczaj to jest w więkzości wypadków:

1-o. na tle różnic prężności  $p_1' - p_1$ , obniżenia wartości prężności  $p_1$ , dc  $p_0'$  a nawet i  $p_N'$ , oraz - jednolitego sprężania od początkowej objętości  $[V_2] + [V_S]$  do objętości  $[V_2] + [V_T]$  — STRATĘ  $\zeta_1$  NA SPADEK PRĘŻNOŚCI W PRZELOTNI.

2-o. na tle powiększenia napełnienia dużego cylindra punkt  $N'$  rozpoczęcia rozprężania wychodzi na zewnątrz, poza krzywe rozprężania  $N[W]$ : otrzymujemy w ten sposób w ZYSKU PRACĘ  $\zeta_2$ . Konieczność powiększania okresu wlotu w dużym cylindrze w dostatecznej mierze podkreślona była i wyjaśniona w poprzedzającym niniejszy ustępie.

3-o. na tle nierówności  $[V_2] \neq V_2$ , a co za tem idzie i ROZMINIĘCIA się krzywych rozprężania  $NW$  i  $N[W]$  - otrzymujemy różnicę pracy  $\zeta_3$ , powodującą STRATĘ PRZY  $[V_2] > V_2$  oraz ZYSK PRZY  $V_2 > [V_2]$ .

Wobec oczywistej przewagi  $\zeta$ , widzimy że w ogólnym wypadku  $\Pi$  jest mniejsze od  $[\Pi]$ , stąd

WNIOSEK PIERWSZY. PRACA WYKRESU PRAKTYCZNEGO SPRĘŻONEGO SILNIKA JEST WOGÓLE MNIEJSZA OD PRACY WYKRESU ODPOWIEDNIEGO PRAKTYCZNEGO PROSTEGO SILNIKA.

Aczkolwiek  $[\Pi] > \Pi$  w ogólnym wypadku, to jednak jak to widzimy wprost na oko z /rys. 60/ WARTOŚĆ RÓŻNICY  $[\Pi] - \Pi$  to jest STOSUNKOWO NIEZNACZNA, stanowi ona bowiem jeno niewielką odsetkę całkowitej powierzchni wykresu. Bądź co bądź jednak na tem polu silnik praktyczny sprzężony ustępuje odpowiedniemu prostemu silnikowi; natomiast jest on o wiele sprawniejszy od tego ostatniego, możemy bowiem powiedzieć

WNIOSEK DRUGI. CAŁKOWITY WYDATEK PARY DLA WYKRESU SILNIKA PRAKTYCZNEGO SPRĘŻONEGO JEST DUŻO NIŻSZY NIŻ DLA WYKRESU ODPOWIEDNIEGO PROSTEGO SILNIKA.

Oznaczmy całkowity wydatek pary na wykres silnika sprzężonego praktycznego przez  $W_S = W_{K_S} + W_{R_S} + W_{U_S}$ , oraz wydatek na wykres odpowiedniego prostego silnika przez  $W = W_K + W_R + W_U$ . Przy porównaniu poszczególnych wagowych ilości pary wydatkowanej dla obu silników okazuje się iż:

1-o. wagowa ilość pary  $W_{K_S}$ , koniecznej dla otrzymania wykresu praktycznego silnika sprzężonego, /to jest  $W_{U_S}$  / oraz pokrycia wydatku na szkodliwą przestrzeń /to jest  $W_{Z_S}$  / małego cylindra NIEWIELE SIĘ RÓŻNI od wagowej ilości pary  $W_K$ , koniecznej dla otrzymania wykresu odpowiedniego silnika prostego /to jest  $W_U$  /



oraz pokrycia wydatku na szkodliwą przestrzeń /to jest  $W_Z$  / tego silnika. W samej rzeczy, w obu silnikach działanie szkodliwych przestrzeni NIE JEST UNICESTWIONE w zupełności, pozostałe więc niewypełnione sprężoną parą części szkodliwych przestrzeni  $(1-\varepsilon)V_Z$  oraz  $(1-[\varepsilon])[V_Z]$  musimy wypełniać parą żywą, to jest musimy PONIEŚĆ wydatek  $W_{N_s}$  dla sprężonego silnika oraz wydatek  $W_N$  dla prostego na wypełnienie szkodliwych przestrzeni, przyczem oczywiście może być wogóle  $W_{N_s} \geq W_N$  w zależności od stosunkowych wartości szkodliwych przestrzeni  $[V_Z]$  i  $V_Z$  oraz stopni sprężania w obu silnikach. Natomiast ilości pary  $W_{N_s}$  i  $W_N$ , konieczne dla wykonania wykresów są sobie równe ponieważ WARUNKI WLOTU obu wykresów są jednakowe. Wobec oczywistej przewagi  $W_{N_s}, W_N$  nad  $W_{Z_s}, W_Z$  wagowe ilości  $W_{N_s}, W_N$  NIEWIELE SIĘ RÓŻNIĄ pomiędzy sobą.

2-o. wagowa ilość pary  $W_{N_s}$ , traconej na rozenie w silniku sprężonym jest ZNACZNIE NIŻSZA od wagowej ilości przy  $W_N$ , traconej na rozenie w odpowiednim silniku prostym. Na wywołanie tego zjawiska składają się następujące przyczyny: PO PIERWSZE temperatura ścianek małego cylindra silnika sprężonego jest ZNACZNIE WYŻSZA od temperatury ścianek jedynego cylindra odpowiedniego silnika prostego. Wiemy już, że temperatura ścianek cylindra waha się w granicach temperatury pary wlotowej oraz temperatury pary wylotowej. W obu silnikach pracujemy jednakową parą wlotową o temperaturze  $T_0$ , natomiast temperatura  $T_1'$  pary wylotowej małego cylindra silnika sprężonego, odpowiadająca prężności  $p_1'$  wylotu, jest oczywiście znacznie WYŻSZA od temperatury  $T_1'$  pary wylotowej jedynego cylindra odpowiedniego prostego silnika, gdzie wylot zachodzi pod ciśnieniem  $p_1'$ , znacznie niższym od  $p_1'$ . Zatem temperatura ścianek małego cylindra silnika sprężonego jest znacznie wyższa, i para wlotowa, spotykając na swej drodze ścianki stosunkowo dosyć wysoko ogrzane, nie ulega tak obfitemu rozeniu się, jakie ma miejsce w odpowiednim silniku prostym, gdzie temperatura ścianek jest znacznie niższa. Pierwszorzędne znaczenie w danym wypadku stanowi oczywiście nie tyle poziom bezwzględny temperatury ścianek, ile różnica temperatur, pary wlotowej i ścianek - rozenie bowiem odbywa się tem łatwiej im ta różnica jest większa. Z tego powodu i w dalszych cylindrach silnika sprężonego rozenie się pary nie powoduje strat znaczniejszych, im bowiem więcej cylindrów posiada silnik sprężony, tem różnice temperatur pary wlotowej /z przelotni/ i ścianek odpowiedniego cylindra są odpowiednio mniejsze, zwłaszcza, że prócz pary wylotowej z poprzedzającego cylindra otrzymujemy całkowitą ilość rosy, odparowanej ze ścianek tego ostatniego. Wyjątek stanowi oczywiście największy cylinder silnika sprężonego, połączony bezpośrednio ze skraplaczem, bo para zroszona na jego



ściankach ginie bezpowrotnie w skraplaczu. Stosujemy też zazwyczaj w danym wypadku dobrze grzany ogrzewek lub krótkotrwały wylot na modłę prof. Stumpfa. W silniku dwucylindrowym sprzężonym, obecnie używanym, można praktycznie stratę  $W_{RS}$  sprowadzić do zera, stosując w małym cylindrze parę wysoko przegrzaną a w dużym - krótkotrwały wylot z ogrzewkiem. W porównaniu z tego rodzaju silnikiem - odpowiedni prosty silnik wykazuje znaczną niższość - jedyny bowiem cylinder jego znacznie wychładza się podczas wylotu, co powoduje oczywiście duże straty na roszenie podczas ponownego wylotu żywej pary.

PO DRUGIE powierzchnia chłodząca ścianek w małym cylindrze silnika sprzężonego jest oczywiście znacznie mniejsza niż w jedynym cylindrze odpowiedniego silnika prostego, stąd mniej rozległe pole dotyka pary a co za tem idzie i mniejsza możliwość roszenia się pary wlotowej na ściankach.

Oba przytoczone wyżej punkty w dostatecznej mierze stanowią o ZNACZNEJ PRZEWADZE  $W_R$  NAD  $W_{RS}$ , pozatem

3-o. wagowa ilość pary  $W_{u_s}$  straconej na nieszczelności w silniku sprzężonym jest znacznie MNIEJSZA od wagowej ilości  $W_{u_r}$  straconej na nieszczelności w odpowiednim silniku prostym. Pochodzi to stąd, że PO PIERWSZE w silniku sprzężonym różnica prężności pary wlotowej i wylotowej jest znacznie mniejsza w poszczególnych cylindrach niż w jedynym cylindrze odpowiedniego silnika prostego; stąd mniejsza ENERGJA PRZECISKANIA SIĘ pary przez nieszczelności, a więc i mniejsza wagowa ilość strat; PO DRUGIE para przesączona przez nieszczelności cylindra  $N$ -go rzędu może być choć częściowo wykorzystana w cylindrze  $N+1$  rzędu.

Stąd bezpośrednio wypływa nierówność  $W > W_s$  a zatem mamy:

WNIOSEK TRZECI. SPRAWNOŚĆ WYKRESU PRAKTYCZNEGO SILNIKA SPRZĘŻONEGO JEST WYŻSZA OD SPRAWNOŚCI WYKRESU ODPOWIEDNIEGO PROSTEGO SILNIKA.

W samej rzeczy sprawność WSKAŹCOWANA rozpatrywanego silnika sprzężonego  $\eta_s = A/\Pi : \lambda W_s$ , sprawność zaś odpowiedniego silnika prostego  $\eta_r = A/[\Pi] : \lambda W$ . Wyżej widzieliśmy, iż  $[\Pi]$  jest NIECO WIĘKSZE od  $\Pi$ , natomiast  $W$  jest ZNACZNIE WIĘKSZE od  $W_s$ , ostatecznie więc  $\eta_s > \eta_r$ , co stanowi bezpośredni dowód wypowiedzianego wyżej wniosku .-

Dotychczas badaliśmy wyłącznie sprawność wskaźcowaną silnika parowego, wyodrębniając takowy, jako jednostkę niezależną. Doprowadziło to nas do poznania trzech typów silników parowych /prosty, sprzężony oraz krótkowylotowy/; obecnie musimy rozszerzyć granice naszych cieplikowych badań silnika parowego, rozpatrując go jako CZĘŚĆ SKŁADOWĄ ZESPOŁU PAROWEGO. Musimy zatem zbadać

§ 58. SPRAWNOŚĆ CIEPLIKOWĄ TEORETYCZNEGO UKŁADU PAROWEGO, szkicowo podanego



na /rys. 44/ Rysunek /rys. 45/ daje nam obieg układu. Poza tem rozpatrując (rys.46) widzimy że

1-o. wykres silnika teoretycznego /rys. 46/ otrzymujemy oczywiście bezpośrednio z wykresu cieplikowego /rys. 45/ obiegu, odrzucając przebieg  $M_s M_K$  oraz przedłużając izotermy  $M_p M_K$  i  $M M_s$  do przecięcia się z osią  $Op$ ; w ten sposób bowiem całkowicie usuwamy różnice obu wykresów. Nazwijmy pracę obiegu parowego to jest PRACĘ  $[M_K M_p M M_s M_K]$  przez  $L_o$ , oraz, jak dawniej - pracę teoretycznego silnika parowego bez szkodliwej przestrzeni t.j. PRACĘ  $[M_o M_p M M_o]$  przez  $L$ . Porównanie rysunków /rys. 45/ i /rys. 46/ daje bezpośrednio

$$L = L_o + \left\{ \frac{1}{2} [W_K + W_S] \times [\rho_K - \rho_S] \right\} = L_o + l_o, \quad \text{gdzie } l_o = \frac{1}{2} [W_K + W_S] \times (\rho_K - \rho_S) \cong W_S (\rho_K - \rho_S)$$

wobec tego że  $W_K \cong W_S$ . - Stąd mamy oczywisty

**WNIOSEK PIERWSZY. PRACA OBIEGU ZESPOŁU PAROWEGO JEST MNIEJSZA OD PRACY TEORETYCZNEGO SILNIKA PAROWEGO BEZ SZKODLIWEJ PRZESTRZENI, NALEŻĄCEGO DO TEGO TEORETYCZNEGO ZESPOŁU.**

Tu się następuje pytanie, gdzie praca  $l_o$  przepada? Wyżej widzieliśmy, iż po za skraplaczem /rys. 44/ na przewodzie  $W$  ustawiona jest pompa  $P$  zasilająca kocioł wodą, braną ze skraplacza, gdzie panuje stale prężność  $\rho_S$ . Zadanie pompy polega na tem aby prężność  $\rho_S$  kilograma wody wypompowanej ze skraplacza podnieść o  $\rho_K - \rho_S$  i wtłoczyć w ten sposób do kotła. Zatem w przewodzie  $V$  mamy wodę ze skraplacza prężności  $\rho_S$  i temperatury nasycenia  $T_S$ , a po za pompą w przewodzie  $W$  - wodę zasilającą prężności  $\rho_K$  i temperatury  $T_S$  a więc niedosyconą cieplikowo, która wchodzi do kotła, gdzie następuje ogrzanie wody zasilającej do temperatury nasycenia  $T_K$ , przynależnej do ciśnienia  $\rho_K$  panującego stale w kotle. Ogrzanie to odbywa się na koszt ciepłika pobranego bez strat z rusztu; połączone jest ono z przyrostem objętości właściwej  $W_K - W_S$  nader, jak wiemy, nieznacznym. Ponieważ nawet teoretycznie nie możemy odrazu wprowadzić całej ilości wody zasilającej - oraz znagła ogrzać ją od  $T_S$  do  $T_K$ , przeto obie te czynności odbywają się jednocześnie dając KRZYWĄ przebiegu  $M_s M_K$  wyobrażającą zarazem PODNOSZENIE PRĘŻNOŚCI wody zasilającej w pompie i jednoczesne SYCENIE CIEPLIKIEM w kotle. Wobec  $W_S \cong W_K$  otrzymujemy przebieg  $W_S W_K$  PRAWIE PROSTOLINIJNY. Praca pompy zasilającej wynosi tu oczywiście  $W_S (\rho_K - \rho_S) \cong l_o$  inaczej mówiąc praca pompy zasilającej POCHŁANIA część pracy oddanej na zewnątrz przez silnik, należący do nadego zespołu parowego. Niewątpliwie praca  $l_o$  jest WYDATKIEM FONIECZNYM, bez którego układ nie mógł by istnieć, bądź co bądź jednak obniża to ogólny dorobek pracy w stosunku  $L_o : L = (L - l_o) : L = 1 - l_o : L$ . UŁAMEK  $\eta_2 = L_o : L$  NAZYWAMY SPRAWNOŚCIĄ ZASILANIA TEORETYCZNEGO UKŁADU PAROWEGO. Dla teoretycznego układu, gdzie kocioł, silnik i pompa pracują bez strat,  $\eta_2$  ma wartość nader zbliżoną do jedności.

2-o. Oznaczmy przez  $q_S$  CIEPLIK WODY NASYCONEJ o prężności  $\rho_S$ , panują-



cej w skraplaczu. Ponieważ woda ze skraplacza zostaje użyta jako woda zasilająca, przeto całkowity wydatek cieplikowy konieczny do otrzymania pary nasyconej prężności  $p_K$  wynosi w kotle  $\lambda_K - q_s$  a — dla pary przegrzanej do temperatury  $T_m$  przy prężności  $p_K$  wynosi  $\lambda_m - q_s$  w kotle i przegrzewaczu dla obiegu parowego. W obu wypadkach wydatek cieplikowy na obieg zespołu parowego jest o  $q_s$  ciepłostek niższy od wydatku na wykres teoretycznego silnika bez szkodliwej przestrzeni. Pochodzi to stąd, że przy rozpatrywaniu silnika wyodrębnionego z układu, — obchodzi nas jedynie wydatek ciepła utajonego w parze wlotowej; dalsze jednak wykorzystanie ciepła pary wylotowej, jako nienależące do działania silnika parowego nie brane było pod uwagę. W danym natomiast wypadku, przy rozpatrywaniu zespołu parowego KORZYŚĆ ZAWRACANIA SKROPLIN ZE SKRAPLACZA DO KOTŁA MUSI WYJŚĆ NA JAW wyraźnie.

Stąd mamy oczywisty

WNIOSEK DRUGI. WYDATEK CIEPLIKA NA OBIEG ZESPOŁU PAROWEGO TEORETYCZNEGO JEST NIŻSZY OD WYDATKU CIEPLIKA NA WYKRES TEORETYCZNEGO SILNIKA O WARTOŚĆ CIEPLIKA WODY ZASILAJĄCEJ.

3-o. Korzyść stąd osiągniętą możemy określić wprowadzając pojęcie o SPRAWNOŚCI UKŁADOWEJ SILNIKA  $\eta_u$ , przyczem przez  $\eta_u$  nazywamy STOSUNEK CIEPLIKA  $\lambda - q_s$ , WYDATKOWANEGO NA OBIEG TEORETYCZNEGO ZESPOŁU DO CIEPLIKA  $\lambda$ , WYDATKOWANEGO NA SILNIK TEORETYCZNY, NALEŻĄCY DO ZESPOŁU, słowem  $\eta_u = [\lambda - q_s] : \lambda = 1 - q : \lambda$ .

Z drugiej znów strony STOSUNEK WYKORZYSTANEJ CZĘŚCI  $q_s$  CIEPLIKA PARY ODLOTOWEJ TEORETYCZNEGO SILNIKA ZESPOŁU DO WYDATKOWANEGO NA ÓW SILNIK CIEPLIKA  $\lambda$  możemy oznaczyć przez  $\eta_p = q : \lambda$  i nazwać SPRAWNOŚCIĄ WYKORZYSTANIA PARY POWROTOWEJ teoretycznego silnika, przyczem oczywiście  $\eta_u = 1 - q_s : \lambda = 1 - \eta_p$ . Stąd mamy:

WNIOSEK TRZECI: SPRAWNOŚĆ UKŁADOWA TEORETYCZNEGO SILNIKA DOPEŁNIA DO JEDNOŚCI SPRAWNOŚĆ WYKORZYSTANIA PARY ODLOTOWEJ TEGO SILNIKA.

4-o. Na zasadzie wypowiedzianego dotychczas możemy z łatwością ustanowić pojęcie SPRAWNOŚCI CIEPLIKOWEJ OBIEGU  $\eta_o$ . Będzie to oczywiście STOSUNEK CIEPLIKOWEGO RÓWNOWAŻNIKA PRACY OBIEGU  $A L_o$  DO CIEPLIKA  $\lambda - q_s$ , WYDATKOWANEGO NA OBIEG ZESPOŁU PAROWEGO, to jest  $\eta_o = A L_o : (\lambda - q_s)$ . W § 51 ustanowiliśmy pojęcie SPRAWNOŚCI WSKAŹCOWANEJ teoretycznego silnika  $\eta_w = A E : \lambda$ ; na mocy oczywistej tożsamo-

\*) w obu wypadkach  $\lambda$  oznacza  $\lambda_K$  lub  $\lambda_m$  w zależności od tego, czy mamy tu do czynienia z parą nasyconą lub przegrzaną.



ści mamy:  $\eta_w \times \eta_z \times \eta_n = \{AL : \lambda\} \{L_0 : L\} \{\lambda : (\lambda - q_s)\} = AL_0 : (\lambda - q_s) = \eta_0$ ; stąd:

WNIOSEK CZWARTY: CIEPLIKOWA SPRAWNOŚĆ OBIEGU TEORETYCZNEGO ZESPOŁU PAROWEGO RÓWNA JEST SPRAWNOŚCI ZASILANIA WODĄ ZESPOŁU, MNOŻONEJ PRZEZ SPRAWNOŚĆ WSKAŹCOWANĄ TEORETYCZNEGO SILNIKA, NALEŻĄCEGO DO ZESPOŁU I DZIELONEJ PRZEZ SPRAWNOŚĆ OBIEGOWĄ TEGO SILNIKA.

5-o. Ilość  $\eta_w : \eta_n = \{AL : \lambda\} \{\lambda : (\lambda - q_s)\} = AL : (\lambda - q_s)$ , wyrażający STOSUNEK ODDANEJ NA ZEWNĄTRZ PRACY TEORETYCZNEGO SILNIKA DO CIEPLIKA WYDATKOWANEGO NA OBIEG TEORETYCZNEGO ZESPOŁU, do którego należy ów silnik, nazywamy SPRAWNOŚCIĄ CIEPLIKOWĄ TEORETYCZNEGO SILNIKA, JAKO OGNIWA ZESPOŁU PAROWEGO i oznaczamy przez  $\eta_c$ . Inaczej mówiąc sprawnością cieplikową teoretycznego silnika, jako ogniwa danego teoretycznego układu nazywamy STOSUNEK CIEPLIKA POŻYTKOWO ODDANEGO NA ZEWNĄTRZ DO CIEPLIKA, WYDATKOWANEGO NA OBIEG UKŁADU. W tej postaci określenie jest ogólniejsze, a jako takie, lepiej się nadaje do oceny praktycznych układów.

§ 59. SPRAWNOŚĆ CIEPLIKOWA TEORETYCZNEGO SILNIKA JAKO OGNIWA TEORETYCZNEGO

UKŁADU PAROWEGO;  $\eta_c = AL : (\lambda - q_s)$ . - W układzie osi  $p, v$  /rys. 46/  $POW[M_0 M_p M M' M_0] = L$ ;  $POW[M' M m O M] = p_s v$ ;  $POW[M_0 M_p m p O M_0] = p_k v_k$  wreszcie  $POW[M_p M m m p M_p] = \int_{v_k}^v p dv$ . - Wobec oczywistej tożsamości  $L + p_s v = p_k v_k + \int_{v_k}^v p dv$  mamy oczywiście  $L = p_k v_k - p_s v + \int_{v_k}^v p dv$ . Z drugiej strony wiemy, że rozprężanie w silniku teoretycznym zachodzi adiabatycznie i odwracalnie, inaczej mówiąc skończony odwracalny przebieg  $M_p M$  ujawnia przyrost  $\Delta C = 0$ . Oznaczmy przez  $U_k$  oraz  $U_s$  wartości wewnętrznej energii cieplikowej ciała czynnego w teoretycznym silniku, to jest pary, wyliczone odpowiednio dla punktów  $M_p$  oraz  $M$  wykresu silnika; wobec  $\Delta C = 0$  mamy oczywiście dla przebiegu  $M_p M$ :  $U_s - U_k + A \int_{v_k}^v p dv = 0$  /patrz § 21/ Stąd:  $A \int_{v_k}^v p dv = U_k - U_s$  oraz oczywiście  $AL = U_k + A p_k v_k - U_s - A p_s v$ . - Z kolei oznaczmy przez  $i$  SUMĘ  $i = U + A p v$  WYLICZONĄ DLA JAKIEGOKOLWIEK STANU CIEPLIKOWEGO DANEGO CIAŁA CZYNNEGO  $M(p, v, T)$ . W ten sposób określone  $i$  będzie oczywiście FUNKCJĄ LI TYLKO ZMIENNYCH  $p, v$ , ponieważ i samo  $U$  zależy jedynie od tych zmiennych. Możemy więc napisać  $i = \omega(p, v)$ . FUNKCJE  $i = \omega(p, v)$  nazywamy CIEPLIKIEM CAŁKOWITYM DANEGO CIAŁA PRZY STAŁEJ PRĘŻNOŚCI W GRANICACH DANYCH TEMPERATUR /LUB OBJĘTOŚCI WŁAŚCIWYCH/ \*. Mamy więc oczywiście  $AL = i_k - i_s$ .

Aby wyjaśnić wynik otrzymany, rozumiemy w następujący sposób: z oczywistej tożsamości  $d(p, v) = p dv + v dp$  wyznaczamy  $A p dv = A d(v, p) - A v dp$  i podstawiamy w zasadnicze równanie termodynamiki  $dc = dU + A p dv$ , które, jak wiemy, stosuje się do wszelkiego elementarnego odwracalnego przebiegu. W ten sposób otrzymujemy wzór  $dc = dU + A d(v, p) - A v dp = d(U + A p v) - A p dv = di - A v dp$ ,



który możemy oczywiście zastosować do wszelkiego odwracalnego elementarnego przebiegu  $M M'$  /patrz § 16/, ujawniającego przyrosty  $d v, d p$ , a co za tem idzie i  $d T$  na tle przyrostów  $d C$  i  $d \Pi$ .

W zastosowaniu do skończonego odwracalnego przebiegu  $M_0 M_1$  /patrz § 17/ ujawniającego skończone przyrosty  $\Delta v = v_1 - v_0, \Delta p = p_1 - p_0$  oraz  $\Delta T = T_1 - T_0$  na tle również skończonych przyrostów  $\Delta \Pi$  oraz  $\Delta C$ , tylko co otrzymany wzór przyjmie postać  $\Delta C = i_1 - i_0 - \int_{p_0}^{p_1} v dp$ , gdzie  $i_1 = \omega(p_1, v_1)$  oraz  $i_0 = \omega(p_0, v_0)$ . Dla odwracalnego skończonego przebiegu przy stałej prężności właściwej /patrz § 19/  $p = p_0$ , ujawniającego przyrosty skończone  $\Delta v = v_1 - v_0, \Delta p = 0$  oraz  $\Delta T = T_1 - T_0$  na tle również skończonych przyrostów  $\Delta C_p$  oraz  $\Delta \Pi_p$ , wobec  $dp = 0$ , a co za tem idzie i  $\int v dp = 0$ , mamy oczywiście:  $\Delta C_p = [i_1 - i_0]_p = \omega(p_0, v_1) - \omega(p_0, v_0)$ . Zatem dla odwracalnego skończonego przebiegu przy stałej prężności właściwej CAŁKOWITY POBRANY Z ZEWNĄTRZ CIEPLIK równy jest różnicy skrajnych wartości funkcji  $i$ , wyliczonych dla końcowego i początkowego punktu przebiegu. Otrzymany tu wynik nie zależy oczywiście od wymiarów rozpatrywanego skończonego przebiegu, a, co za tem idzie, nie zależy od wartości  $\Delta C_p$ , RÓŻNICA bowiem WARTOŚCI FUNKCJI  $i$ , WYLICZONEJ DLA JAKICHKOLWIEK DWUCH STANÓW CIEPLIKOWYCH CIAŁA CZYNNEGO, POZOSTAJĄCEGO POD STAŁYM CIŚNIENIEM RÓWNA JEST CAŁKOWITEJ ILOŚCI CIEPLIKA, POBRANEGO Z ZEWNĄTRZ, a koniecznego, aby WYKONAĆ PRZEBIEG PRZY STAŁEJ PRĘŻNOŚCI W GRANICACH wspomnianych skrajnych dwóch STANÓW CIEPLIKOWYCH.

Z tego powodu FUNKCJĄ  $i$  NAZYWAMY CAŁKOWITYM CIEPLIKIEM CIAŁA PRZY STAŁEJ PRĘŻNOŚCI WŁAŚCIWEJ W GRANICACH DANYCH TEMPERATUR. W rozpatrywanym wyżej w § 47 przebiegu przy stałej prężności PARY WODNEJ, jako ciała czynnego, prężność stale była równa  $p_K$ , początkowa temperatura wody wynosiła  $T_0 = 273^\circ C$  to jest  $t_0 = 0^\circ C$ , a objętość właściwa była  $v_0$ . Podczas nasywania cieplikiem ciała czynnego - wody do temperatury krytycznej  $t_K$  WODY NASYCONEJ prężności  $p_K$ , pobraliśmy z odpowiednich źródeł  $q_{K \text{ cpl}}$ , przyczem wiemy, że  $q_K$  stanowi ciepło wody nasyconej, to jest ilość ciepła potrzebna do ogrzania jednego kilograma wody z  $t_0 = 0^\circ C$  do temperatury krytycznej  $t_K$  przy stałej prężności  $p_K$ . Rozpatrywany tutaj przebieg ujawnia przyrost objętości  $W_K - v_0$  zachodzący na tle ciepła  $A p_K (W_K - v_0)$  pobranego dodatkowo z odpowiednich źródeł; możemy więc oczywiście napisać  $q_K + A p_K (W_K - v_0) = i_{w_1} - i_0$ , gdzie  $i_{w_1}$  oznacza wartość funkcji  $i$ , wyliczoną dla wody nasyconej temperatury  $t_K$ , prężności  $p_K$  i objętości właściwej  $W_K$ , a  $i_0$  - wartość tej samej funkcji dla wody o stanie cieplikowym  $M_0(p_K, v_0, t_0 = 0)$ . Poza tem  $q_K + A p_K (W_K - v_0)$  stanowi oczywiście całkowity ciepło wody nasyconej



przy stałej prężności  $p_K$  w granicach temperatur  $t_0=0$ ,  $t_K$ . Wobec nader niskiej wartości wyrazu  $A p_K (W_K - v_0)$ , nie przekraczającej 0.0001 CPŁ. dla zwykle używanych prężności, możemy napisać wprost:  $i_w - i_0 = q_K$ , skąd wnioskujemy, że CIEPLIK WODY NASYCONEJ JEST JEJ CIEPLIKIEM CAŁKOWITYM PRZY STAŁEJ PRĘŻNOŚCI  $p_K$  W GRANICACH TEMPERATUR  $0^\circ C$  i  $t_K$ . Ponieważ zaś  $i_w = U_w + A p_K W_K$  oraz  $i_0 = U_0 + A p_K v_0$  przeto  $q_K + A p_K (W_K - v_0) = U_w + A p_K W_K - U_0 - A p_K v_0$  i ostatecznie  $q_K = U_K - U_0$ . RÓŻNICA WARTOŚCI WEWNĘTRZNEJ CIEPLIKOWEJ ENERGJI WODY NASYCONEJ PRĘŻNOŚCI  $p_K$  ORAZ WODY O STANIE CIEPLIKOWYM  $M, (p_K, v_0, t_0=0)$ , STANOWI CIEPLIK WŁAŚCIWY WODY NASYCONEJ.

Wiemy, że dla otrzymania pary mokrej o ilości właściwej  $X$  kilograma pary należy ponadto jeszcze pobrać z odpowiednich źródeł ciepłik  $X r_K$ . Objętość właściwa otrzymanej w ten sposób pary mokrej będzie  $u_K = X v_K + (1-X) W_K$ , a całkowity ciepłik tej pary otrzymamy w postaci  $i_x - i_0 = i_w - i_0 + X r_K$ , stąd  $i_x - i_w = X r_K$ , gdzie  $i_x$  oznacza wartość funkcji  $i$ , wyliczoną dla pary mokrej o ilości właściwej  $X$  kilograma pary, to jest  $i_x = U_x + A p_K u_K$ . Dodając  $i_w - i_0 = q_K + A p_K (W_K - v_0)$  do tylko co otrzymanego równania otrzymujemy  $i_x - i_0 = q_K + X r_K + A p_K (W_K - v_0) = \lambda_x$ . CIEPLIK PARY MOKREJ O ILOŚCI WŁAŚCIWEJ  $X$  KILOGRAMA PARY JEST JEJ CIEPLIKIEM CAŁKOWITYM PRZY STAŁEJ PRĘŻNOŚCI  $p_K$  W GRANICACH TEMPERATUR  $0^\circ C$  i  $t_K$ . Ponieważ zaś  $i_x = U_x + A p_K u_K$  oraz  $i_0 = U_0 + A p_K v_0$ , przeto  $U_x + A p_K u_K - U_w - A p_K W_K = X r_K$  i ostatecznie  $U_x - U_w = X r_K - A p_K (u_K - W_K)$ . RÓŻNICA WARTOŚCI WEWNĘTRZNEJ CIEPLIKOWEJ ENERGJI, PARY MOKREJ O ILOŚCI WŁAŚCIWEJ  $X$  KILOGRAMA PARY I PRĘŻNOŚCI  $p_K$  - ORAZ WODY NASYCONEJ TEJ SAMEJ PRĘŻNOŚCI - STANOWI TAK ZWANY WEWNĘTRZNY CIEPLIK PAROWANIA PARY MOKREJ.

Dla  $X=1$ , to jest dla pary nasyconej suchej o prężności  $p_K$ , temperaturze krytycznej  $t_K$  oraz objętości właściwej  $v_K$  mamy oczywiście  $i_K - i_0 = q_K + r_K + A p_K (W_K - v_0) = \lambda_K$ . CIEPLIK PARY NASYCONEJ SUCHEJ JEST JEJ CIEPLIKIEM CAŁKOWITYM PRZY STAŁEJ PRĘŻNOŚCI  $p_K$  W GRANICACH TEMPERATUR  $0^\circ C$  i  $t_K$ . W danym wypadku  $i_K = U_K + A p_K v_K$  przeto  $U_K + A p_K v_K - U_w - A p_K W_K = r_K$  i ostatecznie  $U_K - U_w = r_K - A p_K (v_K - W_K)$ . RÓŻNICA WARTOŚCI WEWNĘTRZNEJ CIEPLIKOWEJ ENERGJI PARY NASYCONEJ SUCHEJ PRĘŻNOŚCI  $p_K$  ORAZ WODY NASYCONEJ TEJ SAMEJ PRĘŻNOŚCI STANOWI TAK ZWANY WEWNĘTRZNY CIEPLIK PAROWANIA PARY NASYCONEJ.

W obu wypadkach przy  $X < 1$  oraz przy  $X = 1$  różnice  $u_K - W_K$  oraz  $v_K - W_K$  dają bezpośrednio OBJĘTOŚĆ pary nasyconej, wytworzonej z wody nasyconej podczas parowania tej ostatniej; wobec tego iloczyny  $A p_K (u_K - W_K)$  oraz  $A p_K (v_K - W_K)$  dają oczywiście ciepłikowe równoważniki pracy, oddanej na zewnątrz, a powstającej na tle objętościowych przyrostów  $u_K - W_K$  oraz  $v_K - W_K$ . Z tego powodu CIEPLIK  $A p_K (v_K - W_K)$  NAZYWAMY ZEWNĘTRZNYM CIEPLIKIEM PAROWANIA



PARY NASYCONEJ SUCHEJ PRZY PRĘŻNOŚCI  $p_K$ , RÓŻNICĘ ZAŚ  $r_K - A p_K (v_K - w_K)$  NAZYWAMY WEWNĘTRZNYM CIEPLIKIEM PAROWANIA PARY NASYCONEJ SUCHEJ PRZY PRĘŻNOŚCI  $p_K$  I OZNACZAMY PRZEZ  $q_K$ ; zatem  $r_K = q_K + A p_K (v_K - w_K)$ .

Wartość zewnętrznego ciepłika parowania pary mokrej, otrzymamy z łatwością zważywszy, że  $u_K - w_K = X v_K + (1-X)w_K - w_K = X(v_K - w_K)$ ; stąd bezpośrednio mamy  $A p_K (u_K - w_K) = X A p_K (v_K - w_K)$  - WARTOŚĆ ZEWNĘTRZNEGO CIEPLIKA PAROWANIA PARY MOKREJ O WŁAŚCIWEJ ILOŚCI  $X$  KILOGRAMA PARY. Wobec tego, że ciepłik parowania w danym wypadku wynosi  $X r_K$ , otrzymujemy bezpośrednio wartość  $X r_K - X A p_K (v_K - w_K) = X q_K$  WEWNĘTRZNEGO CIEPLIKA PAROWANIA PARY MOKREJ O WŁAŚCIWEJ ILOŚCI  $X$  KILOGRAMA PARY.

Wreszcie dla pary przegrzanej do temperatury  $t_m$  wydatkujemy ponadto na samo przegrzanie ciepłik  $\int_{T_K}^{T_m} C_p dT$ . Objętość właściwa otrzymanej w ten sposób pary przegrzanej będzie  $v_m$  a całkowity ciepłik przegrzania otrzymany w postaci  $i_m - i_K = \int_{T_K}^{T_m} C_p dT$ , gdzie  $i_m$  oznacza wartość funkcji  $i$ , wyliczoną dla pary przegrzanej, to jest  $i_m = u_m + A p_K v_m$ . Dodając  $i_w - i_o = q_K + A p_K (w_K - v_o)$  oraz  $i_K - i_w = r_K$  do tylko co otrzymanego równania otrzymujemy  $i_m - i_o = q_K + r_K + A p_K (w_K - v_o) + \int_{T_K}^{T_m} C_p dT \cong \lambda_m$ . CIEPLIK PARY PRZEGRZANEJ JEST JEJ CIEPLIKIEM CAŁKOWITYM PRZY STAŁEJ PRĘŻNOŚCI  $p_K$  W GRANICACH TEMPERATUR  $0^\circ C$  I TEMPERATURY PRZEGRZANIA  $t_m$ .

Na zasadzie otrzymanych wyników rozpatrzmy CIEPLIKOWĄ SPRAWNOŚĆ TEORETYCZNEGO SILNIKA, JAKO OGNIWA TEORETYCZNEGO UKŁADU PAROWEGO. Sprawność ta  $\eta_o = AL : (\lambda - q_s)$ , przyczem, jak to już wiemy  $AL = i - i_s$ , gdzie  $i = i_K$  dla pary nasyconej prężności  $p_K$ , oraz  $i = i_m$  dla pary tej samej prężności ale przegrzanej do temperatury  $t_m$ ; pozatem  $\lambda - q_s = i - i_{ws}$ , gdzie  $i_{ws}$  oznacza wartość funkcji  $i$  wyliczoną dla wody nasyconej prężności  $p_s$ , panującej w skraplaczu. Ostatecznie więc  $\eta_o = (i - i_s) : (i - i_{ws}) = \{i - i_{ws} - (i_s - i_{ws})\} : (i - i_{ws}) = 1 - (i_s - i_{ws}) : (i - i_{ws})$ . RÓŻNICĘ  $i - i_s$  CAŁKOWITYCH CIEPLIKÓW PARY WLOTOWEJ I WYLOTOWEJ NAZYWAMY ZAZWYCZAJ ROZPORZĄDZALNYM CIEPLIKOWYM SPADKIEM, różnica zaś  $i - i_{ws}$  jest oczywiście ciepłikowym wydatkiem w kotle. Stąd oczywisty wniosek:

CIEPLIKOWA SPRAWNOŚĆ TEORETYCZNEGO SILNIKA, JAKO OGNIWA TEORETYCZNEGO UKŁADU JEST TYM WYŻSZA, IM WYŻSZY JEST ROZPORZĄDZALNY SPAD CIEPLIKOWY A NIŻSZY WYDATEK CIEPLIKA W KOTLE.

W podobny zupełnie sposób otrzymamy SPRAWNOŚĆ WSKAŹCOWANĄ TEORETYCZNEGO SILNIKA  $\eta_w = AL : \lambda$  w postaci  $\eta_w = (i - i_s) : (i - i_o)$ .

§ 60 . SPRAWNOŚĆ PRAKTYCZNEGO ZESPOŁU PAROWEGO. - Praktyczny zespół parowy składa się z



A. CZĘŚCI KOTŁOWEJ , umieszczonej zwykle w KOTŁOWNI, a obejmującej w każdym wypadku:

1-o. KOCIOŁ PAROWY z rusztem do spalania danego gatunku paliwa , oraz odpowiednim oprzętem i obmurowaniem,

2-o. KOMIN z celowo przeprowadzonymi kanałami dymowymi , idącymi od kotła do komina. Zadanie komina - polega na ciągłym wytwarzaniu ciągu na rusztach, aby obrany gatunek paliwa ulegał możliwie zupełnemu spalaniu,

3-o. POMPE ZASILAJĄCĄ lub SMOCZEK do zasilania kotła wodą ze zbiornika wody zasilającej. Ponadto w ostatnich czasach coraz to częściej spotykamy w kotłowniach:

4-o. PRZEGRZEWACZ PARY, złożony z rur żelaznych. Umieszczamy go zazwyczaj na drodze gazów paleniskowych i kierujemy doń wytworzoną parę. Ciepło gazów paleniskowych, przenikając przez ścianki rur, przegrzewa parę mokrą, idącą z kotła, do temperatury żądanej. Przegrzewacz zatem stanowi poniekąd część przewodu parowego, zazwyczaj jednak uważamy go, jako część składową kotła.-

5-o. PODGRZEWACZ WODY ZASILAJĄCEJ również złożony z wiązki rur kutyh lub żeliwnych. Umieszczamy go zwykle w kanale dymowym idącym do komina i kierujemy przez niego wodę zasilającą tłoczona za pomocą pompki zasilającej - do kotła tą drogą okreśną. Ciepło gazów kominowych przenikając przez ścianki rur, podgrzewa wodę zasilającą idącą do kotła. Tego rodzaju podgrzewacze nazywamy KOMINOWYMI. Istnieją również i PODGRZEWACZE POWROTOWE złożone z rur kutyh, przez które tłoczemy wodę zasilającą do kotła. Rury te grzane są z zewnątrz parą powrotną z silnika, to też tego rodzaju podgrzewacz umieszcza się zwykle na przewodzie pary odlotowej. Ten rodzaj podgrzewacza, jako znacznie tańszy, używany jest daleko częściej. Podgrzewacze stanowią poniekąd część przewodu zasilającego, zazwyczaj jednak uważamy je, jako część składową kotła.

Pozatem zespół parowy składa się z

B. CZĘŚCI SILNIKOWEJ , obejmującej:

1-o. PRZEWOD WLOTOWY, łączący silnik z kotłem lub przegrzewaczem,

2-o. PRAKTYCZNY SILNIK prosty lub sprzężony,

3-o. PRZEWOD WYLOTOWY, łączący silnik ze skraplaczem lub z urządzeniami grzejnymi,

4-o. CAŁKOWITE URZĄDZENIE SKRAPLACZA lub USTROJÓW GRZEJNYCH,

5-o. PRZEWOD SKROPLINOWY, odprowadzający skropliny ze skraplacza lub ustroju grzejnego.

Przy uwzględnianiu OGÓLNYCH KOSZTÓW gospodarki parowej zespołu musimy oczy-



wiście uwzględniać CAŁY UKŁAD, a więc uwzględniać wzajemny stosunek obydwóch części zespołu.

PRAKTYCZNA WARTOŚĆ ZESPOŁU PAROWEGO ZALEŻY OD SPRAWNOŚCI OGÓLNEJ UKŁADU  $\eta_g$ . Przez  $\eta_g$  nazywamy oczywiście STOSUNEK PRAKTYCZNIIE WYKORZYSTANEGO CIEPLIKA DO CIEPLIKA WYDATKOWANEGO, TO JEST DO ROZPORZĄDZALNEGO CIEPLIKA PALIWA, ponieważ oczywiście w danym wypadku otrzymujemy ciepłik, paląc na rusztach dany gatunek paliwa.

Nazwijmy SPRAWNOŚCIĄ CZĘŚCI KOTŁOWEJ,  $\eta_k$  - STOSUNEK CAŁKOWITEGO CIEPLIKA PARY, WYTWORZONEJ W CZĘŚCI KOTŁOWEJ DO CIEPLIKA NA TEN CEL WYDATKOWANEGO NA RUSZCIE.

Wreszcie oznaczmy przez  $\eta_s$  - SPRAWNOŚĆ CZĘŚCI SILNIKOWEJ. Będzie to oczywiście STOSUNEK PRAKTYCZNIIE WYKORZYSTANEGO CIEPLIKA DO CAŁKOWITEGO CIEPLIKA PARY, POBRANEJ NA TEN CEL Z KOTŁA. Ztąd mamy bezpośrednio  $\eta_g = \eta_k \times \eta_s$ , co stanowi

WNIOSEK PIERWSZY: SPRAWNOŚĆ OGÓLNA DANEGO PRAKTYCZNEGO ZESPOŁU PAROWEGO RÓWNA JEST SPRAWNOŚCI CZĘŚCI KOTŁOWEJ TEGO ZESPOŁU MNOŻONEJ PRZEZ SPRAWNOŚĆ JEGO CZĘŚCI SILNIKOWEJ.

Rozpatrzmy bliżej wartość  $\eta_k$ . Przypuśćmy, że w danym układzie kotłowym trzeba spalić na ruszcie  $W$  kilogramów paliwa o WARTOŚCI OPAŁOWEJ  $O$  CIEPŁOSTEK Z KILOGRAMA PALIWA, aby PRZY DANYM CIEPLIKU CAŁKOWITYM  $i_{w_2}$  WODY ZASILAJĄCEJ TEMPERATURY  $t_2$ , OTRZYMAĆ  $w$  KILOGRAMÓW PARY PRĘŻNOŚCI  $p_x$  O CAŁKOWITYM CIEPLIKU  $i$ . W danym wypadku pobrany ciepłik z paliwa wynosi  $OW$  ciepłostek, ponieważ zaś dla wytworzenia  $w$  kilogramów żywej pary prężności  $p_x$  o całkowitym ciepłiku  $i$  potrzeba oczywiście li tylko  $w(i - i_{w_2})$  ciepłostek przy danym całkowitym ciepłiku  $i_{w_2}$  wody zasilającej, przeto pozostała część ciepłika opału  $OW - w(i - i_{w_2})$  stanowi stratę ogólną urządzenia kotłowego danego parowego praktycznego zespołu a  $\eta_k = w(i - i_{w_2}) : WO$  - SPRAWNOŚĆ JEGO CZĘŚCI KOTŁOWEJ.

Sprawność  $\eta_k$  jest stosunkowo dosyć wysoka ( $\eta_k = 0,50 \div 0,90$ ) mimo STRAT:

1-o na NIEZUPEŁNE SPALANIE się paliwa na rusztach, przyczem w wyniku otrzymujemy niedosycone tlenem gazy paleniskowe i pewną, nieraz dość znaczną ilość paliwa w popiele,

2-o. na PROMIENIOWANIE CIEPLIKA z obmurowań kotłowych i kominowych, wreszcie mimo tak zwanych

3-o. STRAT KOMINOWYCH, polegających na tem, że gazy kominowe, uchodzące w postaci dymu z komina, zawierają jeszcze duży zasób ciepłika, niewykorzystanego w kotle do celów praktycznych.

Wszystkie te straty są nieuniknione: doskonałe spalenie jest urojeniem nie



do osiągnięcia na drodze praktycznej; promieniowanie daje się jeno zmniejszyć za pomocą celowo wykonanego obmurowania kotła i komina - wreszcie straty kominowe są do pewnego stopnia konieczne, ponieważ różnica temperatur gazów kominowych i otaczającego powietrza jest nieodzownie potrzebna dla wywołania ciągu, bez którego spalanie na rusztach staje się niemożliwym.-

W ostatnich czasach poczęto szeroko stosować sztuczny ciąg, wykonywany przez wentylatory, które wymagają oczywiście siły poruszającej, a więc dają pewne straty. Mimo to w niektórych wypadkach urządzenia sztucznego ciągu daje dobre wyniki.

