ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ 1969

Seria: MECHANIKA z. 41 Nr kol. 261

TADEUSZ TYRLIK

BADANIA WPŁYWU CZYNNIKÓW PODSTAWOWYCH NA WIELKOŚĆ SIŁY ZAKLESZCZAJĄCEJ W TŁOCZKOWYCH URZĄDZENIACH HYDRAULICZNYCH *)

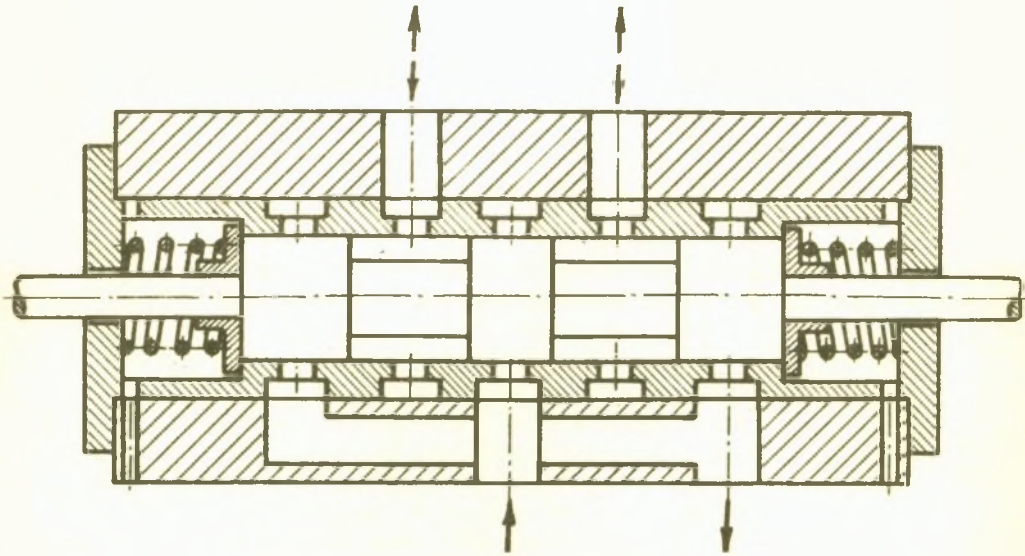
Streszczenie: Rozpatrzono przyczyny nadmiernego wzrostu siły tarcia spoczynkowego hydraulicznych urządzeń tłoczkowych. Siła ta, zwana siłą "zakleszczającą" wzrasta bardzo silnie z upływem czasu spoczynku. W oparciu o równania przepływu wyjaśniono powody niestabilnego położenia tłoczka w cylindrze i warunki powstania siły promieniowej, dociskającej tłoczek do ścianki cylindra. Siła ta jest bezpośrednią przyczyną wzrostu siły tarcia spoczynkowego.

Badania eksperymentalne pozwoliły na wyznaczenie zależności matematycznej, umożliwiającej obliczenie maksymalnej siły tarcia spoczynkowego w funkcji luzu promieniowego, ciśnienia, długości tłoczka oraz jego średnicy.

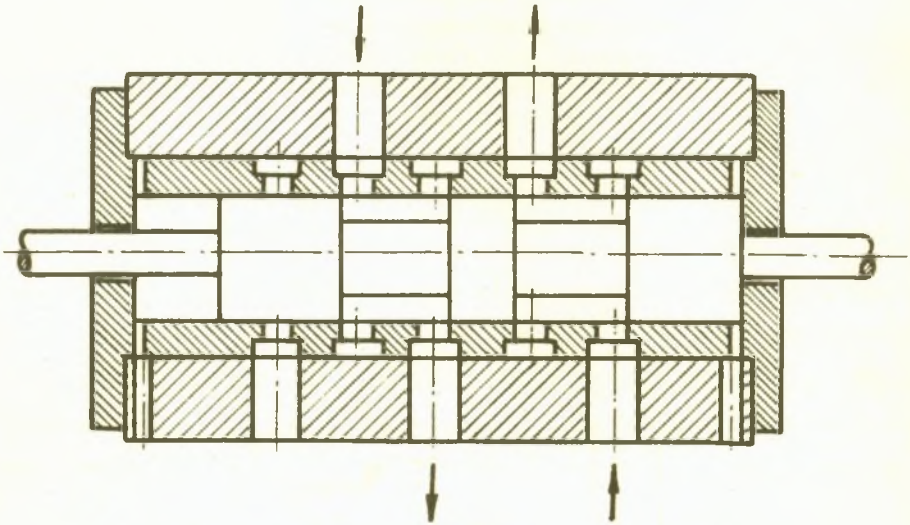
1. Wstęp

Rozwijająca się intensywnie dziedzina napędów i sterowania hydraulicznego wymaga odpowiednio sprawnie działających elementów aparatury. Jedną z podstawowych par współpracujących w wielu różnych elementach tejże aparatury jest zespół złożony z pojedynczego, względnie wielokrotnego tłoczka cylindrycznego,

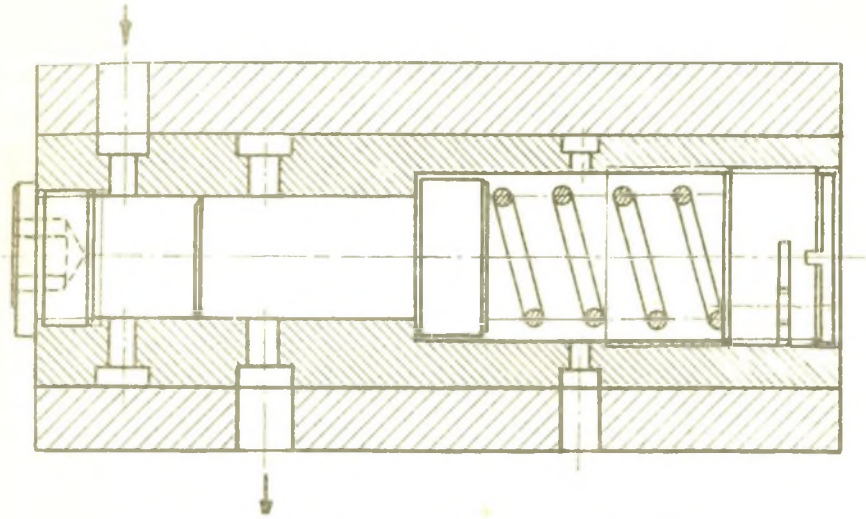
*) Artykuł niniejszy stanowi fragment pracy doktorskiej Autora, wykonanej w Katedrze Obrabiarek na Wydziale Mechaniczno-Technologicznym Politechniki Śląskiej.



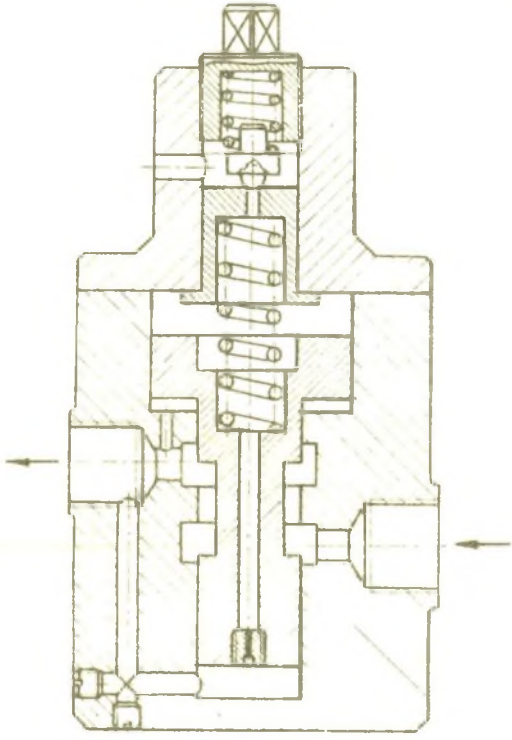
Rys. 1. Trójpozycyjny suwak tłoczkowy



Rys. 2. Dwupozycyjny suwak tłoczkowy



Rys. 3. Tłoczkowy zawór bezpieczeństwa



Rys. 4. Tłoczkowy zawór redukcyjny

umieszczonego w tulei. Skojarzenie tych dwóch elementów ma między innymi zastosowanie w każdym tłoczkowym suwaku rozdzielczym (rys. 1 i 2), w zaworze bezpieczeństwa (rys. 3) lub przelewowym, w zaworze redukcyjnym (rys. 4) i w wielu innych elementach sterujących względnie regulacyjnych.

Poprawność działania tych urządzeń zależna jest w głównej mierze od wartości sił tarcia, jakie należy pokonać przy osiowym przesunięciu tłoczka ze stanu spoczynku. W czasie pracy tego rodzaju urządzeń tłoczek musi bowiem zmieniać okresowo swoje położenie, czego dokonuje się przy użyciu siły ręki ludzkiej, ciśnienia oleju lub też siły ciągu elektromagnesu. Znajomość wartości tej siły jest więc potrzebna między innymi dla prawidłowego zaprojektowania omawianego urządzenia.

Jak wykazują obserwacje poczynione w praktyce, wartość siły potrzebnej do przesunięcia nawet tego samego tłoczka jest bardzo różna i zależna od wielu zmiennych. Siły te niekiedy posiadają wartość rzędu kilkudziesięciu gramów, innym zaś razem kilku, względnie kilkunastu kilogramów. Ten nadmierny wzrost siły tarcia nazywany jest "zakleszczeniem" lub "zablokowaniem" (zaščemlenie, locking, verblockung).

Zjawisko to znane jest między innymi w dziedzinie hydraulicznych układów sterujących w obrabiarkach, układach kopiujących stanowiących serwomechanizmy, w układach sterujących w lotnictwie, od których wymaga się szczególnie wysokiego stopnia pewności działania, w układach regulacyjnych maszyn wyciągowych w górnictwie i w wielu innych urządzeniach napędzanych lub sterowanych na drodze hydraulicznej. W większości znanych przypadków zjawisko to sprawia wiele kłopotu, a nawet wymaga stosowania dodatkowych urządzeń, mających zabezpieczyć przed zakleszczeniem się tłoczka w cylindrze.