Praktyczna wartość  $\eta_{\kappa}$  waha się w dość szerokich granicach (0,50 ÷ 0,90). Dla pary wlotowej danej prężności i temperatury a więc i danego  $i$ , dla wody zasilającej danej temperatury a więc i danego  $i_{w_2}$  oraz dla danej wartości opałowej  $Q$  obranego paliwa SPRAWNOŚĆ CZĘŚCI KOTŁOWEJ PRAKTYCZNEGO ZESPOŁU JEST TEM WYŻSZA, IM WIĘKSZĄ WARTOŚĆ POSIADA STOSUNEK  $w:W$ , ZWANY CYFRĄ ODPAROWANIA. Nazwa ta jest zupełnie zrozumiała, wskazuje bowiem, jaką ilość  $w$  kilogramów pary danego ciepłika  $i$  praktycznie otrzymać można w danym układzie kotłowym z  $W$  kilogramów spalonego paliwa danej wartości opałowej przy danem  $i_{w_2}$  wody zasilającej. Cyfrę odparowania możemy oczywiście otrzymać bezpośrednio, ważąc wodę zasilającą oraz paliwo przez czas określony. CYFRA ODPAROWANIA jest oczywiście TEM WYŻSZA, IM SPRAWNIEJSZE JEST DZIAŁANIE PALENISKA, TO JEST IM DOKŁADNIEJSZE SPALANIE, IM MNIEJSZE STRATY NA PROMIENIOWANIE CIEPLIKA, TO JEST IM DOKŁADNIEJSZE I LEPSZE OBMUROWANIE KOTŁA, KANAŁÓW DYMOWYCH I KOMINA, WRESZCIE IM WYŻSZE WYKORZYSTANIE CIEPLIKA GAZÓW PALENISKOWYCH TO JEST:

1-o. im dokładniejsza i bardziej celowa budowa samego kotła, im racjonalniejsze prowadzenie gazów paleniskowych, a co za tem idzie i lepsza wymiana ciepła pomiędzy gazami paleniskowymi a wodą, zawartą w kotle,

2-o. im większa praca przegrzewacza, gdzie pobieramy również część ciepłika gazów paleniskowych,

3-o. im wyżej podgrzewamy wodę zasilającą w podgrzewaczu kominowym, odbierającym część ciepłika - gazom już poza kotłem.

GRANICZNĄ WARTOŚCIĄ CYFRY ODPAROWANIA, DLA DOSKONAŁE PRACUJĄCEGO USTROJU, JEST  $w:W$  MAXIMUM =  $0:(i - i_{w_2})$ , CO DAJE  $\eta_{\kappa} = 1$ .

Z kolei rozpatrzymy sprawność części silnikowej praktycznego zespołu parowego

1-o. Oznaczmy przez  $\Pi$  pole wykresu praktycznego silnika, pracującego ze skraplaczem a należącego do rozpatrywanego zespołu. Praca tego silnika oddana



na zewnątrz NA TLE POBRANYCH Z KOTŁA  $w$  KILOGRAMÓW PARY danej prężności  $p_k$  i temperatury będzie oczywiście  $\Pi$  kilogrammetrów, co czyni  $A\Pi$  ciepłostek. PRACĘ  $\Pi$  NAZYWAMY WSKAŹCOWANĄ, ponieważ wartość jej otrzymujemy, mierząc pole wykresu praktycznego silnika. Jest to oczywiście praca pary w cylindrze, dostępna pomiarom za pomocą wskaźca, rysującego wykres.

SPRAWNOŚĆ WSKAŹCOWANA naszego silnika będzie, jak to już wiemy  $\eta_w = A\Pi : w \lambda$ . Sprawnością wskaźcowaną praktycznego silnika nazywamy STOSUNEK PRACY WYKRESU tego silnika DO CIEPLIKA PARY, ZUŻYWANEJ NA WYKRES.

2-o. Część  $\Pi_o$  pracy wskaźcowanej praktycznego silnika POCHŁANIAJĄ OPORY WEWNĘTRZNE SAMEGO SILNIKA, SPOWODOWANE TARCIEM. Użycie dobrych smarów zmniejsza wprawdzie tarcie, a więc i  $\Pi_o$ , nie możemy jednak zniszczyć pracy tarcia całkowicie w samym silniku - otrzymujemy zatem STRATĘ PRACY  $\Pi_o$ , ZALEŻNĄ OD STANU POWIERZCHNI CIERNYCH I OD SPOSOBU ICH SMAROWANIA. W ten sposób zamiast pracy wskaźcowanej  $\Pi$  otrzymujemy jeno ROZPORZĄDZALNĄ PRACĘ  $\Pi_R = \Pi - \Pi_o$ , RZECZYWIŚCIE ODDANĄ NA ZEWNĄTRZ, A ZWANĄ ZAZWYCZAJ POŻYTKOWĄ PRACĄ. STOSUNEK POŻYTKOWEJ PRACY DANEGO PRAKTYCZNEGO SILNIKA DO WSKAŹCOWANEJ, NAZYWAMY SPRAWNOŚCIĄ MECHANICZNĄ SILNIKA i oznaczamy przez  $\eta_M = \Pi_R : \Pi = 1 - \Pi_o : \Pi$ . - Wartość praktyczna  $\eta_M$  w zależności od rodzaju i stanu chwilowego powierzchni ciernych oraz od smarowania waha się w granicach  $0,70 \div 0,98$ .

ILOCZYN  $\eta_w \cdot \eta_M = [A\Pi : w \lambda] \times [\Pi_R : \Pi] = A\Pi_R : w \lambda$ , WYRAŻAJĄCY STOSUNEK CIEPLIKOWEGO RÓWNOWAŻNIKA POŻYTKOWEJ PRACY PRAKTYCZNEGO SILNIKA DO WYDATKOWANEGO NA TEN CEL CIEPLIKA PARY - NAZYWAMY SPRAWNOŚCIĄ POŻYTKOWĄ SILNIKA I OZNACZAMY PRZEZ

$$\eta_R = A\Pi_R : w \lambda . -$$

3-o. ILORAZ  $w : \Pi$ , wyrażający stosunek wydatkowanej pary na wykres silnika praktycznego do wskaźcowanej pracy tego silnika, NAZYWAMY ZUŻYCIEM W KILOGRAMACH PARY ŻYWEJ NA KILOGRAMMETR PRACY WSKAŹCOWANEJ DANEGO SILNIKA PRAKTYCZNEGO I OZNACZAMY PRZEZ  $Z_w = w : \Pi$ . Zupełnie tak samo ILORAZ  $w : \Pi_R$ , wyrażający stosunek wydatkowanej pary na wykres silnika praktycznego do pożytkowej pracy tego silnika, NAZYWAMY ZUŻYCIEM W KILOGRAMACH ŻYWEJ PARY NA KILOGRAMMETR PRACY POŻYTKOWEJ DANEGO SILNIKA PRAKTYCZNEGO I OZNACZAMY PRZEZ  $Z_R = w : \Pi_R = Z_w : \eta_M$ . Stąd mamy bezpośrednio:  $\eta_w = A : \lambda Z_w$  oraz  $\eta_R = A : \lambda Z_R$ , ————— co daje następujący

WNIOSEK DRUGI. PRZY DANYM CIEPLIKU PARY ŻYWEJ SPRAWNOŚĆ WSKAŹCOWANA PRAKTYCZNEGO SILNIKA JEST TYM WYŻSZA, IM NIŻSZE JEST ZUŻYCIE PARY  $Z_w$  TEGO SILNIKA, A SPRAWNOŚĆ POŻYTKOWA JEST TYM WYŻSZA, IM NIŻSZE JEST ZUŻYCIE PARY  $Z_R$  TEGO SILNIKA.



4-o. Część  $\Pi_z$  pracy pożytkowej obracamy na poruszanie przyrządów zasilających kotłowy urząd. Stąd SPRAWNOŚĆ ZASILANIA WODĄ PRAKTYCZNEGO USTROJU PAROWEGO  $\eta_z = (\Pi_R - \Pi_z) : \Pi_R = 1 - \Pi_z : \Pi_R$ . Wobec konieczności używania przyrządów zasilających, działających wogóle nader niesprawnie, praca  $\Pi_o$  wynosi zazwyczaj  $3 \div 7\%$  pracy  $\Pi_R$ , stąd  $\eta_z = 0,93 \div 0,97$ . Ten, jak widzimy, stosunkowo dość znaczny wydatek, starają się zmniejszyć używając parę odłotową pomp zasilających parowych do podgrzewania wody zasilającej. Daje to wogóle nader korzystne wyniki.

5-o Zazwyczaj w urządzeniu parowym praktycznym nie korzystamy ze skroplin wobec trudności otrzymania na tej drodze czystej wody zasilającej, pozbawionej śladów smaru, używanego do smarowania ścianek cylindra, wiadomo bowiem z doświadczenia, że zanieczyszczona smarem woda zasilająca, powoduje tak zwane WYDĘCIA BLACH kotłowych. W ten sposób ciepłik skroplin  $q_s$  tracimy bezpowrotnie.

W ostatnich czasach poczęto używać mniej lub więcej praktycznie doskonałych ODOLIWIACZY, oczyszczających od smarów parę powrotową lub skropliny poza skraplaczem. Użycie tych przyrządów umożliwia zawracanie skroplin do kotła. W tym ostatnim wypadku ciepłik skroplin  $q_s$  powraca do kotła. SPRAWNOŚCIĄ WYKORZYSTANIA PARY POWROTOWEJ NAZYWAMY STOSUNEK  $q_s : \lambda = \eta_p$ ; BĘDZIE TO oczywiście STOSUNEK ROZPORZĄDZALNEGO CIEPLIKA SKROPLIN PRAKTYCZNEGO PAROWEGO USTROJU DO CIEPLIKA PARY ŻYWEJ, PRACUJĄCEJ W TYM USTROJU. Stąd mamy bezpośrednio  $1 - \eta_p = (\lambda - q_s) : \lambda = \eta_u$  - SPRAWNOŚĆ UKŁADOWĄ SILNIKA PRAKTYCZNEGO, TO JEST STOSUNEK CIEPLIKA  $\lambda - q_s$ , WYDATKOWANEGO DLA OTRZYMANIA KILOGRAMA PARY ŻYWEJ DO CIEPLIKA  $\lambda$  TEJ SAMEJ PARY, PRACUJĄCEJ W ZESPOLE PRAKTYCZNYM.

Stąd mamy bezpośrednio:

WNIOSEK TRZECI. W RAZIE PONOWNEGO ZUŻYCIA SKROPLIN DO ZASILANIA CZĘŚCI KOTŁOWEJ DANEGO PRAKTYCZNEGO USTROJU PAROWEGO WYDATEK CIEPLIKA NA PARĘ ŻYWAJĄ JEST NIŻSZY O RÓŻNICĘ CIEPLIKA SKROPLIN I ROZPORZĄDZALNEJ WODY ZASILAJĄCEJ.

Jest to oczywiste ponieważ przy użyciu skroplin wydatek konieczny do otrzymania kilograma pary żywej wynosi  $\lambda - q_s$ , a przy użyciu ŚWIEŻEJ wody zasilającej ZAZWYCZAJ CIEPLIKOWO MNIEJ UPOSAŻONEJ, wydatek ten wynosi  $\lambda - q_z$ , gdzie przez  $q_z$  oznaczyliśmy CIEPLIK ROZPORZĄDZALNEJ WODY ZASILAJĄCEJ. Wobec  $q_s > q_z$  oczywiście mamy  $\lambda - q_z > \lambda - q_s$ , co stanowi dowód wypowiedzianego wniosku.

W razie używania wody ŚWIEŻEJ do zasilania kotła, ciepłik skroplin  $q_s$  ginie bezpowrotnie. W danym wypadku możemy oczywiście STOSUNEK  $q_s : \lambda$  NAZYWAĆ SPRAWNOŚCIĄ MOŻLIWEGO WYKORZYSTANIA PARY ODŁOTOWEJ I OZNACZAĆ PRZEZ  $\eta_p$ , JAK DAWNIEJ, A STOSUNEK  $(\lambda - q_s) : \lambda$  - NAZYWAĆ PO DAWNEMU UKŁADOWĄ SPRAWNOŚCIĄ SILNIKA I OZNACZAĆ PRZEZ  $\eta_u$ .

W gruncie rzeczy mamy zupełne prawo tak czynić, zależy bowiem li tylko od naszej



dobrej woli czy chcemy korzystać z ciepłika  $q_s$  skroplin, czy też pozwolić mu giąć bezpowrotnie. W obu wypadkach wartość układowa pozostaje oczywiście niezmienna.

6-o. Wyżej określiliśmy sprawność  $\eta_s$  silnikowej części rozpatrywanego praktycznego zespołu parowego. JAKO STOSUNEK PRAKTYCZNIE WYKORZYSTANEGO CIEPLIKA PARY NA TEN CEL POBRANEGO Z KOTŁA  $\eta_s = A[\Pi_R - \Pi_Z] : w(\lambda - q_z)$ . W wypadku używania skroplin do zasilania układu kotłowego  $q_z = q_s$  mamy oczywistą tożsamość:  $\eta_s = A[\Pi_R - \Pi_Z] : w(\lambda - q_z) = \{A\Pi : \lambda w\} \{ \Pi_R : \Pi \} \{ (\Pi_R - \Pi_Z) : \Pi_R \} \{ \lambda : (\lambda - q_s) \} = \eta_w \times \eta_m \times \eta_z : \eta_u$ ; natomiast w wypadku używania świeżej wody zasilającej o ciepłiku  $q_z \neq q_s$  mamy  $\eta_s = A[\Pi_R - \Pi_Z] : w(\lambda - q_z) = \{A\Pi : \lambda w\} \{ \Pi_R : \Pi \} \{ (\Pi_R - \Pi_Z) : \Pi_R \} \{ \lambda : (\lambda - q_s) \} \{ (\lambda - q_s) : (\lambda - q_z) \}$ , skąd oznaczając przez  $\eta_y = (\lambda - q_s) : (\lambda - q_z)$  mamy ostatecznie  $\eta_s' = \eta_w \times \eta_m \times \eta_z \times \eta_y : \eta_u$ , oraz bezpośrednio dzieląc;  $\eta_s : \eta_s' = 1 : \eta_y = (\lambda - q_z) : (\lambda - q_s)$ , co daje  $\eta_s > \eta_s'$  wobec  $q_z < q_s$ . Stąd otrzymujemy:  $\eta_s' = \eta_s \times \eta_y$ , a zatem:

WNIOSEK CZWARTY. SPRAWNOŚĆ CZĘŚCI SILNIKOWEJ DANEGO PRAKTYCZNEGO UKŁADU PAROWEGO POSIADA WYŻSZĄ WARTOŚĆ W WYPADKU UŻYCIA SKROPLIN DO ZASILANIA CZĘŚCI KOTŁOWEJ UKŁADU.

Wartość ilorazu  $(\lambda - q_s) : (\lambda - q_z)$  nazywamy WSKAŹNIKIEM STRATY PRZY UŻYCIU ŚWIEŻEJ WODY ZASILAJĄCEJ I OZNACZAMY PRZEZ  $\eta_y$ .

7-o. ILORAZ  $\eta_w : \eta_u = \{A\Pi : \lambda w\} : \{(\lambda - q_s) : \lambda\} = A\Pi : w(\lambda - q_s)$  NAZYWAMY SPRAWNOŚCIĄ CIEPLIKOWĄ PRAKTYCZNEGO SILNIKA I OZNACZAMY PRZEZ  $\eta_c$ . Będzie to zatem STOSUNEK PRACY WSKAŹCOWANEJ SILNIKA PRAKTYCZNEGO DO RÓŻNICY CAŁKOWITEGO CIEPLIKA PARY WLOTOWEJ ( $w\lambda$ ) I SKROPLIN ( $wq_s$ ).

8-o. W poprzedzającym § 59 ustanowiliśmy pojęcie ciepłikowej sprawności teoretycznego silnika  $\eta_{cT} = AL : (\lambda - q_s)$ . Dzieląc sprawności  $\eta_c : \eta_{cT} = \{A\Pi : w(\lambda - q_s)\} : \{AL : (\lambda - q_s)\} = \Pi : Lw$ , otrzymujemy SPRAWNOŚĆ TERMODYNAMICZNĄ PRAKTYCZNEGO SILNIKA  $\eta_T = \Pi : wL$ . Będzie to oczywiście STOSUNEK PRACY WSKAŹCOWANEJ PRAKTYCZNEGO SILNIKA DO PRACY, JAKĄ MOŻNA OSIĄGNAĆ W ODPOWIEDNIM TEORETYCZNYM SILNIKU Z TEJ SAMEJ ILOŚCI PARY. Sprawność termodynamiczna stanowi zatem PROBIERZ WARTOŚCI CIEPLIKOWEJ PRAKTYCZNEGO SILNIKA; przy  $\eta_T = 1$  mamy  $\Pi = wL$ , a więc dla tej granicznej wartości - silnik praktyczny staje się silnikiem teoretycznym, pracującym BEZ STRAT. Stąd mamy  $\eta_c = \eta_{cT} \times \eta_T$ , pozatem, ponieważ  $AL = i - i_s$  /patrz § 59/ oraz  $w : \Pi = Z_w$  przeto  $\eta_T = A : Z_w(i - i_s)$  i ostatecznie  $Z_w = A : \eta_T(i - i_s)$ . Stąd mamy

WNIOSEK PIĄTY. ZUŻYCIE PARY ŻYWEJ NA JEDNOSTKĘ PRACY WSKAŹCOWANEJ PRAKTYCZNEGO SILNIKA JEST TEM NIŻSZE, IM WYŻSZĄ DANY SILNIK WYKAZUJE SPRAWNOŚĆ TERMODYNAMICZNĄ ORAZ IM WYŻSZĄ MA WARTOŚĆ ROZPORZĄDZALNY SPADEK CIEPLIKOWY.



Wartość praktyczna  $\eta_T$  waha się w dość szerokich granicach:  $0,55 \div 0,98$  w zależności od cieplikowej doskonałości praktycznego silnika. Ponieważ spadek cieplikowy  $i - i_s$  można zawsze wyliczyć dla silnika teoretycznego, zatem wartość  $\eta_T$  otrzymamy z łatwością, mierząc bezpośrednio  $Z_w$ , inaczej mówiąc, określając zużycie pary danego praktycznego silnika na jednostkę pracy wskaźcowanej. W tym celu przez czas ściśle określony ważym bezpośrednio skropliny silnika oraz mierzymy za pomocą wskaźca jego moc wskaźcowaną. Dzieląc wyniki pomiarów otrzymujemy oczywiście  $Z_w$ . Dla pewnego typu silników, pracujących w pewnych warunkach możemy raz na zawsze określić odpowiednie  $\eta_T$ . Korzystając z określonych w ten sposób wartości  $\eta_T$ , możemy oczywiście dla danego cieplikowego spadku wyliczyć z góry zużycie pary w każdym poszczególnym wypadku.

9-o. Widzieliśmy wyżej, iż SPRAWNOŚĆ OGÓLNA rozpatrywanego praktycznego zespołu parowego  $\eta_g = \eta_k \times \eta_s$ . W wypadku ogólnym TO JEST PRZY UŻYCIU ŚWIEŻEJ WODY ZASILAJĄCEJ  $\eta_g = \eta_k \eta'_s = \eta_k \eta_y \eta_s = \eta_k \eta_y \eta_w \eta_m \eta_z : \eta_u = \eta_k \eta_y \eta_m \eta_z \eta_c = = \eta_k \eta_y \eta_m \eta_z \eta_c \eta_T = \{w(\lambda - q_s) : W0\} \times \eta_y \times \eta_m \times \eta_z \times \eta_T \times \{AL : (\lambda - q_s)\} = w \times \eta_y \times \eta_m \times \eta_z \times \eta_T \times AL : \{W0\}$ . Oznaczmy cyfrę odparowania przez  $C = w : W$ , wobec tego, iż  $AL = i - i_s$ , mamy ostatecznie:  $\eta_g = (i - i_s) \times C \times \eta_z \times \eta_T \times \eta_m \times \eta_y : 0$ . Stąd ostateczny otrzymujemy:

WNIOSEK SZÓSTY. PRZY DANEJ WARTOŚCI OPAŁOWEJ UŻYWANEGO PALIWA OGÓLNA SPRAWNOŚĆ PRAKTYCZNEGO ZESPOŁU PAROWEGO JEST TYM WYŻSZA IM WYŻSZY STOSUJEMY SPADEK CIEPLIKOWY, IM WYŻSZĄ CYFRĘ ODPAROWANIA WYKAZUJE USTRÓJ KOTŁOWY ZESPOŁU, IM SPRAWNIEJ ZASILAMY WODĄ CZĘŚĆ KOTŁOWĄ ZESPOŁU, IM SIŁNIK PAROWY, NALEŻĄCY DO ZESPOŁU JEST SPRAWNIEJSZY CIEPLIKOWO I MECHANICZNIE, WRESZCIE IM WYŻSZĄ MA WARTOŚĆ WSKAŹNIK STRATY PRZY UŻYCIU ŚWIEŻEJ WODY ZASILAJĄCEJ.

Otrzymany wynik pozwala ustalić:

§ 61. WARUNKI NAJKORZYSTNIEJSZEGO DZIAŁANIA PRAKTYCZNEGO ZESPOŁU PAROWEGO ZE SKRAPLACZEM. Przy danej wartości opałowej obranego paliwa powinniśmy oczywiście:

I-o. Stosować możliwie najwyższe cieplikowe spadki  $i - i_s$ , inaczej mówiąc. powinniśmy pracować pracą żywą o znacznym ciśnieniu i wysokim przegrzaniu, co daje oczywiście wysoką wartość dla  $i$  pary wlotowej; aby otrzymać niską wartość dla  $i_s$  pary odlotowej, idącej do skraplacza, należy oczywiście utrzymywać w tym ostatnim niską temperaturę i małą prężność. Zazwyczaj w czasach obecnych w silnikach parowych tłokowych używamy parę 12 atmosferową, przegrzaną do  $350^\circ C$ . Przy obecnym stanie budowy kotłów nie przekraczamy początkowej prężności 20 ATMOSFER I  $400^\circ C$  PRZEGRZANIA, co stanowi kres stosowalności smarów cylindrowych.

Czynnikiem skraplającym parę zazwyczaj bywa WODA STUZIENNA /o średniej temperaturze rocznej  $t_R = 10^\circ C /$ , RZECZNA LUB STAWOWA ( $t_W = 20^\circ C$ ) oraz STAWOWA SZTU-



CZNIĘ CHŁODZONA NA CHŁODNIACH ( $t_w = 30^\circ\text{C}$ ). Wodę chłodzącą wprowadzamy w dotyk pośredni z parą odlotową poprzez ścianki rur skraplacza, powodując w ten sposób SKRAPLANIE PRZEPONOWE pary odlotowej, lub też bezpośrednio mieszamy z parą w skraplaczu, powodując SKRAPLANIE BEZPOŚREDNIE. W obu wypadkach, w zależności od ilości zużywanej na ten cel wody chłodzącej, prężność  $p_s$  panująca w skraplaczu waha się w granicach  $0,05 \div 0,15$  kilogramów na centymetr kwadratowy ( $\text{kg}/\text{cm}^2$ ). W turbinach parowych, gdzie niskie ciśnienie stanowi czynnik pierwszorzędnej wagi, otrzymujemy zazwyczaj jeszcze niższe wartości  $p_s$  kosztem dużych ilości wody chłodzącej. W silnikach parowych stosowanie ciśnień NIŻSZYCH OD  $0,10 \text{ kg}/\text{cm}^2$  zazwyczaj NIE OPŁACA SIĘ powodując nadmierne zużycie wody chłodzącej i duże wymiary skraplacza. W miejscowościach, gdzie za wodę płacić trzeba - nawet i tak niska prężność w skraplaczu nie opłaca się: zazwyczaj  $p_s$  w danym wypadku wynosi  $0,20 \div 0,30 \text{ kg}/\text{cm}^2$ . JAKO ŚREDNIĄ WARTOŚĆ DLA SILNIKÓW PAROWYCH TŁOKOWYCH MOŻEMY UWAŻAĆ  $p_s = 0,10 \text{ kg}/\text{cm}^2$  W SKRAPLACZU; STĄD ŚREDNIA WARTOŚĆ CIŚNIENIA W CYLINDRZE praktycznego silnika  $p' = 0,20 \text{ kg}/\text{cm}^2$ .

2-o. Stosować wszelkie możliwe środki wyłączone w § 60, aby otrzymać najwyższą wartość cyfry odparowania  $C = w:W$ . Główną rolę oczywiście w danym wypadku gra prawidłowe spalanie. Dobry palacz stanowi tu czynnik pierwszorzędnej wagi. Niestety w naszych warunkach o dobrego palacza nader trudno, a dokładna kontrola czynności złego lub niechętnego pociąga za sobą dość ~~dość~~ duże wydatki. Bardzo dobre wyniki dają w tym wypadku przyrządy, uniezależniające spalanie od złej woli obsługi. Są to tak zwane ruszty mechaniczne, samoczynnie zasilane paliwem. Wymagają one jednak używania paliwa pewnego ustalonego gatunku i kształtu, co w naszych warunkach jest nader utrudnione wobec zmienności gatunków paliwa, spotykanych na rynku.

3-o. Używać sprawnie działających przyrządów zasilających, dających wartość  $\eta_z$ , zbliżoną do jedynki. W tym kierunku najlepsze bodaj wyniki otrzymać można, stosując pompy parowe typu WORTHINGTONA, pracujące przy dowolnej ilości skoków. Pompy te wprawdzie zużywają dużo pary, ale zato wydajność ich daje się ściśle dostosować do zapotrzebowania wody zasilającej, a para odlotowa cylindrów parowych tych pomp może być użyta do podgrzewania wody zasilającej, a więc częściowo wykorzystana w układzie. W dobrych zespołach praktycznych wartość  $\eta_z$  wynosi  $0,96 \div 0,98$ .

4-o. Należy używać praktycznych silników parowych o najwyższej doskonałości cieplikowej. Ponieważ  $\eta_T = \Pi:W\angle$ , przeto najwyższą cieplikową doskonałość będzie posiadał silnik, dający najwyższą wartość  $\eta$  pracy wykresu, oraz zużywający najmniejszą ilość pary na wykres. Tym warunkom najlepiej czynią zadość, jak to już



wiemy, silniki krótkowylotowe, silniki sprzężone oraz silniki sprzężone o cylindrze dużym krótkowylotowym. Zwykle jednocylindrowe silniki w danym wypadku się nie nadają.

5-o. Należy stosować praktyczne silniki o dużej sprawności mechanicznej, a więc o celowo obliczonych, starannie wykonanych, ściśle dopasowanych oraz celowo smarowanych powierzchniach tarcia..

6-o. Stosować dobre odoliwiacze, umożliwiające zawracanie skroplin do kotła; w tym bowiem wypadku  $\eta_y$  staje się jednością. W razie używania świeżej wody zasilającej należy ciepłik skroplin zużyć do podgrzewania wody zasilającej.

W najlepszych praktycznych układach parowych, pracujących ze skraplaczem, całkowita sprawność nie przekracza dotychczas wartości  $\eta_g = 0,20$ . Jest to niewątpliwie wartość nader niska i gdyby nie wysokie zalety praktyczne urządzeń parowych, jako to trwałość, pewność pracy i szeroki zakres stosowalności, silnik parowy ze skraplaczem już dawno musiałby ustąpić swym młodszym konkurentom - silnikiem spalinywym. Układ ten ma jedną wadę: jest stosunkowo dosyć drogi, a jako taki nadaje się do wyszukawszych większych urządzeń, natomiast w zwykłych warunkach wystarcza, aczkolwiek mniej sprawny w działaniu, to jednak dużo prostszy, a więc i jednorazowo przy kupnie znacznie tańszy:

§ 62. PRAKTYCZNY ZESPÓŁ PAROWY WYDYCHOWY Jeżeli z poprzednio opisanego praktycznego ustroju usuniemy skraplacz, a parę wylotową silnika, należącego do ustroju wypuścimy w powietrze - otrzymamy układ praktyczny wydechowy, przyczem oczywiście nie ulegnie żadnej zmianie ani wartość opałowa używanego paliwa, ani ciepłik  $\lambda$  pary wlotowej, ani też ciepłik  $q_2$  wody zasilającej, z konieczności rzeczy świeżej w obu urządzeniach, ponieważ, po usunięciu skraplacza, urządzenie nie daje skroplin. W ten sposób znacznie oczywiście upraszczamy cały układ, natomiast tracimy wiele na sprawności zespołu. Aby to okazać dzielimy sprawność ogólną  $\eta_{gs}$  PIERWOTNEGO układu ze skraplaczem przez SPRAWNOŚĆ OGÓLNA  $\eta_{ga}$  układu, utworzonego z poprzedniego przez usunięcie skraplacza, przyczem na mocy tylko co powiedzianego  $0, \lambda$  oraz  $q_2$  a więc z konieczności rzeczy i  $\eta_2$  oraz  $C$  nie ulegają żadnej zmianie a zatem  $\eta_{gs} : \eta_{ga} = \{(i - i_s) : (i - i_a)\} \times \{\eta_{Ts} : \eta_{Ta}\} \times \{\eta_{Ms} : \eta_{Ma}\} \times \{\eta_{ys} : \eta_{ya}\} = \{(i - i_s) : (i - i_a)\} \times \{\eta_{Ts} : \eta_{Ta}\} \times \{\eta_{Ms} : \eta_{Ma}\} \times \{(\lambda - q_s) : (\lambda - q_2)\} : \{(\lambda - q_a) : (\lambda - q_2)\} = \{(i - i_s) : (i - i_a)\} \times \{\eta_{Ts} : \eta_{Ta}\} \times \{\eta_{Ms} : \eta_{Ma}\} \{(\lambda - q_s) : (\lambda - q_a)\}$ , gdzie wielkości ze znacznikiem „s” dotyczą pierwotnego układu ze skraplaczem, a wielkości ze znacznikiem „a” - układu utworzonego przez usunięcie skraplacza. Rozpatrzmy bliżej otrzymany wynik:

1-o. Po usunięciu skraplacza przeciwnie z  $p_s$  wzrośnie do  $p_a$ , to jest do CIŚNIENIA ATMOSFERYCZNEGO. W tym samym oczywiście stosunku wzrasta i przeciwnie-



nie w cylindrze praktycznego silnika, zazwyczaj  $\rho' = 1,2 \text{ "g/cm}^2$  na tem tle PRACA WYKRESU MALEJE A TEMPERATURA ŚCIANEK oczywiście WZRASTA, POWODUJĄC NIECO MNIEJSZY WYDATEK PARY NA WYKRES. Ten ostatni czynnik przeważa, dając w rezultacie NIEZNACZNY WZROST WSPÓŁCZYNNIKA TERMODYNAMICZNEGO  $\eta_{Ta} > \eta_{Ts}$ , skąd mamy  $\eta_{Ts} : \eta_{Ta} < 1$ .

2-o. Po usunięciu skraplacza silnik wyzbywa się wielu części ciernych. Na tym tle otrzymujemy NIEZNACZNY WZROST WSPÓŁCZYNNIKA MECHANICZNEGO  $\eta_{Ma} > \eta_{Ms}$ , co daje  $\eta_{Ms} : \eta_{Ma} < 1$ .

3-o. Wobec oczywistej nierówności  $i_a > i_s$  oraz  $q_a > q_s$  mamy  $(i - i_s) > (i - i_a)$  oraz  $(\lambda - q_s) > (\lambda - q_a)$ ; stąd wnioskujemy ze ilorazy:  $(i - i_s) : (i - i_a)$  oraz  $(\lambda - q_s) : (\lambda - q_a)$  są znacznie większe od jedności, do tego stopnia, że ich wpływ przeważa, dając w ostatecznym wyniku  $\eta_{gs} : \eta_{ga} > 1$ , to jest  $\eta_{gs} > \eta_{ga}$ . To znaczy że SPRAWNOŚĆ PRAKTYCZNEGO USTROJU PAROWEGO WYDYCHOWEGO, UTWORZONEGO Z PRAKTYCZNEGO PIERWOTNEGO USTROJU PAROWEGO ZE SKRAPLACZEM PRZEZ USUNIĘCIE SKRAPLACZA, JEST ZNACZNIE NIŻSZA OD SPRAWNOŚCI PIERWOTNEGO USTROJU. W najlepszych praktycznych UKŁADACH WYDYCHOWYCH - SPRAWNOŚĆ CAŁKOWITA NIE PRZEKRACZA WARTOŚCI  $\eta_g = 0,10$ . - Wobec tak niskiej sprawności jedyną racją bytu tego rodzaju ustrojów stanowi ich prostota i taniość. Tutaj więc spotykamy najczęściej prosty silnik wydechowy, niezłożonej budowy, jako najbardziej celowy w danym wypadku i najtańszy. Również ze względów taniości zamiast drogiego podgrzewacza kominowego spotykamy tu zwykłe podgrzewacze, <sup>powrotowe,</sup> ogrzewane parą odlotową z silnika ustroju. Tego rodzaju podgrzewacz zbudowany jest w kształcie cylindra, zasilanego parą odlotową; przez wiązkę rur, umieszczoną wewnątrz cylindra, przepływa woda zasilająca, tłoczona do kotła pod ciśnieniem. Para powrotowa, przeciskając się między rurami, podgrzewa wodę zasilającą, oddając jej część swego ciepła - nadmiar pary nieskroplonej na rurach podgrzewacza, uchodzi przez rurę wydechową, idącą od podgrzewacza nazewnątrz.

Tego rodzaju zespoły z powodu trwałości i prostoty budowy znakomite oddają usługi w niektórych gałęziach naszego przemysłu po wsiach i małych miasteczkach, gdzie o fachową obsługę nader trudno. -

§ 64. SPRAWNOŚĆ UKŁADÓW GRZEJNYCH. Zespół parowy zawierający silnik grzejny, nazywamy układem parowym grzejnym. Rolę skraplacza gra tu oczywiście URZĄDZENIE GRZEJNE, przyczem zazwyczaj skropliny zebrane z grzejników zawracane są ponownie do kotła. W układach ze skraplaczem, pierwotnie rozpatrywanych, ciepłik parowania pary odlotowej ginie bezpowrotnie w wodzie chłodzącej w skraplaczu, a w układach wydechowych rozprasza się w otaczającym powietrzu. W obu wypadkach stanowi zatem poważną stratę, najdotkliwiej obniżającą sprawność odnośnych zespołów wobec stosunkowo dużej wartości ginącego bezużytecznie ciepła. W układzie grzejnym tylko co



wymieniona strata nie istnieje zupełnie: CIEPLIK PAROWANIA PARY ODLOTOWEJ, ZUŻYTY DO CEŁÓW PRAKTYCZNYCH POMNĄŻA OGÓLNĄ SUMMĘ PRAKTYCZNIE WYKORZYSTANEGO CIEPLIKA, PRZYCZEM OCZYWIŚCIE WYDATEK PARY ŻYWEJ NA MOC, NIE ULEGA ZMIANIE. Stąd oczywisty wniosek: SPRAWNOŚĆ UKŁADU PAROWEGO GRZEJNEGO JEST ZNACZNIE WYŻSZA OD SPRAWNOŚCI PAROWEGO ZESPOŁU ZE SKRAPLACZEM. -

W ostatnim dziesięcioleciu układ grzejny znalazł szerokie zastosowanie w różnorodnych gałęziach wytwórczości. Powstała nowa dziedzina niepodzielnego panowania silnika parowego - niedostępna dotąd prawie zupełnie dla silników spalinowych. Na razie dość będzie podkreślić dość wysoką sprawność układów grzejnych; w ostatniej części niniejszego kursu podana będzie wyczerpująca TEORIA UKŁADÓW GRZEJNYCH które ze względu na swą wysoką sprawność powinny być stosowane wszędzie, gdzie tylko warunki miejscowe są po temu.

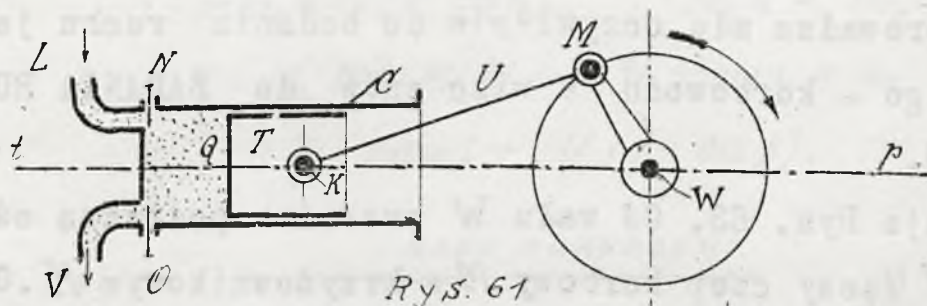
NALEŻY WIĘC: GDZIE TYLKO MOŻNA STAWIĆ UKŁADY GRZEJNE, JAKO NAJSPRAWNIEJSZE, W POZOSTAŁYCH ZAŚ WYPADKACH STOSOWAĆ UKŁADY ZE SKRAPLACZEM W WIĘKSZYCH ORAZ UKŁADY WYDYCHOWE W POMNIEJSZYCH URZĄDZENIACH.

## CZĘŚĆ DRUGA.

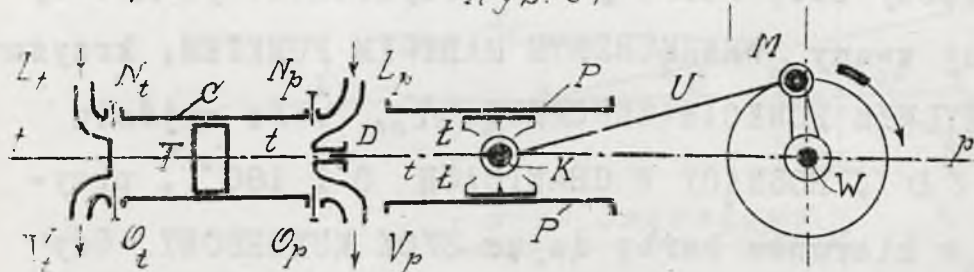
### MECHANICZNA TEORIA SILNIKA TŁOKOWEGO.

§ I. DWUSKOK TŁOKA stanowi uchwytny zewnętrzny objaw pracy ciała czynnego w silniku parowym. RUCH tłoka możemy udzielić innym organom silnika, przenosząc pracę na zewnątrz cylindra i oddającym ją w postaci najodpowiedniejszej do danego celu. Dwuskok rozpada się na SKOK CZYNNY, podczas którego para pcha tłok na-przód oraz SKOK BIERNY, powrotnego cofania się tłoka. MECHANIZM SILNIKA PAROWEGO POWINIEN ZATEM ODBIERAĆ PRACĘ SKOKU CZYNNEGO ORAZ SAMOCZYNNIE WYKONYWAĆ SKOK BIERNY, kiedy para nie oddaje pracy, a pochłania ją z zewnątrz. W tym celu podwajamy zazwyczaj cylinder parowego silnika, nadając tłokom cylindrów RUCH PRZECIWNY w taki sposób, ABY SKOK BIERNY TŁOKA JEDNEGO Z CYLINDRÓW ODBYWAŁ SIĘ NA KOSZT PRACY SKOKU CZYNNEGO TŁOKA DRUGIEGO CYLINDRA I ODWROTNIE. Powoduje to oczywiście większy koszt i zabiera znacznie więcej miejsca, to też przeważnie ŁĄCZYMY OBA PODWOJONE CYLINDRY W JEDEN CYLINDER PODWÓJNEGO DZIAŁANIA o jednym tłoku, dzielącym go na dwie połowy, dajmy na to „PRZEDNIĄ” i „TYLNA”. Załączony rysunek /Rys. 61 / wyobraża jeden z cylindrów pojedynczego działania danego silnika, przy czym  $L$  oznacza przewód a  $N$ -zawór wlotowy. Poniżej umieszczony zawór  $O$  łączy wnętrze cylindra z przewodem wylotowym  $V$ . Para zawarta w cylindrze wywiera nacisk na czynną powierzchnię  $Q$  tłoka  $T$ , budowanego w kształcie cylindra, obróconego dnem  $O$  do wnętrza cylindra.





Rys. 61



Rys. 62.

Nazewnierz tłok podlega li tylko ciśnieniu otaczającego powietrza.

W cylindrze podwójnego działania /rys 62/ mamy już dwa przewody pary wlotowe:  $L_t, L_p$ , dwa górne zawory wlotowe  $N_t, N_p$ , dwa dolne zawory wylotowe  $O_t, O_p$ , i dwa przewody wylotowe  $V_t, V_p$ , odpowiednio dla tylnej i przedniej strony cylindra. Tłok w danym wypadku ma kształt płaskiego dwudennego cylindrycznego krążka o czyn-

nych powierzchniach płaskich den. Ruchy tłoka popychanego raz z przedniej, to znów z tylnej strony przenosimy poza cylinder za pomocą tłoczyska  $t$ , przechodzącego przez otwór  $D$  celowo umieszczony w przelniej pokrywie cylindra.-

W obu wypadkach otrzymujemy zatem RUCH PROSTOLINIJNY TŁOKA, lub tłoczyska, które-ry przetworzyć możemy w RUCH OBROTOWY za pomocą ogólnie znanego MECHANIZMU KORBOWEGO, zazwyczaj bowiem energje ruchu pobieramy w tej postaci

§ 2. MECHANIZM KORBOWY zasadniczo się nie różni w obu tylko co rozpatrywanych wypadkach. Zazwyczaj umieszczamy OŚ WAŁU w silniku na podłużnej osi cylindra pod kątem prostym do tej osi. Na wale osadzamy KORBĘ  $WM$  z CYLINDRYCZNYM CZOPEM KORBOWYM  $M$ . Środek czopa  $M$  zatacza oczywiście dokoła osi wału KOŁO ŚREDNICY  $2M W = 2R$ , gdzie  $R$  - PROMIEN KORBYY. Czop korbowy łączymy za pomocą KORBOWODU  $U$  z CZOPEM KRZYŻULCA  $K$ , osadzonego na tłoczysku  $t$ , a prowadzonego ŁAPAMI CIERNEMI  $Z$ , ślizgającymi się w odpowiednich PROWADNICACH  $P$ . Krzyżownik stanowi zatem /rys. 62/ rodzaj podpory dla tłoczyska. W silnikach pojedynczego działania /rys. 61/, gdzie wobec braku tłoczyska CZOP KRZYŻOWNIKOWY UMIESZCZAMY WPROST W TŁOKU, musimy oczywiście rozbudować cylindryczną powierzchnie cierną tłoka, aby utworzony w ten sposób TŁOK-KRZYŻULEC okazał się celowym.

Łeb korbowodu na czop korbowy nazywamy ŁEBEM KORBOWYM, a łeb na czop krzyżulcowy - ŁEBEM KRZYŻULCOWYM KORBOWODU. Wobec oczywistej tożsamości ruchów tłoka i czopa krzyżulcowego - mamy w mechanizmie korbowym RUCH PROSTOLINIJNY ZWROTNY tłoka, tłoczyska i krzyżulca stanowiących jedną całość. Badanie tego ruchu sprowadza się oczywiście do BADANIA RUCHU CZOPA KRZYŻULCOWEGO. Poza tem mamy RUCH OBROTOWY CIĄGŁY czopa korbowego, korby, wału i tego wszystkiego, co się na nim znajduje. Badanie



tego ruchu sprowadza się do BADANIA RUCHU CZOPA KORBOWEGO. Wreszcie mamy RUCH PŁASKI KORBOWODU. Badanie tego ruchu sprowadza się oczywiście do badania ruchu jakichkolwiek dwóch punktów układu płaskiego - korbowodu a więc znów do BADANIA RUCHÓW CZOPA KORBOWEGO I KRZYŻULCOWEGO.

§ 3. RUCH USTROJU KORBOWEGO podaje Rys. 63. Oś wału  $W$  przecina podłużną oś cylindra  $tp$  w punkcie  $W$ . Korbowód  $U$  łączy czop korbowy  $M$  z krzyżownikowym  $K$ . Gdy czop korbowy zajmuje punkt  $M_{ot}$  zazwyczaj zwany WEWNĘTRZNYM MARTWYM PUNKTEM, krzyżulec a co za tem idzie i tłok jest w TYLNYM PUNKCIE ZWROTNYM  $K_{ot}$ . Po wyjściu z  $M_{ot}$  korba  $WM$  utworzy KĄT  $\omega$  z osią  $tp$ , ROSNĄCY W GRANICACH  $0^\circ$  i  $180^\circ$ , przy czem TŁOK POSUWA SIĘ NAPRZÓD, to jest w kierunku korby dając SKOK KUKORBOWY. Gdy otrzymamy wartość  $\omega = 180^\circ$  i czop korbowy znajdzie się w punkcie  $M_{op}$ , zwanym ZEWNĘTRZNYM MARTWYM PUNKTEM, tłok przebieży CAŁY SKOK i STANIE W PRZEDNIM ZWROTNYM PUNKCIE  $K_{op}$ . Oczywiście  $K_{ot} K_{op} = 2R = S$ , gdzie  $S$  oznacza SKOK SILNIKA. Przy dalszym ruchu korby w tym samym kierunku otrzymamy oczywiście WSTECZNY RUCH TŁOKA, dający SKOK ODKORBOWY  $K_{op} K_{ot} = 2R = S$ . -

DROGĄ TŁOKA NAZYWAMY CZĘŚĆ SKOKU TŁOKA, MIERZONĄ OD NAJBLIŻSZEGO PUNKTU ZWROTNEGO, JAKO PUNKTU WYJŚCIA, ODPOWIADAJĄCĄ DANEMU KĄTOWEMU ODCHYLENIU KORBY OD NAJBLIŻSZEGO MARTWEGO PUNKTU WYJŚCIA. Jako właściwość mechanizmu korbowego, podkreślamy tu, że DROGI TŁOKA, ODPOWIADAJĄCE JEDNAKOWYM ODCHYLENIOM KORBY, SĄ RÓŻNE DLA SKOKÓW ODKORBOWEGO I KUKORBOWEGO, przyczem droga ta dla skoku kukorbowego jest większa, jak to zresztą widać na Rys. 63 gdzie  $X_t > X_p$  dla jednakowych kątów odchylenia korby  $\omega$ .

Aby otrzymać DLA DANEGO POŁOŻENIA TŁOKA  $K$  na linii zwrotnych punktów  $K_{ot} K_{op}$  - odpowiednie POŁOŻENIE KORBY  $M$  na kole korby - oczywiście NALEŻY Z PUNKTU  $K$  PROMIENIEM RÓWNYM DŁUGOŚCI KORBOWODU  $U$  ZAKREŚLIĆ ŁUK  $C_m$ , - PUNKT PRZECIĘCIA  $M$  TEGO ŁUKU Z KOŁEM KORBY OKREŚLI POŁOŻENIE CZOPA KORBOWEGO  $M$ . Stąd bezpośrednio widzimy, że JEDNAKOWYM DROGOM TŁOKA ODPOWIADAJĄ RÓŻNE KĄTY ODCHYLENIA KORBY DLA SKOKÓW KUKORBOWEGO I ODKORBOWEGO.

Aby odwrotnie WEDŁUG DANEGO POŁOŻENIA KORBY  $M$  NA KOLE KORBY - WYKREŚLIĆ POŁOŻENIE TŁOKA  $K$  NA LINII ZWROTNYCH PUNKTÓW, należy wykreślić  $MK$  PROMIENIEM  $U$ . W ten sposób otrzymamy drogę tłoka  $X_p, X_t$ .

MOŻNA RÓWNIEŻ RAZ NA ZAWSZE ZAKREŚLIĆ PROMIENIEM  $U$  Z PUNKTU  $K_{ot}$  ŁUK  $A_t M_{ot} B_t$  oraz z punktu  $K_{op}$  ŁUK  $A_p M_{op} B_p$  wtedy, PROWADZĄC PRZEZ  $M$  PROSTĄ, RÓWNOLEGLĄ DO OSI  $tp$  OTRZYMAMY oczywiście ODPOWIEDNIE DROGI TŁOKA w postaci odcinków  $M'_{ot} M = X_t$  oraz  $M'_{op} M = X_p$ . - Analityczną wartość  $X_t, X_p$  znajdujemy w następujący sposób: w funkcji  $R, U$  oraz  $\omega$  i  $\beta$  / odchylenie korbowodu /:







co należało dowieść, a więc łuk  $CM$  opisany z punktu  $K$  promieniem  $U$  przechodzi przez  $M$ .

Ostatecznie więc dla obu skoków  $X = R(1 - \cos \omega) \pm L(1 - \cos \beta)$ , przy czym znak  $+$  przynależy do skoku KUKORBOWEGO, a znak  $-$  do ODKORBOWEGO. Z tego wzoru otrzymać można WZÓR PRZYBLIŻONY DLA DROGI TŁOKA  $X$ , w następujący sposób: ponieważ  $U \sin \beta = R \sin \omega$  przeto  $\cos \beta = \sqrt{1 - \lambda^2 \sin^2 \omega} = (1 - \lambda^2 \sin^2 \omega)^{1/2} = 1 - \frac{1}{2} \lambda^2 \sin^2 \omega + \dots$ , gdzie  $\lambda = R:U$ . W istniejących silnikach WARTOŚĆ  $\lambda = R:U$  WYNOŚI ZAZWYCZAJ 1:5, aczkolwiek w poszczególnych wypadkach spotykamy również i wartości  $\lambda$ , zawarte w GRANICACH 1:4 — 1:6. — Ponieważ zatem  $f = U(1 - \cos \beta) \approx L \frac{\lambda^2}{2} \sin^2 \omega = R \frac{\lambda^2}{2} \sin^2 \omega$ , przeto  $X = R(1 - \cos \omega) \pm f \approx R(1 - \cos \omega \pm \frac{\lambda^2}{2} \sin^2 \omega)$ . W ten sposób otrzymujemy WZÓR PRZYBLIŻONY, który jednak daje WARTOŚCI ŚCISŁE  $X_0 = 0$  oraz  $X_{180} = 2R = S$  dla skrajnych wartości  $\omega = 0^\circ$  oraz  $\omega = 180^\circ$ . Dla innych wartości  $\omega$  wzór ten daje wartości wystarczająco dokładne. Dla  $\omega = 90^\circ$  mamy  $X_{90} = R \pm R:2U$ .

Tylko co wyprowadzony wzór pozwala również obliczyć KĄT  $\omega$  odchylenia korby, przynależny do DANEGC  $X$ . Poniżej umieszczone tablice podają wartości  $\omega$  dla różnorodnych wartości  $X$  w procentach skoku tłoka, to jest dla wartości  $100X:S$  przy zwykłej wartości  $\lambda = 1:5$ .

T A B L I C A N. I.

SKOK KUKORBOWY RB Y. WARTOŚCI  $\omega^\circ$  DLA  $Y = 100X:S$  PRZY  $\lambda = 1:5$ .

| Y% | 0    | 10   | 20   | 30   | 40   | 50   | 60    | 70    | 80    | 90    |
|----|------|------|------|------|------|------|-------|-------|-------|-------|
| 0  | 0,0  | 33,9 | 48,9 | 61,5 | 73,0 | 84,2 | 95,7  | 108,0 | 121,9 | 139,2 |
| 1  | 10,4 | 35,5 | 50,2 | 62,6 | 74,1 | 85,4 | 96,9  | 109,3 | 123,4 | 141,3 |
| 2  | 14,8 | 37,3 | 51,5 | 63,8 | 75,3 | 86,5 | 98,1  | 110,6 | 124,9 | 143,6 |
| 3  | 18,2 | 38,8 | 52,8 | 65,0 | 76,4 | 87,7 | 99,3  | 111,8 | 126,5 | 146,0 |
| 4  | 21,2 | 40,3 | 54,1 | 66,2 | 77,5 | 88,8 | 100,5 | 113,2 | 128,2 | 148,5 |
| 5  | 23,7 | 41,8 | 55,4 | 67,3 | 78,6 | 90,0 | 101,7 | 114,6 | 130,0 | 151,3 |
| 6  | 26,0 | 43,2 | 56,6 | 68,4 | 79,8 | 91,1 | 103,0 | 116,0 | 131,6 | 154,3 |
| 7  | 28,0 | 44,6 | 57,8 | 69,5 | 80,9 | 92,3 | 104,2 | 117,4 | 133,4 | 157,8 |
| 8  | 30,2 | 46,2 | 59,1 | 70,7 | 82,2 | 93,4 | 105,4 | 118,9 | 135,3 | 161,9 |
| 9  | 32,0 | 47,6 | 60,2 | 71,9 | 83,1 | 94,6 | 106,7 | 120,3 | 137,2 | 167,2 |

SKOK ODKORBOWY. KĄTY  $\omega^\circ$  PODANE W STOPNIACH!

| Y% | 0    | 10   | 20   | 30   | 40   | 50    | 60    | 70    | 80    | 90    |
|----|------|------|------|------|------|-------|-------|-------|-------|-------|
| 0  | 0,0  | 40,8 | 58,2 | 72,0 | 84,3 | 95,8  | 107,0 | 118,6 | 131,1 | 146,3 |
| 1  | 12,7 | 42,6 | 59,7 | 73,3 | 85,4 | 96,9  | 108,1 | 119,8 | 132,5 | 148,0 |
| 2  | 18,0 | 44,7 | 61,1 | 74,5 | 86,6 | 98,0  | 109,3 | 120,9 | 133,8 | 149,8 |
| 3  | 22,2 | 46,5 | 62,5 | 75,8 | 87,8 | 99,1  | 110,5 | 122,2 | 135,3 | 152,0 |
| 4  | 24,5 | 48,4 | 64,0 | 77,0 | 88,9 | 100,3 | 111,5 | 123,3 | 136,8 | 154,0 |
| 5  | 28,7 | 50,2 | 65,4 | 78,3 | 90,0 | 101,3 | 112,7 | 124,6 | 138,1 | 156,4 |
| 6  | 31,6 | 51,8 | 66,7 | 79,5 | 91,2 | 102,5 | 113,9 | 125,9 | 139,6 | 159,0 |
| 7  | 34,0 | 53,5 | 68,1 | 80,7 | 92,3 | 103,6 | 115,0 | 127,2 | 141,1 | 161,8 |
| 8  | 36,3 | 55,1 | 69,4 | 81,8 | 93,5 | 104,7 | 116,2 | 128,5 | 142,7 | 165,2 |
| 9  | 38,7 | 56,6 | 70,7 | 83,1 | 94,6 | 105,9 | 117,4 | 129,8 | 144,5 | 169,5 |







Zakładając  $R \frac{d\omega}{dt} = v = \text{STAJEJ}$ , otrzymujemy w ten sposób WYKRES CHYŻOŚCI TŁOKA  $K_{ot} \text{ } \mathcal{C} \text{ } K_{op}$  dla skoku KUKORBOWEGO, oraz oczywiście ZUPEŁNIE SYMETRYCZNY WZGLĘDEM OSI  $\beta$  t. WYKRES  $K_{op} \text{ } \mathcal{C} \text{ } K_{ot}$  dla skoku ODKORBOWEGO, co zresztą wypływa wprost z samego sposobu budowy  $\mathcal{C}$  /patrz rys. 65/.

Widzimy stąd, że dla SKRAJNYCH wartości  $\omega=0$  oraz  $\omega=180^\circ$  szybkość tłoka staje się zerem. Dla  $\omega=90^\circ$  mamy oczywiście  $\mathcal{C}_{90} = \frac{\sin(90 \pm \beta)}{\cos \beta} \cdot v = v$ . Najwyższą wartość dla  $\mathcal{C}$  w założeniu  $v = \text{STAJEJ}$  otrzymamy oczywiście określając pierwiastki  $\omega, \beta$ , układu równań  $\lambda \sin \omega = \sin \beta$ , oraz  $\frac{d\mathcal{C}}{d\omega} = 0$ , które z łatwością sprowadzić się dają do układu równań  $\lambda \sin \omega = \sin \beta$ , oraz  $\text{tg } \omega = (1 + \text{tg}^2 \beta) : \text{tg } \beta$ . Dla zwykłej wartości  $\lambda = 1:5$  mamy  $\omega_1 = 79^\circ 5' 97$  oraz  $\beta_1 = 11^\circ 19' 56$ , co daje  $\mathcal{C}_{MAX} = 1,02 v$ .

Widzimy więc iż  $\mathcal{C}$  jest zmienne w granicach 0 i  $1,02 v$ , możemy zatem rozpatrywać ŚREDNIĄ SZYBKOŚĆ TŁOKA  $\mathcal{C}_s$  jako średnią wartość poszczególnych wartości  $\mathcal{C}$  dla danego skoku kukorbowego lub odkorbowego. Będzie to oczywiście  $\mathcal{C}_s = \frac{v}{\pi} \int_{\omega=0}^{\omega=\pi} \frac{\sin(\omega \pm \beta)}{\cos \beta} d\omega = \frac{v}{\pi} \int_{\omega=0}^{\omega=\pi} [\sin \omega \pm \cos \omega \frac{\sin \beta}{\cos \beta}] d\omega = \frac{v}{\pi} \int_{\omega=0}^{\omega=\pi} \sin \omega d\omega \pm \frac{v}{\pi} \frac{v}{R} \int_{\beta=0}^{\beta=0} \sin \beta d\beta$ , ponieważ, jakośmy to już widzieli  $\frac{\cos \omega}{\cos \beta} = \frac{v}{R} \frac{d\beta}{d\omega}$ , a przy  $\omega=0$  oraz  $\omega=\pi$  oczywiście  $\beta=0$ . — Wobec  $\int_{\beta=0}^{\beta=0} \sin \beta d\beta = 0$

mamy ostatecznie  $\mathcal{C}_s = \frac{v}{\pi} \int_{\omega=0}^{\omega=\pi} \sin \omega d\omega = 2v:\pi$ . — Z drugiej znów strony wobec stałej wartości  $v$  możemy oczywiście napisać  $v = \pi S n : 60$ , gdzie  $S$  oznacza SKOK SILNIKA w metrach,  $n$  — STAŁĄ LICZBĘ OBROTÓW KORBY SILNIKA NA MINUTĘ, wreszcie  $v$  — SZYBKOŚĆ OBWODOWĄ CZOPA KORBY W METRACH NA SEKUNDĘ. Stąd bezpośrednio  $\mathcal{C}_s = 2\pi S n : 60 \pi = 2 S n : 60 = S n : 30$ , co zresztą jest oczywiste, zważywszy że tłok przebiega na minutę  $2 S n$  metrów.

Wszystkie powyżej otrzymane wyniki możemy również wyprowadzić ze WZORU PRZYBLIŻONEGO DLA  $\mathcal{C}$  otrzymanego drogą różniczkowania  $X = R(1 - \cos \omega \pm \frac{\lambda}{2} \sin^2 \omega)$ . —

Mamy więc  $\mathcal{C} = \frac{dX}{dt} = (\sin \omega \pm \frac{\lambda}{2} 2 \sin \omega \cos \omega) R \frac{d\omega}{dt} = (\sin \omega \pm \frac{\lambda}{2} \sin 2\omega) v = v f(\omega)$ ,

gdzie  $f(\omega) = \sin \omega \pm \frac{\lambda}{2} \sin 2\omega$ . Załączona niżej tabliczka podaje wartości  $f(\omega)$ , dla różnych wartości  $X:S$  przy zwykłej wartości  $\lambda = 1:5$ .

TABLICA № 3..

WARTOŚCI  $f(\omega) = \sin \omega \pm \frac{\lambda}{2} \sin 2\omega$ .

SKOK KUKORBOWY.

|               |       |       |       |       |       |       |       |       |       |               |
|---------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|---------------|
| $X:S =$       | 0,1   | 0,2   | 0,3   | 0,4   | 0,5   | 0,6   | 0,7   | 0,8   | 0,9   | —             |
| $f(\omega) =$ | 0,625 | 0,852 | 0,963 | 1,012 | 1,015 | 0,975 | 0,892 | 0,760 | 0,555 | $= f(\omega)$ |
| —             | 0,9   | 0,8   | 0,7   | 0,6   | 0,5   | 0,4   | 0,3   | 0,2   | 0,1   | $= X:S$       |

SKOK ODKORBOWY.

$\mathcal{C} = f(\omega) v \text{ } \frac{M}{\text{SEK.}}$



Korzystając z danych tej tabliczki z łatwością można zbudować znany nam wykres szybkości tłka.

§ 5. PRZYŚPIESZENIE TŁOKA. Wzór dla przyspieszenia tłka.  $\varphi$   
 otrzymamy biorąc pochodną  $\frac{dc}{dt} \sqrt{\frac{v^2}{R^2}}$  w założeniu STAŁEJ KĄTOWEJ SZYBKOŚCI KORBY  $\frac{d\omega}{dt} = \text{STAŁEJ}$ , t.j. w założeniu  $v = \text{STAŁEJ}$ ; zatem

$$\varphi = \frac{dc}{dt} = \frac{d}{dt} v \frac{\sin(\omega \pm \beta)}{\cos \beta} = \frac{d}{dt} \{ \sin \omega \pm \cos \omega \operatorname{tg} \beta \} v = v \left\{ \cos \omega \mp \sin \omega \operatorname{tg} \beta \pm \frac{\cos \omega}{\cos^2 \beta} \frac{d\beta}{d\omega} \right\} \frac{d\omega}{dt}$$

Wiemy już że  $\lambda \sin \omega = \sin \beta$  oraz  $\lambda \cos \omega d\omega = \cos \beta d\beta$ , pozatem mamy oczywiście

$$v = R \frac{d\omega}{dt} \quad \text{ostatecznie więc} \quad \varphi = \frac{dc}{dt} = \frac{v^2}{R} \left[ \cos \omega \pm \lambda \frac{\cos^2 \omega}{\cos^2 \beta} \mp \lambda \frac{\sin^2 \omega}{\cos \beta} \right], \text{ przy czem}$$

górne znaki dotyczą SKOKU KUKORBOWEGO, a dolne - SKOKU ODKORBOWEGO.

Za pomocą tylko co otrzymanego ŚCISŁEGO WZORU możemy z łatwością wyznaczyć wartości  $\varphi$  przyspieszenia tłka dla ZWROTNYCH PUNKTÓW, to jest

dla  $\omega = 0$  oraz  $\omega = \pi$ . W obu wypadkach  $\beta = 0$  zatem SKRAJNE WARTOŚCI PRZYŚPIESZEŃ DLA OBU SKOKÓW są

$$\varphi_0 = \frac{v^2}{R} [1 \pm \lambda] \quad \text{oraz} \quad \varphi_\pi = -\frac{v^2}{R} [1 \mp \lambda]. -$$

Ponadto wyżej widzieliśmy, iż przy  $\omega_1 = 79,1^\circ$  oraz  $\beta_1 = 11,3^\circ$  szybkość tłka  $c = c_{MAX}$  a więc w danym wypadku musimy oczywiście mieć

$$\varphi_1 = 0. -$$

Powstałe wartości  $\varphi$  najlepiej BUDOWAĆ GRAFICZNIE za pomocą SPOSOBU RITERSHAUS'A, podanego na następnej stronnicy /rys. 66/, lub też OBLICZYĆ, KORZYSTAJĄC ZE WZORU PRZYBLIŻONEGO, otrzymanego drogą różniczkowania

$$c = v \left( \sin \omega \pm \frac{\lambda}{2} \sin 2\omega \right). \text{ Mamy tu oczywiście } \varphi = \frac{dc}{dt} = v (\cos \omega \pm \lambda \cos 2\omega) \frac{d\omega}{dt} = \frac{v^2}{R} (\cos \omega \pm \lambda \cos 2\omega) = \frac{v^2}{R} F(\omega), \text{ gdzie } F(\omega) = \cos \omega \pm \lambda \cos 2\omega. -$$

Wartości  $F(\omega)$  podaje następująca

TABLICA N° 4.

WARTOŚCI  $F(\omega) = \cos \omega \pm \lambda \cos 2\omega$ .

|               |              | <u>SKOK KUKORBOWY.</u> |       |       |       |       |       |       |       |       |       |       |  |
|---------------|--------------|------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|--|
| $X:\beta =$   |              | 0,0                    | 0,1   | 0,2   | 0,3   | 0,4   | 0,5   | 0,6   | 0,7   | 0,8   | 0,9   | 1,0   |  |
| $\lambda=1:4$ | $F(\omega)=$ | 1,250                  | 0,941 | 0,664 | 0,409 | 0,129 | 0,101 | 0,318 | 0,471 | 0,610 | 0,715 | 0,750 |  |
| $\lambda=1:5$ | $F(\omega)=$ | 1,200                  | 0,920 | 0,639 | 0,379 | 0,126 | 0,091 | 0,300 | 0,465 | 0,613 | 0,717 | 0,800 |  |
| $\lambda=1:6$ | $F(\omega)=$ | 1,167                  | 0,840 | 0,633 | 0,376 | 0,154 | 0,078 | 0,284 | 0,458 | 0,608 | 0,742 | 0,833 |  |
| $X:\beta =$   |              | 1,0                    | 0,9   | 0,8   | 0,7   | 0,6   | 0,5   | 0,4   | 0,3   | 0,2   | 0,1   | 0,0   |  |

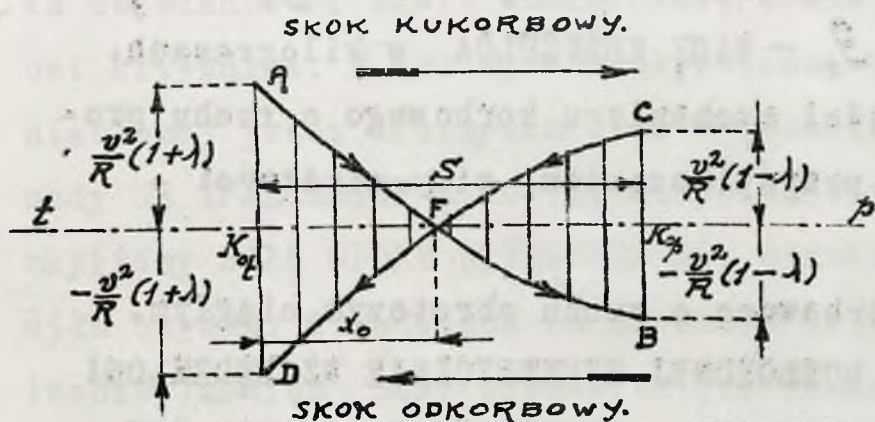
SKOK ODKORBOWY.







Wykres przyspieszeń tłoka podaje rys. 68. Wykres ten zbudowany jest w założeniu stałej prędkości obwodowej  $v$  korby. W odległości  $x_0 = 0,454S$  OBA SYMETRYCZNE ŁUKI wykresu AFB i DFC przecinają oś  $tp$ , w tym punkcie bowiem  $\varphi_1 = 0$ . Dla skoku kukorbowego wartość przyspieszenia  $\varphi_0$  dla punktu zwrotnego  $K_{op}$  tłoka wynosi  $\frac{v^2}{R}(1+\lambda) > 0$ ; jest to zatem PRZYSPIESZENIE malejące aż do wartości



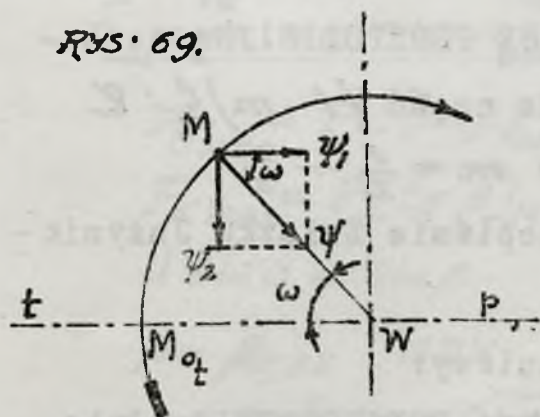
RYŚ. 68.

$\varphi_1 = 0$  dla położenia tłoka w F. Dla części  $F'K_{op}$  skoku kukorbowego  $\varphi$  staje się mniejszym od zera: tłok zwalnia aż do zwrotnego punktu  $K_{op}$  gdzie szybkość równa jest zeru.

Ten sam zupełnie charakter posiada krzywa przyspieszeń dla skoku odkorbowego.

I w danym wypadku możemy oczywiście również rozpatrywać ŚREDNIA WARTOŚĆ przyspieszeń tłoka dla skoku odkorbowego lub kukorbowego. Będzie to oczywiście ŚREDNIE PRZYSPIESZENIE TŁOKA:  $\varphi_s = \frac{1}{\pi} \int_{\omega=0}^{\omega=\pi} \varphi d\omega = \frac{1}{\pi} \int_{\omega=0}^{\omega=\pi} \frac{dc}{dt} d\omega = \frac{1}{\pi} \int_{\omega=0}^{\omega=\pi} \frac{dc}{d\omega} \frac{d\omega}{dt} d\omega = \frac{v}{R\pi} \int_{\omega=0}^{\omega=\pi} dc = \frac{v}{R\pi} [c_{\omega=\pi} - c_{\omega=0}] = 0$  ponieważ  $c_{\omega=\pi} = c_{\omega=0} = 0$ . ŚREDNIE PRZYSPIESZENIE JEST ZEREM DLA OBU SKOKÓW.

§ 6. RUCH CZOPA KORBOWEGO. Ruch osi czopa korbowego odbywa się po kole średnicy  $S = 2R$  w kierunku ROSNĄCYCH WARTOŚCI kątów  $\omega$ . SZYBKOŚĆ KĄTOWĄ TEGO OBROTU otrzymamy, biorąc pochodną  $\frac{d\omega}{dt} = \epsilon$ . Stąd bezpośrednio SZYBKOŚĆ OBWODOWA osi czopa korbowego  $M - v = R \frac{d\omega}{dt}$ . Kątowa szybkość silnika winna być pra-



RYŚ. 69.

ie stałą - wszelkie bowiem kątowe przyspieszenia lub zwolnienia powodują ZABURZENIA RUCHU maszyn odbiorczych, niekiedy wręcz uniemożliwiające prowadzenie silnika. Zatem wartość  $v = \text{STAJEJ}$  stanowi IDEAL, do którego dąży budowa wszelkich silników. W idealnym wypadku, gdy  $v = \text{STAJEJ}$ , a więc gdy  $\frac{dv}{dt} = 0$ , otrzymujemy silnik o DOSKONAŁE JEDNOSTAJNEM BIEGU. W silniku RZECZYWISTYM ujawnia się pewien

STOPIEŃ NIEJEDNOSTAJNOCI BIEGU, ponieważ kątowa szybkość korby ulega pewnym wahaniom. W dobrze zbudowanych silnikach parowych tłokowych, a zwłaszcza w turbinach parowych wahania te są nader nieznaczne, oraz pochodna  $\frac{dv}{dt}$  prawie równa zeru. Inaczej rzecz się ma w silnikach spalinowych.



Wobec  $\frac{dv}{dt} \approx 0$ , jedynym przyspieszeniem osi czopa korbowego będzie oczywiście PRZYSPIESZENIE DOŚRODKOWE  $\psi = \frac{v^2}{R}$ , skierowane ku osi wału. Rozkładając to  $\psi$  w kierunku osi  $\rho t$  oraz w kierunku prostopadłej do tego kierunku otrzymamy składowe przyspieszenia:  $\psi_1 = \frac{v^2}{R} \cos \omega$  w kierunku osi  $\rho t$  oraz  $\psi_2 = \frac{v^2}{R} \sin \omega$  w kierunku prostopadłym.

§ 7. MASY MECHANIZMU KORBOWEGO. Rozróżniamy tu:

1-o. :MASY PROSTOLINIJNE części mechanizmu korbowego o ruchu prostolinijnym zwrotnym. Należą tu MASY TŁOKA, TŁOCZYSKA I KRZYŻULCA. Nazwijmy przez  $G_T$  WAGĘ TŁOKA, przez  $G_t$  - WAGĘ TŁOCZYSKA, oraz przez  $G_K$  - WAGĘ KRZYŻULCA w kilogramach. Summa  $G_T + G_t + G_K = G_p$  daje ogólną WAGĘ części mechanizmu korbowego o ruchu prostolinijnym, a ILORAZ  $G_p : g$ , gdzie  $g$  jest przyspieszeniem siły ciężkości - SUMMĘ MAS PROSTOLINIJNYCH.

2-o. MASY OBROTOWE części mechanizmu korbowego o ruchu obrotowym ciągłym. Części OBROTOWE mogą być WYWAŻONE - O MASIE ROZŁOŻONEJ SYMETRYCZNIE WZGLĘDEM OSI WAŁU, a więc o środku masy leżącym na osi wału, oraz NIEWYWAŻONE O MASIE SKUPIONEJ W PUNKCIE LEŻĄCYM POZA OSIĄ WAŁU. Do części obrotowych wyważonych należą: wszelkie koła, umieszczone na wale oraz sam wał, do niewyważonych - korby, przeciwwagi i mimośrodki, osadzone na wale. Nie wyważone części mechanizmu korbowego można oczywiście WYWAŻYĆ przez dodanie mas, uzupełniających symetrię rozłożenia tych ostatnich względem osi

3-o. Na zupełnie oddzielnem miejscu należy postawić korbówód, nie należący do żadnej z powyżej wymienionych grup. Pewna część masy korbowodu, skupionej koło łba krzyżulcowego, zachowuje się oczywiście, jak masa prostolinijna, pozostała część rozpatrywana być może, jako masa obrotowa niewyważona. Nazwijmy przez  $G_L$  wagę korbowodu; część  $m G_L : g$  jego masy łącznie z masą części o ruchu prostolinijnym zwrotnym  $G_p : g$  stanowi CAŁKOWITĄ MASĘ PROSTOLINIJNĄ mechanizmu korbowego  $G_c : g = [G_T + G_t + G_K + m G_L] : g$ ; pozostała część  $(1-m) G_L : g$  pomnaża masy obrotowe niewyważone. W większości wypadków  $m = \frac{1}{2} \div \frac{2}{3}$

Dokładny sposób określenia  $m$  podaje MOLLIER w Czasopiśmie Związku Inżynierów Niemieckich z 1903 roku.

§ 8. SIŁY DZIAŁAJĄCE W MECHANIZMIE KORBOWYM.- Rozróżniamy:

1-o. SIŁY DZIAŁAJĄCE NA TŁOK. Nazwijmy przez  $O$  CZYNNĄ POWIERZCHNIĘ tłoka danego silnika, przez  $\rho_c$  CZYNNĄ PRĘŻNOŚĆ PARY w cylindrze oraz przez  $\rho_b$  PRĘŻNOŚĆ BIERNĄ, czyli przeciwcisnienie. Siła działająca na tłok będzie oczywiście  $P_t = O(\rho_c - \rho_b)$  Siła ta działa oczywiście w kierunku osi tłoczyska. W razie osadzenia większej ilości tłoków na tłoczysko, część tego ostatniego, połączona

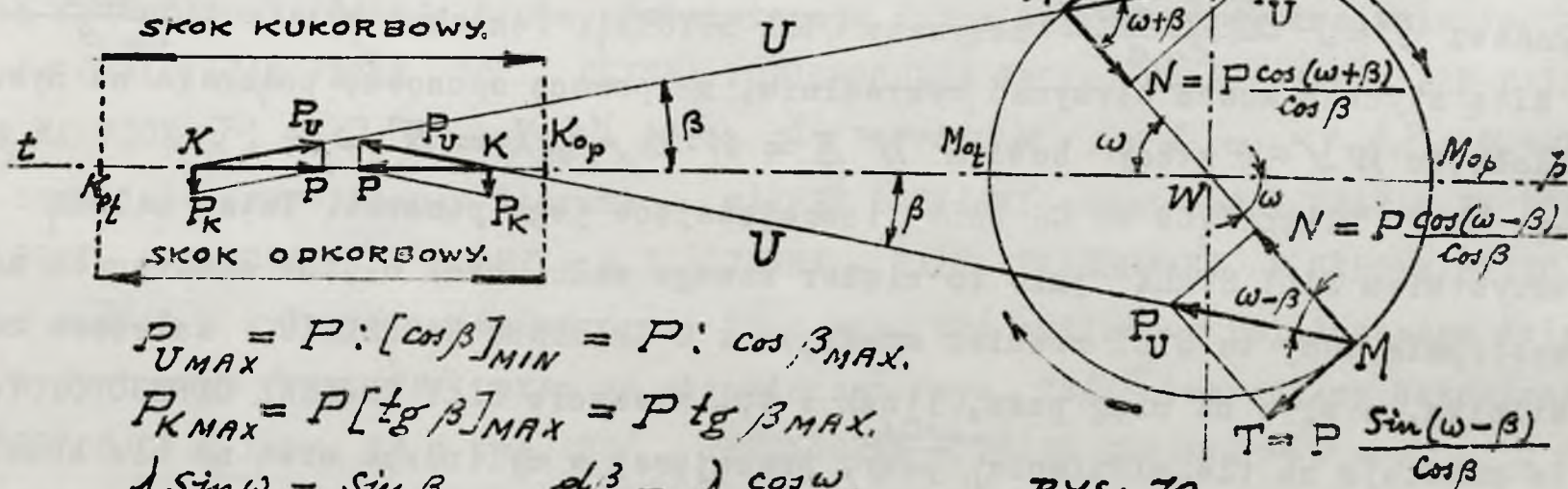


z krzyżulcem, podlega działaniu siły  $P_t$  równej sumie sił, działających na poszczególne tłoki.

2-0. SIŁY, DZIAŁAJĄCE NA CZOP KRZYŻULCOWY. Każda cząstka masy  $dm$  części ruchu prostoliniowego rozwija siłę bezwładności  $\varphi dm$  na tle przyspieszeń  $\varphi$  rozpatrywanych powyżej. Ponieważ wszystkie punkty części ruchu prostoliniowego posiadają te same szybkości i przyspieszenia w mechanizmie korbowym, przeto składowa cząstkowa siła bezwładności  $P_m = \sum \varphi dm = \varphi \sum dm = \frac{G_c}{g} \varphi$  - może być rozpatrywana, jako siła bezwładności MASY ZASTĘPCZEJ, równej sumie mas prostoliniowych a skupionej na osi krzyżulca. W ten sposób określona MASA ZASTĘPCZA podlega działaniu siły, przeniesionej przez tłoczek oraz - przeciwdziałaniu oporu zewnętrznego. Na mocy zasady DE D'ALEMBERT'A możemy oczywiście napisać  $P_t - P = \frac{G_c}{g} \varphi$  gdzie przez  $P$  oznaczyliśmy SIŁĘ OPORU ZEWNĘTRZNEGO, działającą na oś czopa krzyżulca. Stąd całkowita siła czynna, działająca na oś czopa krzyżulca,  $P = P_t - \frac{G_c}{g} \varphi = P_t - P_m$ . Inaczej mówiąc masy prostoliniowe stanowią w ruchu część oporu biernego, przeciwstawionego czynnej sile pary. Stąd otrzymujemy przez rozkład bezpośredni SIŁĘ  $P_v$ , działającą wzdłuż osi korbowa oraz SIŁĘ  $P_k$  działającą prostopadle do drogi krzyżulca. Zamieszczony tutaj Rys. 70 podaje WZORY dla  $P_v$ ,  $P_k$  oraz najwyższe wartości tych dwóch sił.

$$P = P_t - P_m = O(p_2 - p_1) - \frac{G_c}{g} \frac{v^2}{R} F(\omega).$$

$$P_v = P : \cos \beta \quad P_k = P \operatorname{tg} \beta.$$



RYS. 70

$$P_{U \text{ MAX}} = P : [\cos \beta]_{\text{MIN}} = P : \cos \beta_{\text{MAX}}$$

$$P_{K \text{ MAX}} = P [\operatorname{tg} \beta]_{\text{MAX}} = P \operatorname{tg} \beta_{\text{MAX}}$$

$$\lambda \sin \omega = \sin \beta \quad \frac{d\beta}{d\omega} = \lambda \frac{\cos \omega}{\cos \beta}$$

$$\beta = \beta_{\text{MAX}} \quad \text{GDY} \quad \frac{d\beta}{d\omega} = 0 \quad \text{T.J. GDY} \quad \omega = 90^\circ \quad \sin \beta_{\text{MAX}} = \lambda.$$

$$\cos \beta_{\text{MAX}} = \sqrt{1 - \lambda^2}$$

$$\operatorname{tg} \beta_{\text{MAX}} = \lambda : \sqrt{1 - \lambda^2}$$

$$P_{U \text{ MAX}} = P : \sqrt{1 - \lambda^2}$$

$$P_{K \text{ MAX}} = P \lambda : \sqrt{1 - \lambda^2}$$

$$\text{DLA } \lambda = 1:5$$

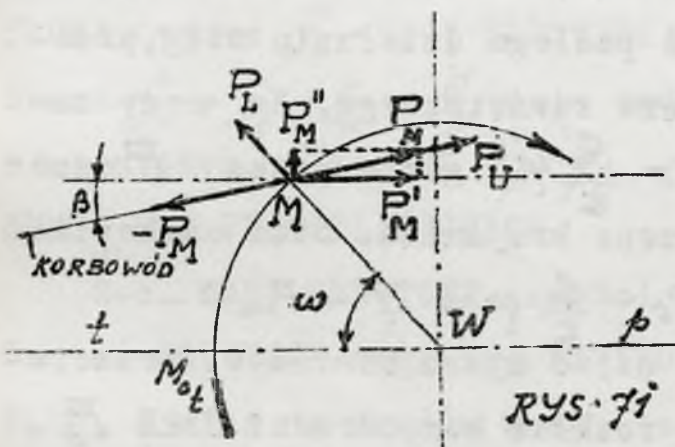
$$P_{U \text{ MAX}} \cong 1,02 P$$

$$P_{K \text{ MAX}} \cong 0,2 P$$



3-o. SIŁY, DZIAŁAJĄCE NA CZOP KORBOWY. Część  $(1-m) \frac{G_L}{g}$  całkowitej masy korbowodu, skupiona na osi czopa korbowego rozwija ODSRODKOWĄ SIŁĘ BEZWŁADNOŚCI

$P_L = (1-m) \frac{G_L}{g} \frac{v^2}{R}$ . Czop korbowy podlega działaniu siły  $P_U$ , przeniesionej przez korbowód, oraz przeciwdziałaniu oporu zewnętrznego hamującego, przyłożonego do osi czopa korbowego, a działającego po osi siły  $P_U$ , lecz w odwrotnym kierunku. Na mocy zasady DE DALEMBERT'A mamy geometryczną sumę  $\bar{P}_U - \bar{P}_M - \bar{P}_L = 0$ , gdzie przez  $-\bar{P}_M$  oznaczyliśmy siłę oporu zewnętrznego. Stąd całkowita siła czynna, działająca na osi czopa korbowego określi się z geometrycznej różnicy  $\bar{P}_M = \bar{P}_U - \bar{P}_L$ . Składowa siły  $P_M$  w kierunku osi  $t\mu$  będzie oczywiście



$$P_M' = P_U \cos \beta - P_L \cos \omega = P - P_L \cos \omega = O(\mu_c - \mu_b) - \frac{G_L}{g} \frac{v^2}{R} f(\omega) - (1-m) \frac{G_L}{g} \frac{v^2}{R};$$

składowa zaś w kierunku prostopadłym

$$P_M'' = P_U \sin \beta - P_L \sin \omega = P_K - P_L \sin \omega \quad / \text{rys. 71} /$$

Z drugiej znów strony możemy oczywiście siłę  $P_U$  rozłożyć na siłę  $T_T$ , styczną do koła korby /rys. 70/, a więc prostopadłą do jej promienia, oraz na siłę  $N$ , działającą w kierunku promienia korby.

Ponieważ  $\bar{P}_M = \bar{P}_U - \bar{P}_L$  a siła  $P_L$  działa w kierunku promienia korby, przeto składowa  $P_M$  prostopadła do promienia korby będzie oczywiście  $T = \frac{P \sin(\omega \pm \beta)}{\cos \beta}$  składowa zaś, działająca w kierunku promienia korby będzie  $N' = N - \frac{G_L}{g} (1-m) \frac{v^2}{R} = P \frac{\cos(\omega \pm \beta)}{\cos \beta} - \frac{G_L}{g} (1-m) \frac{v^2}{R}$ , przyczem znak + dotyczy skoku kukorbowego, a znak - skoku odkorbowego /patrz rys. 70/.

Składową  $T = P \frac{\sin(\omega \pm \beta)}{\cos \beta}$  nazywamy SIŁĄ STYCZNĄ. Ponieważ  $f(\omega) = \frac{\sin(\omega \pm \beta)}{\cos \beta}$ , przeto siłę styczną można otrzymać wykreślnie, za pomocą sposobu, podanego na Rys. 67, odkładając  $WY = P$  wtedy bowiem  $WZ = WY \cdot f(\omega) = T$ .

4-o. SIŁY DZIAŁAJĄCE NA OS WĄŁU i obciążające jego panewki. Tutaj należą przede wszystkim SIŁY STAŁE jako to ciężar samego wału, oraz części osadzonech na nim; następnie mamy tu SIŁY również stałe, lecz O ZMIENNEM NATEŻENIU, zależnem od pracy silnika, a więc na ciąg pasa, linek i tp. wreszcie SIŁY ZMIENNE OKRESOWO. Te ostatnie powstają na tle ciśnienia) <sup>(nateżenie)</sup> pary, pracującej w cylindrze oraz na tle bezwładności mas. Rozpatrywanie wszystkich wyżej wymienionych sił będzie treścią następných paragrafów.

§ 9. MOMENT OBROTOWY SILNIKA. Siła styczna  $T$ , jako prostopadła do promienia korby, daje MOMENT OBROTOWY SILNIKA  $\mu_c = TR = PR f(\omega)$ , POWODUJĄCY OBRÓT WĄŁU. Ten MOMENT TWORCZY przenosimy przez korbę i wał silnika na zaklinowane na wale KOŁO PASOWE, LINKOWE lub WIRNIK PRADNICY, aby za pomocą utworzonej w ten sposób PRZEKŁA-



DNI PASOWEJ, LINOWEJ lub ELEKTRYCZNEJ POBRAC GO DO CELÓW PRAKTYCZNYCH. Inaczej mówiąc, moment obrotowy silnika POKONYWA OPÓR PRZEKŁADNI. Na tem tle możemy oczywiście ustalić pojęcie MOMENTU OPOROWEGO  $\mu_z$  silnika, przyczem w ogólnym wypadku może być oczywiście  $\mu_c \geq \mu_z$  .-

Siła styczna  $T$  gra zatem nader ważną rolę, jako siła, obracająca korbę; musimy ją więc bliżej rozpatrzeć, budując WYKRES SIŁ STYCZNYCH  $T$  NA PODSTAWIE WYKRESU SIŁ, DZIAŁAJĄCYCH NA TŁOK.-

§ 10. WYKRESY SIŁ DZIAŁAJĄCYCH NA TŁOK. danego cylindra, który może być :

A. POJEDYŃCZEGO DZIAŁANIA POZIOMY. W danym wypadku po stronie czynnej tłoka panuje prężność  $p_c$  zmieniająca się podług wykresu wskaźcowanego; po drugiej stronie - stałe przeciwcisnienie - zazwyczaj PRĘŻNOŚĆ  $p_a$  OTACZAJĄCEJ ATMOSFERY. Wartość prężności  $p_c$  dla danego położenia tłoka otrzymujemy z WYKRESU WSKAŹCOWANEGO danego silnika. W danym wypadku, wobec jednostronnego działania cylindra, mamy jedyny CZYNNY SKOK - KUKORBOWY  $m_k$ , obejmujący napełnienie, rozprężanie i przedzwrotny wy-lot SKOK POWROTNY  $k_m$  jest niewątpliwie SKOKIEM BIERNYM, obejmującym powrotny wy-lot sprężania i przedzwrotny wlot.

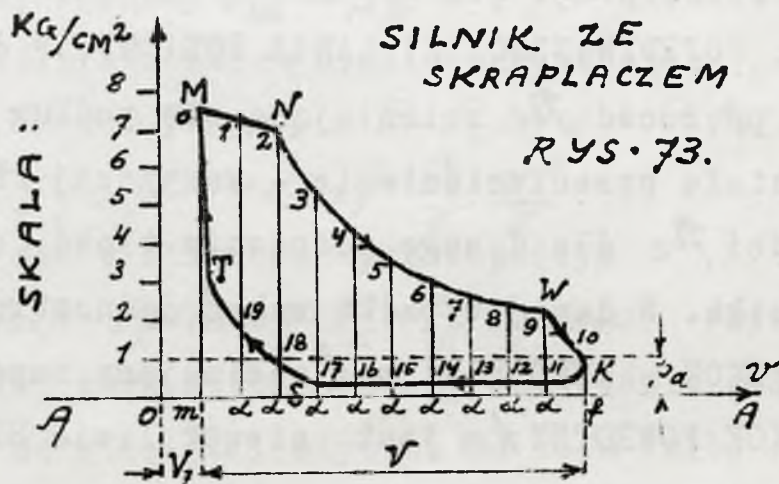
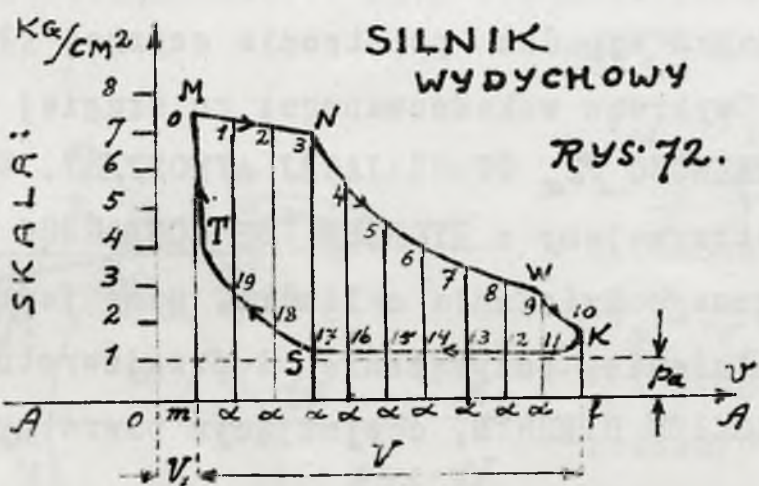
Aby określić siły, działające na tłok, dzielimy odcinek  $m_k$  zazwyczaj na DZIESIĘ CZĘŚCI i przez punkty dzielenia prowadzimy PROSTE RÓWNOLEGŁE DO OSI PRĘŻNOŚCI. W PUNKTACH PRZECIĘCIA SIĘ TYCH PROSTYCH Z KRZYWĄ WYKRESU STAWIAMY NUMERY 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, DLA SKOKU KUKOROBOWEGO ORAZ 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 0 DLA SKOKU ODKOROBOWEGO, przyczem oczywiście każdy z otrzymanych w ten sposób ODCINKÓW, ZAWARTYCH POMIĘDZY OSIĄ  $OV$  A KRZYWĄ WYKRESU DAJE WARTOŚĆ  $p_c$ , przyna-leżną do danego położenia tłoka. Wobec tego (i) w danym wypadku przeciwcisnienie  $p_z = p_a$  przeto OZNACZAJĄC PRZEZ "0" - CZYNNĄ POWIERZCHNIĄ TŁOKA, otrzymujemy SIŁE DZIAŁAJĄCĄ NA TŁOK  $P_z = 0(p_c - p_z)$ , gdzie  $p_c = m_0, \alpha 1, \alpha 2, \dots, \alpha 9, k_k, \alpha 11, \alpha 12 \dots, \alpha 19, m_c$ . Aby umożliwić odróżnianie kierunku siły  $p_c$  BEDIEMY odtąd nadal UWAŻAĆ ZA DODAT-NIE SIŁY, SKIEROWANE KU KORBIE, A ZA UJEMNE - SIŁY SKIEROWANE W STRONĘ PRZECIWNĄ. W ten sposób z wykresów ciśnień /rys. 72 i rys. 73/ cylindrów pojedynczego działa-nia wydechowego /rys. 72/ oraz ze skraplaczem /rys. 73/ otrzymujemy bezpośrednio WYKRESY SIŁY  $P_z$  /rys. 74, i rys. 75/, PRZENOSZĄC CYRKLEM ODCINKI  $m_0, \alpha 1, \dots, i. t. d$  SKRÓCONE O ODCINEK WYOBRAŻAJĄCY  $p_a$  W SKALI WYKRESÓW CISNIEN. MOŻEMY ROWNIEŻ OTRZY-MAC WYKRES SIŁ  $P_z$  WPROST Z WYKRESU CISNIEN PODNOSZĄC OŚ NA TEGO OSTATNIEGO W KIE-RUNKU ROSNĄCYCH CISNIEN  $0 p_a$  - w ten sposób oczywiście wszystkie odcinki  $m_0, \alpha 1, \dots, i. t. d$  SKRÓCĄ SIĘ O  $p_a$  I OTRZYMANE W TEN SPOŚÓB KRÓTSZE ODCINKI  $\beta_0, \beta_1, \dots, i. t. d.$  DADZĄ WARTOSCI PRĘŻNOŚCI WZGLĘDNYCH  $p_c - p_a$ ; ZATEM otrzymany w ten sposób nowy wykres DLA WARTOŚCI SIŁ  $P_z$  W SKALI "C" RAZY MNIEJSZEJ. Jeżeli zatem W WYKRESIE CISNIEN  $p_c$



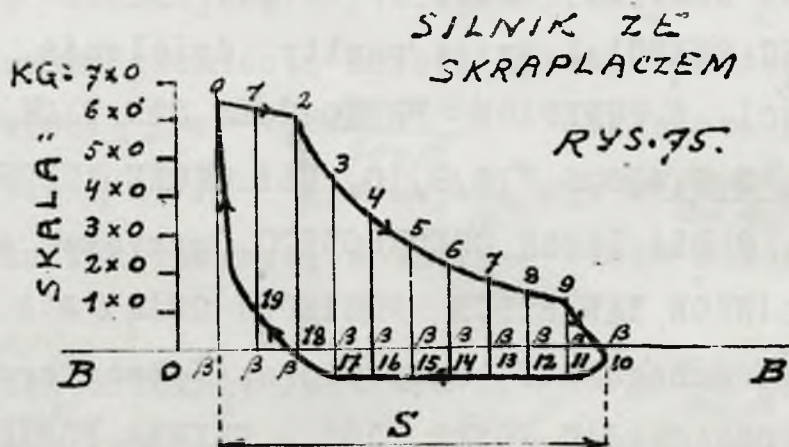
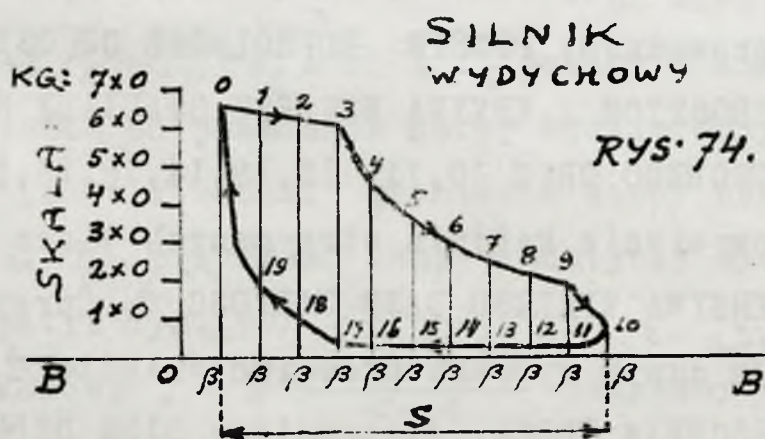
MILIMETROW WYOBRAŻAŁO PRĘŻNOŚĆ JEDNEJ ATMOSFERY, TO JEST JEDNEGO KILOGRAMA NA CENTYMETR KWADRATOWY, TO W WYKRESIE SIĘ TA SAMA ILOŚĆ  $\mu$  MILIMETRÓW WYRAZĄC BĘDZIE "0" KILOGRAMÓW, PRZECZEM "0" W DANYM WYPADKU OZNACZA ILOŚĆ CENTYMETRÓW KWADRATOWYCH CZYNNEJ POWIERZCHNI TŁOKA.-

CYLINDER POJEDYŃCZEGO DZIAŁANIA.