Zakleszczenie, jakkolwiek znane w praktyce od strony ujemnych skutków, nie posiada do tej pory dokładnego wyjaśnienia teoretycznego od strony przyczyn. W specjalistycznej literaturze technicznej spotkać można na ten temat jedynie luźne wzmianki, przy czym rysują się dosyć duże różnice poglądów.

Próbę opisowego wyjaśnienia tego zjawiska pierwszy podjął Blackburn [1] i [2]. Badania doświadczalne pierwszy zapoczątkował Sweeney [3] i zrelacjonował je jedynie opisowo. Wyniki bardzo wąskich doświadczeń, bez próby naukowego wyjaśnienia zjawiska, podaje Demidow [4] i [5]. Baszta [6] przytacza wyniki badań Blackburna i Sweeneya, dodając nieznaczne swoje uwagi.

Celem niniejszej pracy jest więc ilościowe zbadanie siły tarcia spoczynkowego elementarnego suwaka tłoczkowego jako funkcji parametrów podstawowych oraz wyjaśnienie zasadniczych przyczyn nadmiernego wzrostu wspomnianej siły.

2. Opis początkowej fazy zjawiska

Całość zjawiska narastania siły tarcia podzielić można na dwie fazy. W f a z i e p i e r w s z e j tłoczek oddzielony jest od ścian cylindra warstewką cieczy przepływającej w szczelinie, której wartość zależy od luzu promieniowego. Położenie tłoczka nie zawsze jest jednak stabilne, gdyż posiada on tendencję do poprzecznego zbliżania się w kierunku ścianki cylindra.

Dla teoretycznego wyjaśnienia przyczyny powstawania siły poprzecznej oraz ewentualnego obliczenia jej wartości, przyjęto dwa idealne kształty tłoczków, a mianowicie walcowy i stożkowy. Te dwa podstawowe kształty, stanowiące model elementarnych części tłoczka rzeczywistego mają szczególne znaczenie dla określenia prawa rozkładu sił promieniowych i osiowych.

Zależnie od położenia stożka względem cylindra oraz w zależności od ich kształtu przepływ cieczy, wywołany różnicą ciśnień przed i za tłoczkiem, będzie różny. Dla każdego z tych przypadków różne będą również rozkłady prędkości i ciśnień na powierzchni tłoczka, a zatem i sił promieniowych oraz osiowych.

Siły te można wyliczyć wychodząc z równań ruchu cieczy lepkiej w szczelinie pomiędzy tłoczkiem i cylindrem. Równania ruchu laminarnego cieczy lepkiej znane są w hydrodynamice jako równania Naviera-Stokesa; dla płynu nieściśliwego w prostokątnym układzie współrzędnych mają one postać:

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{\partial V_x}{\partial t} + V_x\frac{\partial V_x}{\partial x} + V_y\frac{\partial V_x}{\partial y} + V_z\frac{\partial V_x}{\partial z} = \\
&\qquad = X - \frac{1}{\varrho}\cdot\frac{\partial p}{\partial x} + \nu\left(\frac{\partial^2 V_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V_x}{\partial z^2}\right) \\
&\frac{\partial V_y}{\partial t} + V_x\frac{\partial V_y}{\partial x} + V_y\frac{\partial V_y}{\partial y} + V_z\frac{\partial V_y}{\partial z} = \\
&\qquad = Y - \frac{1}{\varrho}\cdot\frac{\partial p}{\partial y} + \nu\left(\frac{\partial^2 V_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V_y}{\partial z^2}\right) \\
&\frac{\partial V_z}{\partial t} + V_x\frac{\partial V_z}{\partial x} + V_y\frac{\partial V_z}{\partial y} + V_z\frac{\partial V_z}{\partial z} = \\
&\qquad = Z - \frac{1}{\varrho}\cdot\frac{\partial p}{\partial z} + \nu\left(\frac{\partial^2 V_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V_z}{\partial z^2}\right)
\end{aligned}\right\} \quad (1)$$

gdzie:

X, Y, Z - są składowymi sił masowych w kierunkach x, y, z,

V_x, V_y, V_z - prędkości składowe w odpowiednim kierunku,

t - czas,

p - ciśnienie,

ν - kinematyczna lepkość cieczy.

Do tych trzech równań jako czwarte dochodzi równanie ciągłości, które w przypadku stałej gęstości cieczy (ϱ = const)

$$\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{\partial V_z}{\partial z} = 0 \qquad (2)$$

Dla obliczenia przepływu w szczelinie należy je przedstawić we współrzędnych walcowych względnie sferycznych.

Dla oceny warunków powstawania siły promieniowej, spośród wielu możliwych, najbardziej charakterystyczne są dwa zasadnicze przypadki usytuowania tłoczków w cylindrze, a mianowicie:

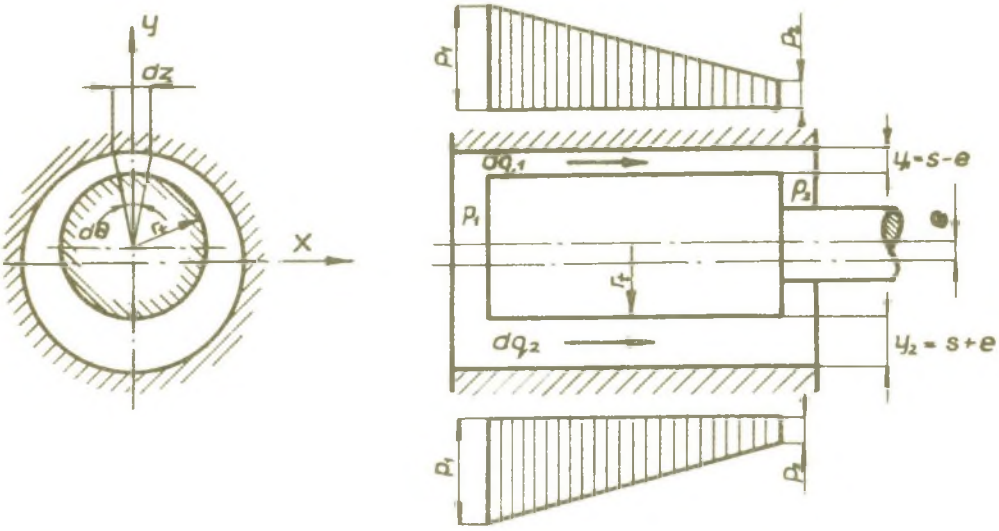
- przepływ cieczy pomiędzy dwoma powierzchniami walcowymi o osiach przesuniętych równolegle (mimośrodowo) oraz
- przepływ pomiędzy dwoma powierzchniami: walcową (cylinder) oraz stożkową (tłoczek), o osiach przesuniętych równolegle.

Przypadek pierwszy przedstawia rys. 5. W tym przypadku ruch płynu w szczelinie opisać należy we współrzędnych walcowych. Zakładając, że poszczególne elementarne warstewki płynu przesuwają się równolegle oraz pomijając siły masowe, jak również zakładając, że przepływ w szczelinie jest osiowo symetryczny można napisać, że

$$v_r = 0, \quad v_\Theta = 0, \quad v_x = v(r, \Theta, x),$$

gdzie - v_r, v_Θ, v_x są prędkościami w kierunku promienia, obwodu oraz w kierunku osi walca. Przy tych założeniach równania ruchu cieczy lepkiej dla przepływu stacjonarnego we współrzędnych walcowych przyjmą postać:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{1}{\varrho}\cdot\frac{\partial p}{\partial x} = \nu\left(\frac{\partial^2 v_x}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2}\cdot\frac{\partial^2 v_x}{\partial \Theta^2} + \frac{1}{r}\cdot\frac{\partial v_x}{\partial r} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2}\right), \\ &\frac{1}{\varrho}\cdot\frac{\partial p}{\partial r} = 0; \quad \frac{1}{\varrho\cdot r}\cdot\frac{\partial p}{\partial \Theta} = 0; \quad \frac{\partial v_x}{\partial x} = 0. \end{aligned}\right\} \qquad (3)$$



Rys. 5. Tłoczek cylindryczny przesunięty mimośrodowo

Rozwiązanie tych równań przedstawia bardzo duże trudności matematyczne. Z tego powodu w praktycznych zagadnieniach technicznych wprowadza się pewne uproszczenia. Zgodnie z rys. 5, elementarne strumienie d_{q2} i d_{q1} przepływające przez przekrój górny y_1 dz oraz dolny y_2 dz, na skutek różnicy ciś-

nień wywołują elementarne siły promieniowe dP_{r1} oraz dP_{r2}, przeciwnie skierowane, przy czym ogólnie

$$dP_r = \int_0^l p \, dz \, dx. \tag{4}$$

We wzorze tym przyjęto, że elementarna siła promieniowa działa na powierzchnię $l \, dz = l \, r \, d\Theta$.