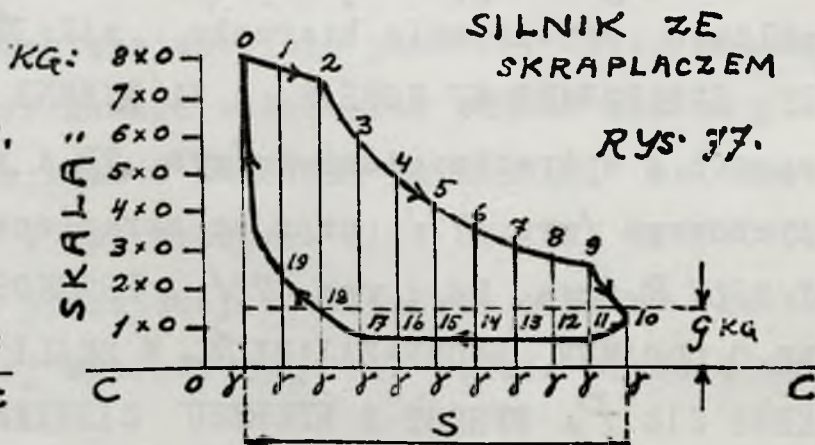
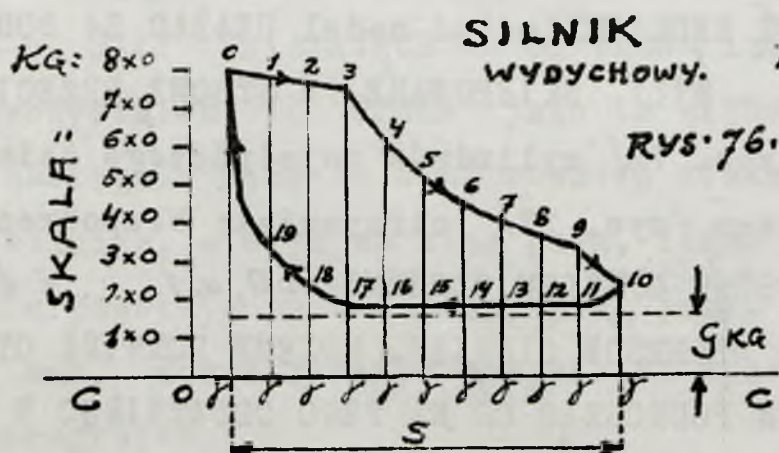
SILNIK POZIOMY LUB PIONOWY. WYKRES CIŚNIEŃ.



SILNIK POZIOMY. WYKRES SIŁ  $P_t$ .



SILNIK PIONOWY - WYKRES SIŁ  $P_t$



2-o. CYLINDER POJEDYŃCZEGO DZIAŁANIA PIONOWY. W nowoczesnych silnikach pionowych wał, jedna z najcięższych części silnika, umieszczony jest jak najniżej, tuż nad ziemią; ponad wałem na celowo zbudowanych stojakach umocowany jest cylinder, Całkowity zatem CIĘŻAR CZĘŚCI RUCHU I KORBOWODU - SKIEROWANY JEST ZAWSZE KU DOŁOWI.



Aby więc uwzględnić tę DODATKOWĄ SIŁĘ  $G_T + G_t = G$  KILOGRAMÓW należy oczywiście w wykresie sił  $P_t$  (RYS. 74 i RYS. 75) OBNIŻYĆ OŚ B-B O ODCINEK, WYOBRAŻAJĄCY W SKALI TYCH WYKRESÓW  $G_{kg}$ . - W ten sposób otrzymujemy WYKRESY SIŁ  $P_t$

/Rys. 76 i Rys. 77/ dla pionowych cylindrów pojedynczego działania silników wydechowego i ze skraplaczem, wszystkie bowiem siły  $\beta_0, \beta_1, \beta_2 \dots$  i t.p., dodatnie, bo skierowane nadół, a więc KU KORBIE, oraz wszystkie siły  $\beta_{10}, \beta_{11} \dots$  i t.p. /Rys. 75/ ujemne, bo skierowane KU GÓRZE, zostaną POWIĘKSZONE O DODATNIĄ SIŁĘ  $G_{kg}$ , a oś ZER - będzie LINIA C-C. -

SILNIK PODWÓJNEGO DZIAŁANIA POZIOMY.

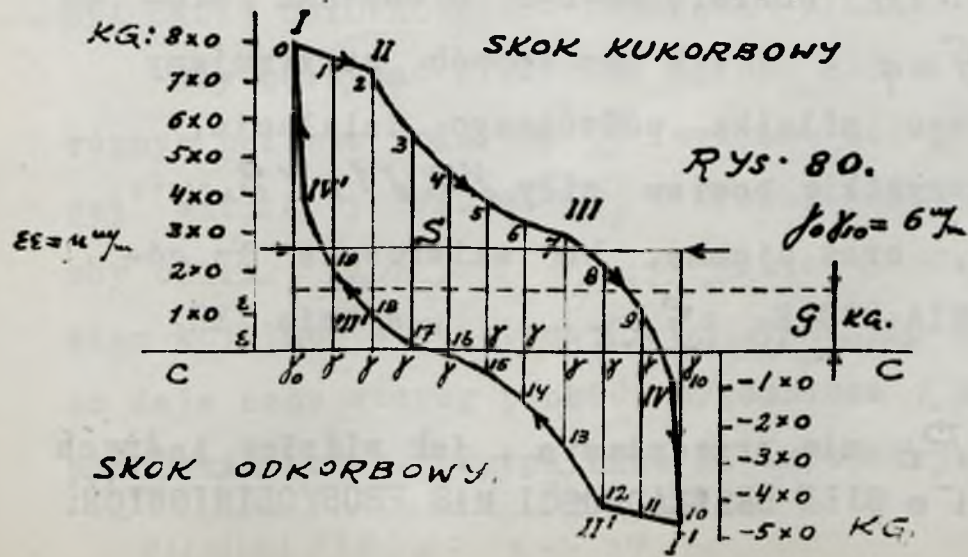
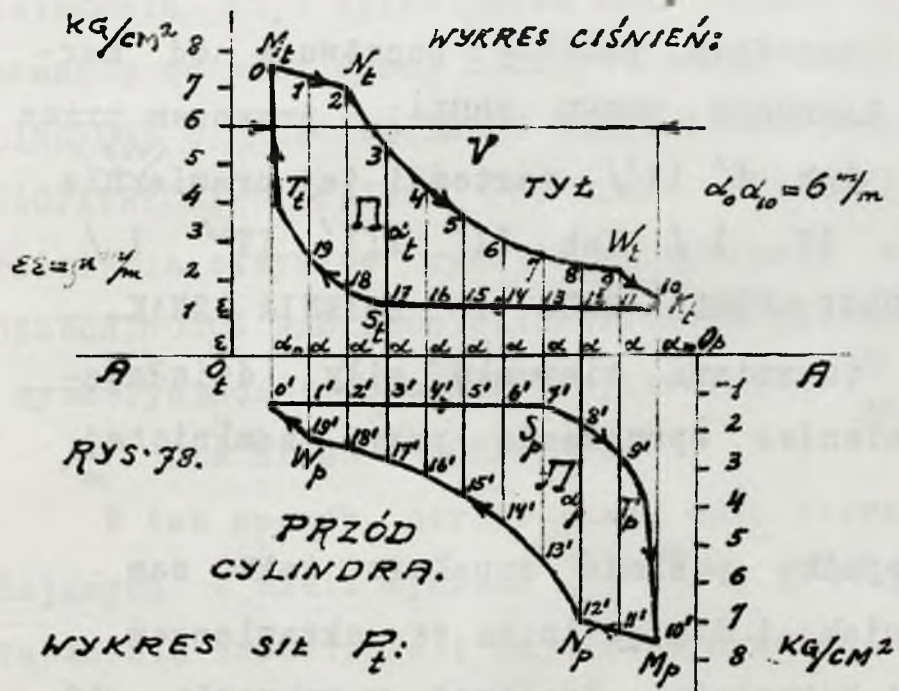
3-o. CYLINDER ZWYKŁY TO JEST PODWÓJNEGO DZIAŁANIA POZIOMY.

W danym wypadku, para pracuje po obu stronach tłoka, mamy tu zatem DWA WYKRESY CISNIENI DLA TYLNEJ I PRZEDNIEJ strony cylindra. Wykres dla "TYŁU" daje wartości  $\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2 \dots$  prężności, działających na tłok w kierunku korby, a więc DODATNICH, natomiast wykres dla PRZODU wyznacza wartości  $\alpha_0', \alpha_1', \alpha_2' \dots$  prężności pary działającej na przednią stronę tłoka, skierowanych odwrotnie, a więc UJEMNYCH. Z tego powodu umieszczamy wykres dla "PRZODU" POD wykresem dla TYŁU, przyczem oczywiście odcinki  $\alpha_0$  i  $\alpha_0', \alpha_1$  i  $\alpha_1', \alpha_2$  i  $\alpha_2' \dots$  i t.d. DAJĄ WARTOŚCI PRĘŻNOŚCI RÓWNOCZEŚNIE PANUJĄCYCH PO OBU STRONACH TŁOKA; RÓŻNICA WIĘC KAŻDEJ PARY TYCH ODCINKÓW  $\alpha_0 - \alpha_0', \alpha_1 - \alpha_1', \alpha_2 - \alpha_2' \dots$  i t.d. DAJE WARTOŚĆ WZGLĘDNEGO CIŚNIENIA NA TŁOK, a siła, działająca na tłok będzie oczywiście za każdym razem

$$P_{t_0} = 0(\alpha_0 - \alpha_0');$$

$$P_{t_1} = 0(\alpha_1 - \alpha_1');$$

$$P_{t_2} = 0(\alpha_2 - \alpha_2'); \text{ i t. d. /RYS. 78/}$$





Możemy zatem WYKRES SIŁ DZIAŁAJĄCYCH NA TŁOK rozpatrywanego silnika otrzymać wprost znajdując różnicę odpowiednich odcinków i przenosząc takowe na wykres SIŁ  $P_t$ , umieszczony bezpośrednio pod wykresem ciśnień. W ten sposób otrzymujemy wykres /Rys. 79/, w którym krzywa I, II, III, IV, I' daje WARTOŚCI SIŁ  $P_t$  DLA SKOKU KUKORBOWEGO, a krzywa symetryczna I', II', III', IV', I dla SKOKU ODKORBOWEGO.

Obie te krzywe mają bieg zupełnie podobny: począwszy od martwego punktu siła  $P_t$  działa w KIERUNKU RUCHU TŁOKA, przyczem przez czas trwania napełnienia /I II lub I' II'/ wartości jej prawie nie zmienia. Podczas okresu II III IV I / lub II' III' IV' I / - siła  $P_t$  SZYBKO MALEJE PRZECHODZI, PRZEZ ZERO I ZMIENIA ZNAK.

Pod koniec skoku zatem następuje tu zmiana kierunku siły, działającej na tłok, wywołana przeciwnością sprężania pary, zamkniętej w cylindrze poza tłokiem.

Wykres sił  $P_t$  w danym wypadku posiada zupełnie taki sam kształt dla silnika wydechowego, jak i dla silnika ze skraplaczem. Skalę wykresu sił  $P_t$  określamy z łatwością. Ponieważ w wykresie ciśnień /Rys. 78/  $\mu$  MILIMETRÓW WYOBRAŻAŁO PRĘŻNOŚĆ JEDNEJ ATMOSFERY, TO JEST JEDNEGO KILOGRAMA NA CENTYMETR KWADRATOWY, przeto w WYKRESIE SIŁ  $P_t$  TE SAME  $\mu$  MILIMETRA WYRAŻAĆ BĘDZIE "0" KILOGRAMÓW, przyczem w danym wypadku "0" oznacza ilość centymetrów kwadratowych czynnej powierzchni tłoka.

4-o. CYLINDER PODWÓJNEGO DZIAŁANIA PIONOWY. W danym wypadku ciężar tłoka, tłoczyska, krzyżulca i korbowodu  $G_T + G_t + G_K + G_L = G_{KQ}$  stanowi DODATKOWĄ SIŁĘ skierowaną ku dołowi. Aby ją uwzględnić, należy oczywiście w WYKRESIE SIŁ  $P_t$  /Rys. 79/ OBNIŻYĆ OŚ B-B O ODCINEK, WYOBRAŻAJĄCY W SKALI TEGO WYKRESU  $G_{KQ}$ . W ten sposób otrzymujemy WYKRES SIŁ /Rys. 80/ dla pionowego silnika podwójnego działania, wydechowego lub ze skraplaczem, wszystkie bowiem siły  $\gamma_0, \gamma_1, \gamma_2, \dots$  dodatnie, bo skierowane ku dołowi, oraz ujemne, bo skierowane ku górze - zostaną powiększone o DODATNIĄ SIŁĘ  $G_{KQ}$ , a osią ZER będzie tu oczywiście LINIA C-C.

Zatem wykreślenie wykresu sił  $P_t$  nie przedstawia, jak widzimy, żadnych trudności, to samo da się powiedzieć i o SIŁE BEZWŁADNOŚCI MAS PROSTOCYLINDROWYCH.



§ 11 WYKRES SIŁ BEZWŁADNOŚCI MAS PROSTOLINIOWYCH, strzymujemy bezpośrednio w skali wykresu sił  $P_t$ , gdzie  $\mu$  milimetrów równa się "0" kilogramów, odkładając wprost na wykresie sił  $P_t$  odcinki  $S_c \nu^2 F(\omega) : 0.R.$  W ten sposób otrzymujemy oczywiście krzywą tego samego kształtu, co krzywa przyspieszeń  $\gamma$  /rys. 68/.

Ponieważ siła, działająca na krzyżulec  $P = P_t - P_m$ , a siła styczna  $T = P f(\omega)$ , przeto z połączonego wykresu sił  $P_t$  i  $P_m$  możemy bezpośrednio otrzymać siłę  $T$  drogą wykreślną.

§ 12. WYKRES SIŁ STYCZNYCH JEDNOCYLINDROWEGO SILNIKA. Cylinder o pojedynczym działaniu daje tylko jeden skok CZYNNY za czas DWUSKOKU, przeto, jakżeśmy to już zresztą omówili wyżej SILNIKI PAROWE POJEDYŃCZEGO DZIAŁANIA SĄ PRZYNAJMNIEJ DWUCYLINDROWE O PRZECIWBIEŻNYM RUCHU TŁOKÓW, natomiast JEDNOCYLINDROWY SILNIK WINIEN BYĆ ZAOPATRZONY W CYLINDER PODWÓJNEGO DZIAŁANIA. Wykres sił  $T$  dla cylindra podwójnego działania otrzymamy rysując na wykresie sił  $P_t$  /Rys. 81/ krzywą  $\delta_0 \delta_{10}$  sił  $P_m$  BEZWŁADNOŚCI MAS PROSTOLINIOWYCH. w skali wykresu  $P_t$ , przyczem oczywiście, wobec symetryczności obu łuków wykresu sił  $P_m$ , wystarczy nakreślić li tylko ŁUK SIŁ  $P_m$  DLA BIEGU KUKORBOWEGO.

W ten sposób otrzymujemy cały szereg odcinków  $\delta_0 0 = \beta_0 0 - \beta_0 \delta_0, \delta_1, \delta_2, \dots$  dających w skali wykresu ( $\mu M_m = "0" KG$ ) WARTOŚĆ SIŁ  $P = P_t - P_m$ . Jak to z łatwością zauważyć się daje na wykresie /Rys. 81/, siła  $P$  dla skoku kukorbowego początkowo dość znaczna, zwolna maleje, przechodzi przez zero w punkcie "y" i ostatecznie ZMIENIA ZNAK a więc i kierunek działania. Odcinek  $\delta_{10} 10$  wyobraża końcową wartość UJEMNĄ siły  $P$  dla PRZEDNIEGO ZWROTNEGO PUNKTU.

Taki sam przebieg zmian siły  $P$  zauważyć również się daje i dla skoku odkorbowego. Tutaj siła  $P$  zrazu ujemna, bo skierowana OD KORBY KU CYLINDROWI, zwolna maleje, w punkcie "x" staje się ZEREM, aby następnie zmienić znak i otrzymać końcową wartość DODATNIA  $\delta_0 0$  dla TYLNEGO ZWROTNEGO PUNKTU.

Widzimy więc, iż odcinki, wyobrażające siłę  $P$  TWORZĄ POLE:  $\delta_0^0, 0, 1, 2, \dots$   $\dots, 8, 9, y, 10, \delta_{10}, y, x, \delta_0$  DLA SKOKU KUKORBOWEGO ORAZ POLE  $\delta_{10}, 10, 11, \dots, 18, 19, x, 0, \delta_0, x, y, \delta_{10}$  DLA SKOKU ODKORBOWEGO. - PODSTAWĄ WYKRESU SIŁ  $P$  JEST ZATEM KRZYWA  $\delta_0 \delta_{10}$  -

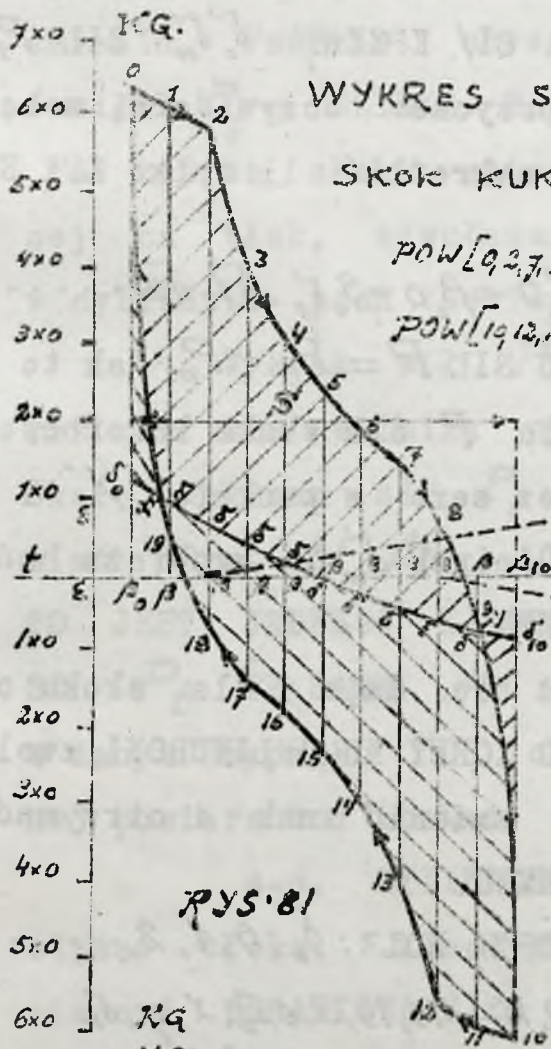
Aby otrzymać BIEGUNOWY WYKRES SIŁ STYCZNYCH zatoczyć należy promieniem  $R$  równym połowie podstawy  $S$  wykresu sił  $P$  koło ze środka  $W$ , leżącego na pierwotnej osi  $\mu t$  wykresu sił  $P_t$ . Środek koła należy ustalić na osi  $\mu t$  w ten sposób, aby odcinki  $\beta_0 M_{ot} = \beta_{10} M_{op} = U$ , gdzie  $U = R : \lambda$  stanowi długość korbodu. Stawiając kolejno w punktach  $\beta_0, \beta, \beta, \dots, \beta_{10}$  nóżkę cyrkla zataczamy łuki promieniami  $U$ , co daje cały szereg punktów przecięcia 1, 2, 3, ... na zatoczonym kole, określających położenie korby, przynależne do rozpatrywanych zasadniczych dzie sięcia /lub wię-



cej / położenia tłoka  $\beta_0, \beta, \beta, \dots, \beta_0$  w granicach skoku silnika.

W punkcie trzecim § 8 podaliśmy sposób wykreślny znajdowania wartości siły w zależności od  $P$ . Prowadząc proste  $W_1, W_2, W_3, \dots$  i odkładając na nich odpowiednie wartości  $T$ , otrzymamy oczywiście BIEGUNOWY WYKRES SIŁ STYCZNYCH JEDNOCYLINDROWEGO SILNIKA /Rys. 82/; krzywa tego wykresu zazwyczaj posiada kształt wskazany na rysunku, możemy więc w ogólnych zarysach ustalić prawa zmienności sił stycznych jednocylindrowego silnika podwójnego działania.

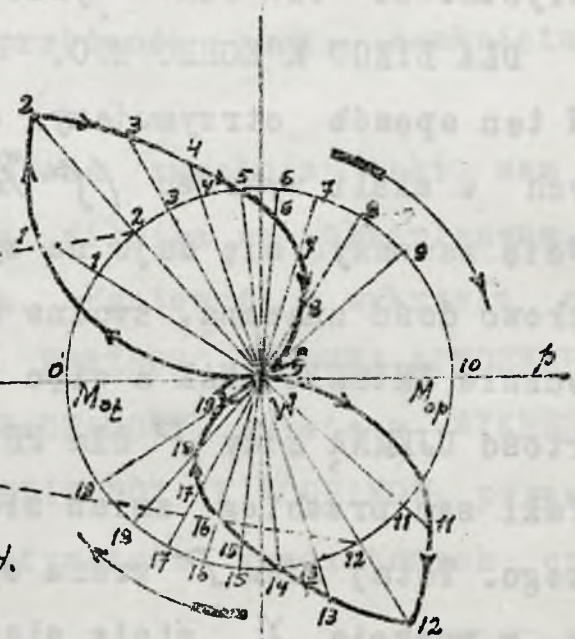
DLA OBU MARTWYCH PUNKTÓW KORBY SIŁA STYCZNA STAJE SIĘ ZEREM, KIEDY KORBA WYBIEGA Z MARTWEGO PUNKTU, SIŁA STYCZNA GWALTOWNIE ROSNIE, DOBIEGA SWEJ NAJWYŻSZEJ WARTOŚCI, POTEM MALEJE, PRZECHODZI PRZEZ ZERO PRZED NASTĘPNYM Z KOLEI MARTWYM PUNKTEM, ZMIENIA ZNAK I DOBIEGA SWEJ NAJNIŻSZEJ WARTOŚCI TUŻ PRZED MARTWYM PUNKTEM; WRESZCIE



PODWÓJNEGO DZIAŁANIA POZIOMY

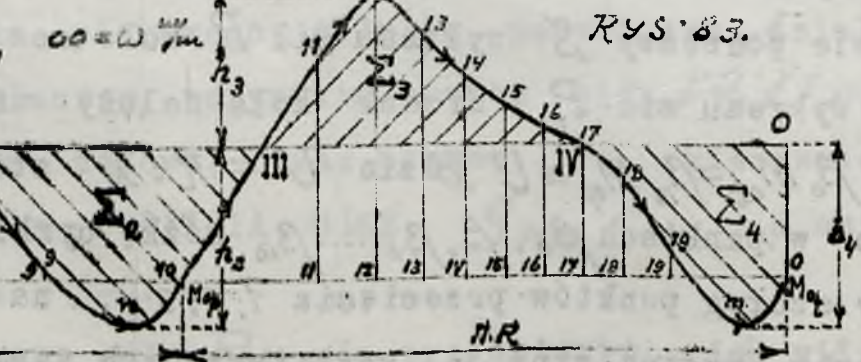
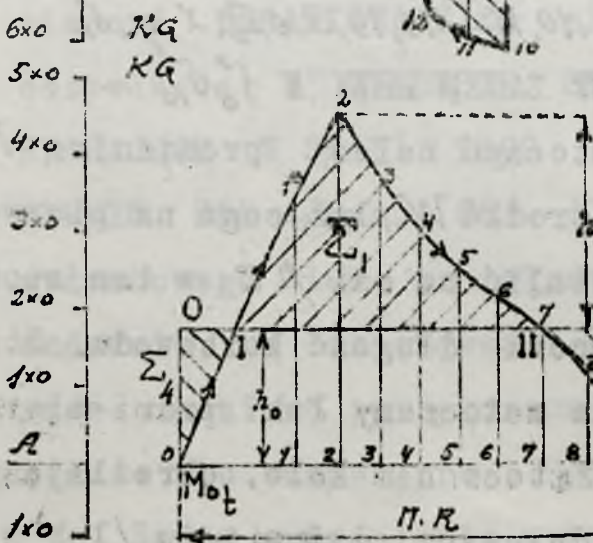
SILNIK JEDNOCYLINDROWY

WYKRES SIŁ STYCZNYCH T...



$\beta_0/\beta_{10} = 5 \frac{M}{M}$   
SKOK ODKORBOWY.

$POW[I, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 11, 11] = \Sigma_1$   
 $POW[II, III, 10, 9, 8, 11] = \Sigma_2$   
 $POW[III, II, 12, 13, 14, 15, 16, IV] = \Sigma_3$   
 $POW[IV, I, 0, 19, 18, 17, IV] = \Sigma_4$



SKOK KUKORBOWY!

SKOK ODKORBOWY!



DŁUGOŚĆ ŁUKÓW KOŁA KORBY  $\phi 100 \text{ mm}$  — BIEG ODKORBOWY. —

|                   |        |        |        |        |        |        |        |        |        |        |
|-------------------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| % SKOKU:          | 0,5    | 1,0    | 1,5    | 2,0    | 2,5    | 5,0    | 10     | 15     | 20     | 25     |
| ŁUK $\text{mm}$ : | 7,85   | 11,08  | 13,70  | 15,71  | 17,89  | 25,05  | 35,60  | 43,81  | 50,79  | 57,07  |
| % SKOKU:          | 30     | 35     | 40     | 45     | 50     | 55     | 60     | 65     | 70     | 75     |
| ŁUK $\text{mm}$ : | 62,83  | 68,33  | 73,57  | 78,54  | 83,60  | 88,42  | 93,37  | 98,35  | 103,50 | 108,73 |
| % SKOKU:          | 80     | 85     | 90     | 95     | 97,5   | 98     | 98,5   | 99     | 99,5   | 100    |
| ŁUK $\text{mm}$ : | 114,41 | 120,51 | 127,67 | 136,48 | 142,59 | 144,16 | 145,91 | 147,92 | 150,71 | 157,08 |

POCZYNA ROSNĄĆ I PONOWNIE STAJE SIĘ ZEREM W PUNKCIE  $\left. \begin{array}{l} \text{MARTWYM *)} \\ \text{ } \end{array} \right\}$  i stąd również mamy bezpośrednio: MOMENT OBROTOWY JEDNOCYLINDROWEGO SILNIKA PAROWEGO PODWÓJNEGO DZIAŁANIA ZMIENIA SIĘ W SZEROKICH GRANICACH; SKRAJNE WARTOŚCI MOMENTU OBROTOWEGO SĄ ROŻNYCH ZNAKÓW, A W MARTWYCH PUNKTACH KORBY MOMENT OBROTOWY STAJE SIĘ ZEREM.

Tylko co wyłączone prawo zmienności momentu obrotowego silnika parowego stanowi jego wadę zasadniczą, wspólną wszelkim silnikom tłokowym a zupełnie obcą turbinom, gdzie moment obrotowy jest niezmienny. Zmienność momentu obrotowego, jako wada organiczna, przynależna do ustroju korbowego, nie daje się usunąć w zupełności. Powoduje ona pewne zaburzenia w pracy silnika, które tu zbadać musimy. W tym celu musi być rozpatrzona:

§ 13. PRACA SIŁ DZIAŁAJĄCYCH W USTROJU KORBOWYM. Tutaj należy przedewszystkiem:

1-o. PRACA SIŁ DZIAŁAJĄCYCH NA CZOP KRZYŻULCOWY a więc siła  $P$ . Siła  $P = P_t - F_m$  jako działająca w osi  $pt$  posuwa krzyżulec za elementarną pracę  $d\eta = P dx$ , jeśli przez  $dx$  oznaczymy odpowiedni POSUW TŁOKA, przyczem oczywiście  $dx = c dt$ , gdzie  $c$  jest szybkością tłoka w rozpatrywanym momencie. Zatem ELEMENTARNA PRACA SIŁ DZIAŁAJĄCYCH NA CZOP KRZYŻULCA BĘDZIE  $d\eta = P c dt$ . Pozatem tutaj należy również:

2-o. PRACA SIŁ DZIAŁAJĄCYCH NA CZOP KORBOWY, która sprowadza się oczywiście do pracy sił stycznych, jako działających w kierunku drogi osi czopa. Siła  $T$  da elementarną pracę  $d\tau = T d\ell$ , jeśli przez  $d\ell$  oznaczymy odpowiedni elementarny ŁUK POSUWU osi czopa korbowego po kole korby promienia  $R$ , przyczem oczywiście  $d\ell = v dt$ , gdzie  $v$  jest szybkością osi czopa korbowego po kole korby w rozpatrywanym momencie. Zatem ELEMENTARNA PRACA SIŁ DZIAŁAJĄCYCH NA CZOP KORBOWY BĘDZIE  $d\tau = T v dt$ .

Ponieważ  $c = v f(\omega)$  oraz  $T = P f(\omega)$ , przeto oczywiście  $d\eta = d\tau$ , stąd WNIOSK PIERWSZY: DLA DANEGO POŁOŻENIA KORBY ELEMENTARNA PRACA SIŁY STYCZNEJ RÓWNA JEST ELEMENTARNEJ PRACY ODPOWIEDNIEJ SIŁY, DZIAŁAJĄCEJ NA OS CZOPA KRZYŻULCA.

Całkując w granicach, przynależnych do dwóch ściśle określonych położen kor-

\*) Siłę styczną DZIAŁAJĄCĄ W KIERUNKU PRZECIWNIE DO OSI CZOPA KORBOWEGO musimy UZNAC ZA DODATNĄ, stosowaną przeciwnie za ujemną.



by a i b mamy :  $\Pi_a^b = \tau_a^b$ . Stąd mamy :

WNIOSEK DRUGI : PRACA SIŁ STYCZNYCH PRZYNALEŻNA DO DANEGO POSUWU KORBY RÓWNA SIĘ PRACY SIŁ, DZIAŁAJĄCYCH NA OŚ CZOPA KRZYŻULCOWEGO, PRZYNALEŻNEJ DO ODPOWIEDNIEGO POSUWU KRZYŻULCA.

Zazwyczaj prace  $\Pi$  i  $\tau$  liczymy od najbliższego punktu zwrotnego lub martwego. W ten sposób dla skoku kukorbowego mamy  $\Pi_t = \tau_t$ , a dla skoku odkorbowego  $\Pi_p = \tau_p$ . Prace  $\Pi_t$  sił  $P$  działających na oś czopa krzyżulcowego podczas skoku KUKORBOWEGO otrzymać oczywiście możemy bezpośrednio, mierząc POWIERZCHNIĘ  $[0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, \delta_{10}, \delta_0, 0] = A_t \text{ cm}^2$  planimetrem. Ponieważ w skali sił  $P$  wykresu /Rys. 81/  $\mu \text{ mm}$  oznacza  $0,1 \text{ kg}$ , a podstawa wykresu  $6 \text{ mm}$  wyobraża skok tłoka, to jest  $S$  metrów, zatem wartość pracy  $\Pi_t$  otrzymamy, w KILOGRAMMETRACH w postaci  $\Pi_t = A_t \times S \times 0 : [6 \times \mu] = A_t \cdot \psi$ , gdzie  $\psi = 50 : 6 \mu$ . Zupełnie w podobny sposób otrzymamy pracę  $\Pi_p$  sił  $P$ , działających na oś czopa krzyżulcowego podczas skoku ODKORBOWEGO, mierząc POWIERZCHNIĘ  $[10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, x, 0, \delta_0, x, y, \delta_{10}, 10] = A_p \text{ cm}^2$ . Wartość pracy  $\Pi_p$  w KILOGRAMMETRACH otrzymamy w postaci  $\Pi_p = A_p \cdot \psi$ . Summa prac  $\Pi_p + \Pi_t = \Pi$  stanowi PRACĘ SIŁ, DZIAŁAJĄCYCH NA OŚ CZOPA KRZYŻULCOWEGO PODCZAS DWUSKOKU.

Ponieważ dla obu skoków średnia wartość sił  $P_m$  równa się zero, przeto praca sił bezwładności mas, działających na czop krzyżulca podczas skoku kukorbowego lub odkorbowego jest również zerem, inaczej mówiąc PRACA, WYDATKOWANA NA WPROWADZENIE W RUCH MAS PROSTOLINJOWYCH ZWRÓCONA JEST W DRUGIEJ POŁOWIE SKOKU. Dość spojrzeć na wykres sił  $P$  /Rys. 81/, aby to zrozumieć. Z początku, kiedy tłok staje w zwrotnym punkcie, część  $P_m$  całkowitej siły  $P_t$  idzie na wytworzenie przyspieszenia mas prostolinjowych; pozostała zaś część  $P = P_t - P_m$  tej siły  $P_t$  oddana jest korbie. To samo zjawisko powtarza się ustawicznie aż do punktu  $Z$ , gdzie chyżość mas prostolinjowych dobiega swej najwyższej wartości, a przyspieszenie staje się zerem. Przez czas trwania skoku  $\beta_0 Z$  wydatkowaliśmy więc pracę  $\Pi' = [\beta_0 \delta_0 \times Z \beta_0]$  na wprowadzenie w pełny bieg mas prostolinjowych. Przy stałej szybkości kątowej korby masy prostolinjowe zwalniają biegu w drugiej połowie skoku, począwszy od punktu  $Z$ ; przyspieszenie staje się ujemnym, rozpędzone masy, zagnęła hamowane, prą naprzód POMAGAJĄC PARZE w wywieraniu nacisku na czop krzyżulcowy. Przez czas trwania skoku  $Z \beta_0$  otrzymujemy przeto pracę mas  $[Z \beta_{10} \delta_{10} \cdot y \cdot Z] = \Pi''$ . Ponieważ średnia wartości przyspieszenia  $y_s = 0$ , więc i średnia wartość  $P_{ms} = 0$ , a zatem  $\Pi' + \Pi'' = 0$ . Oznaczmy przez  $\Pi_{\beta t}$  PRACĘ SIŁ  $P_t$ , DZIAŁAJĄCYCH NA TŁOK PODCZAS SKOKU KUKORBOWEGO, a przez  $\Pi_{\beta p}$  PRACĘ SIŁ  $P_t$ , DZIAŁAJĄCYCH NA TŁOK PODCZAS SKOKU ODKORBOWEGO, będziemy mieli  $\Pi = \psi A_{\beta t}$  oraz  $\Pi_{\beta p} = \psi A_{\beta p}$  przy czym POW.  $[1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, \beta_{10}, \beta_0, 0] = A_{\beta t}$



oraz POW. [10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 0,  $\beta_0, \beta_{10}, 10$ ] =  $A_{\beta\beta}$ . Wobec  $A_{\beta t} = A_t$ ;  $A_{\beta p} = A_p$  mamy  $\Pi_{\beta t} = \Pi_t$  i  $\Pi_{\beta p} = \Pi_p$ .  
 WNIOSEK TRZECI. PRACA PARY, DZIAŁAJĄCEJ NA TŁOK PRZEZ CZAS TRWANIA SKOKU TŁOKA RÓWNA JEST PRACY SIŁ DZIAŁAJĄCYCH NA OS CZOPA KRZYŻULCOWEGO.

Również bezpośrednio widzimy, że :

WNIOSEK CZWARTY . PRACA PARY, DZIAŁAJĄCEJ NA TŁOK PRZEZ PRZEZ CZAS TRWANIA SKOKU TŁOKA RÓWNA SIĘ PRACY SIŁ STYCZNYCH, ODDANEJ NA ZEWNĄTRZ PRZEZ TEN CZAS.

Powróćmy jeszcze na chwilę do pierwotnego wykresu ciśnień /Rys. 78/, z którego otrzymaliśmy wykres sił  $P_t$  /Rys. 79, lub Rys. 81/. Oznaczmy przez  $\Pi_{\alpha t}$  PRACĘ GÓRNEGO WYKRESU DLA "TYŁU" oraz przez  $\Pi_{\alpha p}$  PRACĘ DOLNEGO WYKRESU DLA "PRZODU" w kilogrammetrach. Ponieważ w skali ciśnień wykresu /Rys. 79/  $\mu$  oznacza prężność jednej atmosfery, a więc  $1 \text{ kg/cm}^2$ , to jest  $10000 \text{ kg/m}^2$ , a podstawa wykresu  $\sigma$  wyobraża objętościowy skok tłoka, to jest  $V \text{ m}^3$ , zatem mierząc bezpośrednio

$$POW. [M_t, N_t, W_t, K_t, S_t, T_t, M_t] = A_{\alpha t} \text{ m}^2 \text{ oraz } POW. [M_p, N_p, W_p, K_p, S_p, T_p, M_p] = A_{\alpha p} \text{ m}^2,$$

otrzymujemy WARTOŚĆ PRACY W KILOGRAMMETRACH  $\Pi_{\alpha t} = A_{\alpha t} \times V \times 10000 : [\sigma \times \mu]$  oraz

$\Pi_{\alpha p} = A_{\alpha p} \times V \times 10000 : [\sigma \times \mu]$ . Ponieważ  $V = S \times 0 : 10000$ , gdzie  $S$  oznacza skok tłoka w metrach a  $0$  - czynną powierzchnię tłoka w centymetrach kwadratowych, przeto

$$\Pi_{\alpha t} = \psi A_{\alpha t} \text{ oraz } \Pi_{\alpha p} = \psi A_{\alpha p}. \text{ Oddana na zewnątrz praca wskaźcowana silnika jedno-cylindrowego o podwójnym działaniu będzie więc oczywiście } \Pi_w = \Pi_{\alpha t} + \Pi_{\alpha p} = \psi (A_{\alpha t} + A_{\alpha p}).$$

Z samej budowy wykresu sił  $P_t$  wynika, że pole wykresu sił  $P_t$  /Rys. 79/, to jest POW. [I, II, III, IV, I', II', III', IV', I], lub, co na jedno wynosi SUMMA PÓL  $A_{\beta t} + A_{\beta p}$  /Rys. 81/ równa jest summie powierzchni wykresów ciśnień przeto  $\psi (A_{\alpha t} + A_{\alpha p}) = \psi (A_{\beta t} + A_{\beta p})$ , a więc  $\Pi_w = \Pi_{\beta t} + \Pi_{\beta p} = \Pi_t + \Pi_p = \Pi$ . Stąd mamy :

WNIOSEK PIĄTY. PRACA WSKAŹCOWANA DANEGO SILNIKA POBRANA PRZEZ CZAS TRWANIA DWUSKOKU RÓWNA SIĘ PRACY SIŁ, DZIAŁAJĄCYCH NA OS CZOPA KRZYŻULCA PRZEZ TEN CZAS.

Oznaczmy przez  $\tau = \tau_p + \tau_t$  CAŁKOWITĄ PRACĘ SIŁ STYCZNYCH PRZEZ CZAS TRWANIA DWUSKOKU. Ponieważ  $\tau = \Pi$ , przeto i  $\tau = \Pi_w$ . Stądoczywisty :

WNIOSEK SZOSTY. PRACA WSKAŹCOWANA DANEGO SILNIKA POBRANA PRZEZ CZAS TRWANIA DWUSKOKU RÓWNA SIĘ PRACY SIŁ STYCZNYCH ODDANEJ NA WAŁ PRZEZ TEN CAŁY CZAS.

We wszystkich powyższych wnioskach pomijamy oczywiście PRACĘ TARCIA tłoka o cylinder, tłoczyska o dławnice, oraz czopów ustroju korbowego ZALEŻNĄ oczywiście OD CZYNNIKÓW POSTRONNYCH, jakoto wymiarów i obróbki czopów, jakości smarów i t.p. Wszystkie te wnioski pozatem wyraźnie podkreślają wewnętrzną tożsamość sił  $P_t$ ,  $P$  oraz  $T$  z punktu widzenia pracy silnika oddanej na zewnątrz. Tożsamość ta występuje jaskrawiej, gdy od biegunowego wykresu sił  $T$  przejdziemy do zwykłego, zbudowanego na tych samych zasadach, co i wykres sił  $P_t$ .



§ 14. LINJOWY WYKRES SIŁ STYCZNYCH. Budujemy go, zachowując skalę sił biegunowego wykresu  $T$ , gdzie  $\int \dots /m$  oznacza 0 kilogramów. Za podstawę wykresu linjowego bierzemy DROGĘ punktu przyłożenia sił stycznych, a więc OBWÓD koła korby o średnicy  $\sigma \text{ } /m$ . Zazwyczaj  $\sigma = 100 \text{ } /m$  przeto podstawa wykresu /Rys. 81/ linjowego sił stycznych  $\omega = \pi \sigma = 100 \pi = 314,16 \text{ } /m$ . Na podstawie 00, począwszy od punktu "10", dzielącego ją na połowę odpowiadającego tylnemu martwemu punktowi korby  $M_{op}$ , odkładamy długość łuków 10-11, 10-12, i t.d. podane w TABLICY Nr. V dla różnych wartości skoków tłoka BIEGU ODKORBOWEGO. Wobec symetryczności punktów 9 i 11, 8 i 12, ... i t.d. odcinki 10-11, 10-12 i t.d. odkładamy PO OBU STRONACH punktu "10", a otrzymane w ten sposób punkty numerujemy 0, 1, 2, ..., 9, 10, 11, 12, ..., 19, 0, przyczem oczywiście odcinki 10-11 = 10-9, 10-12 = 10-8, ... i t.d.

W punktach podziału podstawy budujemy prostopadłe, a na nich odkładamy odcinki  $W_1, W_2, \dots$  i t.d. biegunowego wykresu siły stycznej. W ten sposób otrzymujemy krzywą wykresu /Rys. 81/ sił  $T$ , dającą oczywiście to samo prawo zmienności siły stycznej, co i biegunowy wykres. W danym wypadku powierzchnia wykresu linjowego sił  $T$  posiada tę samą oczywiście własność, co i powierzchnia wykresu sił  $P$ , ponieważ obie dają WARTOŚĆ PRACY SIŁ wykresu. W samej rzeczy, podzielmy podstawę  $\omega$  wykresu sił  $T$  na cząstki  $dw \text{ } /m$ ; prowadząc przez otrzymane w ten sposób punkty podziałowe - prostopadłe  $h$  - podzielimy cały wykres <sup>(na)</sup> wążiutkie paski o powierzchni  $d\Sigma = h dw \text{ } /m^2$ . Ponieważ dla danego wykresu odcinek  $h \text{ } /m$  wyobraża jedną z sił stycznych, powiedzmy siłę  $T$  w skali wykresu, przeto oczywiście  $h \times 0 : \mu = T \text{ } kg$ . : pozatem również oczywiście  $dw \times \pi S : \pi \sigma = dL$  metrów, gdzie  $dL$  to elementarny ŁUK POSUWU osi czopa korbowego po kole korby. Zatem ELEMENTARNA PRACA SIŁY  $T$ , PRACA  $d\tau = T dL = [h \times 0 : \mu] \times [dw \times S : \sigma] = = [S 0 : \mu \sigma] \times [h \times dw] = \psi d\Sigma$ , co stanowi dowód powiedzianego wyżej.

Oznaczmy  $POW.[0, I, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, II, 8, 9, n, 10, 0] = \Sigma_t$ , zatem  $\tau_t = \psi \Sigma_t$ , pozatem oznaczmy  $POW.[10, III, 11, 12, 13, 14, 15, 16, IV, 17, 18, 19, m, 0, 10] = \Sigma_p$ , wtedy  $\tau_p = \psi \Sigma_p$ . Ponieważ  $\tau_t = \pi_t$  oraz  $\tau_p = \pi_p$ , przeto  $\Sigma_t = A_t$  oraz  $\Sigma_p = A_p$ . Stąd mamy :

WNIOSEK PIERWSZY. POLE CZĘŚCI KUKORBOWEJ LUB ODKORBOWEJ LINJOWEGO WYKRESU SIŁ STYCZNYCH RÓWNE JEST ODPOWIEDNIO POLU CZĘŚCI KUKORBOWEJ LUB ODKORBOWEJ WYKRESU SIŁ DZIAŁAJĄCYCH NA OŚ CZOPA KRZYŻULCA.

Ponieważ  $\psi(\Sigma_p + \Sigma_t) = \tau = \pi_\omega = \psi(A_{op} + A_{ot})$ , przeto:

WNIOSEK DRUGI. POLE WYKRESU SIŁ STYCZNYCH DAJE W SKALI WYKRESU WARTOŚĆ PRACY WSKAŹCOWANEJ SILNIKA, DODANEJ NA ZEWNĄTRZ PRZEZ CZAS TRWANIA DWUSKOKU.

Ponieważ, jak wiemy  $\int \mu_c = PR$  przeto, otrzymany tu wykres daje zarazem wartości momentu obrotowego silnika jednocylindrowego podwójnego działania.

Dzieląc  $[\Sigma_t + \Sigma_p] : \omega = h_0 \text{ } /m$ , otrzymujemy ŚREDNIĄ WARTOŚĆ SIŁY STYCZNEJ W



SKALI WYKRESU, co daje RZECZYWISTĄ WARTOŚĆ ŚREDNIĄ SIŁ STYCZNYCH CZYLI ŚREDNIĄ SIŁĘ STYCZNĄ  $T_s = h_o \times 0 \cdot \mu$ . Stąd mamy:

WNIOSEK TRZECI. POLE WYKRESU SIŁ STYCZNYCH RÓWNOWAŻNE JEST POLU PROSTOKĄTA, ZBUDOWANEGO NA PODSTAWIE WYKRESU, A MAJĄCEGO WYSOKOŚĆ RÓWNĄ W SKALI ŚREDNIEJ WARTOŚCI SIŁ STYCZNYCH WYKRESU.

W ten sposób zbudowany prostokąt stanowi niedościgniony ideał działania stałej siły stycznej. Rzut oka na wykres sił  $T$  poucza, jak dalecy jesteśmy od tego ideału. O ile łatwo jest wyznaczyć prawo zmienności momentu obrotowego  $\mu_c$  o tyle trudniej powiedzieć cośkolwiek pewnego o charakterze wahaniasię MOMENTU OPOROWEGO  $\mu_z$ .

§ 15. MOMENT OPOROWY. W większości wypadków prawo zmienności momentu oporowego nie daje się określić rachunkowo lub wykreślić; zbyt wiele złożonych przyczyn wchodzi tu w grę, zbyt wiele czynników o charakterze przypadkowym. Silnik, dajmy na to, porusza układ obrabiarek za pomocą pędni pasowej. W danym wypadku wartość momentu oporowego zależy oczywiście od ilości pracujących w danej chwili, od szybkości skrawania, od posuwu nożów i t.p., a więc od całej gromady nader złożonych przyczyn, zależnych od woli wieku jednostek, a więc nie dających się przewidzieć z góry. Istnieją wszelakoż poszczególne układy o wyraźnie określonej zmienności momentu oporowego. Przedewszystkiem są to silniki, pracujące przy stałym momencie oporowym, a więc: LOKOMOTYWY, ciągnące pociągi przy niezmiennych warunkach atmosferycznych po równi poziomej szyn, ułożonych w prostej linii bez łuków, SILNIKI OKRĘTOWE posuwające okręty przy niezmiennych warunkach atmosferycznych, wreszcie POMPY PAROWE, przelewające ciecz z dolnego zbiornika do górnego. W dalszym ciągu wymienić należy układy o wyraźnie określonym zmiennym momencie oporowym, a więc SPREŻARKI, gdzie wykresy cylindrów sprężarek dają wykreślić prawo zmienności momentu oporowego, DŹWIGI PAROWE, KOPACZE, oraz SILNIKI WYCIĄGOWE kopalniane, służące do podnoszenia ciężarów lub klatek wyciągowych. W danym wypadku warunki pracy oraz rodzaj uzwojenia lin lub łańcuchów na bębnach określają w zupełności prawo zmienności momentu obrotowego. W obu tylko co wymienionych wypadkach, możemy wyliczyć lub wykreślić, w skali, moment oporowy; natomiast we wszystkich innych wypadkach prawo zmienności momentu oporowego nie daje się łatwo wyznaczyć, w większości bowiem wypadków prawo to wprost nie istnieje, a wahaniasię momentu oporowego mają charakter czysto przypadkowy. Wobec zupełnego braku ogólnych praw zmienności momentu oporowego, trudno jest wogóle cośkolwiek o nim powiedzieć, możemy jednak wszystkie możliwe wypadki podzielić na trzy zasadnicze gromady układów, różniących się stopniem wahliwości momentu oporowego. Mamy więc UKŁADY SILNIKI PAROWE Ark. 18.



O STAŁYM OPORZE oraz UKŁADY O ZMIENNYM OPORZE, gdzie moment obrotowy ulega zmianom mniej lub więcej znacznym. Gdy zmiany momentu oporowego zachodzą w zwykłych warunkach stosunkowo dosyć wolno, bez gwałtownych skoków, które pojawiać się mogły tylko wyjątkowo - wtedy mamy układ o ZMIENNYM OPORZE ZWYKŁYM, gdy natomiast szybkie zmiany wartości momentu obrotowego następują z nagłą po sobie stale i często, stanowiąc właściwość układu - mamy układ o OPORZE WAHLIwym. W OBU OSTATNIO WYMIENIONYCH WYPADKACH WINNISMY ILOŚĆ DWUSKOKÓW SILNIKA DOBRAĆ W TAKI SPOSÓB, ABY MOMENT OPOROWY MÓGŁ BYĆ UWAŻANY ZA STAŁY PRZEZ CZAS TRWANIA DWUSKOKU SILNIKA. Zatem w pierwszym wypadku wystarczy znacznie mniejsza liczba dwuskoków silnika na minutę, niż w drugim wypadku, gdzie mamy opór wahliwy. W razie stałego oporu liczba dwuskoków jest obojętna. To prawo jest oczywiste: wiemy już, że praca wskazowana dwuskoku idzie na pokonanie oporu zewnętrznego. Ilość pracy wskazowanej silnika zależy oczywiście od powierzchni wykresów dwuskoku, która znowu zależy od napełnienia, jedynej zmiennej fazy wykresowej. Ilość pracy wskazowanej może więc ulegać li tylko okresowo, po każdym dwuskoku, a w ten sam sposób jedynie również może się zmieniać opór pokonywany przez silnik, przeto im opór gwałtowniej się zmienia, tem częstszej zmiany napełnień, a więc tem większej ilości dwuskoków wymagać należy od silnika, aby mógł podołać swej pracy. Przypuśćmy więc, żeśmy ilość dwuskoków silnika obrali należycie w dostosowaniu do pokonywanego zmiennego oporu, mamy więc prawo rozpatrywać moment oporowy silnika, jako stały, przez czas trwania jednego dwuskoku. Nadal więc będziemy przypuszczali zawsze, że MOMENT OPOROWY MA WARTOŚĆ STAŁĄ PRZEZ CZAS TRWANIA DWUSKOKU. PRACĘ TEGO MOMENTU, czyli PRACĘ OPORU DLA DWUSKOKU SILNIKA oznaczmy przez  $T_o$ . Przypuśćmy, że rozpatrywany dwuskok, złożony z biegów kukorbowego i odkorbowego zaszedł w warunkach zwykłej pracy silnika i NIE UJAWNIAŁ PRZYROSTU KĄTOWEJ SZYBKOSCI WAŁU SILNIKA. Przez ten czas os wału wykonała pełny obrót, a wszystkie części mechaniczne powróciły na poprzednio zajmowane miejsce. Ponieważ po dokonaniu dwuskoku szybkość kątowa wału nie otrzymała żadnego przyrostu, przeto szybkości wszystkich części ruchomych silnika oczywiście są te same, co i przed dwuskokiem. Poza tem, masy metalowych części ruchu nie uległy oczywiście żadnej zmianie po dokonaniu dwuskoku to samo możemy powiedzieć i o masie pracującego w silniku ciała czynnego, żywa para bowiem ponownie wypełnia tylną szkodliwą przestrzeń, a para wylotowa - przednią objętość cylindra. Wreszcie siły prężności pary są ponownie te same co i przed dwuskokiem, słowem dwuskok nie ujawniający przyrostu kątowej szybkości wału stanowi pełny obieg, ponieważ sprowadzamy całkowity ustrój silnika do pierwotnego stanu.



W tych warunkach możemy stosować zasadę pracy rozprędu pisząc  $\Delta K = \Pi_w - \tau_o$ , gdzie przez  $\Delta K$  oznaczyliśmy całkowity przyrost energii kinetycznej ustroju silnika w czasie trwania dwuskoku, przez  $\Pi_w$  - pracę pary, to jest pracę wskaźcowaną dwuskoku, wreszcie przez  $\tau_o$  - całkowitą pracę oporu dwuskoku, gdzie ryczałtowo zarazem uwzględniamy wszystkie OPORY BIERNE samego silnika. Wobec tego, że rozpatrywany dwuskok nie ujawnia przyrostów szybkości -  $\Delta K = 0$ , co daje  $\Pi_w = \tau_o$ . Stąd mamy:

WNIOSEK PIERWSZY. PRACA WSKAŹCOWANA DWUSKOKU, NIE UJAWNIAJĄCEGO PRZYROSTU SZYBKOŚCI KĄTOWEJ WAŁU SILNIKA IDZIE NA POKONANIE CAŁKOWITEGO OPORU DWUSKOKU. Odwrotnie przy  $\Pi_w = \tau_o$  - mamy  $\Delta K = 0$ , stąd otrzymujemy:

WNIOSEK DRUGI: RÓWNOŚĆ PRAC WSKAŹCOWANEJ I CAŁKOWITEGO OPORU DWUSKOKU STANOWI WARUNEK KONIECZNY I DOSTATECZNY, ABY DWUSKOK NIE UJAWNIAŁ PRZYROSTU KĄTOWEJ SZYBKOŚCI WAŁU SILNIKA.

Chcąc zatem stale okresowo sprowadzać szybkość kątową do pierwotnej obranej wartości, należy we wszystkich kolejno po sobie idących dwuskokach zachować równość prac wskaźcowanych i całkowitego oporu dwuskoku. Otrzymany w ten sposób bieg silnika nazywamy JEDNOSTAJNYM. Należy zwrócić baczną uwagę, że przy biegu jednostajnym silnika szybkość kąтова wału nie jest stała, lecz okresowo zmienna w nieznacznych zazwyczaj granicach. Stąd mamy:

WNIOSEK TRZECI. DLA OTRZYMANIA JEDNOSTAJNEGO BIEGU SILNIKA NALEŻY STAŁE UTRZYMYWAĆ RÓWNOŚĆ PRAC WSKAŹCOWANYCH I CAŁKOWITEGO OPORU KOLEJNO PO SOBIE IDĄCYCH DWUSKOKÓW.

Najłatwiej ten warunek wykonać dla silników pracujących przy stałym oporze zachowując te same powierzchnie wykresów; natomiast przy oporze zmiennym należy oczywiście odpowiednio DOBIERAĆ powierzchnie wykresów dwuskoków, aby w ten sposób stale utrzymywać równość prac wskaźcowanych i całkowitego oporu.

§ 16. MIARKOWANIE BIEGU SILNIKA. Czynność dobierania powierzchni wykresów odpowiednio do zmian oporu nazywamy MIARKOWANIEM BIEGU silnika i powierzamy zazwyczaj odpowiednio zbudowanym przyrządom zwanym MIARKOWNIKAMI lub regulatorami, pełniącymi tę czynność samoczynnie.

Miarkownik biegu tem jest potrzebniejszy im częściej musimy zmieniać powierzchnie wykresów dwuskoku, to jest im opór jest wahliwszy. Przy stałym oporze miarkownik jest zbędny, to też lokomotywy, silniki okrętowe oraz poruszające pompy, sprężarki i dźwigi zazwyczaj nie posiadają miarkowników biegu. Im częściej dwuskoki silnika następują po sobie tem oczywiście ŁATWIEJ DROGA NIENACZNYCH ZMIAN POWIERZCHNI WYKRESÓW - UTRZYMAĆ stałą równość prac wskaźcowanych. SILNIKI PAROWE. Ark. 18.



wanych i całkowitego oporu kolejno po sobie idących dwuskoków; inaczej mówiąc tem SPRAWNIEJ MOŻE DZIAŁAĆ MIARKOWNIK. Z drugiej znów strony im wahlwszy jest opór, tem częściej zaodzi potrzeba samoczynnego działania miarkownika, działającego tem sprawniej, im szybciej po sobie następują dwuskoki. Widzimy więc, że LICZBA DWUSKOKÓW LEŻY OD STOPNIA ZMIENNOŚCI OPORU - im opór wahlwszy, tem większą stosować należy ilość dwuskoków na minutę, aby otrzymać bieg jednostajny silnika.-

Przypuśćmy, żeśmy liczbę dwuskoków silnika obralinależycie oraz - przez odpowiedni dobór miarkownika - ustalili jednostajny bieg silnika, gdzie szybkość kątowna wału okresowo po każdym dwuskoku powraca do swej pierwotnej wartości, ulegając pewnym wahaniom w międzyczasie. OZNACZMY SZYBKOŚĆ KĄTOWĄ WAŁU danego silnika PRZEZ  $\varepsilon = \frac{d\omega}{dt}$  ŚREDNIA WARTOŚĆ TEJ SZYBKOŚCI W GRANICACH ROZPATRYWANEGO DWUSKOKU OZNACZMY PRZEZ  $\varepsilon_s$ , NAJWYŻSZĄ WARTOŚĆ  $\varepsilon$  PRZEZ  $\varepsilon_m$  - WRESZCIE NAJNIŻSZĄ - PRZEZ  $\varepsilon_m$ . RÓŻNICA  $\varepsilon_m - \varepsilon_m$  BĘDZIE OCZYWIŚCIE MIARĄ WAHAŃ SZYBKOŚCI  $\varepsilon$ .

§ 17. STOPIEŃ NIEJEDNOSTAJNOŚCI BIEGU. STOSUNEK  $(\varepsilon_m - \varepsilon_m) : \varepsilon_s$ , DAJĄCY MIARĄ WAHAŃ SZYBKOŚCI  $\varepsilon$  W STOSUNKU DO ŚREDNIEJ WARTOŚCI  $\varepsilon_s$ , NAZYWAMY STOPNIEM NIEJEDNOSTAJNOŚCI BIEGU SILNIKA I OZNACZAMY PRZEZ  $\delta = [\varepsilon_m - \varepsilon_m] : \varepsilon_s$  - Wartość  $\delta$  zależy li tylko od natury układu poruszanego przez silnik. Średnie wartości

$\delta$  podaje następująca:

TABLICA N° VI.

ŚREDNIE WARTOŚCI  $\delta$ :

A. SILNIKI BEZ MIARKOWNIKA BIEGU: . . . . .  $\delta = 1:25 - 1:50$

B. SILNIKI Z MIARKOWNIKIEM BIEGU:

$\alpha$ . Silniki do napędu pasowego lub linowego zwykłych układów: tartaków, młynów, maszyn cukrowniczych i papierniczych oraz pędni fabrycznych: . . . . .  $\delta = 1:50 - 1:100$

$\beta$ . Silniki do napędu pasowego lub linowego precyzyjnych układów: maszyn przędzalniczych, wirowek i prądnic: . . . . .  $\delta = 1:100 - 1:150$

$\gamma$ . Silniki do bezpośredniego napędu prądnic stałego prądu: . . . . .  $\delta = 1:150 - 1:200$

$\delta$ . Silniki do bezpośredniego napędu prądnic zmiennego prądu trójfazowego: . . . . .  $\delta = 1:200 - 1:250$  . .



Z powyższej tablicy wynika, iż stosowany zazwyczaj obszar wahań szybkości kątowej  $\mathcal{E}$  jest nader nieznaczny; możemy więc bez znacznego błędu założyć

$$\mathcal{E}_s \cong \frac{1}{2}[\mathcal{E}_M + \mathcal{E}_m], \quad \text{co daje wartość } \delta = 2[\mathcal{E}_M - \mathcal{E}_m] : [\mathcal{E}_M + \mathcal{E}_m].$$

Z drugiej znów strony wiemy, że OBWODOWA SZYBKOŚĆ osi czopa korbowego  $\mathcal{V} = R \cdot \mathcal{E}$ . Ponieważ  $\mathcal{E}$  nie jest wielkością stałą przez czas trwania dwuskoku, zatem i  $\mathcal{V}$  nie jest stałą, a zmienia się w granicach najwyższej wartości  $\mathcal{V}_M = R \mathcal{E}_M$  oraz najniższej wartości  $\mathcal{V}_m = R \mathcal{E}_m$ . Tem niemniej wobec nieznacznej wartości  $\mathcal{V}_M - \mathcal{V}_m = R[\mathcal{E}_M - \mathcal{E}_m]$  możemy zawsze założyć  $\mathcal{V} \cong \mathcal{V}_s$ , gdzie  $\mathcal{V}_s = R \mathcal{E}_s$  jest ŚREDNIĄ WARTOŚCIĄ SZYBKOŚCI  $\mathcal{V}$ . Z tą mianowicie wartością  $\mathcal{V} \cong \mathcal{V}_s$  wyliczaliśmy siłę  $P_m$ , nie popełniając przy tem znaczniejszego błędu. Stąd również  $\delta = [\mathcal{V}_M - \mathcal{V}_m] : \mathcal{V}_s$ , przeto badanie zmian  $\mathcal{E}$  sprowadza się do BADANIA ZMIAN SZYBKOŚCI OBWODOWEJ OSI CZOPA KORBOWEGO przez czas dwuskoku.

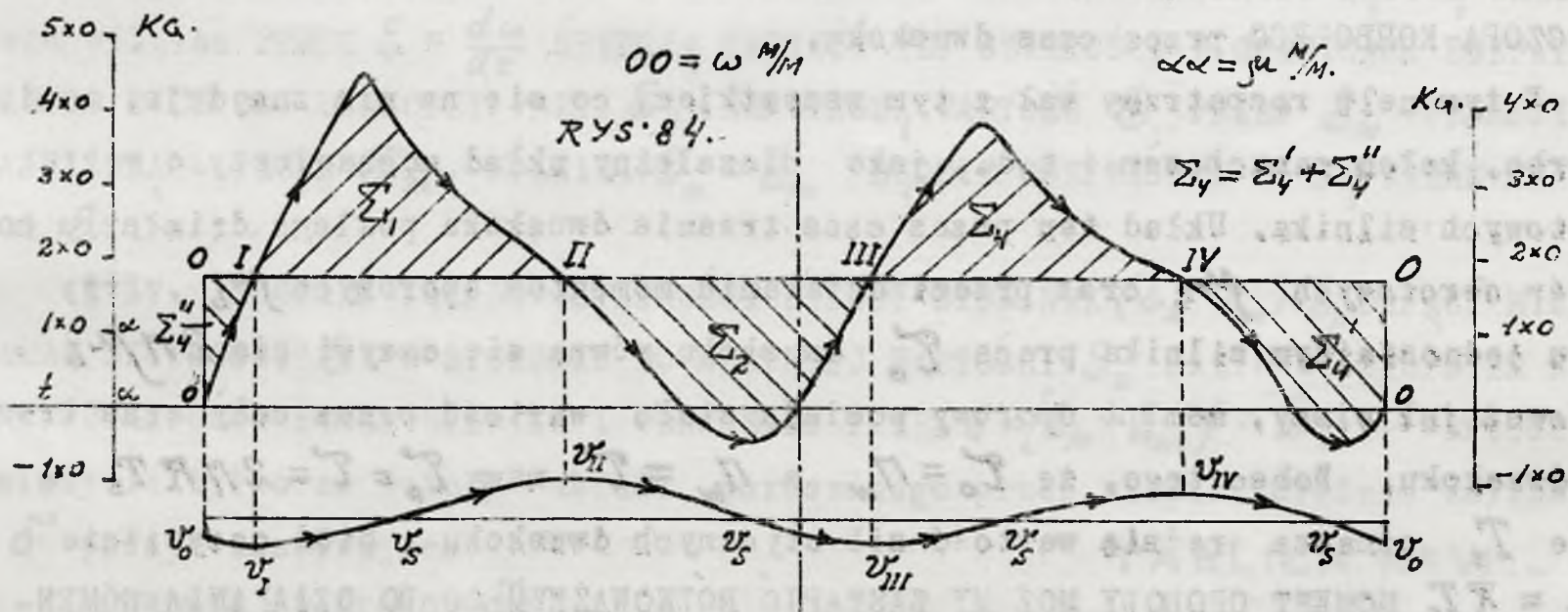
W tym celu rozpatrzmy wał z tym wszystkim, co się na nim znajduje, a więc z korbą, kołem zamachowem i t.d., jako niezależny układ mechaniczny o masach obrotowych silnika. Układ ten przez czas trwania dwuskoku podlega działaniu momentów obrotowych  $\mu_c$  oraz przeciwdziałaniu momentów oporowych  $\mu_b$ . Przy biegu jednostajnym silnika praca  $\mathcal{T}_0$  dwuskoku równa się oczywiście  $2\pi\mu_b$ , ponieważ jak wiemy, moment oporowy posiada stałą wartość przez cały czas trwania dwuskoku. Wobec tego, że  $\mathcal{T}_0 = \pi_w$  a  $\pi_w = \mathcal{T}$  mamy  $\mathcal{T}_0 = \mathcal{T} = 2\pi R T_s$ , gdzie  $T_s$  oznacza średnią wartość sił stycznych dwuskoku. Stąd oczywiście  $\mu_b = R T_s$  MOMENT OPOROWY MOŻEMY ZASTĄPIĆ RÓWNOWAŻNYM DO DZIAŁANIA MOMENTEM  $R T_s = \mu_b$  SIŁY ZASTĘPCZEJ  $T_s$  przyłożonej do osi czopa korbowego i równej co do wielkości średniej sile stycznej, a działającej w przeciwnym kierunku. Rozpatrywany zatem przez czas układ mas obrotowych silnika podlega jedynie działaniu siły zmiennej  $T - T_s$ , przyłożonej do osi czopa korbowego. Wartości  $T - T_s$  otrzymujemy wprost z wykresu sił stycznych /rys. 83/. Wartości te, chociaż praktycznie wystarczająco dokładne, nie są zupełnie dokładne, ponieważ przy obliczaniu wykreślmem sił  $P_m$  potrzebnych do otrzymania wykresu sił  $T$ , braliśmy  $\mathcal{V} \cong \mathcal{V}_s$ ; pozatem zakładaliśmy również  $\mu_b = R T_s$ , co oczywiście nie odpowiada rzeczywistości. Mimo to możemy oczywiście bez znacznego błędu zastosować w danym wypadku zasadę pracy rozprędu, pisząc  $\Delta K = \theta$ , gdzie  $\Delta K$  oznacza całkowity przyrost energii kinetycznej układu, wyznaczonej dla dwu danych położzeń osi czopa korbowego, a  $\theta$  - odpowiednią pracę sił  $T - T_s$  działających przez ten cały czas.

Niech  $dM_x$  oznacza ELEMENTARNĄ CZĄSTKĘ MASY OBROTOWEJ, ODLWGLĄ NA  $S_x$  OD OSI WAŁU. Szybkość tej cząstki będzie oczywiście  $\mathcal{V}_x = S_x \cdot \mathcal{E}$ , a siła żywa jej:



$\frac{1}{2} dM_x v_x^2 = \frac{1}{2} \varepsilon^2 dM_x s_x^2$ . Siła żywa UKŁADU MAS OBROTOWYCH będzie oczywiście  $K = \frac{1}{2} \sum dM_x v_x^2 = \frac{1}{2} \varepsilon^2 \sum dM_x s_x^2$ . Oznaczmy przez  $M$  masę, SKUPIONĄ NA OSI CZOPA KORBOWEGO, czyniącą zadość równaniu  $MR^2 = \sum dM_x s_x^2$ , stąd  $K = \frac{1}{2} MR^2 \varepsilon^2 = \frac{1}{2} Mv^2$ . MASA  $M$  JEST WIĘC ZASTĘPCZĄ MASĄ OBROTOWĄ SILNIKA, skupioną na osi czopa korbowego. Siła żywa masy zastępczej równoważna jest sile żywej wszystkich mas silnika: Dla dwóch dowolnych położeń korby mamy:  $\Delta K = K_i - K_j = \frac{1}{2} M[v_i^2 - v_j^2] = \theta_{ij}$ , gdzie wartość  $\theta_{ij}$  otrzymujemy, mierząc powierzchnię wykresu sił  $T - T_s$  w granicach rozpatrywanych położeń korby. Otrzymany wzór pozwala ustalić:

§ 18. PRAWO ZMIENNOŚCI OBWODOWEJ SZYBKOŚCI OSI CZOPA KORBOWEGO W GRANICACH DWUSKOKU. Jak widzimy w /Rys. 83 lub Rys. 84/ prosta stałej siły  $T_s$ , czyli, inaczej mówiąc prosta oporu  $OO$  przecina falę krzywej wykresu sił  $T$  w czterech



punktach I, II, III, IV. Oznaczmy wartość szybkości  $v$  w powyżej wymienionych punktach odpowiednio przez  $v_I, v_{II}, v_{III}, v_{IV}$ . Stąd bezpośrednio mamy  $\frac{1}{2} M[v_{II}^2 - v_I^2] = \theta_{I,II}$ ;  $\frac{1}{2} M[v_{III}^2 - v_{II}^2] = \theta_{II,III}$ ;  $\frac{1}{2} M[v_{IV}^2 - v_{III}^2] = \theta_{III,IV}$ ;  $\frac{1}{2} M[v_I^2 - v_{IV}^2] = \theta_{IV,I}$ . Wykres sił  $T - T_s$  wskazuje, iż w granicach I - II oraz III - IV -  $T$  jest stałe wykresu od  $T_s$  mamy tu więc PRZEWAGĘ MOMENTU  $\mu_c$  NAD  $\mu_b$ , a więc NADMIAR PRACY - tutaj siła  $T - T_s > 0$ , a prace  $\theta_{I,II}$  oraz  $\theta_{III,IV}$  są DODATNIE; natomiast prace  $\theta_{II,III}$  oraz  $\theta_{IV,I}$  są UJEMNE, ponieważ w granicach II-III oraz IV - I -  $T_s$  jest stale większa od  $T$ , inaczej mówiąc mamy tu przewagę momentu oporowego, a więc NADMIAR OPORU, a siła  $T - T_s < 0$ . - Możemy więc napisać  $\theta_{I,II} = \psi \Sigma_1 > 0$ ;  $\theta_{II,III} = -\psi \Sigma_2 < 0$ ;  $\theta_{III,IV} = \psi \Sigma_3 > 0$ , wreszcie  $\theta_{IV,I} = -\psi \Sigma_4 < 0$ . Stąd bezpośrednio widzimy, że  $v_{II} > v_I$ ;  $v_{III} < v_{II}$ ;  $v_{IV} > v_{III}$  wreszcie  $v_I < v_{IV}$ . Poza to wiemy, iż dwuskok biegu jednostajnego nie ujawnia przyrostu szybkości katowej wału - początkowa zatem i końcowa szybkości  $v_0$ , odpowiadające skrajnym położeniom korby dwuskoku, są sobie równe. W ten sposób otrzymujemy obraz zmienności  $v$  w granicach dwuskoku. W punktach przejścia siły  $T - T_s$  przez zero panują SKRAJ-



NE wartości szybkości  $v$ , przyczem NAJWYŻSZE wartości  $v$  zachodzą zawsze po falowaniu dodatnich a NAJNIŻSZE po fal waniach ujemnych. Jest to zupełnie zrozumiałe: bo nadmiar pracy przyspiesza bieg a nadmiar oporu zwalnia bieg silnika. W danym wypadku najwyższe wartości  $v$  będą więc  $v_{II}$  i  $v_{IV}$ , a najniższe  $v_I$  i  $v_{III}$ . W skrajnych punktach  $O, O$  panuje szybkość  $v_0$ . Otrzymamy w ten sposób krzywa szybkości  $v$  przecina oczywiście w czterech punktach prostą ŚREDNIEJ SZYBKOKOŚCI  $v_s$ . Zatem PRZEZ CZAS TRWANIA DWUSKOKU SZYBKÓŚĆ OBWODOWA OSI CZOPA KORBO WEGO CZTEROKROTNIĘ PRZECHODZI PRZEZ SWĄ ŚREDNIĄ WARTOŚĆ.

Aby określić miarę zmienności  $v$ , musimy znaleźć  $v_M$  oraz  $v_m$ . Wyznaczmy w tym celu wartość powierzchni  $\Sigma_1, \Sigma_2, \Sigma_3, \Sigma_4$  niech, dajmy na to,  $\Sigma_1$ , zawarta między skrajnymi punktami I i II będzie NAJWIEKSZĄ z tych powierzchni to jest  $\Sigma_M = \Sigma_1$ . Dodając mamy  $\theta_{III} + \theta_{II,III} = \psi[\Sigma_1 - \Sigma_2] = \frac{M}{2}[v_{III}^2 - v_I^2]$  oraz  $\theta_{I,II} + \theta_{III,II} = \psi[\Sigma_1 - \Sigma_4] = \frac{M}{2}[v_{II}^2 - v_{IV}^2]$ . Ponieważ z założenia  $\Sigma_1 > \Sigma_2$  oraz  $\Sigma_1 > \Sigma_4$ , przeto  $v_I < v_{III}$  oraz  $v_{II} > v_{IV}$ . Stąd wynika, że  $v_{II} = v_M$  oraz  $v_I = v_m$ ; mamy więc:

WNIOSEK PIERWSZY. WARTOŚCI SZYBKOKOŚCI OBWODOWEJ OSI CZOPA KORBO WEGO PRZYNALEŻNA DO SKRAJNYCH PUNKTÓW NAJWIEKSZEJ POWIERZCHNI FALOWANIA CZTEROFALOWEGO WYKRESU  $T - T_s$  SĄ WARTOŚCIAMI SKRAJNEMI TEJ SZYBKOKOŚCI. - Zatem, dla falowania wykresu  $T - T_s$  o największej powierzchni  $\Sigma_M$ , będziemy mieli oczywiście  $\frac{1}{2}M[v_M^2 - v_m^2] = \pm \psi \Sigma_M$ , gdzie znak  $+$  stosuje się do falowań, leżących ponad prostą stałego oporu, a znak  $-$  do falowań leżących pod tą prostą. -

Wyżej w § 17 widzieliśmy, że  $\delta = \pm [v_M - v_m] : v_s$ , gdzie  $v_s \approx \frac{1}{2}[v_M + v_m]$ , stąd  $\delta v_s^2 = \frac{1}{2}[v_M^2 - v_m^2]$  i ostatecznie, oznaczając przez  $A = \psi \Sigma_M$  kilogrammetrów otrzymujemy WZÓR ZASADNICZY  $M\delta v_s^2 = A$ , w którym  $A$  jest największą pracą falowania CZTEROFALOWEGO wykresu sił  $T - T_s$  w kilogrammetrach,  $\delta$  jest stopniem niejednostajności biegu silnika, a  $v_s$  - średnią szybkością obwodową w metrach na sekundę, przyczem  $v_s = \pi \cdot S \cdot n : 60$ , gdzie  $S$  jest skokiem silnika w metrach, a  $n$  oznacza liczbę obrotów korby na minutę. -

Dla silnika pracującego w danych warunkach,  $A$  i  $v_s$  mają wartości ściśle określone, a zatem  $M\delta =$  stałej. Stąd mamy :

WNIOSEK DRUGI: SILNIK, PRACUJĄCY W ŚCIŚLE OKREŚLONYCH WARUNKACH UJAWNIA TEM MNIEJSZY STOPIEŃ NIEJEDNOSTAJNOŚCI BIEGU, IM WYŻSZĄ POSIADA WARTOŚĆ ZASTĘPCZĄ MASA OBROTOWA SILNIKA.

Widzimy więc, że masy obrotowe działają zbawiennie na bieg silnika: im więcej mas obrotowych, możliwie najdalej odsuniętych od osi wału, tem mniejszy stopień niejednostajności biegu silnika; chcąc zatem przy danych  $A$  i  $v_s$  otrzymać wymaganą wartość  $\delta$  należy masy obrotowe rozłożyć wokół wału w ten



sposób, aby ich masa zastępcza miała wartość  $M = A : \delta v_s^2$ . Zazwyczaj masy obrotowe korby i wału dają zbyt małą wartość  $M$  - z tego powodu umieszczamy na wale GŁÓWNA MASE OBROTOWA - KOŁO ZAMACHOWE o ciężkim obwodzie, a więc o dużej masie znacznie oddalonej od osi wału.

§ 19. DZIAŁANIE KOŁA ZAMACHOWEGO. Jako główna masa obrotowa, koło zamachowe pełni dwie różnorodne czynności.

1-o. Łagodzi, a nawet sprowadza do praktycznego zera skutki ostrych wahań momentu obrotowego. Wyżej widzieliśmy, że tylko w kilku punktach  $\mu_c = \mu_b$ . Ponadto zawsze  $\mu_c > \mu_b$ . Silnik parowy wytwarza więc chwilami nadmiar pracy, chwilami znów niedomiar. Gdyby nie było koła zamachowego, silnik pracował by nie mógł zupełnie. Ta główna masa obrotowa działa jak ZASOBNIK PRACY POCHŁANIA JEJ NADMIAR W OKRESACH PRZEWAGI MOMENTU OBROTOWEGO I ZWRACA NAGROMADZONA W POSTACI SIŁY ŻYWEJ PRACĘ W OKRESACH NIEDOMIARU MOMENTU OBROTOWEGO, kiedy siła pary nie może pokonać przeważającej siły oporu. Zatem, przez dodanie koła zamachowego SZTUCZNIE NIWELUJEMY FALOWANIE WYKRESU SIŁ T : GŁÓWNA OBROTOWA MASA POPRAWIA DZIAŁANIE ZMIENNEGO MOMENTU OBROTOWEGO, CZYNIĄC GO PRZEZ CZAS TRWANIA DWUSKOKU PRAWIE STAŁYM I RÓWNYM ŚREDNIEJ WARTOŚCI.

KOŁO ZAMACHOWE NIE WYTWARZA OCZYWIŚCIE NOWEJ PRACY, TYLKO JĄ LEPIEJ WYDZIELA, W RÓWNIJSZYCH DAWKACH, przez to bieg silnika nabiera cech żądanej jednostajności, a szybkość kątowna wału nie przekracza granic z góry oznaczonych. Ponadto koło zamachowe :

2-o siłą rozpędu przerzuca korbę przez martwe punkty, gdzie moment obrotowy jest zerem, a więc pokonanie stałego momentu oporowego możliwe jest w danym wypadku jedynie siłą bezwładności koła zamachowego.

§ 20. MASA KOŁA ZAMACHOWEGO. Główną masę obrotową, to jest MASĘ KOŁA ZAMACHOWEGO  $M_z$  wyznaczamy, pomijając w równaniu, określającym obrotową masę zastępczą, wszelkie masy obrotowe za wyjątkiem  $M_z$ . Czyniąc tak popełniamy błąd niewielki, który w dodatku idzie na naszą korzyść, pominięte bowiem masy zwiększają zastępczą obrotową masę. Zatem w równaniu  $MR^2 = \sum dM_x S_x^2$  pozostawiamy jedynie wyrazy, przynależne do masy koła zamachowego pisząc  $MR^2 = [\sum dM_x S_x^2]_z$ . Ponieważ oczywiście  $[\sum dM_x S_x^2]_z = \mathcal{J}_z = M_z i_z^2$ , gdzie  $\mathcal{J}_z$  oznacza MOMENT BEZWŁADNOŚCI GŁÓWNEJ MASY OBROTOWEJ WZGLĘDEM OSI WAŁU, a  $i_z$  oznacza RAMIĘ BEZWŁADNOŚCI MASY  $M_z$  koła zamachowego, przeto  $M_z = MR^2 : i_z^2 = MR^2 : [\delta i_z^2 v_s^2] = 3600 \psi z_n R^2 : [\delta i_z^2 4 \pi^2 R^2 n^2]$  i ostatecznie oznaczając przez  $C = 900 \psi : \pi^2$  mamy  $M_z = C \Sigma m : [\delta i_z^2 n^2]$ . Zatem MASA KOŁA ZAMACHOWEGO JEST PROPORCYONALNA DO NAJWIĘKSZEJ POZIOMYCH FALOWANIA CZTEROFALOWEGO WYKRESU SIŁ  $T-T_s$  ORAZ ODWROTNIE PROPORCYO-



NALNA DO STOPNIA NIEJEDNOSTAJNOŚCI BIEGU, DO KWADRATU ILOŚCI OBROTÓW SILNIKA NA MINUTĘ I DO KWADRATU RAMIENIA BEZWŁADNOŚCI MASY KOŁA ZAMACHOWEGO.

Koła zamachowe o wielkiej masie pociągają za sobą znaczny koszt wykonania wymagają bowiem wielkich mas surowca, znacznych wymiarów wału i panewek i t.p. powinniśmy więc starać się o to, aby masa  $M_z$  była możliwie mała przy żądanym stopniu niejednostajności biegu  $\delta$ , zależnego od miejscowych warunków pracy ustroju. Aby przy danej wartości  $\delta$  otrzymać możliwie małą masę  $M_z$  należy dążyć do tego, aby:

1-o.  $z_z$  BYŁO JAKNAJWIEKSZE. Niestety, jednak nie możemy powiększać  $z_z$  nieograniczenie, ponieważ wartość ramienia bezwładności masy koła zamachowego posiada swą najwyższą granicę przy danej liczbie obrotów. Im dalej od osi wału odsuniemy pierścieniową masę koła zamachowego, tem  $z_z$  będzie oczywiście większe, a sama masa  $M_z$  mniejsza. Zazwyczaj, ze względów czysto estetycznych średnicę koła zamachowego bierzemy równą  $\kappa S$  metrów, gdzie  $S$  oznacza SKOK silnika w metrach a  $\kappa$  jest zawarte w granicach  $4 \div 6$ . Większe średnice kół zamachowych rażą oko. Przy większych ilościach obrotów bierzemy zazwyczaj mniejsze średnice kół zamachowych ze względu na wytrzymałość materiału samgo koła, w którym na tle siły odśrodkowej powstają nieraz dość znaczne naprężenia metalu, o czym jeszcze pomówimy obszerniej.

Możemy więc dążyć tylko do tego, aby :

2-o. WARTOŚĆ  $\sum_m$  BYŁA JAKNAJMNIJSZA, wreszcie, aby :

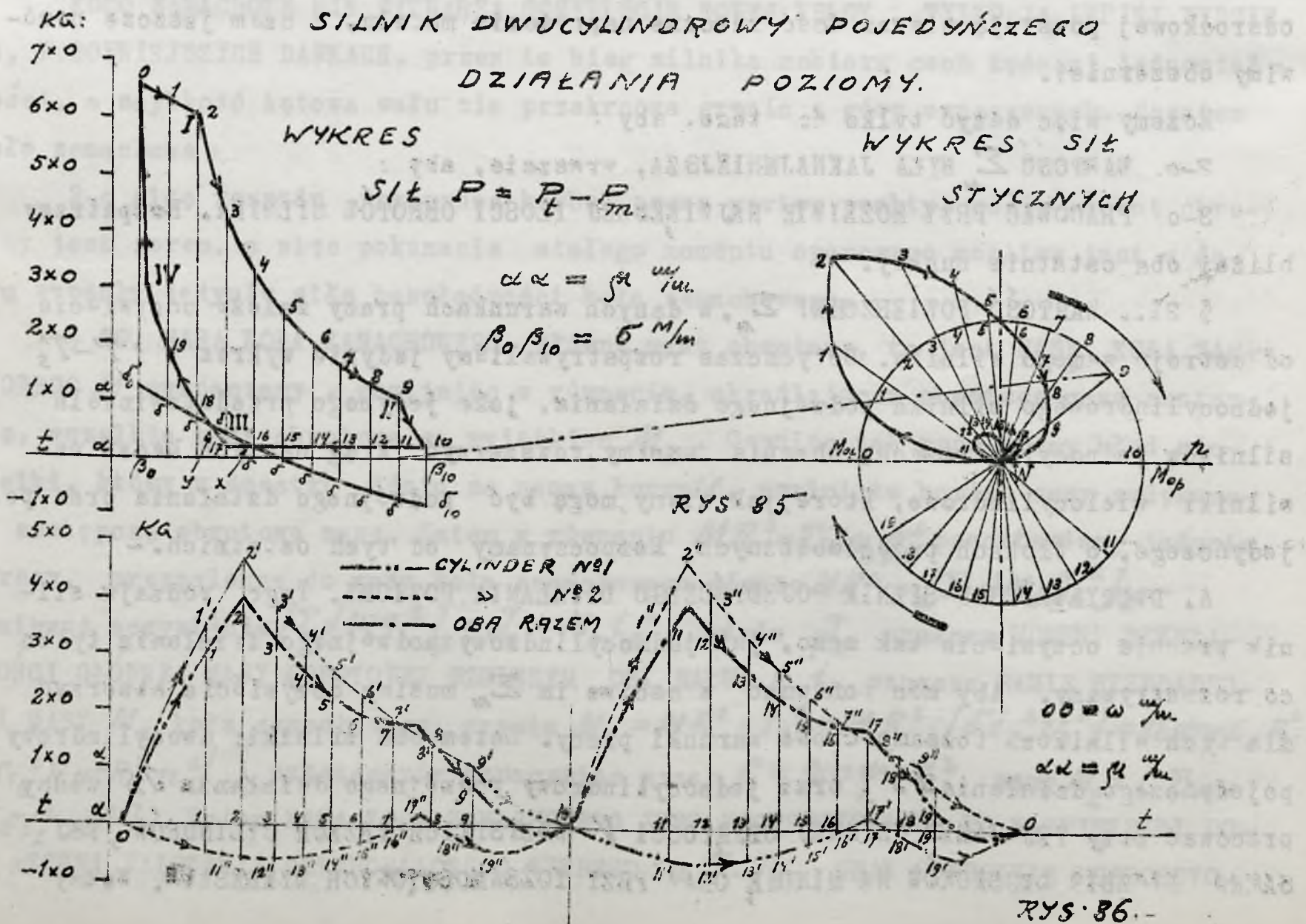
3-o PRACOWAĆ PRZY MOŻLIWIE NAJWIEKSZEJ ILOŚCI OBROTÓW SILNIKA. Rozpatrzmy bliżej oba ostatnie punkty.

§ 21.. WARTOŚĆ POWIERZCHNI  $\sum_m$ , w danych warunkach pracy zależy oczywiście od ustroju samego silnika. Dotychczas rozpatrywaliśmy jedynie wykres  $T-T_s$  jednocylindrowego silnika podwójnego działania, jako jedynego przedstawiciela silników jednocylindrowych; obecnie musimy rozszerzyć krąg naszych badań na silniki wielocylindrowe, które, jak wiemy, mogą być podwójnego działania oraz pojedynczego, o tłokach przeciwbieżnych. Rozpoczynamy od tych ostatnich. -

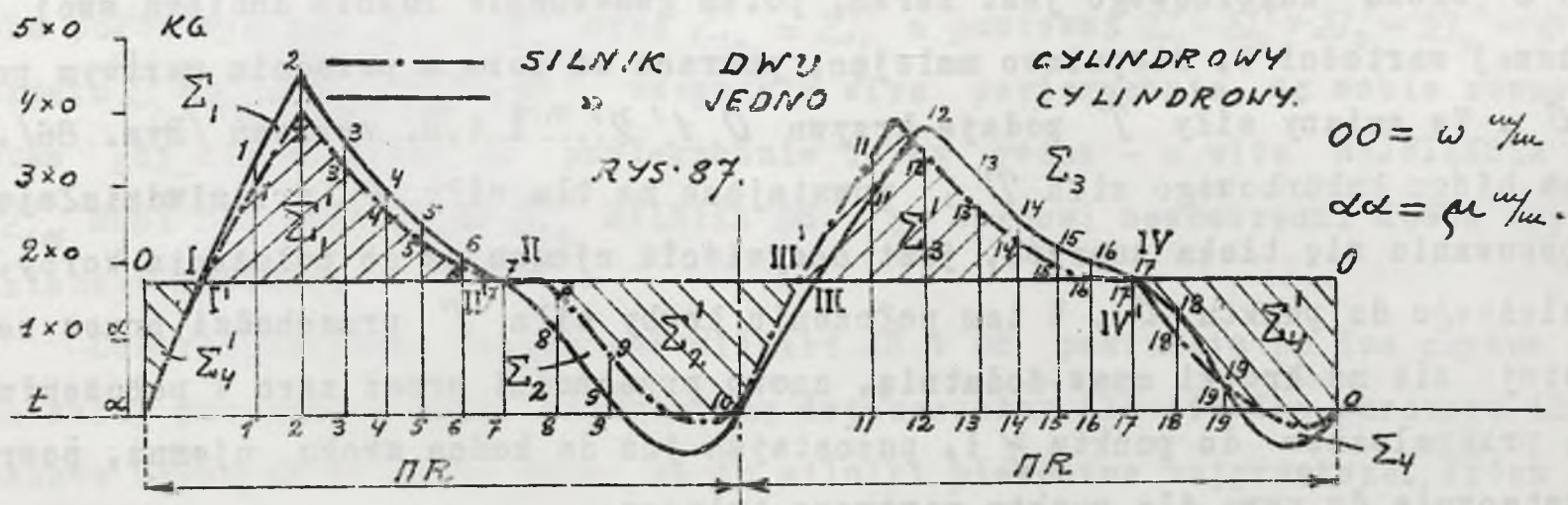
A. DWUCYLINDROWY SILNIK POJEDYŃCZEGO DZIAŁANIA, POZIOMY. Tego rodzaju silnik pracuje oczywiście tak samo, jak jednocylindrowy podwójnego działania tylko co rozpatrywany. Aby móc porównać właściwe im  $\sum_m$  musimy oczywiście stworzyć dla tych silników tożsamościowe warunki pracy. Zatem oba silniki: dwucylindrowy pojedynczego działania  $\mathcal{D}S$ , oraz jednocylindrowy podwójnego działania  $\mathcal{J}S$  winny pracować przy TEJ SAMEJ CZYNNEJ OBJĘTOŚCI  $V$  WSZYSTKICH TRZECH CYLINDRÓW, TEJ SAMEJ LICZBIE DWUSKOKÓW NA MINUTĘ, ORAZ PRZY TOŻSAMOŚCITYCH WYKRESACH. Według



zatem pod uwagę SILNIK  $\mathcal{D}S$  o DWUCH CYLINDRACH pojedynczego działania. Tłoki tych cylindrów niech mają RUCH PRZECIWNY; tego rodzaju ruch łatwo można otrzymać za-  
czepiając korbowsdy, idące od tłoków, o korby rozstawione pod kątem  $180^\circ$  - w  
ten sposób jednocześnie tłoki wychodzą z martwych punktów biegnąc w kierunku  
przeciwnym: W obu cylindrach SKOK KURBOWY jest oczywiście skokiem CZYNNYM, a  
SKOK ODKORBOWY - BIERNYM. Zgodnie z tem cośmy mówili wyżej o tożsamości wykresów  
przyпускаjemy, iż w cylindrze N:1 Silnika  $\mathcal{D}S$  ZACHODZI WYKRES GÓRNY /dla "TYŁU"  
Rys. 78/ a w cylindrze N:2 WYKRES DOLNY /dla "PRZODU"/ silnika  $\mathcal{D}S$ . Wskaźcowa  
praca dwusoku jest zatem równa  $\Pi_w = \Pi_{ap} + \Pi_{at}$  dla obu silników, przyczem oczy-  
wiście  $\Pi_{ap} = \Pi_{at}$  tak dla  $\mathcal{D}S$  jak i dla  $\mathcal{J}S$ . Wobec tożsamości pracy obu cy-  
lindrów silnika  $\mathcal{D}S$  rozpatrujemy zrazu li tylko cylinder N:1. Dla tego cylindra  
budujemy znany sposobem /patrz §. 10/ wykres sił  $P_t$  /Rys. 65/. Wykres sił  $P_t$   
dla rozpatrywanego cylindra N:1 otrzymamy rysując na wykresie sił  $P_t$  KRZYWĘ  
 $\delta_0 \delta_{10}$  SIŁ BEZWŁADNOŚCI MAS PROSTOLINJOWYCH w skali wykresu. Aby otrzymać ści-  
śle te same warunki pracy, przyпускаjemy, że MASY PROSTOLINJOWE SILNIKA  $\mathcal{D}S$  SA  
TE SAME W KAŻDYM CYLINDRZE CO I W SILNIKU  $\mathcal{J}S$ , zatem krzywa sił  $P_m$  również  
będzie zupełnie ta sama, co i dla silnika  $\mathcal{J}S$ . Wobec symetryczności łuków krzy-







wej  $P_m$  kreślmy li tylko łuk  $\delta_0 \delta_{10}$  dla biegu kukorbowego i w ten sposób otrzymujemy szereg odcinków  $\delta_0 O = \beta_0 O - \beta_0 \delta_0$ ,  $\delta_1$ ,  $\delta_2$  i t.d., dających w skali wykresu, gdzie  $\beta_m$  oznacza "0"  $\text{kg} / \text{Ocm}^2$  - czynna powierzchnia tłoka/, wartość siły  $P = P_t - P_m$ . Jak to z łatwością daje się zauważyć z wykresu, siła  $P$  dla skoku kukorbowego, a więc czynnego, początkowo dosyć znaczna, opada zwolna malejąc aż do wartości  $\delta_{10}^{>0}$  w punkcie zwrotnym  $\beta_{10}$ . W silniku o pojedynczym działaniu siła  $P$  działa zatem na czep krzyżulca STAŁE W JEDNYM KIERUNKU przez cały skok kukorbowy, czego nie mamy w silniku o podwójnym działaniu.-

Podczas trwania skoku odkorbowego BIERNEGO siła  $P$  zrazu skierowana jest KU KORBIE, a więc PRZECIWDZIAŁA ruchowi tłoka. Wartość jej maleje od  $10 \delta_{10}^{>0}$  aż do zera w punkcie  $X$ , następnie staje się ujemną na krótki czas, ponownie przechodzi przez zero w punkcie  $Y$  i szybko rosnąc dochodzi do najwyższej wartości  $\delta_0^{>0}$  dla punktu zwrotnego  $O$ .- Widzimy więc, iż odcinki, wyobrażające siły  $P$  tworzą POLE  $[\delta_0, O, I, II, 10, \delta_{10}, \delta_0] = A \int_m^2$  dla skoku kukorbowego, oraz POLE  $[\delta_{10}, 10, X, III, Y, IV, O, \delta_0, Y, X, \delta_{10}] = B \int_m^2$  dla skoku odkorbowego. Podstawą wykresu siły  $P$  jest zatem KRZYWA  $\delta_0 \delta_{10}$ .-

Ponieważ siły  $P$  skoku kukorbowego działają w kierunku biegu tłoka, przeto pole  $A$  oznacza pracę dodatnią prężności pary podczas skoku kukorbowego, natomiast podczas skoku odkorbowego siły  $P$  od samego początku aż do punktu  $X$ , oraz od punktu  $Y$  aż do końca skoku stawiają opór posuwania się tłoka, a tylko na przestrzeni  $XY$  działają w kierunku jego biegu, zatem powierzchnia  $B$  równa oczywiście  $POW.[X, 10, \delta_{10}, X] - POW.[X, 17, Y, X] + POW.[Y, \delta_0, O, IV, Y]$  wyobraża ujemną pracę wykonaną na koszt dodatniej pracy skoku kukorbowego cylindra Nr. 2, pracującego równocześnie łącznie z cylindrem Nr. I. Mamy tu oczywiście  $\psi(A-B) = \pi \kappa t$

Wychodząc z wykresu siły  $P$  możemy znanym sposobem otrzymać biegunowy wykres siły stycznych /Rys. 85 / oraz liniowy wykres siły  $T$  /Rys. 86/. I tutaj, jak w silniku  $\mathcal{I}\mathcal{S}$  siła styczna, przynależna do cylindra N.I dla tylnego martwego



punktu  $O$  skoku kukorbowego jest zerem, potem gwałtownie rośnie dobiega swej najwyższej wartości  $i$ , stopniowo malejąc, powraca do zera w przednim martwym punkcie  $10$ . Te zmiany siły  $T$  podaje krzywa  $0, 1, 2, \dots$  i t.d. wykresu /Rys. 86/. Podczas biegu kukorbowego siła  $T$ , powstająca na tle siły  $P$ , przeciwdziałającej posuwaniu się tłoka naprzód, jest oczywiście ujemna aż do położenia korby, przynależnego do punktu  $X$ . W tem położeniu korby siła  $T$  przechodzi przez zero, staje się na krótki czas dodatnią, znowu przechodzi przez zero w położeniu korby, przynależnym do punktu  $Y$  i, pozostając już do końca skoku ujemną, powraca ostatecznie do zera dla punktu martwego tylnego.