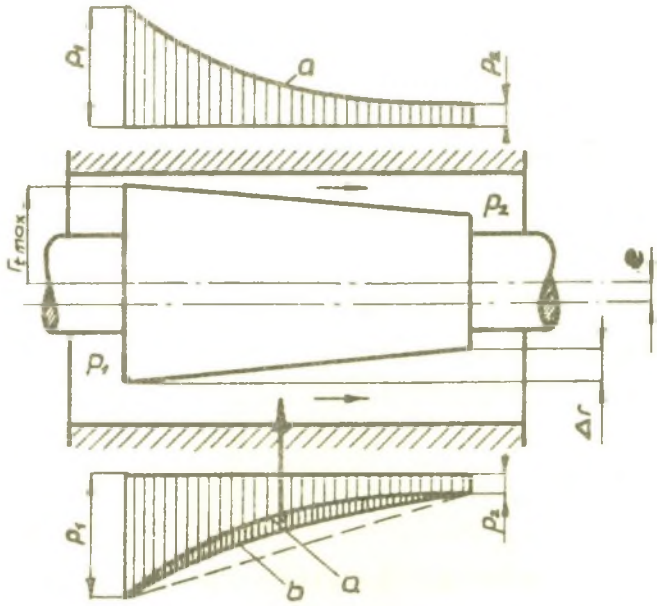
W przypadku równoległych ścian tłoczka i cylindra

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \text{const} \quad \text{lub} \quad \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{p_1 - p_2}{l}, \tag{5}$$

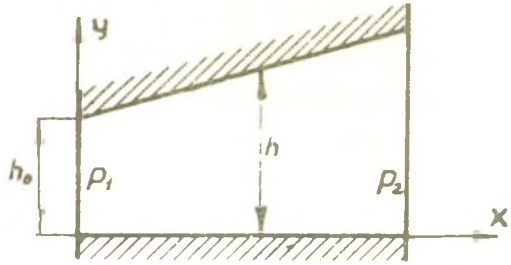
czyli spadek ciśnienia wzdłuż całej długości tłoczka jest liniowy i jednakowy dla górnego i dolnego przekroju tłoczka. Stąd można wyciągnąć wniosek zasadniczy: w przypadku przepływu cieczy pomiędzy dwoma powierzchniami idealnie walcowymi o osiach przesuniętych równolegle, przeciwnie skierowane elementarne siły promieniowe są jednakowe i wzajemnie się znoszą. Ich wartość będzie wynosić

$$dP_{r1} = dP_{r2} = \frac{p_1 + p_2}{2} \, l \, dz. \tag{6}$$

W przypadku przepływu pomiędzy powierzchnią walcową i stożkową o osiach przesuniętych względem siebie (rys. 6), zagadnienie różni się od poprzednio rozważanego dodatkową wielkością, a mianowicie, że $v_r \neq 0$, gdyż $v_r = v(r, \Theta, x)$. Do ułożenia równań ruchu należałoby tutaj użyć kombinacji równań Naviera-Stokesa we współrzędnych walcowych i sferycznych. Jednakże ze względu na złożoność zagadnienia zachodzi konieczność wprowadzenia uproszczeń. W przybliżeniu zagadnienie sprowadza-



Rys. 6. Tłoczek stożkowy przesunięty mimośrodowo



Rys. 7. Szczelina ze ściankami nachylonymi

my do przepływu cieczy między dwiema nierównoległymi płaszczyznami (rys. 7).

W tym przypadku równania ruchu cieczy (1) i (2) przyjmą postać:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \eta \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2}, \quad \frac{\partial p}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} = 0. \tag{7}$$

Przyjmujemy warunki brzegowe: dla $y = 0$, $v_x = 0$, $v_y = 0$, oraz dla $y = h$, $v_x = 0$, $v_y = 0$. Ponadto uwzględniamy w drugim równaniu układu równań (7), że p nie zależy od y. Po scałkowaniu pierwszego równania otrzymujemy

$$V_x = \frac{1}{2\eta} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \cdot y^2 + C_1 \cdot y + C_2. \tag{8}$$

Uwzględniając warunki brzegowe, po wyznaczeniu stałych całkowania, ostatnie równanie napisać można w formie

$$V_x = \frac{1}{2\eta} \cdot \frac{\partial p}{\partial x}(y^2 - hy). \tag{9}$$

Elementarne natężenie przepływu cieczy w szczelinie o szerokości dz określić można następująco:

$$dQ = \int V_x \, dz \, dy = \frac{dz}{2\eta}\int\frac{dp}{dx}(y^2 - hy)dy. \tag{10}$$

Po scałkowaniu tego równania otrzymujemy związek między gradientem ciśnienia i gradientem natężenia przepływu:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{12\eta}{y^3} \cdot \frac{dQ}{dz}. \tag{11}$$

Równanie to stanowi punkt wyjścia Blackburna [1] do rozwiązania omawianego zagadnienia. Przyjmując oznaczenia podane na rys. 6, wykonując dwukrotne całkowanie, raz wzdłuż osi x, a następnie po obwodzie tłoczka, otrzymujemy wzór na całkowitą siłę promieniową

$$P_r = \frac{\pi \cdot l \cdot r_{tmax} \cdot \Delta r \cdot \Delta p}{2e}\left(1 - \frac{2h_r + \Delta r}{\sqrt{(2h_r + \Delta r)^2 - 4e^2}}\right). \tag{12}$$

We wzorze powyższym h_r jest nominalnym luzem promieniowym po stronie większej średnicy tłoczka ($2 \cdot r_{tmax}$), określonym przy współosiowym ułożeniu tłoczka w cylindrze o średnicy d_c, czyli

$$h_r = \frac{d_c - d_{tmax}}{2}. \tag{13}$$

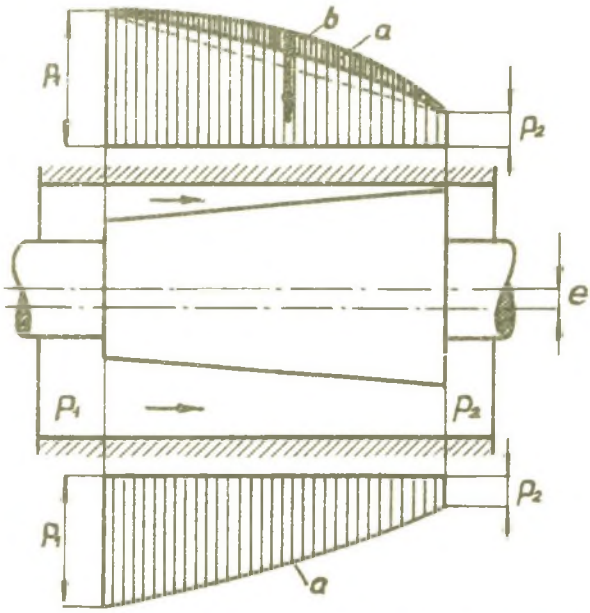
Natomiast Δr określa promieniową zbieżność tłoczka.

Jeżeli wartość ułamka, znajdującego się w nawiasie wzoru (12), będzie większa od jedności, to siła P_r posiadać będzie znak ujemny. Oznacza to, że siła ta dąży do przesunięcia tłoczka w kierunku mniejszej szczeliny, a więc coraz to bardziej spycha go od położenia środkowego. Sytuacja taka ma miejsce wówczas, gdy tłoczek swoją większą średnicą zwrócony jest w kierunku większego ciśnienia, a więc przepływ cieczy odbywa się w kierunku szczeliny rozszerzającej się. W tym właśnie przypadku położenie tłoczka w otworze cylindra jest niestabilne.

Interesujące jest, że w przypadku przepływu oleju w kierunku szczeliny zwężającej się, a więc przy odwrotnym ułożeniu tłoczka, następować będzie samoczynne centrowanie go w otworze cylindra. Ten przypadek pokazany jest na rys. 8. Układ taki może mieć niekiedy również korzystne zastosowanie praktyczne.

Na rysunkach 6 i 8 wartość elementarnej niezrównoważonej siły promieniowej dP_r, określonej wzorem (12), jest proporcjonalna do zakreskowanego pola pomiędzy krzywymi rozkładu ciśnienia w górnej i dolnej szczelinie o szerokości dz. Na rysunkach tych zaznaczono również kierunek działania siły P_r.

W miarę przesuwania się tłoczka ku ściance cylindra, a więc ze wzrostem mimośrodowości, gradient narastania siły wzrasta i osiąga największą wartość przy zetknięciu się tłoczka ze

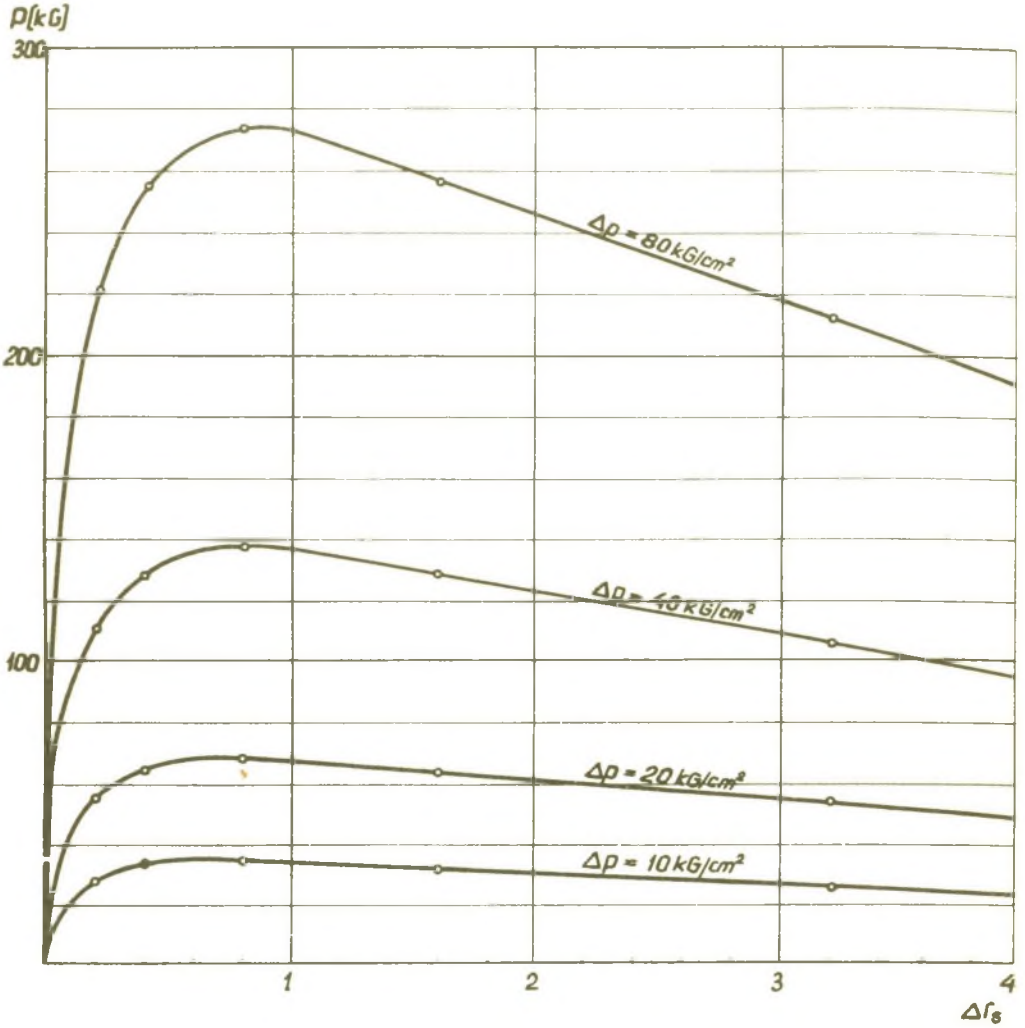


Rys. 8. Tłoczek stożkowy odwrócony

ścianką cylindra. W tym momencie siła P_r osiąga również swoją największą wartość P_{rmax}. Wówczas $e = e_{max} = h_r$. Wstawiając tę wartość do wzoru (12) oraz wprowadzając pojęcie względnego zwężenia tłoczka Δr_h, określonego w stosunku do nominalnego luzu promieniowego jako $\Delta r_h = \Delta r/h_r$, otrzymamy

$$P_{rmax} = \frac{\pi \cdot l \cdot r_{tmax} \cdot \Delta p \cdot \Delta r_h}{2} \left[1 - \frac{(2 + \Delta r_h)}{\sqrt{4\Delta r_h + \Delta r_h^2}} \right]. \qquad (14)$$