Wobec rozstawienia korb o  $180^\circ$  linjowy wykres sił  $T$  cylindra Nr. 2 otrzymamy, przesuwając krzywą sił stycznych cylindra Nr. 1 o PÓŁ OBROTU KORBY, a więc, budując krzywą sił począwszy od punktu  $10$ , odległego od pierwotnego punktu wyjścia tej krzywej o połowę obwodu korby, to jest o odcinek  $0-10 = \frac{1}{2} \omega \cdot r$ . W ten sposób otrzymujemy krzywą sił stycznych cylindra Nr. 2  $0, 1, 2, \dots$  i t.d. Dodając algebraicznie rzędne obu krzywych otrzymamy KRZYWĄ SIŁ STYCZNYCH SILNIKA DS -  $0, 1, 2, \dots$  i t.d., przyczem oczywiście POLE tej krzywej daje wartość pracy wskaźcowanej dwuskoku  $\Pi_w$  w skali wykresu.-

Dla łatwiejszego porównania krzywa sił stycznych silników DS i JS, łącznie z prostą stałego oporu  $OO$ , tożsamościową dla obu silników, jako dających tę samą pracę wskaźcowaną dwuskoku, zestawione są w jeden wspólny wykres /Rys. 87/. Widzimy zeń wyraźnie, iż falowania - wykresu sił stycznych silnika DS są równiejsze od falowań tożsamościowo pracującego silnika JS, a wartość  $\Sigma_m$  mniejsza dla DS. Stąd mamy:

WNIOSEK PIERWSZY. SILNIK DWUCYLINDROWY POJEDYŃCZEGO DZIAŁANIA O TŁOKACH PRZECIW-BIEŻNYCH W OGÓLNYM WYPADKU DAJE MNIEJSZĄ WARTOŚĆ  $\Sigma_m$  NIŻ ODPOWIEDNI SILNIK JEDNOCYLINDROWY PODWÓJNEGO DZIAŁANIA PRACUJĄCY TOŻSAMOŚCIOWO. Pochodzi to stąd, że w silniku DS oba skoki CZYNNNE dwuskoku są kukorbowe, podczas gdy w silniku JS mamy dla dwuskoku jeden skok czynny kukorbowy i jeden odkorbowy, z tego powodu wykres sił  $T$  silnika DS rozpada się na dwie tożsamościowe połowy, odpowiadające kolejno po sobie idącym półobrotom korby, natomiast wykres sił stycznych silnika JS daje duże fale różnego kształtu. Ta różnorodność fal jawi się oczywiście na tle różnic wykresów sił  $P_m$  oraz różnych wartości kąta  $\omega$ , przynależnych do danych skoków biegu kukorbowego i odkorbowego. Inaczej mówiąc przyczyna różnorodności fal leży w ustroju korbowym. Dla silnika DS, wobec symetrii



obu połów wykresu  $\Sigma_1' = \Sigma_3'$  oraz  $\Sigma_2' = \Sigma_4'$  a ponieważ  $\Sigma_1' - \Sigma_3' + \Sigma_2' - \Sigma_4' = 0$  przeto  $\Sigma_1' = \Sigma_2' = \Sigma_3' = \Sigma_4' = \Sigma_M'$  wszystkie więc powierzchnie są sobie równe; podczas gdy dla silnika JS powierzchnie te są różne - a więc NAJWIĘKSZA Z NICH  $\Sigma_M$  MUSI BYĆ WIĘKSZA OD  $\Sigma_M'$  SILNIKA DS, co stanowi bezpośredni dowód wypowiedzianego wniosku.

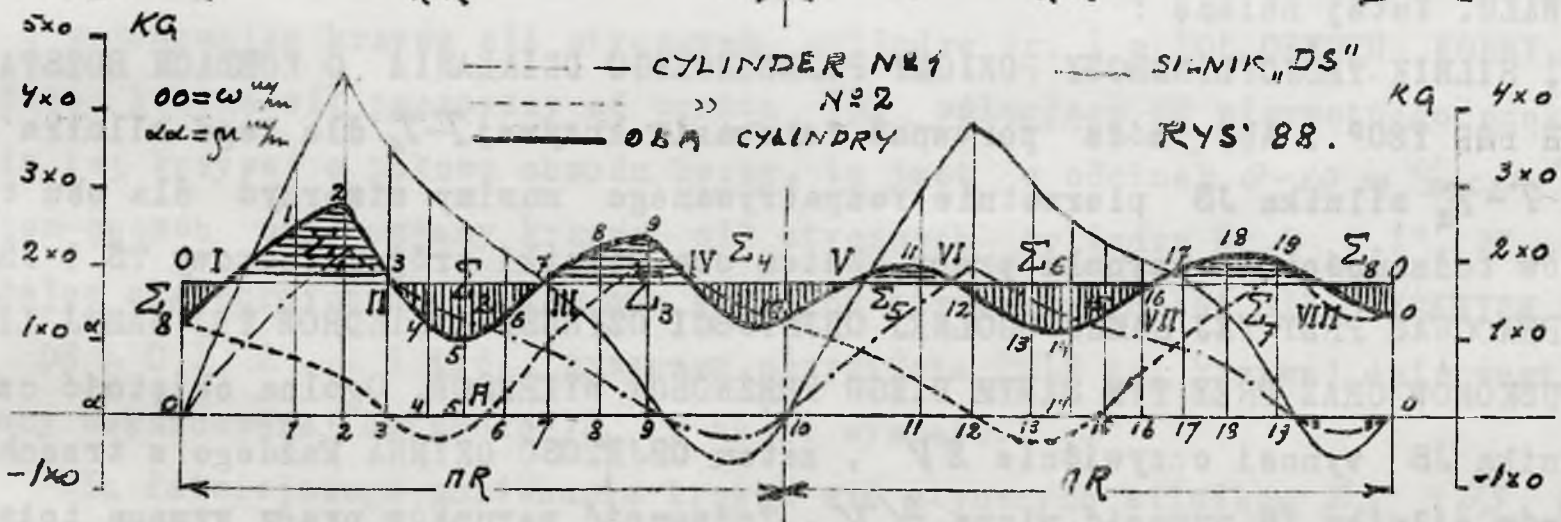
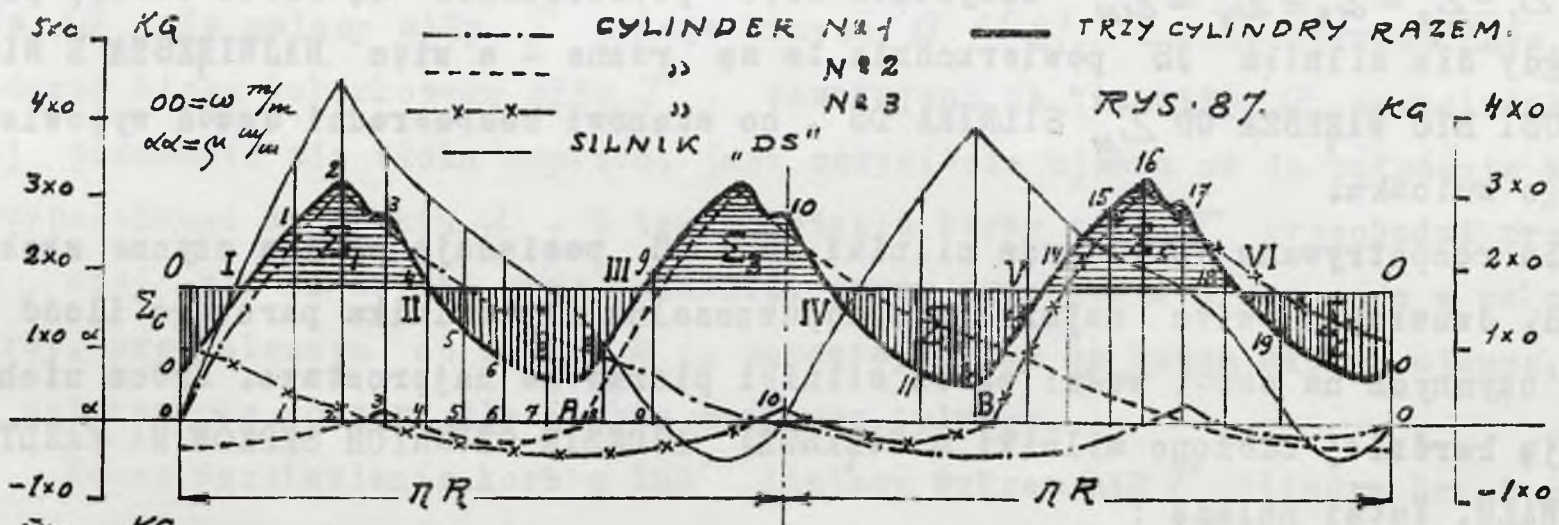
Oba rozpatrywane dotychczas silniki JS i DS posiadają po dwa czynne skoki na każdy dwuskok, a więc najmniejszą dopuszczalną dla silnika parowego ilość skoków czynnych na obrot wału: są to silniki pierwotne najprostsze. Prócz nich istnieją bardziej złożone silniki o WIĘKSZEJ LICZBIE CZYNNYCH SKOKÓW NA KAŻDY OBRÓT WAŁU. Tutaj należą:

B. SILNIK TRÓJCYLINDROWY POZIOMY POJEDYŃCZEGO DZIAŁANIA O KORBACH ROZSTAWIONYCH POD  $120^\circ$ . Aby móc porównać falowania krzywej  $T-T_s$  dla tego silnika z krzywą  $T-T_s$  silnika JS pierwotnie rozpatrywanego musimy stworzyć dla obu tych silników tożsamościowe warunki pracy. Zatem oba silniki trójcylindrowy TS i JS WINNY PRACOWAĆ PRZY TEJ SAMEJ OGÓLNEJ OBJĘTOŚCI CZYNNYJ CYLINDRÓW TEJ SAMEJ LICZBIE DWUSKOKÓW CRAZ PRZY TYM SAMYM BIEGU PRĘŻNOŚCI WYKRESÓW. Ogólna objętość czynna silnika JS wynosi oczywiście  $2V$ , zatem OBJĘTOŚĆ CZYNNA każdego z trzech cylindrów silnika TS wynosić winna  $\frac{2}{3}V$ . Tożsamość warunków pracy wymaga tożsamościowej kolejności następstwa ciśnień w wykresach obu silników, a więc tożsamości biegu krzywych ciśnień. Zatem wykres ciśnień KTÓREJKOLWIEK /przedniej lub tylnej/ strony cylindra silnika JS służy zarazem jako WYKRES CIŚNIEŃ cylindra silnika TS, przy czym skala prężności zachowuje swą wartość, w dalszym ciągu więc  $\rho_m$  oznacza prężność jednego kilograma na centymetr kwadratowy; natomiast skala objętości ulega zmianie, ponieważ dla silnika TS -  $\rho_m$  podstawy wykresu oznacza jeno  $\frac{2}{3}V$ , podczas gdy dla silnika JS to samo  $\rho_m$  oznacza  $V m^3$ . Skala powierzchni wykresu ciśnień, wynosząca dla silnika JS -  $\psi$  kilogrammów na milimetr kwadratowy pola wykresu - dla silnika TS wyniesie oczywiście li tylko  $\frac{2}{3}\psi$   $\frac{kgm}{m^2}$ .

Pole wykresu ciśnień dawało w skali dla silnika JS połowę pracy wskaźcowanej obrotu  $\frac{1}{2}\pi_w$ , zatem TO SAMO POLE dla silnika TS da w skali wartości  $\frac{2}{3} \times \frac{1}{2}\pi_w$ , a więc wartość trzeciej części pracy wskaźcowanej silnika. Praca wskaźcowana obrotu w silniku TS będzie więc równa pracy wskaźcowanej dwuskoku silnika JS. Zatem pod względem pracy wskaźcowanej obrotu oba silniki są tożsamościowe. Aby otrzymać tożsamościowe warunki pracy przypuszczamy, że masy prostolinjowe cylindra silnika TS są te same co i w JS zatem i KRZYWA SIŁ  $P_m$  jest tożsamościowa dla TS i JS. Zatem ostatecznie wykresy sił  $P$  i  $T$  cylindra



SILNIK TRÓJCYLINDROWY POZIOMY POJEDYŃCZEGO DZIAŁANIA



SILNIK DWUCYLINDROWY POZIOMY PODWÓJNEGO DZIAŁANIA

silnika  $TS$  będą tożsamościowe co do wielkości i kształtu z wykresami sił  $P$  i  $T$  /Rys.85,86/ cylindra rozpatrywanego przez nas pierwszej silnika  $DS$ . Objętościowa skala w ten sposób otrzymanych wykresów sił  $P$  i  $T$  cylindra silnika  $TS$  będzie oczywiście  $\frac{2}{3}\psi$ .

Aby porównać wykresy sił  $T$  silników  $TS$  i  $JS$  dzielimy podstawę  $00 = \omega'''$  wykresu /Rys. 87 / linjowego sił  $T-T_s$  silnika  $JS$  na trzy RÓWNE CZĘŚCI  $OA, AB, BO$ , ODPOWIADAJĄCE ROZSTAWIENIU KORB POD  $120^\circ$  i z punktów  $O, A, B$ , jako z punktów wyjścia budujemy krzywe sił stycznych przenosząc  $\frac{2}{3}$  odcinków  $II', 22'...$  i t.d. wykresu /Rys. 86/. Krzywe otrzymane w ten sposób, a wychodzące z punktów  $O, A, B$ , przynależą oczywiście do cylindrów Nr. 1, 2, 3 silnika  $TS$ . - Dodając algebraicznie rzędne tych krzywych otrzymujemy KRZYWE WYPADKOWYCH SIŁ STYCZNYCH ZASTĘPCZYCH  $O, I, 2 \dots$  i t.d. SILNIKA  $TS$ , przy czym oczywiście wobec zmniejszenia o  $\frac{1}{3}$  skali sił  $T$  odkładanych z wykresu /Rys. 86/ POLE KRZYWEJ  $O, I, 2 \dots$  i t.d. /Rys. 87/ DAJE WARTOŚĆ PRACY WSKAŹCOWANEJ  $\eta_w$  w SKALI  $\psi$ . Krzywa ta przebiega, jak to widzimy na /Rys. 87/ krzywą stałego oporu  $00$ , wspólną dla obu silników  $TS$  i  $JS$  jako dających tę samą pracę wskaźcowaną  $\eta_w$ , aż w sześciu punktach  $I, II \dots VI$ , tworząc w ten sposób sześć falowań wykresu  $T-T_s$ . Porówna-



nie tych falowań z falowaniami wykreślonej na tym wykresie /cienką linią/ krzywej  $T-T_s$  silnika  $\mathcal{I}S$  daje nam:

WNIOSEK DRUGI. SILNIK TRÓJCYLINDROWY POJEDYŃCZEGO DZIAŁANIA O KORBACH ROZSTAWIONYCH NA WSPÓLNYM WALE POD KĄTAMI  $120^\circ$  W OGÓLNYM WYPADKU DAJE SZĘŚCICWALOWĄ KRZYWĄ SIŁ  $T-T_s$  O POWIERZCHNIACH FALOWAŃ ZNACZNIE MNIEJSZYCH OD POWIERZCHNI FALOWAŃ CZTEROFALOWEJ KRZYWEJ SIŁ  $T-T_s$  ODPOWIEDNIEGO SILNIKA JEDNOCYLINDROWEGO PODWÓJNEGO DZIAŁANIA, - PRACUJĄCEGO TOŻSAMOŚCIOWO.

C. SILNIK DWUCYLINDROWY POZIOMY PODWÓJNEGO DZIAŁANIA O KORBACH USTAWIONYCH NA WSPÓLNYM WALE POD KĄTEM  $90^\circ$ . Wychodząc z zupełnie podobnych założeń widzimy, że w danym wypadku czynna objętość każdego cylindra rozpatrywanego silnika  $DDS$  winna być  $\frac{1}{2} V$ . I tu tak samo, jak poprzednio dzielimy podstawę  $OO = \omega$  wykresu /Rys. 88/ linjowego sił  $T-T_s$  silnika  $\mathcal{I}S$  na cztery równe części i jedną z nich  $OA$  odkładamy na podstawie wykresu od początkowego punktu  $O$ . Łuk  $OA$  odpowiada zatem ustawieniu korb pod kątem  $90^\circ$ . Z punktów  $O, A$ , jako z punktów wyjścia budujemy krzywe sił stycznych cylindrów silnika  $DDS$ , przenosząc połowę odcinków  $II, 22, 33 \dots$  i t.d. z wykresu /Rys. 88/. Krzywe otrzymane w ten sposób a wychodzące z punktów  $O, A$ , należą oczywiście do cylindrów Nr. 1, 2 silnika  $DDS$ . Dodając algebraicznie rzędne tych krzywych otrzymamy KRZYWĘ WYPADKOWYCH SIŁ STYCZNYCH ZASTĘPCZYCH  $0, 1, 2 \dots$  i t.d. /Rys. 88/ silnika  $DDS$  przyczem oczywiście, wobec ZMNIEJSZENIA O POŁOWĘ SKALI SIŁ, ODKŁADANYCH Z WYKRESU /Rys. 88/, POLE KRZYWEJ /Rys. 88/  $0, 1, 2 \dots$  i t.d. DAJE WARTOŚĆ pracy wskaźcowanej  $\eta_w$  w skali  $\psi$ . Krzywa ta przecina, jak to widzimy na /Rys. 88/ krzywą stałego oporu  $OO$  wspólną dla silników  $DDS$  oraz  $\mathcal{I}S$ , jako dających tę samą pracę wskaźcowaną  $\eta_w$ , aż w ośmiu punktach  $I, II, \dots, VIII$ , tworząc w ten sposób ośm falowań wykresu  $T-T_s$ . Porównanie tych falowań z falowaniami wykreślonej na tym samym wykresie /cienką linią/ krzywej  $T-T_s$  silnika  $\mathcal{I}S$  daje nam:

WNIOSEK TRZECI: SILNIK DWUCYLINDROWY PODWÓJNEGO DZIAŁANIA O KORBACH USTAWIONYCH NA WSPÓLNYM WALE POD KĄTEM  $90^\circ$  W OGÓLNYM WYPADKU DAJE OSMIOFALOWĄ KRZYWĄ SIŁ  $T-T_s$  O POWIERZCHNIACH FALOWAŃ ZNACZNIE MNIEJSZYCH OD POWIERZCHNI FALOWAŃ CZTEROFALOWEJ KRZYWEJ SIŁ  $T-T_s$  ODPOWIEDNIEGO SILNIKA JEDNOCYLINDROWEGO PODWÓJNEGO DZIAŁANIA PRACUJĄCEGO TOŻSAMOŚCIOWO.

Możemy i w dalszym ciągu mnożyć przykłady złożonych silników o coraz to większej ilości CZYNNYCH SKOKÓW NA KAŻDY OBRÓT WAŁU, a otrzymane krzywe sił  $T-T_s$  dadzą coraz to więcej falowań przy równoczesnym zmniejszaniu się powierzchni poszczególnych falowań. Co w danym wypadku oznacza  $\sum_m$ ? Aby na to odpowiedzieć rozpatrzmy wielofalowy wykres sił  $T-T_s$ , gdzie krzywa  $T$  w



oczywiście liczbie punktów I, II, III, IV, V, ... i t.d. przecina prostą stałego oporu, tworząc w ten sposób parzystą liczbę falowań naprzemianległych po obu stronach prostej stałego oporu. Oznaczmy powierzchnie falowań przez  $\Sigma_{IK}, \Sigma_{KM}, \Sigma_{MV}, \Sigma_{VY}, \dots$  i t.d. a przez  $\psi$  skalę powierzchni wykresu i przypuśćmy, że powierzchnie  $\Sigma_{IK}, \Sigma_{MV}, \dots$  i t.d. leżą NAD prostą stałego oporu. Stosując zasadniczy wzór  $\frac{1}{2} M(v_i^2 - v_j^2) = \theta_{ij}$  kolejno w granicach punktów I i II, I i III, I i IV ... i t.d. mamy:  $\frac{1}{2} M[v_u^2 - v_I^2] = \psi[\Sigma_{IU}] = \theta_u$ ;  $\frac{1}{2} M[v_{III}^2 - v_I^2] = \psi[\Sigma_{IK} - \Sigma_{KM}] = \theta_{III}$ ;  $\frac{1}{2} M[v_{IV}^2 - v_I^2] = \psi[\Sigma_{IK} - \Sigma_{KM} - \Sigma_{MV}] = \theta_{IV}$  ... i t.d., gdzie  $\theta_u, \theta_{III}, \theta_{IV}, \dots$  i t.d. oznaczają PRACĘ SIŁ  $T - T_s$  w granicach punktów I i II, I i III, I i IV i t.d.

DLA WSZELKIEGO  $\theta_d > 0$  DODATNIEGO mamy oczywiście  $v_d > v_I$ , a dla WSZELKIEGO  $\theta_u < 0$  UJEMNEGO mamy  $v_u < v_I$ . Z posród dodatnich wartości  $\theta_d$  obierzmy NAJWIĘKSZĄ  $\theta_m$ , przyczem dla wszystkich wartości  $\theta_d$  będziemy mieli  $\theta_m > \theta_d$ ; z posród ujemnych wartości  $\theta_u$  obierzmy NAJMNIJSZĄ  $\theta_m$  przyczem dla wszystkich wartości  $\theta_u$  będzie  $\theta_m < \theta_u$ . Stąd bezpośrednio mamy  $\frac{1}{2} M[v_m^2 - v_d^2] = \theta_m - \theta_d > 0$  oraz  $\frac{1}{2} M[v_m^2 - v_u^2] = \theta_m - \theta_u < 0$ , co daje  $v_m > v_d$  oraz  $v_m < v_u$ . Ponieważ wszelkie  $v_m > v_I$ , a  $v_I > v_u$ , przeto oczywiście  $v_m$  i  $v_m$  stanowią skrajne wartości szybkości obwodowej osi czopa korbowego rozpatrywanego silnika. Stąd mamy, stosując zasadniczy wzór w granicach punktów I i M oraz I i m:  $\frac{1}{2} M[v_m^2 - v_I^2] = \theta_m$  oraz  $\frac{1}{2} M[v_m^2 - v_I^2] = \theta_m$ , gdzie  $\theta_M$  i  $\theta_m$  przynależą do punktów M i m zawartych w szeregu punktów I, II, III ... i t.d. Odejmując otrzymujemy  $\frac{1}{2} M[v_m^2 - v_m^2] = \theta_M - \theta_m = \psi \Sigma_m$ , stąd mamy  $\Sigma_m = [\theta_M - \theta_m] : \psi$ . ABY OTRZYMAĆ WARTOŚĆ  $\Sigma_m$  DLA WIELOFALOWEGO WYKRESU SIŁ  $T - T_s$  NALEŻY UTWORZYĆ CAŁY SZEREG SUM:  $S_1 = \Sigma_{I II}$ ,  $S_2 = \Sigma_{IK} - \Sigma_{KM}$ ,  $S_3 = \Sigma_{IK} - \Sigma_{KM} + \Sigma_{MV}$ , ...  $S_{2k} = \Sigma_{I II} - \Sigma_{KM} + \Sigma_{MV} - \dots - \Sigma_{(2k-1)(2k)} = 0$ . BEZWZGLEDNA WARTOŚĆ  $-S_m$  NAJMNIJSZEJ UJEMNEJ SUMMY  $S_m$  DODANA DO NAJWIEKSZEJ DODATNIEJ SUMMY  $S_m$  DA SZUKANĄ WARTOŚĆ  $\Sigma_m$ .

Wyżej zauważyliśmy, że wykresy sił  $T - T_s$  poziomych silników  $n$  cylindrowych pojedynczego działania o korbach rozstawionych na wale pod kątami  $/360:n/^\circ$ , wobec zupełnie tożsamościowej budowy krzywych sił stycznych poszczególnych cylindrów, rozpada się na  $n$  ZUPEŁNIE SYMETRYCZNYCH FAL, tworzących w przecięciu z prostą stałego oporu  $2n$  falowań wykresu. Widzimy to wyraźnie na /Rys. 86 oraz Rys. 87 /. W danym wypadku mamy oczywiście  $\Sigma_{I II} = \Sigma_{III IV} = \dots$  i t.d. oraz  $\Sigma_{II III} = \Sigma_{IV V} = \dots$  i t.d. Ponieważ zaś  $S_{2k} = \Sigma_{I II} - \Sigma_{II III} + \Sigma_{III IV} - \Sigma_{IV V} + \dots - \Sigma_{(2k-1)(2k)}$ , przeto  $\Sigma_{I II} = \Sigma_{II III} = \Sigma_{III IV} = \dots = \Sigma$ , a więc  $S_1 = \Sigma$ ,  $S_2 = 0$ ,  $S_3 = \Sigma$ ,  $S_4 = 0$ , ...  $S_{2k} = 0$ . Tutaj zatem mamy  $\Sigma_m = \Sigma$ . Po falowaniach leżących ponad prostą stałego oporu panuje WSZĘDZIE TA SAMA NAJWYŻSZA WARTOŚĆ  $v_m$ , a po falowaniach, leżących pod prostą stałego oporu panuje WSZĘDZIE TA SAMA NAJNIŻSZA WARTOŚĆ  $v_m$ . Przy danej pracy wskaźcowanej  $\Pi_w$  takiego silnika wartość  $\Sigma$  jest tem oczywiście mniejsza im większa ilość cylindrów, a to dla tego, że przy równomiernem rozstawieniu korb na wale faliste wykresy sił stycznych CZYNNYCH SKOKÓW



poszczególnych cylindrów WZAJEMNIE SIĘ DOPEŁNIAJĄ, tem dokładniej im większe  $n$ . Inaczej mówiąc im większe  $n$ , tem słabsze skoki momentu obrotowego silnika, tem bardziej zbliża się do swej średniej wartości siła zastępcza  $T$  silnika, tem mniejsze więc falowanie wykresu  $T - T_s$ . Ponadto, im większe  $n$ , tem częściej szybkość  $v$  przechodzi przez swą średnią wartość - tem jednostajniejszy zatem bieg silnika.

Wszystko to stosuje się i do silników, złożonych z  $\frac{n}{2}$  cylindrów podwójnego działania jednak li tylko w ogólnych zarysach, tutaj bowiem wchodzi w grę pewna różnorodność krzywych sił  $T$  dla skoków kukorbowych i odkorbowych, gmatwająca prawidłowość biegu krzywej  $T - T_s$  silnika i sprawiająca powiększenie wartości  $\Sigma_m$ . Możemy więc wypowiedzieć ogólny:

WNIOSEK CZWARTY: DLA SILNIKA WIELOCYLINDROWEGO WARTOŚĆ  $\Sigma_m$  JEST TEM MNIEJSZA IM RÓWNOMIERNIEJ PRZEPROWADZONY JEST ROZKŁAD SKOKÓW CZYNNYCH W GRANICACH JEDNEGO OBROTU ORAZ IM PODOBNIJSZE DO SIEBIE SĄ WYKRESY SIŁ STYCZNYCH POSZCZEGÓLNYCH CYLINDRÓW SILNIKA.

Pozatem mamy również oczywisty:

WNIOSEK PIĄTY: PRZY RÓWNOMIERNYM ROZKŁADZIE SKOKÓW CZYNNYCH W GRANICACH JEDNEGO OBROTU SILNIK, ZŁOŻONY Z  $n$  CYLINDRÓW POJEDYŃCZEGO DZIAŁANIA UJWANIA ZNACZNIE MNIEJSZĄ WARTOŚĆ  $\Sigma_m$  NIŻ ODPOWIEDNI SILNIK, ZŁOŻONY Z  $\frac{n}{2}$  CYLINDRÓW PODWÓJNEGO DZIAŁANIA DAJĄCY NA OBRÓT TĘ SAMĄ PRACĘ WSKAŹCOWANĄ.

D. SILNIKI PIONOWE. Ciężar części ruchu w silnikach pionowych daje dodatkową siłę, którą możemy łatwo uwzględnić w wykresach sił  $P_t$ , przesuwając odpowiednio linię zer wykresu. W ten sposób wykres sił  $P_t$  cylindra podwójnego działania traci swą symetrię względem linii zer, powodując stosunkowo dość znaczną różnorodność biegu krzywych sił stycznych dla czynnych skoków kukorbowych i odkorbowych, co daje niewatliwie większe wartości dla  $\Sigma_m$ .

Przesunięcie linii zer wykresu siły  $P_t$  cylindra pojedynczego działania powiększa wartość sił działających na tłok w kierunku korby, powodując tem samym wzrost fali sił  $T$  dla skoku kukorbowego oraz obniżenie fali sił stycznych dla skoku odkorbowego, co również powiększa  $\Sigma_m$ . Dla obu wypadków mamy zatem:

WNIOSEK SZÓSTY: SILNIK ZŁOŻONY Z DOWOLNEJ ILOŚCI CYLINDRÓW PODWÓJNEGO LUB POJEDYŃCZEGO DZIAŁANIA UJAWNIA WIĘKSZĄ WARTOŚĆ  $\Sigma_m$  W UKŁADZIE PIONOWYM NIŻ W UKŁADZIE POZIOMYM.

Ten wniosek jest oczywisty. W samej rzeczy, części ruchu wszelkiego pionowego silnika oddają pracę przy opadaniu z góry na dół a więc podczas skoku kukorbowego, aby ją pobrać z powrotem podczas skoku odkorbowego. Zatem w silniku pionowym koło zamachowe wykonywa dodatkową czynność, nieistniejącą przy układzie pionowym, - POBIĘ-



RANIA PRACY CIĘŻARU OPADAJĄCYCH NADÓŁ CZĘŚCI RUCHU SILNIKA I ODDAWANIA TAKOWEJ Z POWROTEM NA PONOWNE PODNOSZENIE ICH KU GÓRZE podczas następnego skoku: koło zamachowe musi być zatem nieco cięższe.

Wobec stosunkowo nieznacznej wartości prac wznoszenia się opadania części ruchu pionowego silnika wnioski CZWARTY i PIĄTY mogą być zastosowane i do pionowych silników.

E. SILNIKI SPRZEŻONE. Warunek dążenia do jaknajmniejszej wartości  $\Sigma_m$  wymaga powiększania liczby cylindrów. Tej dążności stoi oczywiście na przeszkodzie NADMIERNE POWIĘKSZENIE KOSZTÓW WYKONANIA, rosnące proporcjonalnie do ilości cylindrów, dla tego też obecnie już nawet trójcylindrowe silniki są rzadkością, aczkolwiek jednak wśród silników okrętowych, gdzie jednostajność biegu nader ważną odgrywa rolę ze względu na sprawność działania śruby - spotykamy sześć i ośmiocylindrowe silniki.

Zatem zwykle liczba cylindrów nie przekracza dwóch. Dwucylindrowe silniki mogą być BLIZNIACZE, o dwóch cylindrach podwójnego działania tożsamościowych i korbach rozstawionych pod kątem  $90^\circ$  lub SPRZEŻONE USTROJU TANDEM LUB COMPOUND. Cylindry silnika sprzężonego możemy ustawić równoległe po obu stronach wału, rozstawiając przytem korby pod kątem  $90^\circ$ . Tego rodzaju silnik sprzężony nazywany silnikiem "COMPOUND" i oznaczamy przez "CS". Możemy również ustawić oba cylindry jeden za drugim przy takim ustroju tłoki umieszczamy na wspólnym tłoczysku, zakończonym krzyżulcem korbowodem i korbą. Tutaj zatem rozstawienie korb jest wynosi  $0^\circ$ . Tego rodzaju silnik sprzężony nazywany silnikiem "TANDEM" i oznaczamy przez "WS". Silnik "CS" działaniem zbliża się oczywiście do silnika bliźniaczego, a silnik "WS" do zwykłego jednocylindrowego.

Aby ustalić wielkość  $\Sigma_m$  dla silników sprzężonych, wykreślamy wykres ciśnień /Bys. 89/, na którym mamy krzywą MN WK STM prężności dla MC, krzywą M' N' W' K' S' T' M' dla DC;  $M[N][W]K'S'TM$  dla odpowiedniego - JEDNOCYLINDROWEGO SILNIKA, rozwijającego tę samą pracę wskaźcowaną  $\Pi_w$ , co i silnik sprzężony, wreszcie krzywą prężności  $M[N][W]K'S'TM$  dla pojedynczego cylindra odpowiedniego BLIZNIACZEGO SILNIKA, rozwijającego w obu cylindrach również tę samą pracę wskaźcowaną  $\Pi_w$ , co i silnik sprzężony. Pole więc tej ostatniej krzywej wyznacza pracę  $\frac{1}{2} \Pi_w$  w skali  $\psi$  wykresu.

Zwyczaj silnik sprzężony budujemy w ten sposób, aby prace wskaźcowane obu cylindrów MC i DC były równe  $\frac{1}{2} \Pi_w$ , co ma miejsce i na naszym wykresie gdzie POWIERZCHNIA MC równa jest POWIERZCHNI DC.

Sposobem zwykłym budujemy wykres sił  $P_t$  dla małego i dużego cylindrów sprzężonego silnika, przytem wobec różnych PODSTAW wykresów dla MC i DC ROŻNICE RZEDNYCH WYKRESU CISNIEN ODKŁADAMY NA WYKRESIE SIŁ  $P_t$  POWIĘKSZONE W STOSUNKU  $\delta: [v]$  = podstawa



wykresu sił  $P_t$  dzielona przez podstawę wykresu ciśnień  $MC$  DLA  $MC$ , ORAZ W STOSUNKU  $\delta: [V] =$  podstawa wykresu sił  $P_t$  dzielona przez podstawę wykresu ciśnień  $DC$  DLA  $DC$ , A TO OCZYWIŚCIE W TYM CELU, ABY ZACHOWAĆ POWIERZCHNIĘ, ODNOSNYCH WYKRESÓW NIEZMIENIONĄ, A WIEC ZACHOWAĆ I SKALĘ  $\psi$  WYKRESU.

Z kolei wyznaczamy krzywą  $P_m$  dla  $MC$  i  $DC$  na wykresie sił  $P_t$ , co daje wykres sił  $P$ . W danym wypadku wyznaczaliśmy tylko jedną krzywą  $\delta_0 \delta_{10}$  w założeniu, że części ruchu obu cylindrów są tożsamościowe dla obu cylindrów silnika CS oraz, że waga części ruchu silnika WS jest dwa razy wyższa od wagi części ruchu pojedynczego cylindra silnika CS. Przy tych założeniach możemy oczywiście uważać krzywą  $\delta_0 \delta_{10}$  za linię zer wykresu /Rys. 90/. Uwzględniając rozstawienie korb, otrzymujemy na /Rys. 91/ wykres sił  $T-T_s$  dla WS, a na /Rys. 92 / wykres sił  $T-T_s$  dla CS. Pierwszy należy do typu zwykłych czterofalowych, drugi zaś jest wykresem sześciofalowym o nader kapryśnym kształcie.

Dla porównania na wykresie /Rys. 91/ umieściliśmy KRZYWĄ SIŁ  $T$  ODPOWIEDNIEGO SILNIKA JS, otrzymaną na mocy krzywej  $MN[w]K'S'TM$  wykresu ciśnień, a na wykresie /Rys. 92/ - krzywą sił  $T$  odpowiedniego SILNIKA BLIŹNIACZEGO. Porównanie tych krzywych daje:

WNIOSEK SZÓSTY : SILNIK "TANDEM" W OGÓLNYM WYPADKU DAJE MNIEJSZĄ WARTOŚĆ  $\Sigma_m$  NIŻ ODPOWIEDNI SILNIK JEDNOCYLINDROWY, PRACUJĄCY TOŻSAMOŚCIOWO.

Wniosek ten jest sam przez się oczywisty od pierwszego wejrzenia na /Rys. 91/ Trudniej znacznie jest wywnioskować, czy wartość  $\Sigma_m$  jest większa dla CS, czy dla odpowiedniego bliźniaczego silnika. W ogólnym wypadku bliźniaczy silnik daje nieco mniejsze wartości  $\Sigma_m$ , wszystko wszelako zależy od charakteru wykresów w każdym poszczególnym wypadku; natomiast z zupełną pewnością możemy wypowiedzieć następujący oczywisty:

WNIOSEK SIÓDMY. MOMENT OBROTOWY SILNIKA COMPOUND POSIADA BIEG ZNACZNIE RÓWNIJSZY NIŻ MOMENT OBROTOWY ODPOWIEDNIEGO SILNIKA BLIŹNIACZEGO PRACUJĄCEGO TOŻSAMOŚCIOWO.

F. Wreszcie wartość  $\Sigma_m$  zależy ponadto od samego wykresu ciśnień, a zwłaszcza od napełnienia, sprzężania, oraz od biegu krzywych  $P_m$ , a więc od ciężaru części ruchu i od ilości obrotów na minutę. Niestety jednak zależność ta jest tak nieuchwytna, że żadnych stałych praw nie można tutaj ustalić.

Niejakie wyobrażenie o zależności wagi koła zamachowego od tylko co wymienionych czynników daje nam WZÓR DORAŹNY, określający przybliżoną wagę koła w zależności od mocy silnika.







§ 22. MOC SILNIKA PAROWEGO . JEDNOSTKĄ MOCY, najczęściej używaną jest KONÓ PAROWY, to jest PRACA 75 KILOGRAMMETRÓW NA SEKUNDE. Oznaczając jak dawniej PRACĘ WSKAŹCOWANĄ NA OBRÓT SILNIKA przez  $\Pi_w$  oraz przez  $n$  - ILOŚĆ OBROTÓW SILNIKA NA SEKUNDE otrzymamy MOC WSKAŹCOWANĄ SILNIKA  $MK_w$  W KONIACH PAROWYCH W POSTACI  $MK_w = \Pi_w n : [75 \times 60]$ . Oznaczając z kolei przez  $\Sigma$  OGÓLNA POWIERZCHNIĘ WYKRESU SIŁ SIYCH danego silnika oraz przez  $\psi$  SKALĘ POWIERZCHNI WYKRESU mamy  $MK_w = \psi \Sigma n : [75 \times 60]$ . Z tego wzoru łatwo otrzymać:

§ 23. DORAŹNY WZÓR OKREŚLAJĄCY WAGĘ KOŁA ZAMACHOWEGO. Wyżej podaliśmy zasadniczy wzór dla głównej masy obrotowej  $M_z = [\psi \Sigma_m : \delta] \times [60 : 2\pi n i_z]^2$ . Ponieważ masa WIENCA stanowi oczywiście lwią część całkowitej masy koła zamachowego, przeto ją tylko bierzemy pod uwagę, POMIJAJĄC MASĘ PIASTY I RAMION. Oznaczmy przez  $\rho_s$  PROMIEN ŚRODKA CIĘŻKOŚCI PRZEKROJU WIENCA, wtedy dla MASY WIENCA KOŁA ZAMACHOWEGO, w przybliżeniu równej  $M_z$  mamy: oczywiście  $\rho_s \cong i_z$  stąd bezpośrednio  $2\pi n i_z : 60 \cong 2\pi n \rho_s : 60 = V_s$ , gdzie  $V_s$  jest SZYBKOŚCIĄ OBWODOWĄ ŚRODKA CIĘŻKOŚCI WIENCA. Niech dalej  $G_z$  oznacza WAGĘ WIENCA KOŁA ZAMACHOWEGO - zatem  $G_z = g M_z = g \psi \Sigma_m : \delta V_s^2$ . Dzieląc tylko co otrzymany wzór przez  $MK_w = \psi \Sigma n : 75 \times 60$ , otrzymujemy  $G_z = 4500 g [\Sigma_m : \Sigma] [MK_w : \delta n V_s^2] = C MK_w : \delta n V_s^2$ , gdzie  $C = 44145 [\Sigma_m : \Sigma]$ . Stąd mamy oczywisty

WNIOSEK PIERWSZY: WAGA KOŁA ZAMACHOWEGO JEST PROPORCYONALNA DO MOCY WSKAŹCOWANEJ SILNIKA.

Ponieważ podobne geometryczne wykresy sił  $T-T_s$ , dają te same wartości dla  $\Sigma_m : \Sigma$ , przeto można z góry określić poszczególne WARTOŚCI C dla różnych typów wykresów, a więc i dla różnych silników. Podajemy tutaj TABLICE WARTOŚCI C dla silnika JEDNOCYLINDROWEGO PODWÓJNEGO DZIAŁANIA ZE SKRAPLACZEM TABLICA Nr. VII, JEDNOCYLINDROWEGO SILNIKA PODWÓJNEGO DZIAŁANIA WYDYCHOWEGO - TABLICA Nr. VIII, I BLIŹNIACZEGO WYDYCHOWEGO LUB ZE SKRAPLACZEM - TABLICA Nr. IX. We wszystkich tych tablicach

$N$  - oznacza NAPEŁNIENIE w pojedynczym cylindrze lub w obu cylindrach dla bliźniaczego silnika.

$p_o, p'$  - POCZĄTKOWA PRĘŻNOŚĆ I PRZECIWCISNIENIE WYKRESU W  $Kg/cm^2$ .

$p_T$  - KOŃCOWĄ PRĘŻNOŚĆ SPREŻANIA W  $Kg/cm^2$ .

$p_m$  - ŚREDNIA ARYTMETYCZNA SKRAJNYCH PRĘŻNOŚCI MAS PROSTOLINJOWYCH =  $= \frac{1}{2} \frac{g_c}{Og} \frac{v^2}{R} \{F(0) + F(\pi)\} = \frac{g_c}{Og} \frac{v^2}{R} \dots$  (patrz § II).



TABLICA Nr. VII.

SILNIK JEDNOCYLINDROWY ZE SKRAPLACZEM.

| $N:$   | $p_m : p_o =$   | 0,05  | 0,1  | 0,2  | 0,3  | 0,4  | 0,5  | 0,6  |
|--------|-----------------|-------|------|------|------|------|------|------|
| $1/10$ | $p_T = 0,7 p_o$ | 10000 | 9100 | 7500 | 6400 | 5700 | 5300 | 5200 |
|        | $p_T = p'$      | 7600  | 6700 | 5100 | 4500 | 4600 | 5400 | 7100 |
| $1/8$  | $p_T = 0,7 p_o$ | 9700  | 8800 | 7400 | 6500 | 6000 | 5700 | 4800 |
|        | $p_T = p'$      | 7500  | 6800 | 5400 | 4800 | 4600 | 4900 | 5700 |
| $1/6$  | $p_T = 0,7 p_o$ | 8900  | 8300 | 7100 | 6400 | 6100 | —    | —    |
|        | $p_T = p'$      | 7500  | 7000 | 5800 | 5000 | 4900 | —    | —    |
| $1/5$  | $p_T = 0,7 p_o$ | 8500  | 8100 | 7200 | 6400 | 6100 | —    | —    |
|        | $p_T = p'$      | 7500  | 7100 | 6200 | 5400 | 5000 | —    | —    |
| $1/4$  | $p_T = 0,7 p_o$ | 8000  | 7800 | 7400 | 7000 | 6600 | 6200 | —    |
|        | $p_T = p'$      | 7300  | 7000 | 6600 | 6200 | 5900 | 5600 | —    |
| $1/3$  | $p_T = 0,7 p_o$ | 7500  | 7400 | 7000 | 6900 | 6900 | 6800 | 6800 |
|        | $p_T = p'$      | 7100  | 6800 | 6700 | 6600 | 6500 | 6400 | 6300 |
| $1/2$  | $p_T = 0,7 p_o$ | —     | —    | 6800 | —    | —    | —    | —    |
|        | $p_T = p'$      | —     | —    | 6500 | —    | —    | —    | —    |

TABLICA Nr. VIII.

JEDNOCYLINDROWY SILNIK WYDYCHOWY.

| $N:$  | $p_m : p_o$     | 0,05 | 0,1  | 0,2  | 0,3  | 0,4  | 0,5  | 0,6  |
|-------|-----------------|------|------|------|------|------|------|------|
| $1/6$ | $p_T = 0,7 p_o$ | 9600 | 8700 | 7200 | 6100 | 5500 | 5300 | —    |
|       | $p_T = p'$      | 8600 | 7700 | 6300 | 5200 | 4500 | 4200 | —    |
| $1/4$ | $p_T = 0,7 p_o$ | 9000 | 8300 | 7200 | 6300 | 6000 | 6000 | 6200 |
|       | $p_T = p'$      | 8500 | 7900 | 6800 | 5800 | 5300 | 5400 | 5800 |
| $1/3$ | $p_T = 0,7 p_o$ | 8500 | 8100 | 7100 | 6500 | 6300 | 6700 | —    |
|       | $p_T = p'$      | 8300 | 7500 | 6900 | 6300 | 6100 | 5000 | —    |
| $1/2$ | $p_T = 0,7 p_o$ | 7800 | 7500 | 7000 | 6900 | —    | —    | —    |
|       | $p_T = p'$      | 7300 | 7400 | 7000 | 7000 | —    | —    | —    |

TABLICA Nr. IX.

SILNIK BLIŹNIACZY ZE SKRAPLACZEM LUB WYDYCHOWY.

| WYPEŁNIENIE Nr. | 1:6  | 1:4  | 1:3  | 1:2  |
|-----------------|------|------|------|------|
| $p_o = p_o$     | 2900 | 2400 | 2000 | 1500 |
| $p_T = p'$      | 2500 | 2300 | 2100 | 1500 |

Bliższe rozpatrywanie wartości  $C$ , podanych w tych tablicach wyraźnie ujawnia wpływ napełnienia, sprężania oraz sił bezwładności mas prostoliniowych. Ten ostatni wpływ jest największy, to też w silniku bliźniaczym wpływ ten zanika całkowicie,



a dla silnika trójcyldrowego nawet wartosc napelnienia i sprężania nie zmienia stałej C. Stąd mamy:

WNIOSEK DRUGI: WARTOŚĆ NAPEŁNIENIA I SPREŻANIA WYKRESU ORAZ SIŁ BEZWŁADNOŚCI MAS CZĘŚCI RUCHU SILNIKA TEM MNIEJSZY WYWIERAJĄ WPŁYW NA WAGĘ KOŁA ZAMACHOWEGO, IM WIĘKSZĄ LICZBĘ CYLINDRÓW POSIADA ROZPATRYWANY SILNIK, A SKOKI CZYNNIE DOKŁADNIEJ DOPEŁNIAJĄ SIĘ WZAJEMNIE.