Siła P_{rmax}, jako funkcja względnego zwężenia tłoczka, przy ustalonych pozostałych wartościach, posiada maksimum. Różniczkując równanie (14) można łatwo stwierdzić, że największa wartość siły P_{rmax} występuje przy $\Delta r_h = 0,83$. Obrazuje to wykres (rys. 9) zbudowany dla następujących danych: długość



Rys. 9. Wykres maksymalnej wartości siły promieniowej w funkcji względnego zwężenia, dla różnych spadków ciśnień

tłoczka $l = 20$ mm, średnica $d_{tmax} = 63$ mm oraz dla różnych spadków ciśnień Δp.

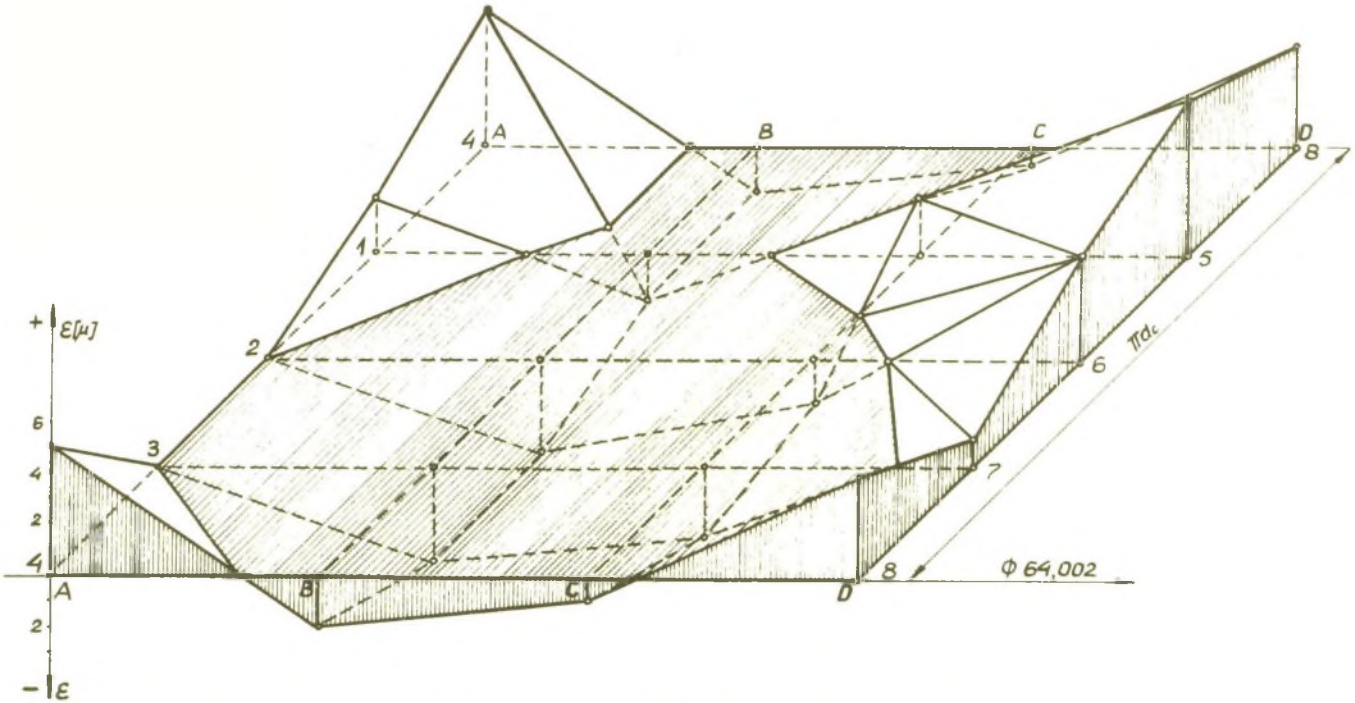
Narastanie siły przy bardzo małych wartościach zbieżności poniżej $0,83\ h_r$ jest bardzo intensywne a po przekroczeniu maksimum wartość tej siły zaczyna wolno opadać. Na tej podstawie wyciągnąć można dwa wnioski:

1. Dążąc do zmniejszenia promieniowej siły spychającej tłoczek, jego zwężenie powinno być jak najmniejsze. Świadczy to o konieczności stosowania jak największych dokładności geometrycznego kształtu walcowego zarówno dla tłoczka jak i dla tulei. Nawet bardzo nieznaczna stożkowatość powoduje duży wzrost siły spychającej.

2. W przypadku wykorzystania siły promieniowej jako centrującej względne zwężenie powinno być ustalone w pobliżu wartości $\Delta r_h = 0,83$. Powyżej tej wartości udział siły promieniowej maleje, natomiast wzrasta siła osiowa.

Przeprowadzone obliczenia liczbowe wykazały, że już stożkowatość zaledwie 1 mikrona wykazuje powstanie siły promieniowej rzędu kilkudziesięciu kilogramów. Tak przedstawia się sytuacja w przypadku idealnie okrągłego lub stożkowego kształtu tłoczka oraz tulei.

Rzeczywiste kształty współpracujących elementów znacznie odbiegają od idealnych. Dla przykładu na rys. 10 przedstawiono obraz punktowych pomiarów rozwiniętej powierzchni tulei, której średnica nominalna wynosiła $d_c = 64,002$ mm. Na podstawie powyższego rysunku można sobie uświadomić, że różnie nachylone elementarne odcinki profili wzdłuż kierunku przepływu cieczy powodują powstawanie układu elementarnych sił dowolnie zorientowanych w przestrzeni. W przypadku ogólnym można je sprowadzić do skrętnika, tzn. do siły $\overline{P}$ oraz momentu $\overline{M}$



Rys. 10. Graficzny obraz odchyłek powierzchni od obliczeniowego wymiaru średnicy dla tulei d_c = 64,002 mm

o płaszczyźnie działania prostopadłej do tej siły. Siłę $\overline{P}$ dowolnie skierowaną rozłożyć można na składową osiową $\overline{P}_s$, oraz promieniową $\overline{P}_r$

$$\overline{P} = \overline{P}_s + \overline{P}_r$$

Składowa osiowa praktycznie nie ma wpływu na ruch tłoczka. Natomiast składowa promieniowa będzie się starała zepchnąć tłoczek na jedną stronę, aż do zetknięcia ze ścianką cylindra, co posiada istotne znaczenie dla dalszego przebiegu zjawiska.

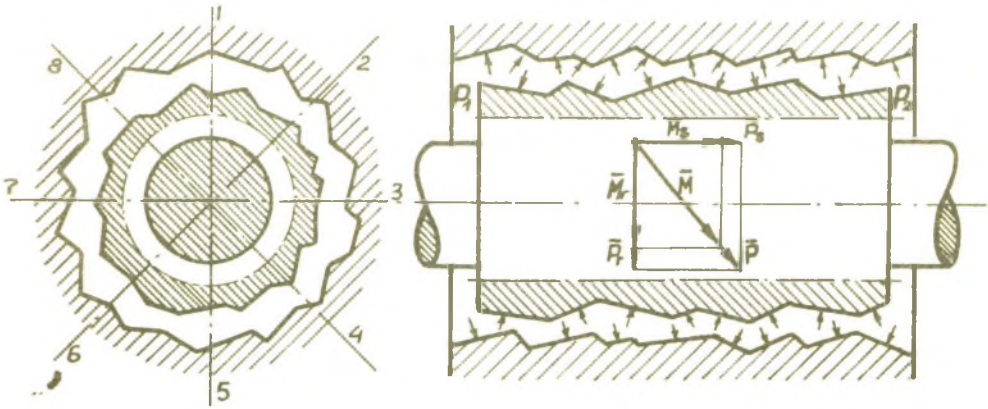
Moment można również rozłożyć na kierunek osiowy $\overline{M}_s$ i promieniowy $\overline{M}_r$, przy czym

$$\overline{M} = \overline{M}_s + \overline{M}_r.$$

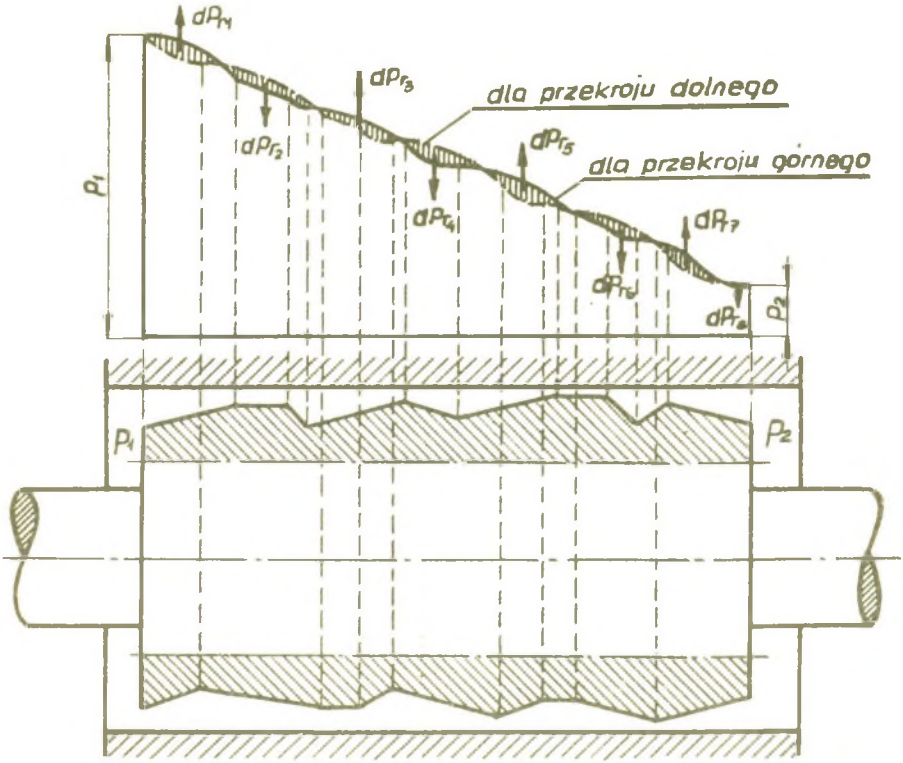
Składowa osiowa momentu stara się obrócić tłoczek dookoła osi podłużnej, co nie ma większego znaczenia dla ruchu tłoczka. Natomiast składowa promieniowa stara się obrócić tłoczek dookoła osi poprzecznej, przechylając go w tulei. Wynikiem tego jest przechylenie się tłoczka w otworze w granicach istniejącego luzu.

Stosownie do tego rozumowania można postawić hipotezę, że ułożenie tłoczka w cylindrze jest niestabilne i zależne od makro- i mikrogeometrii jego powierzchni. Na rys. 11 pokazano w powiększeniu część rzeczywistego profilu tłoczka w przekroju poprzecznym 1-5 i zaznaczono elementarne siły.

Na rys. 12 przedstawiono również w przekroju tłoczek z przesadnie nierówną powierzchnią, reprezentującą powiększony kształt rzeczywisty. Na wykresie powyżej, zaznaczono rozkład ciśnienia w przepływie cieczy wzdłuż tłoczka w górnej szczelinie (linia ciągła) oraz w dolnej (linia przerywana). Zakre-



Rys. 11. Powiększony przekrój rzeczywistego profilu tłoczka i cylindra



Rys. 12. Przebieg ciśnienia przy przepływie przez szczelinę rzeczywistą

skowane pola są proporcjonalne do elementarnych sił promieniowych dP_{ri}. Dla uproszczenia kształt tulei przyjęto jako idealnie walcowy. Rzeczywiste kształty tulei oraz tłoczka tak komplikują zagadnienie, że praktycznie nie ma możliwości teoretycznego obliczenia wypadkowej siły promieniowej.

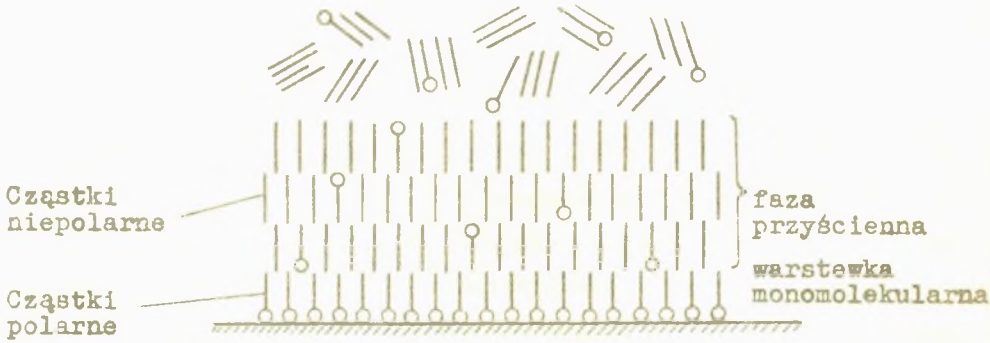
Cały opisany dotąd proces poprzecznego zbliżania się tłoczka do tulei odpowiada pierwszej fazie zjawiska. W tym czasie, na skutek wystarczającej grubości warstwy cieczy rozdzielającej oba elementy, warunki tarcia odpowiadały tarciu hydrodynamicznemu.

Z chwilą zetknięcia się tłoczka ze ścianką tulei rozpoczyna się d r u g a f a z a z j a w i s k a, właściwa dla wzrostu poszukiwanej siły tarcia spoczynkowego T_s. Styk metaliczny nie powstaje jednak od razu, ponieważ na powierzchni metalu w warunkach rzeczywistych znajduje się warstwa graniczna, stanowiąca różne zaadsorbowane związki chemiczne o wyraźnych własnościach wytrzymałościowych. Wg Hardy'ego [7] tarcie w tym przypadku zależy zarówno od natury podłoża, jak i od chemicznego składu cieczy, a lepkość odgrywa wówczas bardzo małą rolę. Taki rodzaj tarcia przyjęto nazywać tarciem granicznym. Wartość siły tarcia zależy wówczas głównie od wytrzymałościowych własności warstewki granicznej i jej grubości.

Proces i warunki tworzenia się warstewki granicznej nie są jeszcze całkowicie wyjaśnione, gdyż przedstawiają bardzo skomplikowane zjawisko, stanowiące do dzisiaj przedmiot badań specjalistycznych ośrodków naukowych. Większość autorów, jak Achmatow, Dieriagin [8], Hardy, Bowden, Tabor [7] przyjmuje następujący mechanizm tworzenia się warstewek granicznych.

Zjawisko wyraźnego powstawania warstewki granicznej istnieje tylko w cieczach, których cząsteczki mają kształt wydłużony. Cieczami takimi mogą być niektóre oleje mineralne oraz związki

wchodzące w skład tłuszczów roślinnych i zwierzęcych. W całej masie cieczy, daleko od ścianki metalu, wydłużone cząsteczki cieczy ułożone są na ogół w sposób chaotyczny. Pomimo to zauważyć można tendencję do grupowania się tak, aby ich osie były równoległe. Powstają w ten sposób grupy cząsteczek o osiach zorientowanych (rys. 13). Można wówczas mówić o ciekłych kryształach lub o mikrokrystalicznej budowie cieczy.



Rys. 13. Orientacja cząstek oleju na powierzchni metalu

Stwierdzono ponadto, że najlepsze uporządkowanie cząsteczek znajduje się w warstewce monomolekularnej (ok. 0,1 mikrona), bezpośrednio stykającej się z powierzchnią metalu. Ta warstewka zbudowana jest z cząsteczek o budowie polarnej (biegunowej), które są przeciągane przez powierzchnię metalu. Zorientowana budowa warstewki monomolekularnej wywiera wpływ na tworzenie się następnych warstewek. Im dalej jednak od powierzchni metalu, tym bardziej orientacja ta stopniowo zanika.

Doświadczalnie stwierdzono [2], że rzeczywista grubość warstewek polimolekularnych, powstałych na powierzchni styku oleju z powierzchnią metalu, jest porównywalna z szorstkością

gładkiej powierzchni i stosowalnymi tolerancjami pomiarowymi oraz pasowaniami.

Różnice strukturalne w warstewkach zorientowanych przylegających bezpośrednio do metalu oraz w masie cieczy o cząsteczkach nieuporządkowanych są przyczyną odmiennej lepkości. Jakościowe zmiany zachodzące w tej strefie są przedmiotem badań należących do fizyki powierzchni. Na podstawie najnowszych badań przyjmuje się nawet różne stany skupienia warstewek granicznych, łącznie ze stanem stałym. Warstewki takie stanowią fazę o wysokiej gęstości, sztywną lub plastyczną [9]. Lepkość takiej fazy jest wysoka i w miarę zagęszczania się zaczyna zależeć od szybkości ruchu względnego warstw cieczy, czyli ciecz staje się nienewtonowska. Zjawisko tworzenia się warstewki granicznej biegunowych cząstek posiada decydujący wpływ na rodzaj tarcia i wielkość współczynnika tarcia.

Podany powyżej uproszczony opis zjawisk zachodzących w warstwie granicznej nie opisuje zagadnienia ilościowo. Z tego powodu nie może służyć do określenia wartości siły tarcia. W tym celu należałoby stworzyć taką teorię (uwzględniającą wpływ warstwy granicznej), która w jednym krańcowym przypadku powinna zgadzać się z warunkami tarcia suchego, a w drugim z warunkami tarcia hydrodynamicznego. Ponieważ taka teoria na razie nie została jeszcze opracowana, jak również na skutek braku wystarczającej ilości danych o fizykomechanicznych właściwościach warstewek granicznych, często wpływ tych warstewek, chociaż bardzo istotny, pomija się. Spośród teorii, które próbowały opisać zjawisko tarcia granicznego w sposób naukowy, wymienić można molekularną teorię Dieriagina i Kragielskiego oraz Kamerona [8]. Obydwie te teorie, jakkolwiek tłumaczą zjawiska w sposób naukowy, nie pozwalają jednak na konkretne obliczenie siły tarcia granicznego. Zależności Bowdena i Tabora [7]

wymagają również znajomości własności wytrzymałościowych warstewki granicznej oraz wielkości powierzchni rzeczywistego styku metalicznego. Danych tych na razie brak.

Przeprowadzony powyżej skrócony opis zjawisk towarzyszących istnieniu tarcia granicznego pozwala na postawienie hipotezy, iż tarcie spoczynkowe pomiędzy badanym tłoczkiem i tulejką odpowiada temu rodzajowi tarcia. Brak danych do obliczeń zmusza do przeprowadzenia zasadniczych badań.