Pozostaje jeszcze do zbadania:

§ 24. WPŁYW ILOŚCI OBROTÓW SILNIKA NA WAGĘ KOŁA ZAMACHOWEGO. Wychodząc z zasadniczego wzoru dla masy  $M_z = C \sum_m = \delta n^2 i_z^2$ , widzimy, że MASA KOŁA ZAMACHOWEGO JEST ODWROTNIE PROPORCYONALNA DO KWADRATU LICZBY OBROTÓW SILNIKA. Dążyć winniśmy zatem do osiągnięcia możliwie najwyższej ilości obrotów dla danego silnika. Niestety jednak istnieje WYRAŻNA GRANICA, której tu nie możemy przekroczyć. GRANICĘ TĘ WYZNACZA ZGUBNE ODDZIAŁYWANIE BEZWŁADNOŚCI MAS PROSTOLINIJNYCH. Musimy zatem obecnie rozpatrzyć

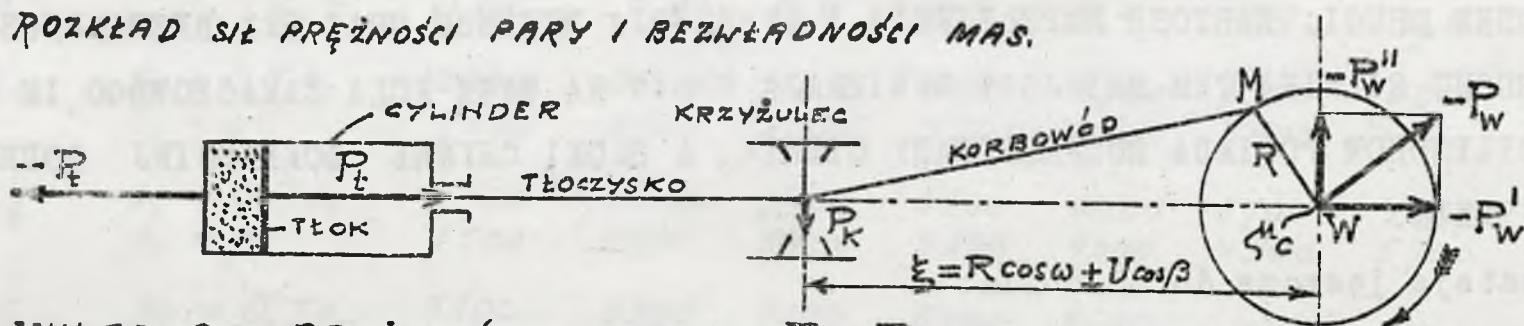
§ 25. ROZKŁAD SIŁ PRĘŻNOŚCI PARY I BEZWŁADNOŚCI MAS W USTROJU KORBOWYM SILNIKA PAROWEGO. Pierwotny układ sił, działających w silniku parowym sprowadza się do dwóch sił prężności pary —  $P_t$ , działającej na pokrywę cylindra i  $P_t$ , działającej na tłok; wszystkie inne bowiem siły prężności pary wzajemnie się znoszą. Siła  $P_t$  działająca na tłok, a przeniesiona przez tłoczysko CIŚNIE NA KRZYŻULEC, przyczem pewna już częśćka  $P_m$  ginie, dając wzamian przyspieszenie mas prostolinjowych silnika. Pozostała część  $P = P_t - P_m$  PRZYCISKA CZOP KRZYŻULCOWY DO PANEWKI KORBOWODU, umożliwiając w ten sposób napęd korbowa. Siłę  $P$  możemy zatem rozłożyć na  $P_v$ , działającą wzdłuż osi korbowa i na  $P_k$ , prostopadłą do drogi krzyżulca, a OBCIĄŻAJĄCĄ RAMĘ SILNIKA DOCISKIEM ŁAPY KRZYŻULCA DO PROWADNICY.

Przyłożmy do osi czopa korbowa wzajemnie się niweczące siły —  $P_v$  i  $P_v$ , kresowo równe sile  $P_v$ . Ta ostatnia łącznie z —  $P_v$  stanowi UKŁAD SIŁ, DZIAŁAJĄCYCH NA KORBOWÓD, a pozostających w równowadze. Pozostała siła  $P_v$  — PRZYCISKA PANEWKĘ KORBOWODU DO CZOPA KORBOWEGO, umożliwiając w ten sposób napęd korby. Możemy  $P_v$  rozłożyć na siłę  $N$ , działającą w kierunku osi korby i na  $T$  prostopadłą do  $N$ , działającą stycznie do koła korby w kierunku ruchu obrotowego. Przyłożmy do osi wału dwie siły  $T$  —  $T$  wzajemnie się znoszące, a kresowo równe sile  $T$ . Ta ostatnia, łącznie z siłą —  $T$  daje oczywiście MOMENT OBROTOWY silnika  $\mu_c = RT$ , a pozostała siła  $T$  PRZYCISKA WAŁ DO PANEWK ŁOŻYSK. Przyłożmy znów do osi wału dwie siły  $N$  i —  $N$  wzajemnie się niszczące, a kresowo równe sile  $N$ . Ta ostatnia siła łącznie z siłą —  $N$  stanowi UKŁAD SIŁ, działających na korbę wzdłuż osi, a pozostających w równowadze. Pozostała siła  $N$ , przyłożona w punkcie  $W$ , a dodana do siły  $T$ , również działającej w punkcie  $W$ , daje siłę  $P_v$ , kresowo równą sile  $P_v$ , leżącej na osi korbowa. Siła  $P_v$



ROZKŁAD SIŁ PRĘŻNOŚCI PARY I BEZWŁADNOŚCI MAS

ROZKŁAD SIŁ PRĘŻNOŚCI PARY I BEZWŁADNOŚCI MAS.

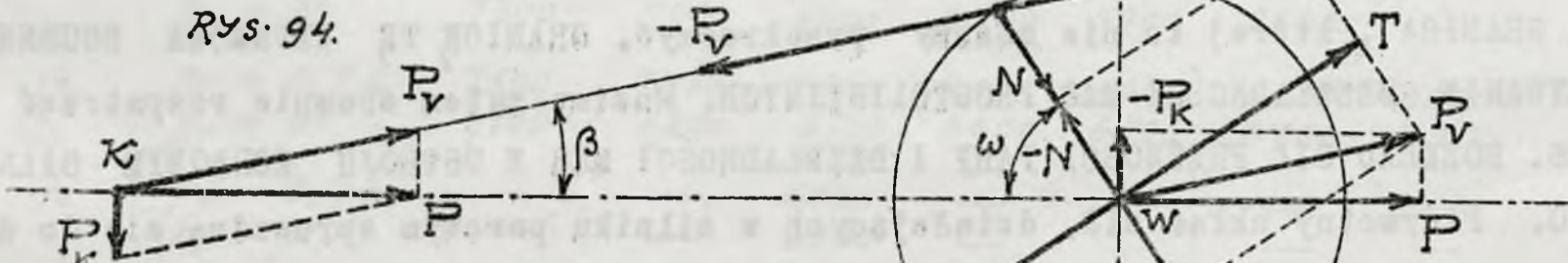


UKŁAD SIŁ PRĘŻNOŚCI PARY:  $-P_L, P_L$

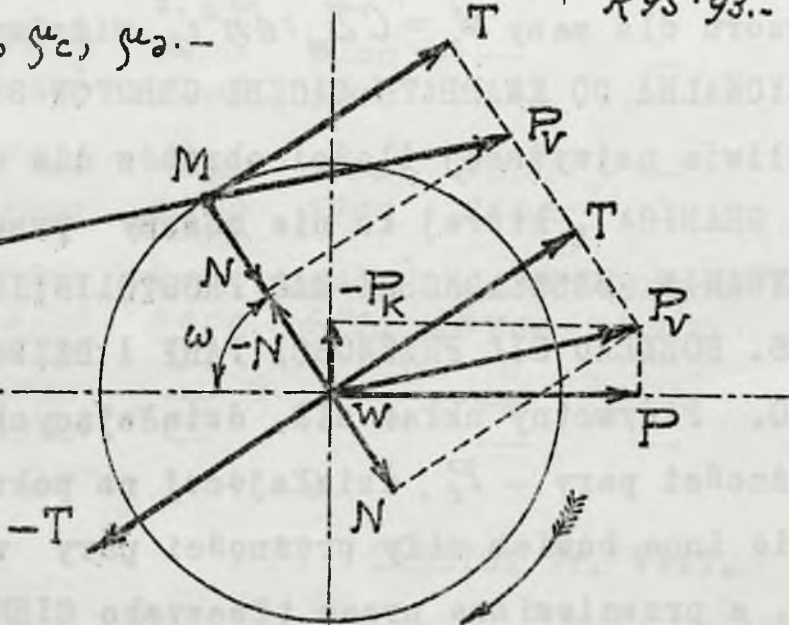
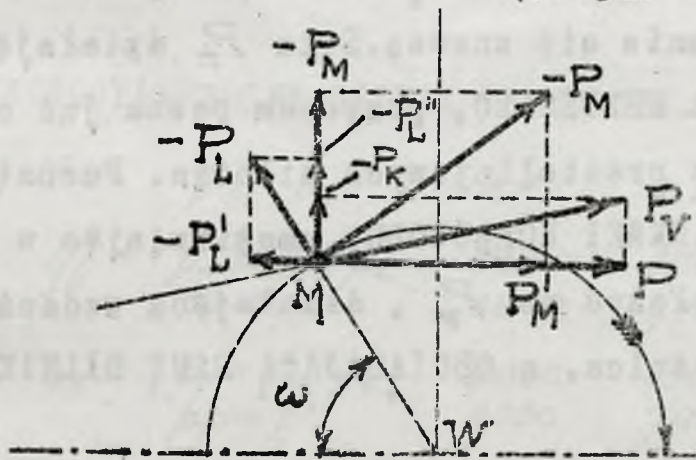
UKŁAD RÓWNOWAŻNY:  $-P_L, P_K, -P_W, \xi_c, \xi_o$

$$\xi_c = RT, \quad \xi_o = -\xi P_K$$

RYS. 94.



RYS. 95.



RYS. 96.

$$P' = P_L - P_m = P_L - \frac{G_c}{g} \frac{v^2}{R} F(\omega)$$

$$P_L = (1-m) \frac{G_L}{g} \frac{v^2}{R} \quad P_W \neq P_M$$

rozkłada się ostatecznie na siłę  $P$ , leżącą na osi cylindra oraz prostopadłą do niej siłę  $-P_K$ , dająca łącznie z poprzednio otrzymaną siłą  $P_K$ , przyłożoną do osi krzyżulca - MOMENT WYWROTOWY silnika  $\xi_o = -\xi P_K$ , przy czym  $\xi = R \cos \omega \pm U \cos \beta$ , gdzie znak  $+$  przynależny do biegu kukorbowego, a  $-$  do odkorbowego NA MOMENT WYWROTOWY NALEŻY BACZNĄ UWAGĘ ZWRÓCIĆ PRZY BUDOWIE SILNIKÓW PIONOWYCH, grozi on bowiem wywróceniem silnika, natomiast dla silnika poziomego o ramie leżącej na podłożu jest on zupełnie nieszkodliwy.

Poza siłami, rozpatrywanymi dotychczas, na osi czopa korbowego działa ponad to siła bezwładności  $-P_L$  MASY OBROTOWEJ  $(1-m) \frac{G_L}{g}$  KORBOWODU, skierowana odśro-



kowo po promieniu korby, a PODCISKAJĄCA PANEWKI ŁBA KORBOWODU DO CZOPA KORBOWEGO, przyczem oczywiście  $P_L = (1-m) \frac{G_L}{g} \frac{v^2}{R}$ . Przyłożby do osi wału dwie siły  $-P_L$  i  $P_L$  wzajemnie niweczące się, a kresowo równe sile  $-P_L$ . Ta ostatnia siła, łącznie z siłą  $+P_L$  stanowi UKŁAD SIŁ, dodatkowo działających na korbę, a pozostających w równowadze. Pozostała siła  $-P_L$  rozkłada się na siłę  $-P_L'$ , leżącą na osi cylindra oraz na  $-P_L''$  prostopadłą do poprzedzającej. Uprzednio otrzymane siły  $P$  oraz  $-P_K$ , dodane do tylko co otrzymanych dają składowe  $P_M'$  oraz  $-P_M''$  SIŁY  $P_M$  przyłożonej do osi wału. /Rys. 96/. Z łatwością również zauważyć się daje na /Rys. 95/, iż SIŁA  $P_M$  STANOWI ROWNIEŻ CAŁKOWITĄ SIŁĘ PRZYŁOŻONĄ DO OSI CZOPA KORBOWEGO.

Zazwyczaj silnik posiada ponadto MASY OBROTOWE NIWYWAŻONE, ujawniające SIŁĘ BEZWŁADNOŚCI  $P_N$ , przyłożoną do osi wału. Rozłożmy  $P_N$  na składowe  $P_N'$ , leżącą na osi cylindra oraz  $P_N''$  prostopadłą do tej ostatniej, a wtedy składowe CAŁKOWITEJ SIŁY  $P_W$ , PRZYŁOŻONEJ DO OSI WAŁU BĘDĄ OCZYWIŚCIE  $P_W' = P_M' + P_N'$ ,  $P_W'' = P_M'' + P_N''$ , przyczem  $P_W = \sqrt{P_W'^2 + P_W''^2}$ . Znany sposób możemy miasto mas obrotowych niwyważonych rozpatrywać ZASTĘPCZĄ, NIWYWAŻONĄ, MASĘ  $\frac{G_N}{g} = M_N$  SKUPIONĄ NA OSI CZOPA KORBOWEGO, dającą siłę bezwładności, równą oczywiście  $P_N = -\frac{G_N}{g} \frac{v^2}{R}$ . Zatem  $P_W' = P_M' - \frac{G_N}{g} \frac{v^2}{R} (\cos \omega + \lambda \cos 2\omega) - \frac{G_N + (1-m)G_L}{g} \frac{v^2}{R} \cos \omega$  oraz  $P_W'' = -\frac{G_N + (1-m)G_L}{g} \frac{v^2}{R} \sin \omega$ .  $P_W = \sqrt{P_W'^2 + P_W''^2}$ . W ten sposób otrzymana wartość  $P_W$  jest niezupełna, brak w niej bowiem SKŁADOWYCH WAGI KOŁA ZAMACHOWEGO WAŁU I T. P. NACIAGU PASA, LINEK I T. D. słowem podana wartość obejmuje li tylko siły ZMIENNE OKRESOWO, a więc siły prężności pary oraz bezwładność mas. Pominięte siły o natężeniu stałym możemy uwzględnić z łatwością oznaczając ich wypadkową przez  $\bar{G}$ , wtedy oczywiście całkowita siła, PRZYCISKAJĄCA wał do panewek łożysk będzie  $\bar{Q}$ , równa geometrycznej sumie  $\bar{G} + \bar{P}_W = \bar{Q}$ .

Podaliśmy tu całkowity okres działania sił prężności pary o bezwładności mas ustroju silnika parowego. Są to oczywiście SIŁY PRZEWIDYWANE, jedyne, jakie uwzględnić się dają. Prócz nich mogą występować czasowo lub stale SIŁY NIEPRZEWIDZIANE, gmatwające całość podanego wyżej obrazu, a więc, UDERZENIA, pojawiające się w przegubach ustroju korbowego. SIŁA UDERZEŃ WZRASTA WRAZ Z ILOŚCIĄ OBROTÓW SILNIKA - uderzenia ledwo dostrzegalne, lub zwane CICHE, przy powiększeniu liczby obrotów silnika stają się wyraźnymi, głośnymi, aż wreszcie silnik zaczyna "WALIC", t. j. uderzenia nabierają tęgości, uderzane powierzchnie zbijają się, potęgując jeszcze bardziej moc uderzeń, pojawia się NIESPOKOJNY BIEG SILNIKA, dający zazwyczaj poważne powody do obaw o całość części ruchu. Aby ustalić granicę powiększania ilości obrotów danego silnika, musimy oczywiście zbadać:

§ 26. UDERZENIA W USTROJU KORBOWYM. W ustroju korbowym uderzenia mogą powstać tam jedynie, gdzie powierzchnie cierne prawie że dotykając do siebie, TWORZĄ



NIEZNACZNY LUZ, w zwykłych warunkach wypełniony, smarem. Pod działaniem siły, przyciskającej jedną powierzchnię cierną do drugiej, wytwarza się oczywiście ŚCISŁY DOTYK powierzchni, zachodzącej w kierunku działania siły. Gdy siła wywiera nacisk rosnący zwolna od zera do granicy najwyższego natężenia, dotyk powierzchni zachodzi bez uderzenia: pod naciskiem siły rosnącej, warstewka smaru ustępuje zwolna, i opóźniając ostateczny dotyk powierzchni ciernych, osłabia siłę uderzenia: natomiast gdy siła z nagłą wywrze całkowity nacisk, - warstwa smaru, gwałtownie usunięta nie może oczywiście stłumić uderzenia, zjawiającego się na tle z nagłą zachodzącego dotyku powierzchni ciernych. Stąd mamy oczywiste wnioski:

WNIOSEK PIERWSZY: STAŁE, A NIEZMIENNIE JEDNOSTRONNE DZIAŁANIE SIŁY CIŚNĄCEJ NA POWIERZCHNIĘ CIERNE POWODUJE STAŁY A NIEZMIENNIE JEDNOSTRONNY DOTYK POWIERZCHNI.

WNIOSEK DRUGI. NAGŁE OBCIĄŻENIE POWIERZCHNI CIERNYCH WYWOŁUJE NAGŁY DOTYK POWIERZCHNI, POŁĄCZONY Z UDERZENIEM - IM DŁUŻEJ TRWA OBCIĄŻANIE POWIERZCHNI CIERNYCH SIŁĄ ZWOLNA A NIEPRZERWANIE ROSNĄCĄ OD ZERA DO CAŁKOWITEJ WARTOŚCI, TEM SZABSZE WYWOŁUJE UDERZENIA.

W zastosowaniu do ustroju korbowego, mamy bezpośrednio:

§ 27. WARUNKI SPOKOJNEGO BIEGU SILNIKA PAROWEGO. Zupełnie spokojny bieg danego silnika, bez jakichkolwiek uderzeń otrzymujemy wówczas, gdy na powierzchni cierne ustroju korbowego działają siły stałe tego samego znaku i ani na chwilę nierówne zeru. Unikać zatem należy wszelkiego ODCIĄŻENIA powierzchni ciernych silnika, kiedy wartość siły działającej na nie równa jest zeru, oraz tem bardziej unikać należy sił, zmieniających kierunek działania. Niestety jednak, niezawsze się to daje osiągnąć. W tych wypadkach należy oczywiście dążyć do tego, aby odciążanie powierzchni ciernych ustroju i ponowne ich obciążanie siłą działającą w odwrotnym kierunku odbywało się zwolna, przez czas dostatecznie długi, aby siła uderzenia nie przekraczała dowolnych granic, ustalonych przez praktykę.

Musimy więc poznać warunki obciążenia poszczególnych powierzchni ciernych ustroju korbowego. W tym celu rozpatrujemy dwa typowe wykresy sił  $P_T$  cylindrów silnika poziomego podwójnego działania /Rys. 97/ oraz silnika pionowego pojedynczego działania. Bezpośrednio na tych wykresach wykreślamy krzywe sił  $P_m$  dla różnych ilości obrotów, otrzymując w ten sposób:

§ 28. PRAWO ZMIENNOŚCI SIŁ DZIAŁAJĄCYCH NA OŚ CZOPA KRZYŻULCOWEGO W ZALEŻNOŚCI OD ILOŚCI OBROTÓW SILNIKA. Ponieważ siły  $P_m$  rosną proporcjonalnie do kwadratu szybkości obwodowej korby, a więc i do KWADRATU ILOŚCI OBROTÓW SILNIKA, przeto krzywa sił  $P_m : \delta_0 \delta_{10}, \delta'_0 \delta'_{10}$  i t.d. tem silniej pochyla się ku podstawie wykresu, im odpowiednia liczba obrotów  $n_0, n'$  i t.d. jest wyższa. Rozpatrzmy kolejno:



A. WYKRES SIŁY  $P$  DLA CYLINDRA PODWOJNEGO DZIAŁANIA POZIOMEGO SILNIKA.

Przy zwykłej ilości obrotów  $n_0$  otrzymujemy krzywą  $\delta_0 \delta_{10}$  siły  $P_m$  łagodnie pochyloną ku podstawie wykresu. Otrzymany w ten sposób wykres wyznacza PUNKTY  $x, y$  PRZEJŚCIA SIŁY  $P$  PRZEZ ZERO, to jest punkty ZMIANY KIERUNKU DZIAŁANIA SIŁY, przyłożonej do osi czopa krzyżulcowego. W punktach  $x, y$  następuje zatem ZMIANA KIERUNKU DZIAŁANIA SIŁY  $P$ , połączona z chwilowym ODCIĄŻENIEM powierzchni ciernych PRZEGUBU KRZYŻULCOWEGO, mamy tu więc PRZERZUCENIE DOTYKU powierzchni ciernych czopa krzyżulcowego na punkt średnicowo przeciwległy. W danym wypadku przerzucenie to dokonywa się DOSYĆ ŁAGODNIE, ponieważ jak to widać z wykresu, siła  $P = P_t - P_m$  nader powoli, a w sposób CIĄGŁY zmienia znak, przechodząc przez zero. Zupełnie inaczej rzecz się ma przy WYŻSZEJ ILOŚCI obrotów  $n'$ , kiedy krzywa siły  $P_m$  przechodzi przez końcowy punkt sprężania  $T$ . W danym wypadku siła  $P$  maleje stale i jednostajnie, aby po przejściu przez punkt  $T$  NAGLE WZROŚNĄĆ do początkowej prężności  $\beta_0$  gwałtownym SKOKIEM, w punkcie bowiem  $T$  następuje WDARCIE SIĘ ŻYWEJ PARY DO CYLINDRA. Tutaj więc mamy GWAŁTOWNE PRZERZUCENIE dotyku powierzchni ciernych czopa krzyżulcowego na punkt przeciwległy, połączone już tym razem z WYRAZNEM GŁUCHEM UDERZENIEM. Jest ono nader szkodliwe, ponieważ sprawia ZBIJANIE SIĘ panewek krzyżulca, co powoduje nader niepożądane powiększenie się luzu pomiędzy czopem a panewkami i owalizowanie czopa krzyżulcowego. Ten sam charakter uderzenia otrzymujemy również przy wyższych ilościach obrotów  $n'', n''', \dots$  i t.d., dla których krzywe  $P_m$  PRZECINAJĄ KRZYWĄ PRZEDZWROTNEGO WLOTU  $TM$ . NAGŁY SKOK prężności  $TM$  przerzuca gwałtownie dotyk powierzchni ciernych czopa krzyżulcowego na punkt średnicowo przeciwległy, powodując silne uderzenia.

Ponadto, dla pewnej ściśle określonej liczby obrotów  $n''''$ , krzywa  $\delta_0'''' \delta_{10}''''$  siły  $P_m$  dotyka w punkcie  $Y_0$  i przecina w punktach  $Y_1$ , oraz  $Y_2$  krzywą siły  $P_t$ , w tych punktach zatem mamy odciążenie powierzchni ciernych czopa krzyżulcowego. Przy  $n'''' > n''''$  odciążenie to - zachodzi aż w pięciu punktach  $X_1, X_2, X_3, X_4, X_5$ , krzywej  $P_m$  przy czym oczywiście, przechodząc przez te punkty, siła  $P$  zmienia znak. Aczkolwiek wszystkie te zmiany kierunku siły odbywają się w sposób ciągły i jednostajny, a więc nie dają wyraźnych uderzeń, to jednak tylokrotne przerzucanie dotyku powierzchni ciernych czopa krzyżulcowego nie pozostaje bez wpływu na bieg silnika, powodując BIEG NIESPOKOJNY.

Widzimy więc, że przerzucenie dotyku powierzchni czynnych czopa krzyżulcowego nie można uniknąć, ponieważ siła  $P$  przechodzi przez zero przynajmniej w jednym



punkcie. Gdy to przejście odbywa się łagodnie, i ciągle, jak to ma miejsce dla powyżej rozpatrywanej krzywej  $\delta_0 \delta_{10}$  przynależnej do ilości obrotów  $n_0$ , otrzymujemy nader słabe uderzenia nieszkodliwe dla danego silnika i niedostępne dla słuchu. Stąd mamy oczywisty:

WNIOSEK PIERWSZY: CHCĄC UNIKNĄĆ UDERZEŃ W CZOPIE KRZYŻULCOWYM SILNIKA O CYLINDRZE PODWÓJNEGO DZIAŁANIA, NALEŻY DAŻYĆ DO TEGO, ABY KRZYWA SIĘ BEZWŁADNOŚCI  $P_m$  PRZECINAŁA KRZYWĘ SIĘ  $P_t$  PRZED PUNKTAM  $T$  ROZPOCZĘCIA PRZEDZWROTNEGO WLOTU.

Wszelakoż im wyższa jest liczba obrotów, tem wyżej się wznosi krzywa  $P_m$ , aby więc krzywa  $P_m$  przecinała krzywą się  $P_t$  przed punktem  $T$ , należy  $T$  przybliżyć do punktu  $M$ . Uczynić to można jedynie POWIEKSZAJĄC SPREŻANIE WYKRESU oraz ZMNIEJSZAJĄC PRZEDZWROTNY WLOT, IM BOWIEM PÓZNIJ ROZPOCZYNAMY WLOT, TEM OCZYWIŚCIE DŁUŻEJ TRWAĆ BĘDZIE SPREŻANIE A IM WCZEŚNIEJ ROZPOCZNIEMY SPREŻANIE, TEM WYŻSZĄ OTRZYMYMY KONCOWĄ PRĘŻNOŚĆ SPREŻANIA.

Pozatem, widzieliśmy wyżej, iż dla wyższych ilości obrotów krzywa  $P_m$  dotyka krzywej  $P_t$ , lub ją przecina w kilku punktach. Aby się przeciwko temu zabezpieczyć NAWET WŁAZIE CHWILOWEGO OBNIŻENIA PRĘŻNOŚCI W KOTLE, doprowadzamy końcową prężność sprężania NAJWYŻEJ DO SIĘDMIU DZIESIĄTYCH POCZĄTKOWEJ PRĘŻNOŚCI WLOTU  $p_0$ , ORAZ DOPUSZCZAMY NAJWYŻSZĄ LICZBĘ OBROTÓW PRZYNALEŻNĄ DO KRZYWEJ  $P_m$ , PRZECINAJĄCEJ KRZYWĘ SIĘ  $P_t$  PONIŻEJ KOŃCOWEGO PUNKTU  $T$  SPREŻANIA. Stąd oczywisty:

WNIOSEK DRUGI: ABY OSIĄGNĄĆ WYŻSZĄ ILOŚĆ OBROTÓW PRZY SPOKOJNYM BIEGU DANEGO POZIOMEGO SILNIKA O CYLINDRACH PODWÓJNEGO DZIAŁANIA NALEŻY WCZEŚNIE ROZPOCZYNĄC SPREŻANIE A PÓZNO PRZEDZWROTNY WLOT, PRZYCZEM KOŃCOWA PRĘŻNOŚĆ SPREŻANIA W KAŻDYM CYLINDRZE SILNIKA POWINNA BYĆ WYŻSZĄ OD SKRAJNEJ NAJWYŻSZEJ PRĘŻNOŚCI MAS PROSTOLINJOWYCH A NIE POWINNA PRZEKRACZAĆ SIĘDMIU DZIESIĄTYCH POCZĄTKOWEJ PRĘŻNOŚCI WLOTU.

Ze wszystkich zatem krzywych  $P_m$ , wykreślonych na /Rys. 97/ jedynie  $\delta_0 \delta_{10}$  czyni zadość tylko co wymienionym wymaganiom. W silnikach krótkowylotowych ustroju Pr. Stumpfa stosujemy znaczne sprężania, to też silniki tego typu zazwyczaj pracują przy dużych ilościach obrotów.

Te same prawie wyniki otrzymalibyśmy rozpatrując WYKRES SIĘ  $P$  dla cylindra podwójnego działania PIONOWEGO silnika. Wykres ten otrzymujemy wprost z wykresu tylko co rozpatrywanego, przesuwając NIŻEJ podstawową linię wykresu  $\beta_0 \beta_{10}$  o odcinek, wyobrażający w skali wykresu - CAŁKOWITĄ WAGĘ CZĘŚCI RUCHU silnika, przy czem oczywiście i krzywa się  $P_m$  przesunę się ku dołowi. Weźmy pod uwagę przynależną do liczby obrotów  $n'$ -krzywą się  $P_m - \delta_0' \delta_{10}'$ . Ta krzywa dla silnika POZIOMEGO przecina krzywą  $P_t$  nieco wyżej punktu  $T'$  i przechodzi przez punkt  $T$ , dając w ten sposób



NIEDOPUSZCZALNA ILOŚĆ OBROTÓW  $n'$ . PRZY OBNIŻENIU PODSTAWY WYKRESU krzywa  $\delta'_0 \delta'_{10}$ , przejdzie POD PUNKTEM  $T$ , nie dosięgając w ogólnym wypadku punktu  $T'$ , zatem w danym wypadku, to jest dla silnika pionowego ta sama ilość obrotów  $n'$  jest DOPUSZCZALNA. Stąd mamy:

WNIOSEK TRZECI: PIONOWY SILNIK, ZŁOŻONY Z CYLINDRÓW PODWOJNEGO DZIAŁANIA PRACOWAĆ MOŻE W OGÓLNYM WYPADKU PRZY WYŻSZEJ LICZBIE OBROTÓW NIŻ TOŻSAMOSCIOWY SILNIK POZIOMY.

Wnioski poprzednio wypowiedziane nie tracą oczywiście swej mocy i w danym wypadku. Obecnie rozpatrzmy z kolei:

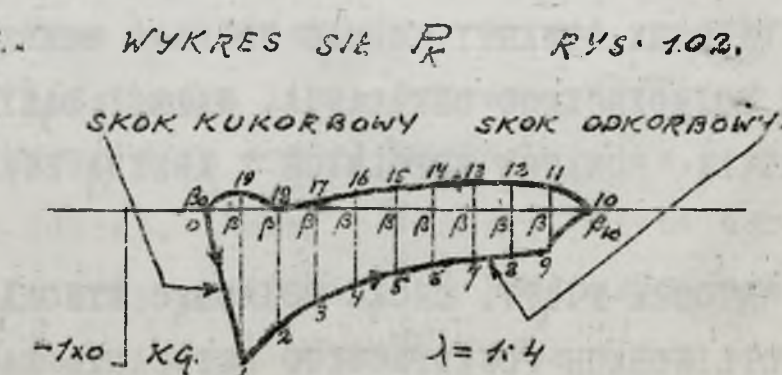
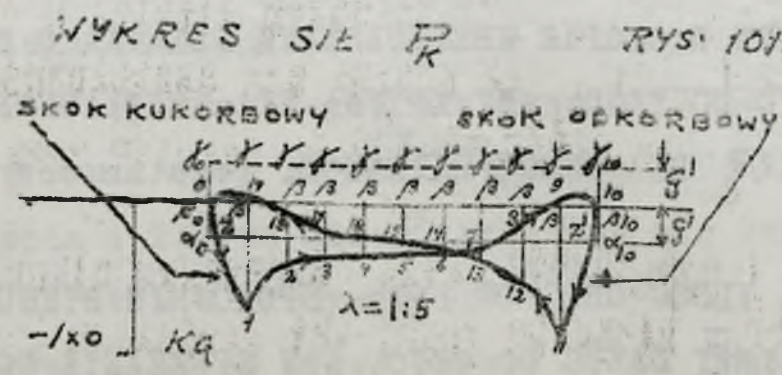
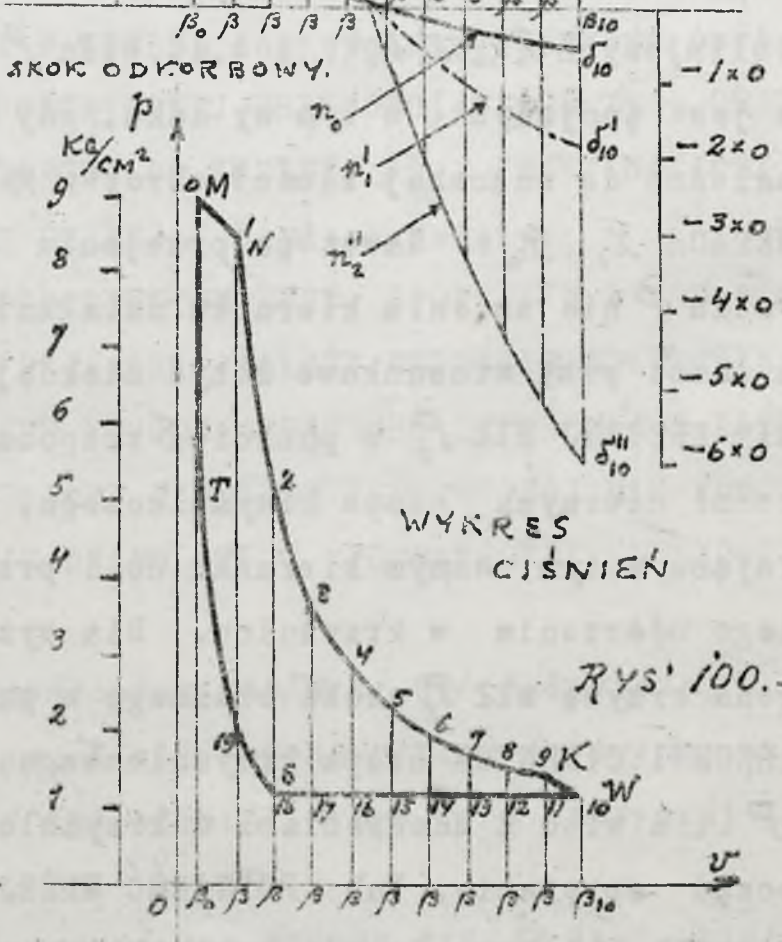
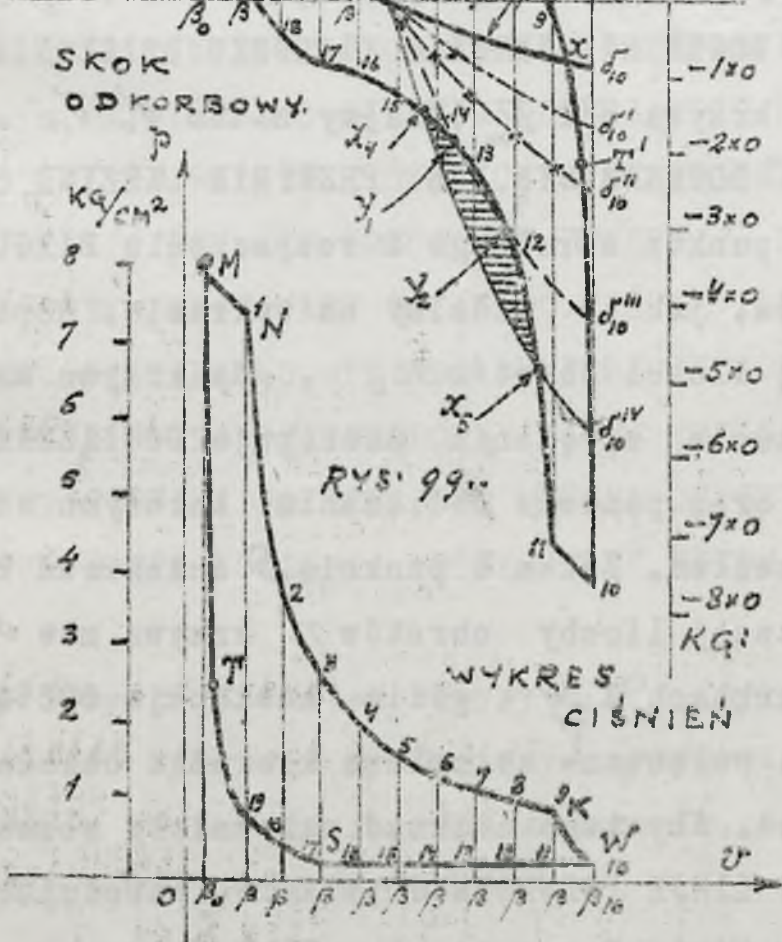
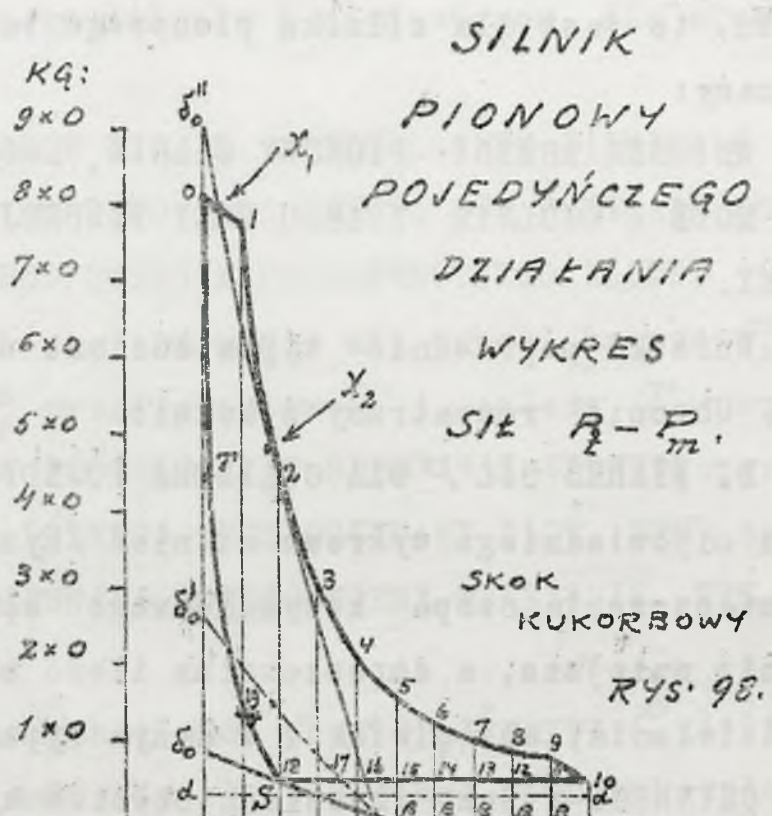
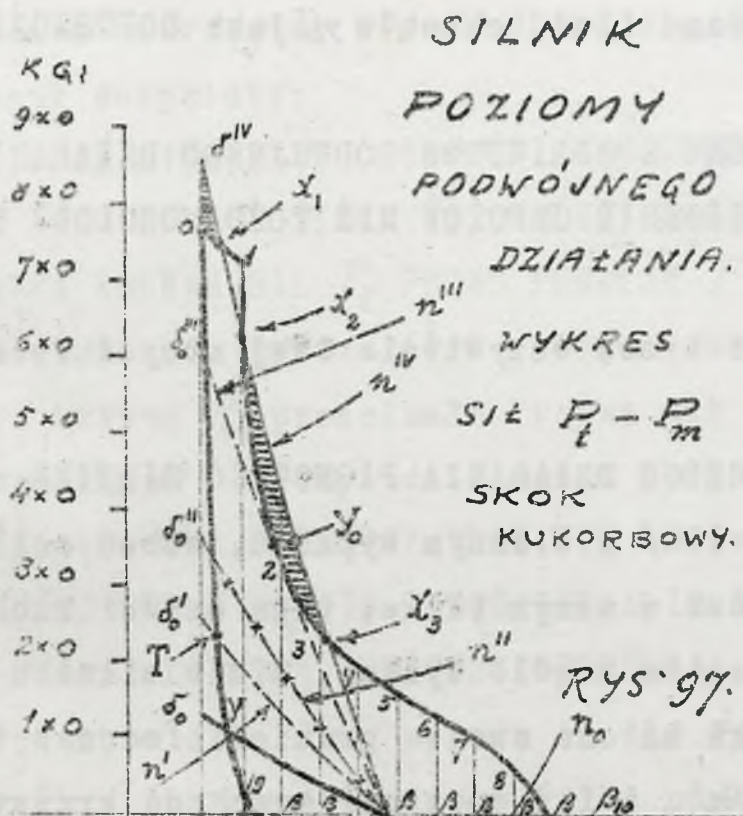
B. WYKRES SIŁ  $P$  DLA CYLINDRA POJEDYŃCZEGO DZIAŁANIA PIONOWEGO SILNIKA, otrzymamy z odpowiedniego wykresu ciśnień /Rys. 100/. W danym wypadku, wobec możliwości umieszczenia czopa krzyżulcowego wprost w samym tłoku, waga części ruchu jest znacznie mniejsza, a dopuszczalna ilość obrotów wogóle wyższa, niż w silniku podwójnego działania, aczkolwiek i w danym wypadku ma ona swoje granice. Podczas trwania SKOKU CZYNNEGO, przy ilościach obrotów  $n_0, n', \dots$  i t.d. przynależnych do krzywych mas prostoliniowych  $\delta_0 \delta_{10}, \delta'_0 \delta'_{10}, \dots$  i t.d., siła  $P$  WCAŁE NIE ZMIENIA KIERUNKU DZIAŁANIA, możliwe jest ~~jedynie~~ w tym wypadku, gdy krzywa sił  $P_m$ , dajmy na to  $\delta_0 \delta_{10}$ , przynależna do znacznej ilości obrotów  $n''$  DOTKNIĘ SIĘ lub PRZETNIE KRZYWĘ SIŁ  $P_z$  W PUNKTACH  $x_1, x_2$ . - Nawet po przejściu punktu zwrotnego i rozpoczęciu BIEGU BIERNEGO siła  $P$  nie zmienia kierunku działania, jak to widzimy na wykresie, dopiero potem nawet przy stosunkowo dosyć niskiej ilości obrotów  $n_0$ , gdy krzywa mas  $\delta_0 \delta_{10}$  DOTKNIĘ KRZYWEJ SIŁ  $P_z$  w punkcie  $S$  rozpoczęcia sprężania, następuje ODCIĄŻENIE powierzchni ciernych czopa krzyżulcowego, oraz ponowne obciążenie takowych siłą działającą w tym samym kierunku co i przedtem. Zatem w punkcie  $S$  oczekiwać należy lekkiego uderzenia w krzyżulcu. Dla wyższej liczby obrotów  $n'$  krzywa mas  $\delta'_0 \delta'_{10}$  przecina krzywą sił  $P_z$  skoku bieżnego w punktach  $x, y$ , gdzie następuje ODCIĄŻENIE POWIERZCHNI CIERNYCH czopa krzyżulcowego, połączone ze zmianą kierunku działania siły  $P$ , a więc z uderzeniami w krzyżulcu. Aby tego uniknąć należałoby wcześniej rozpocząć sprężanie, lub PODNIEŚĆ WYŻEJ LINJE POZWROTNEGO WYLOTU, powodując w ten sposób zwiększenie się początkowego ciśnienia sprężania. Stąd mamy:

WNIOSEK CZWARTY: CHCĄC UNIKNĄĆ UDERZEŃ W CZOPIE KRZYŻULCOWYM SILNIKA O CYLINDRACH POJEDYŃCZEGO DZIAŁANIA, NALEŻY DAŻYĆ DO TEGO, ABY KRZYWA SIŁ BEZWŁADNOŚCI  $P_m$  NIE MIAŁA PUNKTÓW WSPÓLNYCH Z KRZYWĄ SIŁ  $P_z$  DLA SKOKU BIERNEGO. Poza to oczywiście mamy:

WNIOSEK PIĄTY. CHCĄC OSIĄGNĄĆ WYSOKĄ ILOŚĆ OBROTÓW PRZY SPOKOJNYM BIEGU SILNIKA O CYLINDRACH POJEDYŃCZEGO DZIAŁANIA NALEŻY DAŻYĆ DO TEGO, ABY SPRĘŻANIE RZPOCZY-



NAŁO SIĘ JAKNAJWCZEŚNIEJ A SIŁA PRZECIWDZIAŁAJĄCA RUCHOWI TŁOKA PODCZAS POZWROTNEGO WYLOTU BYŁA JAKNAJWIEKSZA.





Zatem i w danym wypadku silnik krótkowzlotowy ustroju prof. Stumpfa nadaje się lepiej od innych, jako silnik - szybkobieg, ponieważ pracuje przy bardzo wysokim sprężaniu. Drugi warunek zależy od ustroju silnika. Siła, przeciwdziałająca ruchowi tłoka podczas powrotnego wylotu jest oczywiście większa w silnikach PIONOWYCH GDZIE CIĘŻAR CZĘŚCI RUCHU OBCIĄŻA TŁOK, biegnący ku górze, oraz w silnikach WYDYCHOWYCH, gdzie podczas powrotnego wylotu prężność w cylindrze jest nieco wyższa od prężności otaczającego powietrza dzięki oporem w przewodach wylotowych, a wytworzone w ten sposób nadciśnienie sprzeciwia się ruchowi tłoka. W znacznie już gorętszych warunkach odbywa się powrotny wylot w silnikach ze skraplaczem, gdzie podczas powrotnego wylotu prężność otaczającego powietrza, ciśnąc z zewnątrz na tłok powoduje nadciśnienie, działając w kierunku ruchu tłoka. W danym wypadku zazwyczaj budują dodatkowy cylinder o tłoku połączonym bezpośrednio z tłokiem cylindra głównego. Podczas skoku czynnego w głównym cylindrze - w dodatkowym odbywa się NASYSANIE powietrza, które następnie ulega sprężaniu w dodatkowym cylindrze, podczas następnego SKOKU BIERNEGO, dając wymaganą siłę przeciwdziałającą ruchowi tłoka przy powrotnym wylocie w głównym cylindrze. Możemy zatem wypowiedzieć

Wniosek szósty. PIONOWY SILNIK ZŁOŻONY Z CYLINDRÓW POJEDYŃCZEGO DZIAŁANIA PRACOWAĆ MOŻE PRZY WYŻSZEJ ILOŚCI OBROTÓW NIŻ TOŻSAMOŚCIOWY SILNIK POZIOMY.

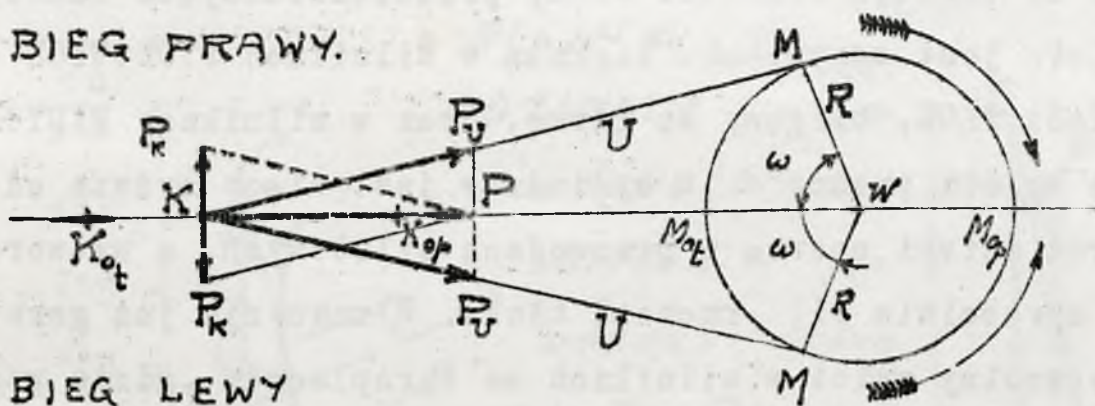
Niech nadal  $n_0$  oznacza NAJWYŻSZĄ DOPUSZCZALNĄ ILOŚĆ OBROTÓW silnika, przekroczenie tej ilości obrotów grozi pojawieniu się wyraźnych uderzeń w czopie krzyżulcowym. Dla tej ilości obrotów  $n_0$  należy zbadać pozostałe powierzchniowe części ustroju korbowego, aby móc orzec, czy przy tej KRYTYCZNEJ ILOŚCI OBROTÓW  $n_0$  nie pojawią się uderzenia w innych częściach ustroju korbowego. Rozpatrzmy zatem:

§ 29. PRAWO ZMIENNOŚCI SIŁ DZIAŁAJĄCYCH NA ŁAPĘ KRZYŻULCA. Znany rozkład sił  $P$  daje nam bezpośrednio wartość sił  $P_K$  działających na łapy krzyżulcowe, przy czym w danym wypadku należy oczywiście UWZGLĘDNIĆ KIERUNEK OBROTU silnika, bo od kierunku obrotu zależy ZNAK siły  $P_K$ . - Dla silników POZIOMYCH rozróżniamy BIEG PRAWY I LEWY w zależności od tego, czy OBRÓT KORBY ZACHODZI PODŁUG STRZAŁKI ZEGARA LUB W ODWROTNYM KIERUNKU PRZY CZYM ZAWSZE PATRZYMY NA KORBĘ W KIERUNKU WĄZU MAJĄC PO LEWEJ RĘCE CYLINDER PAROWY.