3. Ustalenie sposobu i zakresu badań

Wstępna analiza zjawiska pozwoliła na stwierdzenie, że czynników wpływających na wartość siły tarcia spoczynkowego jest wiele. Pełne zbadanie zjawiska wymagałoby długich i kompleksowych badań. W ramach niniejszej pracy przeanalizowano jedynie wpływ głównych (zdaniem autora) czynników, mianowicie

$$T_s = f(p, h_r, t_s), \tag{15}$$

gdzie:

- T_s - siła tarcia spoczynkowego (zakleszczająca), którą należy pokonać przy poruszeniu tłoczka ze stanu spoczynku,
- p - ciśnienie cieczy dopływającej do szczeliny pomiędzy tłoczkiem i tuleją,
- h_r - luz promieniowy pomiędzy tłoczkiem i cylindrem,
- t_s - czas pozostawania tłoczka w spoczynku pod działaniem ciśnienia p.

Pozostałe parametry, jak: średnica tłoczka, prędkość ruchu, rodzaje materiałów, stan ich powierzchni, gatunek oleju, przyjęto jako wielkości stałe.

Przy pomiarze siły statycznej F_s, potrzebnej do pokonania oporów ruchu w momencie poruszenia tłoczka ze stanu spoczynku, należy liczyć się z możliwością istnienia kilku sił, a mianowicie

$$F_s = F_s(T_s, T_o, P_d, P_b, G). \tag{16}$$

Podobnie w czasie ruchu tłoczka należy liczyć się z występowaniem następujących sił

$$F_v = F_v(T_v, T_o, P_d, P_b, G), \tag{17}$$

gdzie:

T_s - badana siła tarcia spoczynkowego,

T_o - opory tarcia wynikające z przepływu cieczy w szczelinie,

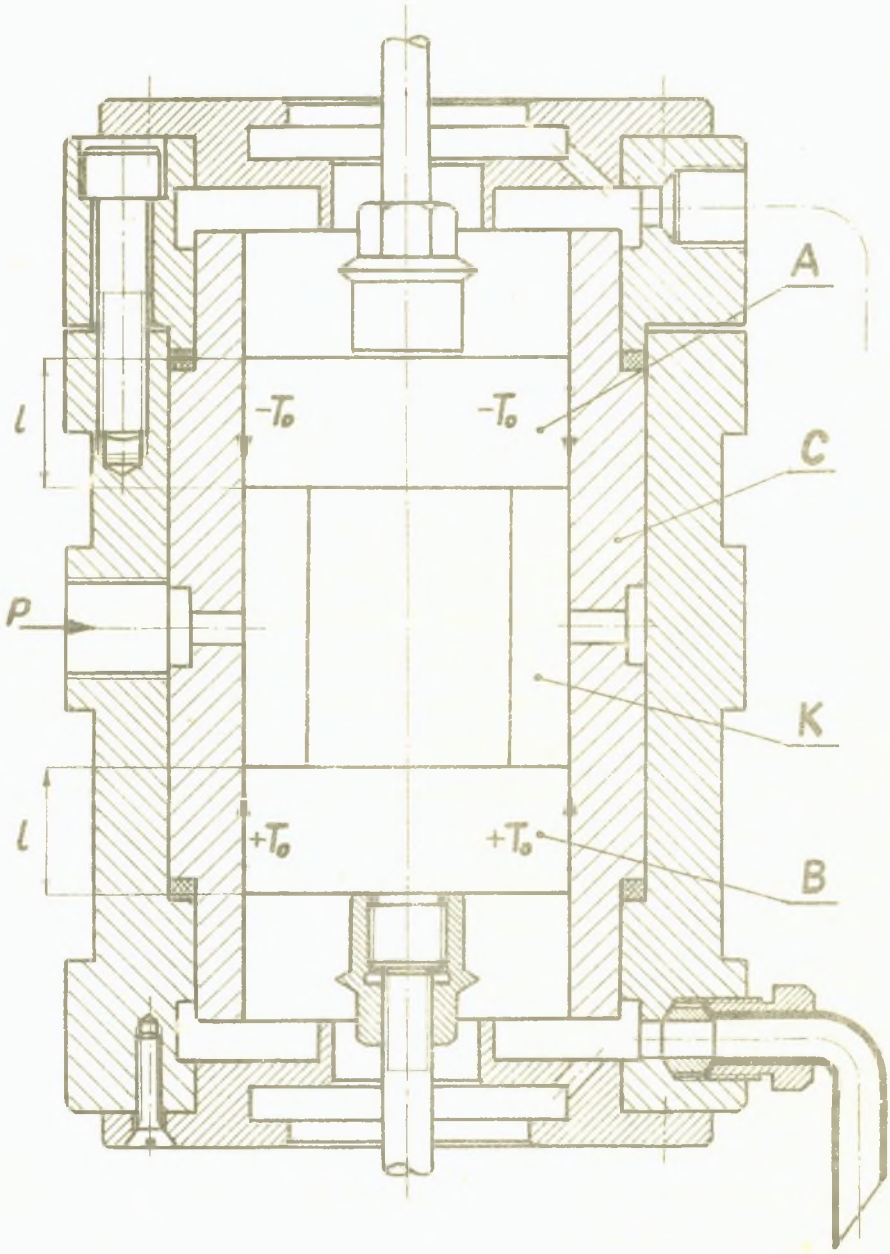
P_d - hydrodynamiczna reakcja osiowa, powstająca przy wypływie cieczy ze szczeliny,

P_b - wypadkowa siła bezwładności mas ruchomych,

G - ciężar ruchomych części przy pionowym ułożeniu tłoczka,

T_v - siła tarcia hydrodynamicznego w szczelinie, powstająca w czasie ruchu tłoczka.

Ponieważ przedmiotem badań jest siła T_s, przeto dążymy do stworzenia takich warunków, przy których wyeliminowana jest możliwie największa ilość pozostałych sił. Konstrukcję badanego tłoczka zaprojektowano tak, aby wyeliminować siłę dynamiczną P_d. Celem wyeliminowania nacisku tłoczka od ciężaru własnego na ściankę cylindra, przyjęto pionowe usytuowanie badanego suwaka (rys. 14). Jeżeli przyjąć jednakowe długości obydwu części roboczych tłoczka, to opory tarcia T_o, wynikające z przepływu cieczy, zostaną również zlikwidowane (jako dwie siły



Rys. 14. Rysunek tłoczka i cylindra jako modelu do badań w układzie pionowym

przeciwne). Dla wyeliminowania wpływu sił bezwładności $P_d = m\,dv/dt$ urządzenie poruszające tłoczek zaprojektowano tak, aby tłoczek poruszał się ze stałą szybkością (v_t = const). Przy tak zaprojektowanym układzie badawczym siłę statyczną określa wzór

$$F_s = T_s + G.$$

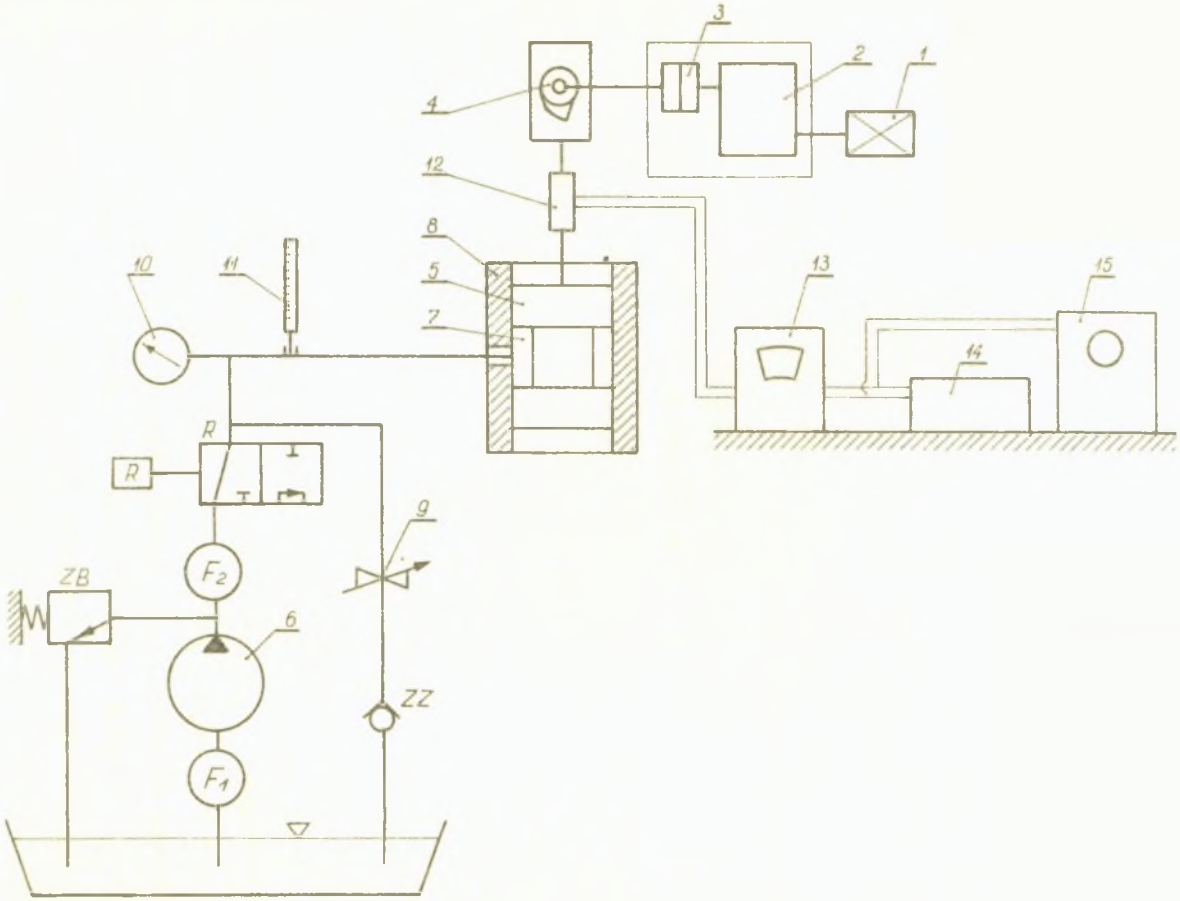
Pomiar siły F_s, po odjęciu znanego ciężaru G części ruchomych, pozwala na wyznaczenie poszukiwanej siły tarcia spoczynkowego T_s.

4. Opis stanowiska badawczego

Celem przeprowadzenia badań wykonano specjalne stanowisko badawcze, którego schemat przedstawia rys. 15. Zespół złożony z silnika elektrycznego 1, redukującej przekładni mechanicznej 2, sprzęgła 3 oraz mechanizmu krzywkowego 4, stanowi napęd mechaniczny okresowego jednorazowego ruchu tłoczka. Na układ hydrauliczny składa się pompa zębata 6, tłocząca olej do komory 7 w tulei cylindrycznej 8, wraz z dławikiem 9 do regulacji ciśnienia oraz manometrem 10 i termometrem 11 do pomiaru temperatury.

Pomiędzy tłoczkiem 5, a sankami krzywki 4 umieszczony został czujnik tensometryczny 12, który w połączeniu ze wzmacniaczem 13 oraz urządzeniem rejestracyjnym 14, rejestruje wartość siły statycznej zarówno w chwili poruszenia tłoczka, jak i w czasie jego ruchu. Każdy przebieg był dodatkowo kontrolowany na oscylografie 15.

Komplet tłoczków do badań wykonano ze stali konstrukcyjnej węglowej wyższej jakości, oznaczonej symbolem 55, zaś tuleję wykonano ze stali 45. Wszystkie tłoczki, po zgrubnej obróbce,



Rys. 15. Ogólny schemat stanowiska badawczego

zostały ulepszone cieplnie, a następnie dotarte. Zmierzona twardość powierzchni tłoczków wahała się w granicach HRC = 37 do 40, a chropowatość odpowiadała klasie 10. W układzie hydraulicznym używano oleju turbinowego II (Olturbin 4) o lepkości $L = 4^{o}$ do 5° E_{50}.

Celem ustalenia wielkości pomiarowych przeprowadzono wnikliwą analizę pracy układu tłoczek-cylinder. Na tej podstawie, zgodnie z zależnością (15), do badań przyjęto cztery wartości luzów promieniowych, a mianowicie:

5,5 μm, 15 μm, 22 μm, 40 μm.

Przyjęto zakres ciśnień od 0 do 50 atn, wyodrębniając sześć wartości pośrednich:

0 atn, 10 atn, 20 atn, 30 atn, 40 atn, 50 atn.

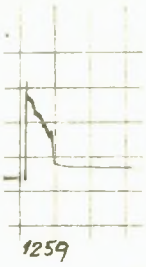
Długotrwałość spoczynku ustalono po przeprowadzeniu próbnej serii badań i wstępnym zorientowaniu się co do przebiegu czasowego siły tarcia spoczynkowego. Na tej podstawie badania przeprowadzono dla następujących czasów spoczynku:

2 s, 8 s, 15 s, 30 s, 1 min, 1,5 min, 2 min, 2,5 min, 3 min, 3,5 min, 4 min.

Siły tarcia spoczynkowego mierzono przy pomocy specjalnie zaprojektowanego czujnika tensometrycznego. Czujnik ten umieszczono na cięgnie pomiędzy pionowo usytuowanym tłoczkiem oraz sankami, uruchamianymi przez krzywkę o zarysie spirali Archimedesa. Czujnik tensometryczny w układzie pełnego mostka pracował na rozciąganie. Czujnik zawieszony był dwuprzegubowo, aby umożliwić swobodę poprzecznego przesuwania się tłoczka pod wpływem promieniowej siły spychającej.

5. Wyniki badań

Po nastawieniu ciśnienia na określoną wartość, pomiar siły przeprowadzano przez włączanie napędu za pomocą sprzęgła wielozębkowego elektromagnetycznego, uruchamiającego tłoczek po odpowiednim czasie spoczynku. Przebieg wartości siły od chwili uruchomienia tłoczka, rejestrowano na pisaku Hottingera. Typowy przebieg zarejestrowany na taśmie przedstawiono na rys. 16. Na osi odciętych odmierzono czas, a na osi rzędnych siłę F_s, zgodnie ze wzorem (18). Po przesunięciu skali sił o wartość G, można wprost odczytać wartość poszukiwanej spoczynkowej siły tarcia T_s.



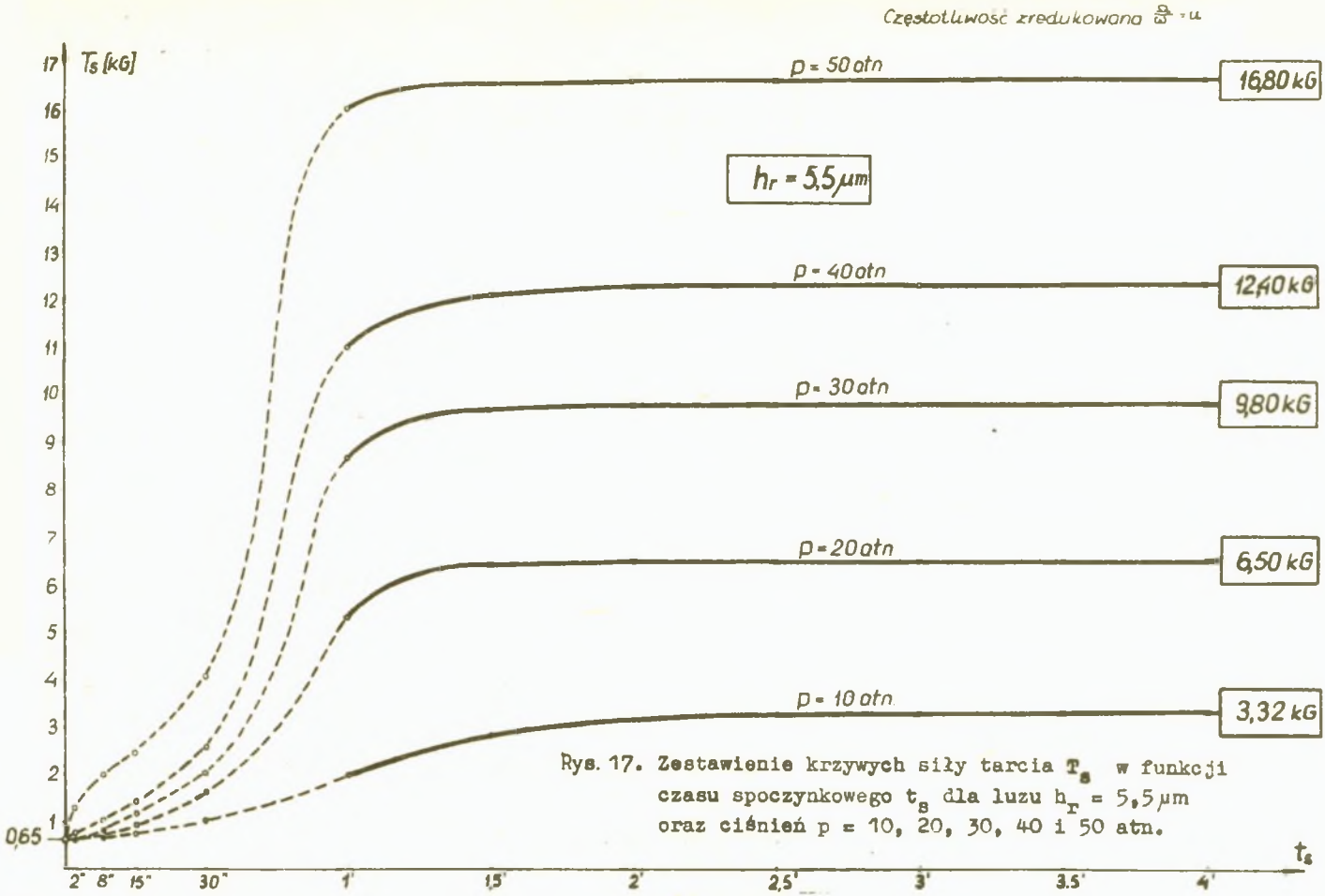
Tys. 16. Typowy przebieg zapisu na taśmie rejestratora

Celem uzyskania wartości średniej oraz stwierdzenia powtarzalności odczytów, każdy pomiar przeprowadzono co najmniej pięciokrotnie.