Jak to widać z /Rys. 103 i 104 / w poziomym silniku o biegu prawym SIŁY  $P$ , działające na czop krzyżulcowy w kierunku jego ruchu, dając składową  $P_K$  skierowaną KU DOŁOWI, natomiast składowa  $P_K$  sił  $P$ , sprzeciwiających się ruchowi tłoka posiada kierunek odwrotny, a więc skierowana jest KU GÓRZE. Dla silnika o biegu lewym  $P_K$  skierowana jest ku górze dla sił  $P$ , działających w kierunku ruchu krzyżulca, oraz ku dołowi dla sił  $P$  skierowanych odwrotnie. Droga zwykłego uwidocznio-



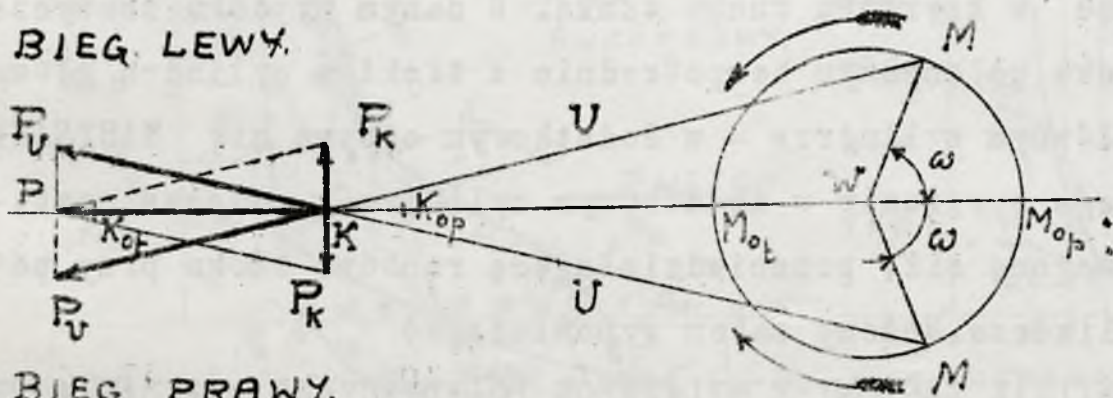
RYS. 103. SKOK KUKORBOWY.  
BIEG PRAWY.



BIEG LEWY

RYS. 104. SKOK ODKORBOWY.

BIEG LEWY.



BIEG PRAWY.

nego tu rozkładu sił otrzymujemy WYKRESY SIŁ  $P_K$ :

A. WYKRES SIŁ  $P_K$  DLA CYLINDRA PODWÓJNEGO DZIAŁANIA POZIOMEGO SILNIKA. Wykres sił  $P_K$  /Rys. 101/ dotyczy rozpatrywanego wyżej cylindra podwójnego działania poziomego silnika O PRAWYM BIEGU i wykreślony jest dla wartości  $\lambda = 1:5$ . - zazwyczaj spotykanej w silnikach tego rodzaju. Po wyjściu z punktu zwrotnego  $\beta_0$  krzywa sił  $P_K$  wchodzi w dziedzinę wartości ujemnych, aby pod sam koniec skoku kukorbowego przejść PONAD LINIĘ ZER  $\beta_0 \beta_{10}$  i wresz-

cie - osiągnąć wartość równą zero dla następnego zwrotnego punktu  $\beta_{10}$ . Skok odkorbowy ujawnia zupełnie tożsamościowy bieg krzywej sił  $P_K$ . Zatem - dla silnika o biegu prawym siła  $P_K$  jest skierowana ku dołowi prawie przez cały czas dwuskoku.

Oznaczmy przez  $G'$  część całkowitej wagi części ruchu, OBCIĄŻAJĄCĄ DOLNĄ ŁAPĘ KRZYŻULCA, w każdym poszczególnym wypadku  $G'$  daje się wyliczyć z łatwością. Siła

$G'$  współdziała oczywiście z siłami  $P_K$  skierowanymi ku dołowi. Współdziałanie to możemy uwzględnić, PRZENOSZĄC LINIĘ ZER  $\beta_0 \beta_{10}$  WYKRESU KU GÓRZE DO  $\gamma_0 \gamma_{10}$  o odciętek  $\gamma_0 \gamma_{10}$  wyobrażający siłę  $G'$  w skali wykresu. Zazwyczaj nowa linja zer  $\gamma_0 \gamma_{10}$  PRZECHODZI PONAD falowaniami wykresu siły  $P_K$ , wystrzelającymi ponad linję  $\beta_0 \beta_{10}$ . - Stąd oczywisty

WNIOSEK PIERWSZY. W PRAWOBIEŻNYM POZIOMYM SILNIKU PODWÓJNEGO DZIAŁANIA DOLNA ŁAPA KRZYŻULCA STAŁE PRZEZ CAŁY OBROT DOCISNIĘTA DO PROWADNICY. Uderzeń zatem w oczekiwac w danym wypadku nie należy. Inaczej rzecz się ma w silniku lewobieżnym poziomym również podwójnego działania.

Wykres sił  $P_K$  tego rodzaju silnika otrzymamy oczywiście obróciwszy DO GÓRY NOGAMI tylko co rozpatrywany wykres  $P_K$ . I tutaj również możemy korzystać z wykresu /Rys. 101/, przypisując odwrotny kierunek rzędnym tego wykresu, zatem, aby i tu



uwzględnić działanie siły  $G'$ , należy podstawę  $\beta_0/\beta_{10}$  wykresu OBNIŻYĆ do  $\alpha_0, \alpha_{10}$  o odcinek  $\beta_0 \alpha_0$ , wyobrażający siłę  $G'$  w skali wykresu. W ten sposób otrzymana LINJA ZER  $\alpha_0, \alpha_{10}$  przecina krzywą sił  $P_K$  aż w czterech punktach, gdzie łapy krzyżulca ulegają chwilowemu odciążeniu, a dotyk krzyżulca do prowadnic PRZENOSI SIĘ z jednej łapy na drugą. To przerzucenie dotyku ZACHODZI NADER GWALTOWNIE w punktach  $Z, Z'$  leżących w pobliżu punktów zwrotnych  $\alpha_0, \alpha_{10}$ , oraz ŁAGODNIE A POWOLI w pozostałych dwóch punktach. Inaczej mówiąc, krzyżulec lewobieżnego poziomego silnika podwójnego działania przylega WŁASNYM CIĘŻAREM do prowadnicy w punktach zwrotnych, następnie po wyjściu z nich zostaje działaniem siły  $P_K$  gwałtownie wyrzucony w górę i uderza górną łapą o prowadnicę. Sztucznie w ten sposób zawieszony odbywa on dalszą drogę, ulega ponownemu odciążeniu, ODKLEJA się od górnej prowadnicy miękko bez uderzenia osiada na dolnej łapie i sunąc po dolnej prowadnicy dobiega zwrotnego punktu. Zatem lewy bieg powoduje uderzenia w łapach krzyżulcowych poziomego silnika podwójnego działania. Stąd mamy:

WNIOSEK DRUGI. CHCĄC UNIKNĄĆ UDERZEN ŁAP KRZYŻULCA O PROWADNICĘ, NALEŻY DAŻYĆ DO TEGO, ABY POZIOMY SILNIK PODWÓJNEGO DZIAŁANIA BYŁ PRAWOBIĘZNY.

W zastosowaniu do silnika podwójnego działania PIONOWEGO - wykres sił  $P_K$  ulegnie li tylko bardzo nieznacznym zmianom, bo waga części ruchu współdziała siłom  $P$ , skierowanym ku dołowi. Zatem dla skoku kukorbowego siły  $P$  powiększają się o ilość stałą: wagę części ruchu silnika, a dla skoku odkorbowego zmniejszają się o tę samą ilość. Z tego powodu wartości sił  $P_K$  BĘDĄ NIECO WIEKSZE dla skoku kukorbowego, i MNIEJSZE dla odkorbowego, przyczem w punktach zwrotnych po staremu  $P_{K_0} = P_{K_{10}} = 0$  a więc zasadniczy bieg krzywej sił  $P_K$  nie ulegnie zmianie.

Tutaj oczywiście części ruchu nie obciążają bezpośrednio łap krzyżulcowych przeto kierunek obrotu silnika NIE GRA TU ŻADNEJ ROLI, a pojęcie o prawym i lewym biegu pionowego silnika nie daje się ustalić w sposób ogólny. Z tego powodu podstawą wykresu będzie wprost LINJA ZER  $\beta_0, \beta_{10}$ . Ponieważ i w danym wypadku krzywe sił  $P_K$  po koniec obu skoków przecinają linję zer NADER ŁAGODNIE, przeto i dotyk krzyżulca do prowadnicy przenosi się z jednej łapy na drugą. ŁAGODNIE, BEZ WYCZUWALNEGO UDERZENIA.

Zupełnie do takich samych wniosków dochodzimy rozpatrując

B. WYKRES SIŁ  $P_K$  PIONOWEGO SILNIKA POJEDYŃCZEGO DZIAŁANIA /Rys. 102/.

W danym wypadku przez cały czas trwania skoku kukorbowego siły  $P_K$  przyciskają krzyżulec do prowadnicy, bo odciążenie powierzchni ciernych następuje dopiero w punkcie zwrotnym, gdzie  $P_K = 0$ . Podczas skoku odkorbowego dotyk przenosi się na drugą łapę i trwa niezmiennie przez cały skok. Tutaj więc krzyżulec ulega odciążeniu



w obu punktach zwrotnych; ponad to chwilowe odciążenia możliwe są jedynie w punktach, przynależnych do wartości sił  $P=0$ . Ponieważ zaś w punktach zwrotnych tłok, grający tutaj rolę krzyżulca znajduje się w chwilowym spoczynku, przeto w danym wypadku zmiana kierunku dotyku tłoka do ścianek cylindra odbywa się w warunkach nader sprzyjających, wykluczających wszelką możliwość uderzeń.

W lepszych jeszcze warunkach pracuje tłok krzyżulca prawobieżnego silnika pojedynczego działania POZIOMEGO, ponieważ tutaj oczywiście kierunek dotyku tłoka do ścianek cylindra zupełnie nie ulega zmianie, o czym z łatwością przekonać się możemy, rozpatrując /Rys. 102/. Stąd ostateczny

WNIOSEK TRZECI. SILNIKI PIONOWE ORAZ POZIOME PRAWOBIĘŻNE NIE DAJĄ UDERZEŃ W ŁAPACH KRZYŻULCA NAWET PRZY NAJWYŻSZEJ ILOŚCI OBROTÓW SILNIKA JESZCZE MOŻLIWEJ BEZ UDERZEŃ W CZOPIE KRZYŻULCOWYM.

Podobne wyniki otrzymamy, rozpatrując dla najwyższej dopuszczalnej ilości obrotów  $n_0$ :

§ 30. PRAWO ZMIENNOŚCI SIŁ, DZIAŁAJĄCYCH NA CZOP KORBOWY, a więc SIŁ  $P_m$  /Rys. 95 / WYPADKOWYCH SIŁ  $P_v$  i  $P_z$ . Siła  $P_v$ , jako SKŁADOWA SIŁY  $P$  ZMIENIA SIĘ TAK SAMO, JAK I  $P$ ; natomiast SIŁA  $P_z$  SKIEROWANA ODSRODKOWO POSIADA WARTOŚĆ STAŁĄ. Inaczej mówiąc siła  $P_v$  powoduje PRZYLEGANIE panewek korbowego łba korbowodu do czopa korby w punktach, leżących na podłużnej osi korbowodu średnicowo, zależnie od kierunku  $P_v$ , a siła  $P_z$  stara się ten punkt dotyku SPROWADZIĆ z osi. Ponieważ  $P_z$  posiada wartość stałą, przeto zupełnego odciążenia powierzchni ciernych czopa korbowego nie można oczekiwać: SIŁA ODSRODKOWA MASY ŁBA KORBOWEGO PRZYCISKA GO STAŁE DO CZOPA. Im cięższy łeb, tem  $P_z$  większe, tem wierniejsze działanie tej siły. Dzięki sile  $P_z$  wypadkowa  $P_m$ , przyłożona do czopa korbowego, ZMIENIA KIERUNEK DZIAŁANIA, ZWOLNA OBRACAJĄC SIĘ WOKÓŁ OSI CZOPA. Tego rodzaju zmienność siły  $P_m$  zgóry WYŁĄCZA MOŻLIWOŚĆ POWSTAWANIA UDERZEŃ powierzchni ciernych czopa korbowego. Ten sam wynik otrzymujemy również, rozpatrując:

§ 31. PRAWO ZMIENNOŚCI SIŁ DZIAŁAJĄCYCH NA ŁOŻYSKA WAŁU, to jest na tak zwane łożyska główne i boczne. W SILNIKACH POZIOMYCH zasadniczy kierunek działania sił PRĘŻNOŚCI PARY jest poziomy, siły te nie mogą zatem ZNIĘŚĆ PIONOWYCH SIŁ CIĘŻARU WAŁU Z KOŁEM ZAMACHOWEM i t.p. przeto dotyk wału do dolnych panewek łożysk jest stale zapewniony niezależnie od zmian kierunku i natężenia sił prężności pary i bezwładności mas. Tutaj więc uderzeń powierzchni ciernych łożysk wału oczekiwać nie należy.

Zupełnie inaczej rzecz się ma w SILNIKACH PIONOWYCH, gdzie zasadniczy kierunek działania sił prężności pary jest pionowy. W danym wypadku przy lekkim kole



zamachowem podczas SKOKU ODKORBOWEGO tżoka silnika podwójnego działania może oczywiście nastąpić ODCIĄŻENIE powierzchni dolnej panewki głównych łożysk połączone z przerzuceniem dotyku czopa na górną panewkę, przyczem wał jest zawieszony niejako w powietrzu. Tuż przed punktem a więc przed rozpoczęciem skoku korbowego na dół - siła prężności pary zmienia znak, wał odkleja się od górnych panewki swych łożysk i ciężko opada na dolne panewki, dając wyraźne uderzenie. W ten sposób powstaje skakanie wału w punktach martwych nader ujemnie wpływające na stan powierzchni ślizgach. Tylko co powiedziane nie dotyczy silnika pionowego pojedynczego działania, gdzie skakanie wału jest niemożliwe wobec braku pełnej siły prężności pary podczas jałowego skoku odkorbowego. Skakanie wału jest również niemożliwe w silniku pionowym podwójnego działania przy dostatecznie ciężkiem kole zamachowem, w tym wypadku bowiem wał stale przylega do dolnych panewek swych łożysk. Stąd mamy:

WNIOSEK PIERWSZY. SILNIKI POZIOME, SILNIKI POJEDYNCZEGO DZIAŁANIA PIONOWE, ORAZ PODWÓJNEGO DZIAŁANIA PIONOWE O WYSTARCZAJĄCO CIĘŻKIEM KOLE ZAMACHOWEM NIE DAJĄ UDERZEŃ W ŁOŻYSKACH WAŁU.-

Dowiedliśmy, iż uderzenia mogą powstawać li tylko wyłącznie w krzyżulcu silnika parowego. Ten wynik zdaje się przeczyć rzeczywistości, ponieważ praktyka nie szczędzi przykładów wyraźnych uderzeń, umiejscowionych w czopie korbowym lub łożysku głównem korby. W rzeczywistości jednak tego rodzaju uderzenia są tylko ECHEM uderzeń krzyżulcowych. W samej rzeczy, panewki krzyżulca zazwyczaj dosyć ściśle obejmują czop krzyżulcowy. ZWYKŁY LUZ WYNOSI bowiem  $0,2 \frac{mm}{m}$ , co w zupełności wystarcza wobec nieznacznego tarcia przy ruchu wahadłowym łba krzyżulcowego korbowodu. Luz obrotowych panewek łba korbowego musi być już znacznie większy, WYNOSI ON zazwyczaj  $0,5 \frac{mm}{m}$ , w łożysku głównem mamy nieraz i  $0,8 \frac{mm}{m}$ . Przy zowalizowanych lub porysowanych czopach luz musi być nieraz znacznie większy od podanych wartości. Przypuśćmy, że gwałtowny skok siły  $P$  spowodował uderzenie w czopie krzyżulcowym. Bedzie ono słabe a nieznaczne wobec małego luzu panewek. To uderzenie przejmują korbowód. Popchnięty z nagłą, uderza on z kolei o czop korbowy gdzie znacznie większy luz potęguje uderzenia, to ostatecznie udziela się z kolei korbie, a wał rzucony w bok, uderza o boczną panewkę głównego łożyska. Wyszczególniony tu szereg wtórnych uderzeń odbywa się prawie równocześnie natomiast słyszymy zazwyczaj tylko najsilniejsze z nich - UMIEJSCOWIONE TAM, GDZIE CHWILOWO LUZ PANEWEK JEST NAJWIĘKSZY. Stąd prosty sposób usunięcia lub przygłuszenia uderzeń silnika: ZMNIEJSZYĆ LUZ ODNOSNYCH PANEWEK, co nie zawsze niestety daje się skutecznie bez obawy zagrzanania panewki zwłaszcza gdy czop lub panewka już uległy ZATARCIIU lub ZOWALIZOWANIU od powtarzających się uderzeń. Stąd:



WNIOSEK DRUGI. CHCĄC UNIKNĄĆ UDERZEŃ NALEŻY PANEWKI SILNIKA UTRZYMYWAĆ W DOBRYM STANIE, ABY LUZ MOGŁ BYĆ MOŻLIWIE NAJMNIEJSZY BEZ OBAWY GRZANIA SIĘ PANEWEK.

To samo zupełnie da się powiedzieć i o powierzchniach ciernych łap krzyżulcowych.

Wiązimy więc, iż najniebezpieczniejsze są uderzenia w krzyżulcu. Należy zatem określić najwyższą ilość obrotów  $n_0$  pracy danego silnika WOLNEJ od tego rodzaju uderzeń. Przekroczenia tej ilości obrotów powoduje NIESPOKOJNY BIEG SILNIKA.

§ 32. NAJWYŻSZA DOPUSZCZALNA ILOŚĆ OBROTÓW SILNIKA PAROWEGO. Wiemy już z § 28 w jaki sposób można wykreślić krzywą siły  $P_m$ , przynależną do najwyższej dopuszczalnej ilości obrotów  $n_0$  danego silnika. Początkowa rzędna tej krzywej  $P_{m_0}$  daje najwyższą wartość siły  $P_m$ . Ponieważ odpowiednia początkowa wartość  $P_t$  siły  $P_t$  musi być znacznie większa od  $P_{m_0}$ , przeto, oznaczając postaremu przez  $p_0$   $\text{kg/cm}^2$  PRĘŻNOŚĆ PARY WLOTOWEJ, przez  $p'$   $\text{kg/cm}^2$  - PRZECIWCISNIENIE, oraz przez  $O$   $\text{cm}^2$  - CZYNNĄ POWIERZCHNIĘ TŁOKA, będziemy mieli  $P_{m_0} = 3P_t = 30(p_0 - p')$ , gdzie  $0 < 3 \leq 1$ . Na mocy § II mamy  $P_{m_0} = g_c v^2 F(0) : g R$  zatem  $30(p_0 - p') = P_{m_0} = g_c v^2 F(0) : g R = g_c \pi^2 R^2 n_0^2 F(0) : 30^2 g R$ . Stąd mamy  $g_c \pi^2 F(0) : 30^2 g O 3 = (p_0 - p') : R n_0^2$  i ostatecznie  $n_0 = \frac{30}{\pi} \sqrt{\frac{g 3}{g_c F(0)}} \sqrt{\frac{p_0 - p'}{R}}$  gdzie  $q = g_c : O$ . Oddawna już pierwszy RADINGER wykazał, że  $g_c : O = \frac{q F(0)}{R}$  jest WIELKOŚCIĄ STAŁĄ DLA DANEGO TYPU SILNIKA.

Załączona poniżej tabelka podaje:

TABELICA n. X.

WARTOŚĆ  $q$   $\text{kg/cm}^2$  DLA USTROJU KORBOWEGO.

|  |      |                  |
|--|------|------------------|
| $\alpha$ Pionowego cylindra krótkowylotowego . . . . .   | 0,16 | $\text{kg/cm}^2$ |
| $\beta$ Dużego cylindra poziomego silnika sprzężonego . . . . .  | 0,20 | "                |
| $\gamma$ Zwykłego cylindra silnika pionowego . . . . .   | 0,24 | "                |
| $\delta$ Poziomego cylindra wydechowego, lub małego cylindra poziomego silnika sprzężonego . . . . .     | 0,28 | "                |
| $\epsilon$ Poziomego cylindra z ustrojem skraplaczowym lub poziomego cylindra krótkowylotowego . . . . . | 0,32 | "                |
| $\zeta$ Obu cylindrów poziomego silnika sprzężonego /tłoki osadzone na wspólnym tłoczysku/ . . . . .     | 0,36 | "                |

Oznaczając przez  $\alpha^2 = 30^2 3 g : \pi^2 q F(0)$  będziemy mieli ostatecznie  $n_0 = \alpha \sqrt{\frac{p_0 - p'}{R}}$ , gdzie  $R$  winno być wyrażone w metrach. Załączona tu tabelka podaje praktyczne średnie wartości współczynnika  $\alpha$  :



WARTOŚCI WSPÓŁCZYNNIKA  $\alpha$  WZORU

|  |               |  |    |
|--|---------------|--|----|
| $n_0 = \alpha \sqrt{\frac{p_0 - p'}{R}}$       | DLA SILNIKÓW: | $\alpha$ Poziomych zwykłych . . . . .      | 40 |
| $\beta$ Poziomych krótkowylotowych : . . . . . |               | $\gamma$ Pionowych zwykłych . . . . .      | 50 |
| $\delta$ Pionowych krytych . . . . .           |               | $\xi$ Pionowych krótkowylotowych . . . . . | 60 |

WNIOSEK PIERWSZY: DOPUSZCZALNA GRANICZNA LICZBA OBROTÓW SILNIKA PAROWEGO JEST TEM WYŻSZA, IM WIĘKSZY JEST ROZPORZĄDZALNY SPADEK PRĘŻNOŚCI PARY, ORAZ IM MNIEJSZY SKOK SILNIKA.

Ponadto ponieważ całkowity ciężar  $G$  części ruchu silnika pionowego współdziała siłą prężności pary podczas trwania skoku. korbowego, przeto w tylko co otrzymanym wzorze dla silnika PIONOWEGO NALEŻY PISAĆ:  $p_0 - p' + (G : D)$  miast

$p_0 - p'$  Stąd mamy:

WNIOSEK DRUGI: DOPUSZCZALNA GRANICZNA LICZBA OBROTÓW JEST NIECO WYŻSZA DLA PIONOWEGO UKŁADU SILNIKA PAROWEGO.

Na zakończenie musimy zbadać:

§ 38. ODDZIAŁYWANIE SIŁ BEZWŁADNOŚCI MAS CZĘŚCI RUCHOMYCH SILNIKA PAROWEGO NA PODŁOŻE SILNIKA. W § 25 otrzymaliśmy składowe całkowitej siły  $P_w$  przyłożonej do osi wału danego silnika parowego, przyczem SKŁADOWA POZIOMA  $P_w' = P_t - \frac{G_c}{g} \frac{v^2}{R} (\cos \omega \pm \lambda \cos 2\omega) - \frac{G_D}{g} \frac{v^2}{R} \cos \omega$  PIONOWA ZAŚ  $P_w'' = \frac{G_D}{g} \frac{v^2}{R} \sin \omega$ , gdzie  $G_D = G_N + (1-m) G_L$ . Siła  $P_w'$  obciąża panewki główne wału, połączone wiązaniem, zwanem ramą silnika z korpusem cylindra, który ze swej strony podlega działaniu siły  $P_t$  cisnącej na pokrywę /Rys. 38/. Siły  $P_t$  i  $P_w'$ , jako działające w odwrotnym kierunku, dają WYPADKOWĄ SIŁĘ  $P_w''' = P_t - P_w' = \frac{G_c}{g} \frac{v^2}{R} (\cos \omega \pm \lambda \cos 2\omega) + \frac{G_D}{g} \frac{v^2}{R} \cos \omega$ . Siły  $P_w'''$  i  $P_w''$  przyłożone do osi wału powstają oczywiście na tle sił bezwładności mas silnika. Działanie tych sił ZMIENIAJĄCYCH SIĘ OKRESOWO jest następujące:

A. SILNIK POZIOMY. W danym wypadku pozioma siła  $P_w'''$  zmienna okresowo w granicach  $\pm P_w'''$  stara się ZERWAĆ silnik z podłoża, targając ramę silnika to w tył, to naprzód, pozatem siła  $P_w'''$ , jako przyłożona do osi wału odległego o  $H'''/m$  od powierzchni podłoża, daje moment  $P_w''' H$  sprawiający ruch wahadkowy silnika w kierunku podłużnej osi cylindra, czyli tak zwany PODŁUŻNY GALOP silnika na podłożu. Siła  $P_w''$  zmienna również okresowo w granicach  $\pm P_w''$  raz po raz przyciska podstawę głównego łożyska do podłoża, to znów stara się ją unieść ku górze. Zazwyczaj ciężar koła zamachowego wystarcza, aby zniszczyć działanie tej siły, podrywającej ramę silnika ku górze, jednakże dla wszelkiej pewności, a zwłaszcza w celu unieszkodliwie-



nia wyżej określonego działania siły  $P_w'''$ , mocujemy ramę silnika do podłoża za pomocą pewnej liczby śrub, głęboko zapuszczonych w podłoże. W ten sposób silnik wraz z podłożem stanowi niejako całość o znacznie większej masie, oporniejszej działaniu sił bezwładności mas.

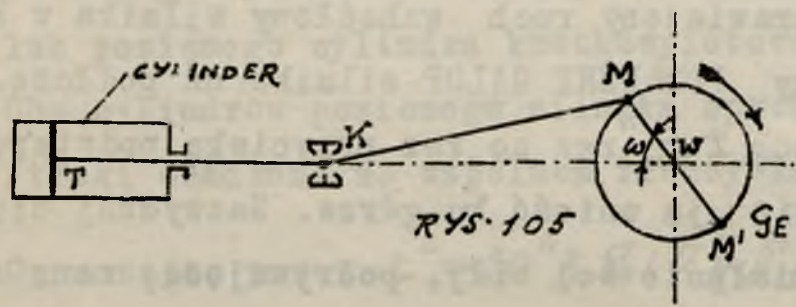
B. SILNIK PIONOWY. Tutaj znów pionowa siła  $P_w'''$  kolejno przycisiska podstawę silnika do podłoża, to znów podrywa ją ku górze, a pozioma siła  $P_w''$  stara się zerwać silnik z podłoża, targając ramę silnika to wtył to naprzód. Poza to siła  $P_w''$ , jako przyłożona do osi wału odległego o  $H$  m od powierzchni podłoża daje moment  $P_w'' H$ , powodujący GALOP w płaszczyźnie ruchu korby. I tutaj również mocujemy silnik do podłoża za pomocą śrub, głęboko zapuszczonych, aby zapewnić stateczność silnika.

W obu wypadkach okresowa zmienność sił bezwładności mas  $P_w'''$  i  $P_w''$  powoduje DRGANIA silnika wraz z podłożem, to też dla uniknięcia wszelkich nieprzyjemności procesów i t.d. należy podłoże silnika ODOSOBNIĆ od otaczających murów domów mieszkalnych pewną warstwą ziemi, ponieważ drgania podłoża mogą się UDZIELAĆ murom, powodując drżenie szyb, hałas i t.p. niepożądane objawy, zakłócające ciszę sąsiadom. Czasami również woda zaskórna może przenosić drgania silnika na pewną nawet dość znaczną przestrzeń. Należy więc w granicach możliwości zmniejszyć wartość sił  $P_w'''$  i  $P_w''$ , budując silniki o bardzo lekkich częściach ruchu, lub też stosując przeciwwagi, to jest umieszczając na przedłużeniu osi korby niewyważone masy obrotowe, dobrane należycie.

§ 34. PRZECIWWAGA. Zazwyczaj przeciwwagę budujemy, przedłużając korbę poza wał. Zamiast utworzonej w ten sposób niewyważonej masy obrotowej, leżącej na przedłużeniu osi korby - możemy oczywiście rozpatrywać /patrz § 17/ ZASTĘPCZĄ MASĘ  $G_E : g$ , skupioną w punkcie  $M'$  leżącym na kole korby, a średnicowo przeciwnym  $M$  - osi czopa korbowego. Obecność tej nowej niewyważonej masy obrotowej zmieni wartość sił  $P_w'''$  i  $P_w''$ , które będą oczywiście równe  $P_w''' = \frac{G_c}{g} \frac{v^2}{R} (\cos \omega \pm$

$$\pm) \cos 2\omega) + \frac{G_D - G_E}{g} \frac{v^2}{R} \cos \omega \text{ oraz } P_w'' = \frac{G_D - G_E}{g} \frac{v^2}{R} \sin \omega.$$

ponieważ, jak to z łatwością na /Rys. 105/ zauważyć się daje, działanie sił bezwładności masy obrotowej  $G_E : g$  jest wprost przeciwne działaniu sił bezwładności masy  $G_D : g$ , ześrodkowanej w punkcie  $M$

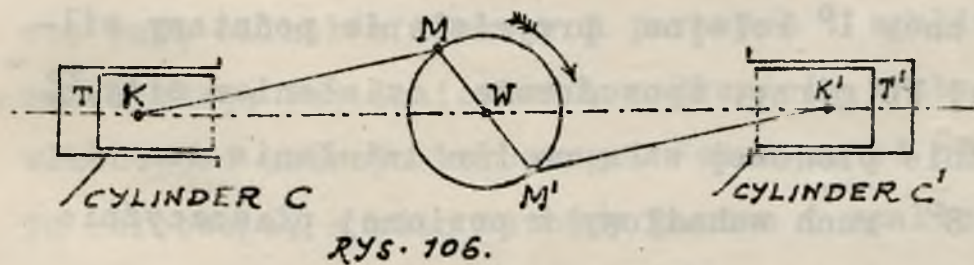


średnicowo przeciwnym  $M'$ , a leżącym na tem samym kole. Czyniąc  $G_D = G_E$  możemy CAŁKOWICIE ZNISZCZYĆ SIŁE  $P_w''$  oraz sprowadzić siłę  $P_w'''$  do  $\frac{G_c}{g} \frac{v^2}{R} (\cos \omega \pm \lambda \cos 2\omega)$ .



Czyniąc  $G_E = G_D + G_C$  otrzymujemy znów  $P_W''' = \pm \frac{G_C}{g} \frac{v^2}{R} \lambda \cos 2\omega$  oraz  $P_W'' = -\frac{G_C}{g} \frac{v^2}{R} \sin \omega$ , a więc znacznie zmniejszamy wartość  $P_W'''$ , czyniąc ją prawie równą zero. W każdym poszczególnym wypadku należy oczywiście określić wartość  $G_E$  najbardziej CELOWA. Zazwyczaj w SILNIKACH POZIOMYCH, unikając nadmiernych wymiarów przeciwwagi ze względu na brak miejsca, CZYNIMY:  $G_E = 0,5 G_C \div 0,8 G_C$ , powodując w ten sposób częściowy zanik sił  $P_W'''$  zrywających silnik z podłoża, a więc zgubniej działających, niż siły  $P_W''$ . W SILNIKACH PIONOWYCH zwykle CZYNIMY:  $G_E = G_D$ , aby zniszczyć siły  $P_W''$ , działające tutaj w ten sam sposób, jak siły  $P_W'''$  w silniku poziomym.

Widzimy więc iż stosowanie przeciwwagi nie daje możliwości RÓWNOCZESNEGO UNICESTWIENIA OBU SIŁ  $P_W'''$  i  $P_W''$  w silniku jednocylindrowym, natomiast jest to zupełnie niemożliwe dla dwucylindrowego silnika podanego na /Rys. 106/ o dwóch tożsamo-

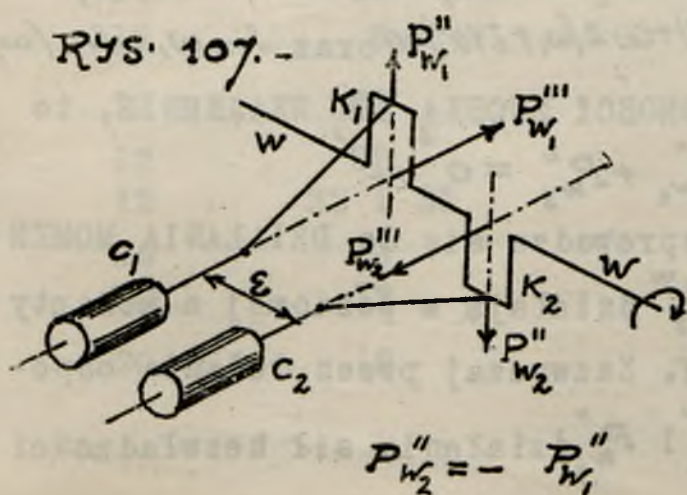


ściowych cylindrach  $C$  i  $C'$  spoczywających na wspólnej ramie. Wobec zupełnej symetryczności silnika i przeciwbieżności tłoków  $T$  i  $T'$  wszystkie siły bezwładności mas znoszą się wzajemnie.

Otrzymany w ten sposób DOSKONAŁY UKŁAD zazwyczaj mało jest używany, ponieważ silnik tego rodzaju wymaga zbyt dużo miejsca.

Budując układy dwucylindrowe, trójcylindrowe a nawet i wielocylindrowe możemy w pewnej mierze osłabić a nawet zgoła zniszczyć działanie sił  $P_W'''$  lub  $P_W''$ . W tym kierunku dobre wyniki daje:

§ 34. UKŁAD BLIŹNIACZY DWUCYLINDROWY O CYLINDRACH RÓWNOLEGIYCH I KORBACH POD  $180^\circ$ . Dwa bliźniacze cylindry tych samych wymiarów  $C_1$  i  $C_2$ , ustawione równoległe w odległości  $\epsilon$  będą odnośne korby lub wykręcenia wału  $K_1$  i  $K_2$  rozstawione pod kątem  $180^\circ$ . Odpowiednie siły bezwładności będą oczywiście dla obu cylindrów



$$P_{W_1}''' = \frac{G_C}{g} \frac{v^2}{R} (\cos \omega_1 \pm \lambda \cos 2\omega_1) + \frac{G_D}{g} \frac{v^2}{R} \cos \omega_1$$

$$P_{W_2}''' = \frac{G_C}{g} \frac{v^2}{R} (\cos \omega_2 \pm \lambda \cos 2\omega_2) + \frac{G_D}{g} \frac{v^2}{R} \cos \omega_2$$

$$P_{W_1}'' = \frac{G_D}{g} \frac{v^2}{R} \sin \omega_1, \quad P_{W_2}'' = \frac{G_D}{g} \frac{v^2}{R} \sin \omega_2$$

WOBEC:  $\omega_2 = \omega_1 + \pi = \omega_1 + 180^\circ$ :

$$\cos \omega_1 + \cos \omega_2 = 0 \quad \cos 2\omega_1 + \cos 2\omega_2 = 2 \cos 2\omega_1$$

$$\sin \omega_1 + \sin \omega_2 = 0 \quad \text{STAD} \quad P_{W_1}'' + P_{W_2}'' = 0$$

$$P_{W_1}''' + P_{W_2}''' = \pm 2 \frac{G_C}{g} \frac{v^2}{R} \lambda \cos 2\omega_1 = P_{W_1}'''$$



W danym wypadku zatem siły bezwładności  $P_{w_1}''$  i  $P_{w_2}''$  wzajemnie się znoszą, dając wszelakoż MOMENT  $P_{w_1}'' \varepsilon = \mathcal{M}''$  okresowo zmienny w granicach  $\pm \mathcal{M}''$ . W SILNIKU POZIOMYM moment ten powoduje ruch wahadłowy w kierunku pionowej płaszczyzny wału, czyli tak zwany POPRZECZNY GALOP silnika. Ponadto siły  $P_{w_1}'''$  i  $P_{w_2}'''$  dają drobna składową  $P_w'''$  zrywającą poziomy silnik z podłoża oraz odpowiedni MOMENT OBROTOWY  $\mathcal{M}'''$  również zmienny okresowo w granicach  $\pm \mathcal{M}'''$ , a działający w poziomej płaszczyźnie wału. Moment ten powoduje ruch wahadłowy poziomego silnika w poziomej płaszczyźnie wału, czyli tak zwany TANIEC na podłożu. W danym wypadku otrzymujemy zatem W SILNIKU POZIOMYM 1° kolejne ruchy silnika wtył i naprzód po powierzchni podłoża, spowodowane działaniem siły  $P_w'''$ , 2° galop podłużny na tle okresowo zmiennego w granicach  $\pm P_w''' H$  momentu siły  $P_w'''$ , przyłożonej do wału silnika odległego o  $H'''$  od podłoża, 3° poprzeczny galop na tle działania momentu  $\mathcal{M}'''$  wreszcie 4° taniec na podłożu na tle działania momentu  $\mathcal{M}'''$ .

W SILNIKU PIONOWYM otrzymujemy znów 1° kolejne przyciskanie podstawy silnika do podłoża oraz podrywanie takowej ku górze, spowodowane działaniem siły  $P_w'''$ , 2° ruch wahadłowy silnika w płaszczyźnie pionowej wału na tle działania momentu  $\mathcal{M}'''$  czyli poprzeczny galop, wreszcie 3° ruch wahadłowy w poziomej płaszczyźnie wału na tle działania momentu  $\mathcal{M}'''$ , czyli taniec silnika.

W obu wypadkach należy oczywiście dążyć do tego, aby wartość  $\varepsilon$  była możliwie mała, co łatwo uskutecznić, stawiając oba cylindry możliwie najbliżej obok siebie. Ponadto zazwyczaj niszczą galop poprzeczny w silniku poziomym i taniec w pionowym silniku, dając odpowiednie przeciwwagi, powodujące  $P_{w_1}'' = P_{w_2}'' = 0$ . W ten sposób otrzymujemy układ dwucylindrowy stosunkowo dobrze WYWAŻONY, czego przy innem rozstawieniu korb otrzymać nie podobna. Z kolei rozpatrzmy w dalszym ciągu:

§ 35. UKŁAD TRÓJCYLINDROWY BLIŹNIACZY O KORBACH POD  $120^\circ$ . Trzy bliźniacze cylindry tych samych wymiarów  $C_1, C_2, C_3$  ustawione równolegle w odległości  $\varepsilon_1$  i  $\varepsilon_2$  pędzą odnośne wykorbienia wału rozstawione pod  $120^\circ$ . W danym wypadku KĄTY ODCHYLENIA KORB BEDĄ odpowiednio  $\omega_1, \omega_2 = \omega_1 + 120^\circ, \omega_3 = \omega_2 + 120^\circ = \omega_1 + 240^\circ$ . Ponieważ  $\cos \omega_1 + \cos(\omega_1 + 120^\circ) + \cos(\omega_1 + 240^\circ) = 0$ ,  $\cos 2\omega_1 + \cos 2(\omega_1 + 120^\circ) + \cos 2(\omega_1 + 240^\circ) = 0$  oraz  $\sin \omega_1 + \sin(\omega_1 + 120^\circ) + \sin(\omega_1 + 240^\circ) = 0$ . przeto SIŁY BEZWŁADNOŚCI ZNOSZĄ SIĘ WZAJEMNIE, to jest inaczej mówiąc  $P_{w_1}''' + P_{w_2}''' + P_{w_3}''' = 0$  oraz  $P_{w_1}'' + P_{w_2}'' + P_{w_3}'' = 0$ .

Tutaj więc działanie sił bezwładności mas sprowadza się do DZIAŁANIA MOMENTÓW TYCH SIŁ, przyczem momenty sił  $P_{w_1}'''$ ,  $P_{w_2}'''$  i  $P_{w_3}'''$  działają w poziomej a momenty sił  $P_{w_1}''$ ,  $P_{w_2}''$  i  $P_{w_3}''$  - w pionowej płaszczyźnie wału. Zazwyczaj przez dodanie odpowiednich przeciwwag powodujemy ZANIK SIŁ  $P_{w_1}''$ ,  $P_{w_2}''$  i  $P_{w_3}''$  działanie sił bezwładności



sprowadza się zatem do TANCA na podłożu w SILNIKU PIONOWYM i do POPRZECZNEGO GALOPU W PIONOWYM.

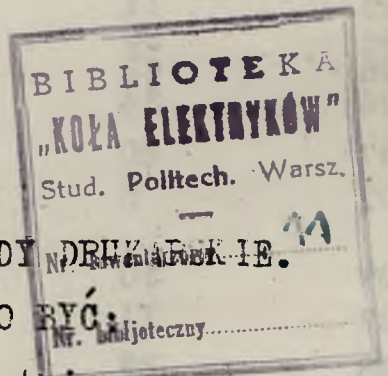
Widzimy więc iż w porównaniu z poprzedzającym układ ten daje znacznie większą stateczność silnika. Przy większej ilości cylindrów, warunki są jeszcze lepsze, a przy SZĘŚCIU BLIŹNIACZYCH CYLINDRACH nie tylko siły bezwładności ale i momenty tych sił znoszą się wzajemnie. Ten sam wynik utrzymać można prawie zupełnie dokładnie dla silnika czterocylindrowego przez swoiste rozstawienie wykorbień i ustosunkowanie mas części ruchu poszczególnych cylindrów.

Tego rodzaju silniki wielocylindrowe, jako silniki OKRETOWE oddają nieocenione usługi, natomiast jako silniki STAŁE nie mają szerszego zastosowania wobec nadmiernej liczby cylindrów, powodującej duży koszt wykonania i trudność obsługi.

Niejednostajność momentu obrotowego i bezwładność mas - stanowią zasadniczą wadę silników tłokowych parowych i spalinowych. Przytoczone wyżej sposoby zmniejszają jej doniosłość, całkowicie wyzbyć się jej niepodobna, stanowi bowiem właściwość ustroju korbowego. Wodne są od niej jedynie silniki pracujące bez ustroju korbowego, a więc turbiny parowe i spalinowe.

KONIEC CZĘŚCI DRUGIEJ KURSU.

Warszawa 15.VIII. 1915 r..



WAŻNIEJSZE BŁĘDY DRUKARSKIE.

| STRONNICA: | WIERSZ: | J E S T               | WINNO BYĆ:                        |
|------------|---------|-----------------------|-----------------------------------|
| 3          | 25      | naodwrot              | odwrotnie                         |
| 4          | 8       | "                     | "                                 |
| 5          | 13      | "                     | "                                 |
| 5          | 32      | $MnM$                 | $MnM'$                            |
| 7          | 15      | $MM$                  | $MM'$                             |
| 9          | 32      | $\frac{1}{2}(r+r')dv$ | $\frac{1}{2}(r+r')dv$             |
| II         | 6       | przebiegu             | obiegu                            |
| II         | 32      | $MM'M$                | $M'M$                             |
| 12         | 5       | $MM'$                 | $M'M$                             |
| 12         | 22      | $MM'M''M$             | $MM''M'M$                         |
| 12         | 32      | $d\pi$                | $d\pi$                            |
| 12         | 33 i 35 | $= Ad\pi$             | $= Ad\pi$                         |
| 16         | 4       | równno                | równności                         |
| 20         | 18      | $[\frac{dp}{dv}]_c =$ | $-\left[\frac{dp}{dv}\right]_c =$ |
| 20         | 18      | $-[dp]_c :$           | $[dp]_c :$                        |



| STRONNICA: | WIERSZ:     | J E S T   | WINNO BYĆ:  |
|------------|-------------|---|---|
| 24         | I           | $L$   | $L_1$   |
| 24         | 10          | $M_1 [p_1, v_1, T_1]$   | $M_1 [p_1, v_1, T_1]$   |
| 25         | 2 i 3       | ODWRACALNE  | OBRACALNE   |
| 31         | 14          | $(M)M$  | $(M)M'$   |
| 42         | 15          | $\delta c : T = dc : T$   | $\delta c : T < dc : T$   |
| 42         | 16          | $\delta s = ds$   | $\delta s < ds$   |
| 43         | 30          | $M_2 (p_2, v)$  | $M_2 (p_2, v_2)$  |
| 45         | 3           | $\Delta S$  | $\Delta S''$  |
| 45         | 24          | iż  | iż $\sum \delta \Pi < 0$ oraz $\sum d \Pi < 0$                        |
| 47         | 24          | leżą  | przebiegu   |
| 51         | I           | musimy  | należałoby  |
| 51         | 22          | $\Delta v' = v - v_2$   | $\Delta v' = v_1' - v_2$  |
| 51         | 34          | POMPA   | POMPA P   |
| 56         | 3           | niewątpliwości  | niemożliwości   |
| 67         | 10          | przedzwrotnego  | pozwrotnego   |
| 69         | II          | nadto   | rzadko  |
| 72         | II          | dawnym  | danym   |
| 74         | 8           | wypadku pełni   | wypadku para pełni  |
| 74         | 26          | i właściwej   | o właściwej   |
| 78         | 28          | silnika,  | silnika $S_2$ ,   |
| 88         | 30          | przedzwrotnego  | zwrotnego   |
| 95         | 11          | dotyka pary   | dotyku pary   |
| 96         | 30          | praca $l_0$   | praca $l_0$   |
| 96         | 32          | $= (L - l_0) : l = 1 - l_0 : L$                                       | $= (L - l_0) : l = 1 - l_0 : L$                                       |
| 96         | 34          | $= 1 - q : \lambda$   | $= 1 - q_s : \lambda -$   |
| 97         | 20          | CIEPLIKA PARY   | CIEPLIKA DO CAŁKOWITEGO<br>CIEPLIKA PARY                              |
| 107        | 5           |   |   |
| 107        | 10          | $\eta_s =$  | $\eta_s' =$   |
| 107        | 11          | $\eta_s' = \eta_w \times \eta_m \times \eta_z \times \eta_y : \eta_u$ | $\eta_s' = \eta_w \times \eta_m \times \eta_z \times \eta_y : \eta_u$ |
| 108        | 29          | pracą żywą  | parą żywą   |
| 108        | 37          | $t_R = 10^\circ C$  | $t_w = 10^\circ C$  |
| 109        | 35          | wartość $\eta$  | wartość $\Pi$   |
| 110        | 31          | $:(1 - q_z) : \{(1 - q_a) : \{(1 - q_a) :$                            | $:(1 - q_z) : \{(1 - q_a) :$  |
| 119        | TABLICA N.4 | w kolumnie pod 0,4 niewyraźnie cyfra 0,134                            |   |
| 124        | 5           | działającego po osi   | działającego prawie po<br>osi   |
| 124        | II          | $-(1 - m) \frac{G_L v^2}{g R}$  | $-(1 - m) \frac{G_L v^2}{g R} \cos \omega$                            |
| 125        | 15/16       | pozwrotny wylot<br>sprężania  | pozwrotny wylot, sprę-<br>żanie                                       |
| 125        | 32          | OS NA TEGO  | OS A-A TEGO   |
| 98         | 1           | $\eta_w \times \eta_z \times \eta_u =$                                | $\eta_w \times \eta_z : \eta_u =$                                     |

BIBLIOTEKA  
POLITECHNIKI WARSZAWSKIEJ  
Warszawa, ul. Żelazna 14