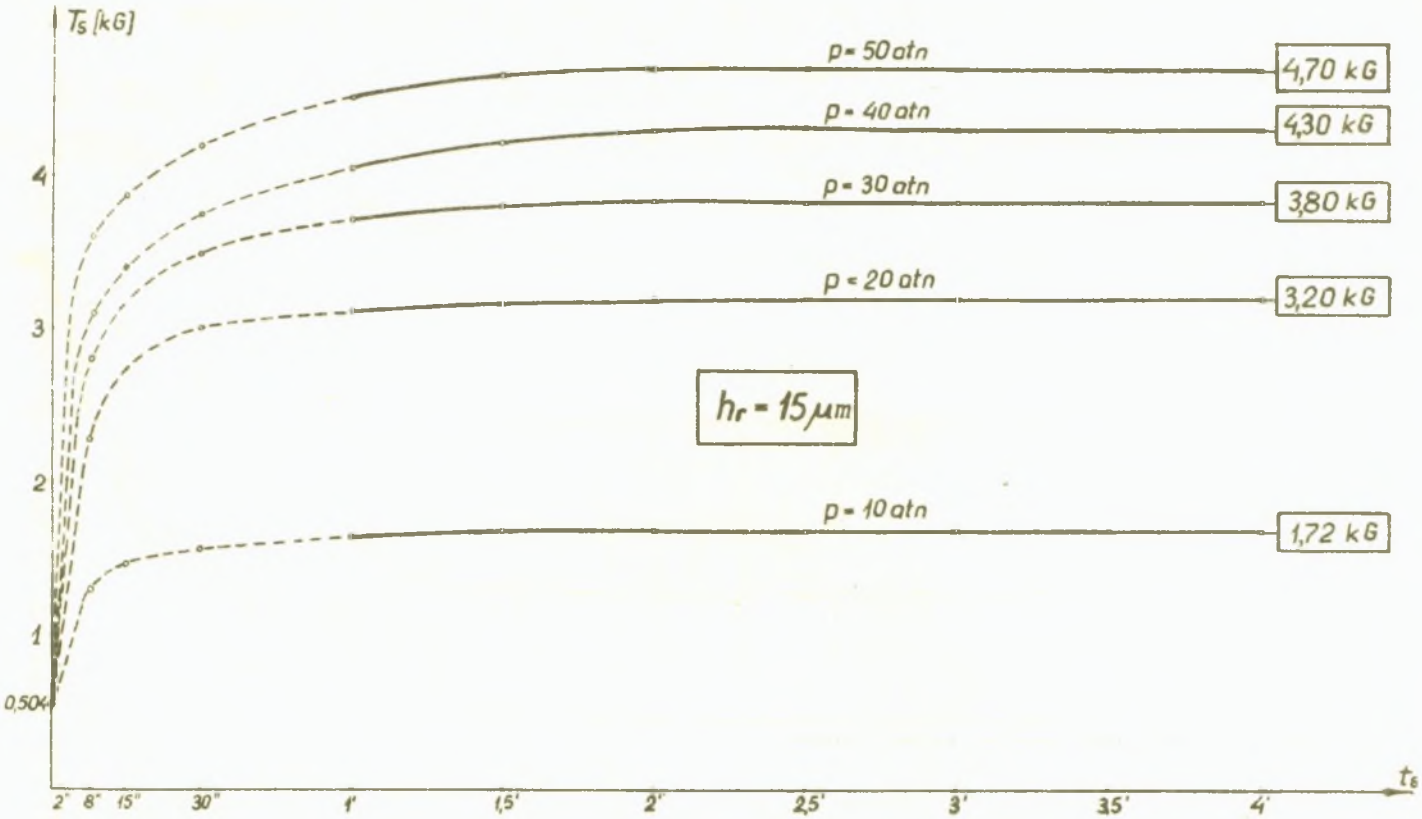
Dla określenia dokładności pomiarów przeanalizowano wszystkie błędy składowe i obliczono ich wartości graniczne. Na tej podstawie ustalono, że całkowity błąd pomiaru, w całym zakresie przeprowadzanych badań, waha się w granicach 6,1% do 11%. Ogólna liczba przyjętych do analizy pomiarów wyniosła 1220.

Wykresy na rys. 17, 18, 19 i 20 przedstawiają przebiegi czasowe siły tarcia spoczynkowego dla czterech luzów oraz pięciu badanych ciśnień. Maksymalne wartości tarcia spoczynkowego T_{smax} (czyli siły, która po upływie 1 ÷ 2 min nie wykazywała już tendencji do wzrastania) zestawiono w tablicy zamieszczonej na rys. 22.

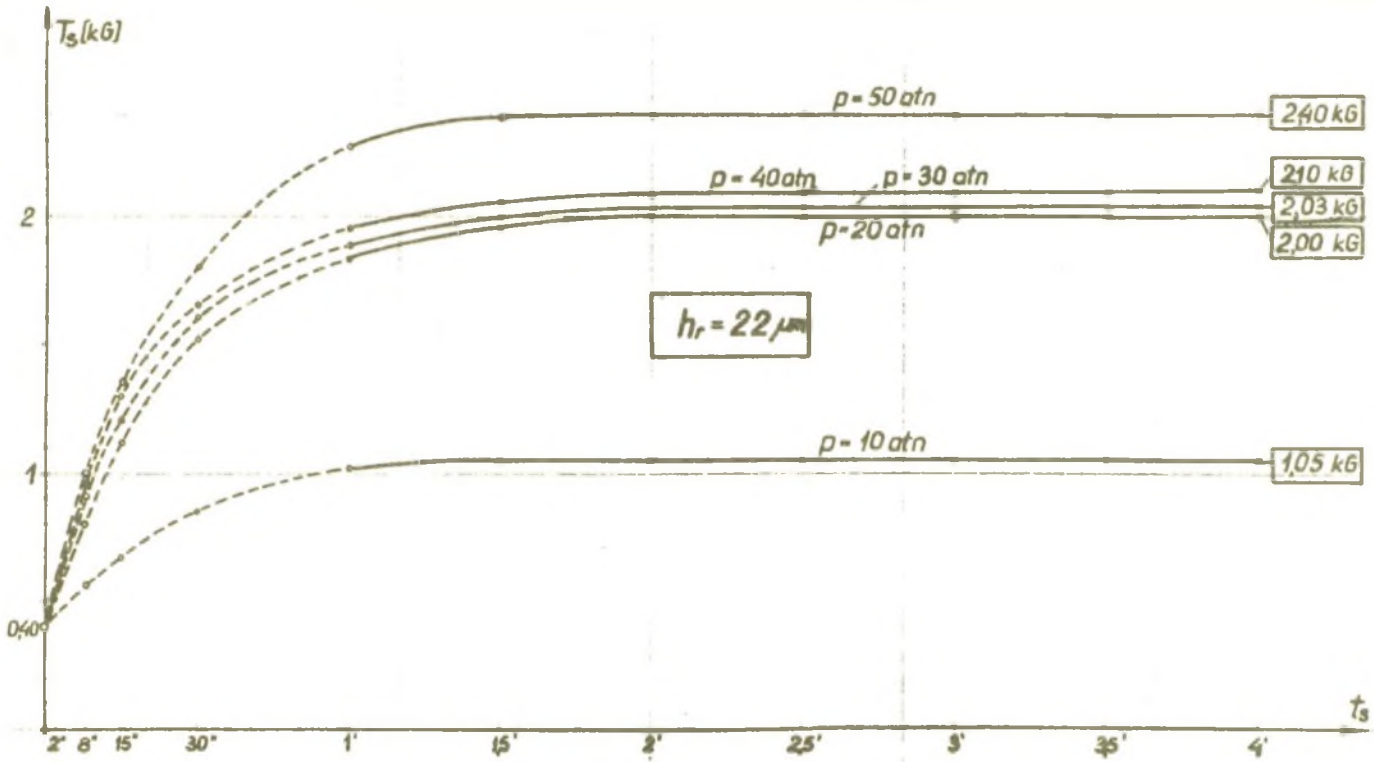
Na podstawie wyników zawartych w tej tablicy sporządzono wykres (rys. 21), obrazujący największą siłę tarcia spoczynkowego w funkcji ciśnienia dla ustalonych luzów. Wykres na



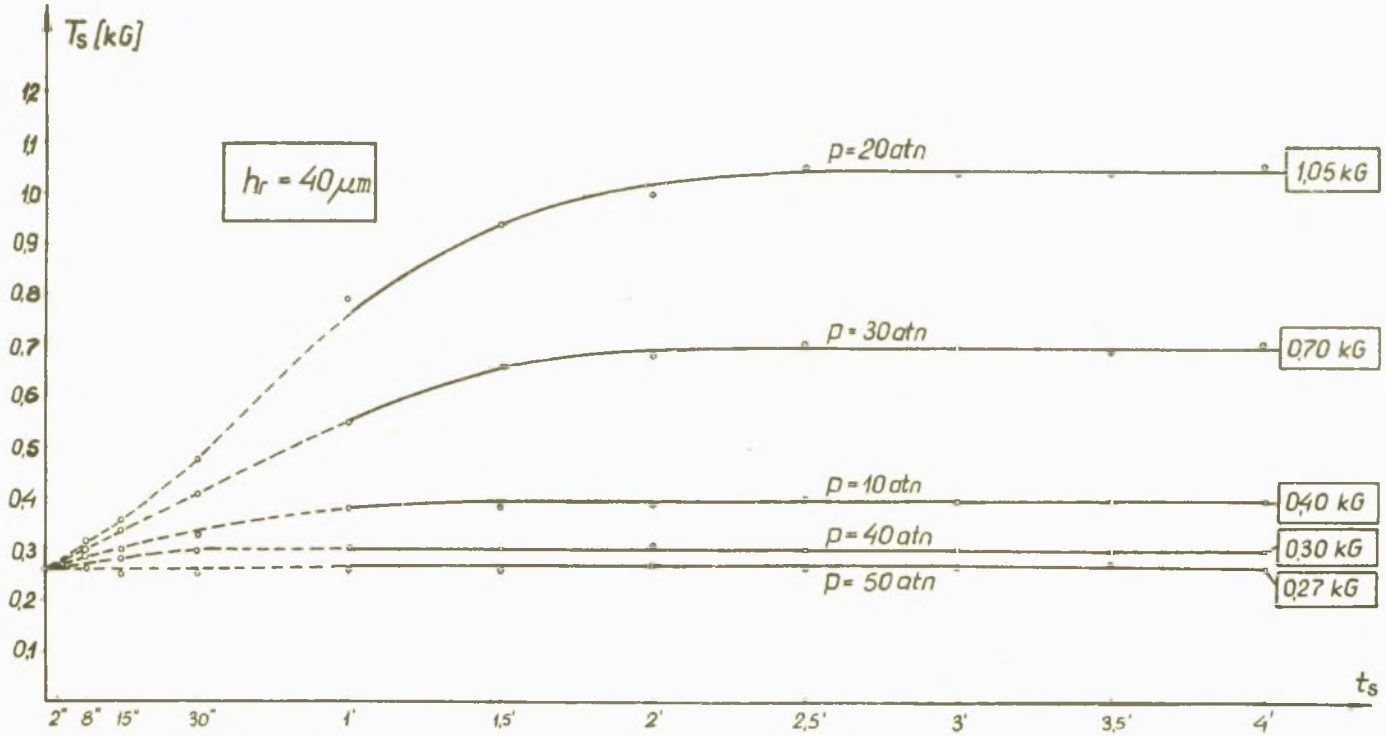
Rys. 17. Zestawienie krzywych siły tarcia T_s w funkcji czasu spoczynkowego t_s dla luzu h_r = 5,5 μm, oraz ciśnień p = 10, 20, 30, 40 i 50 atn



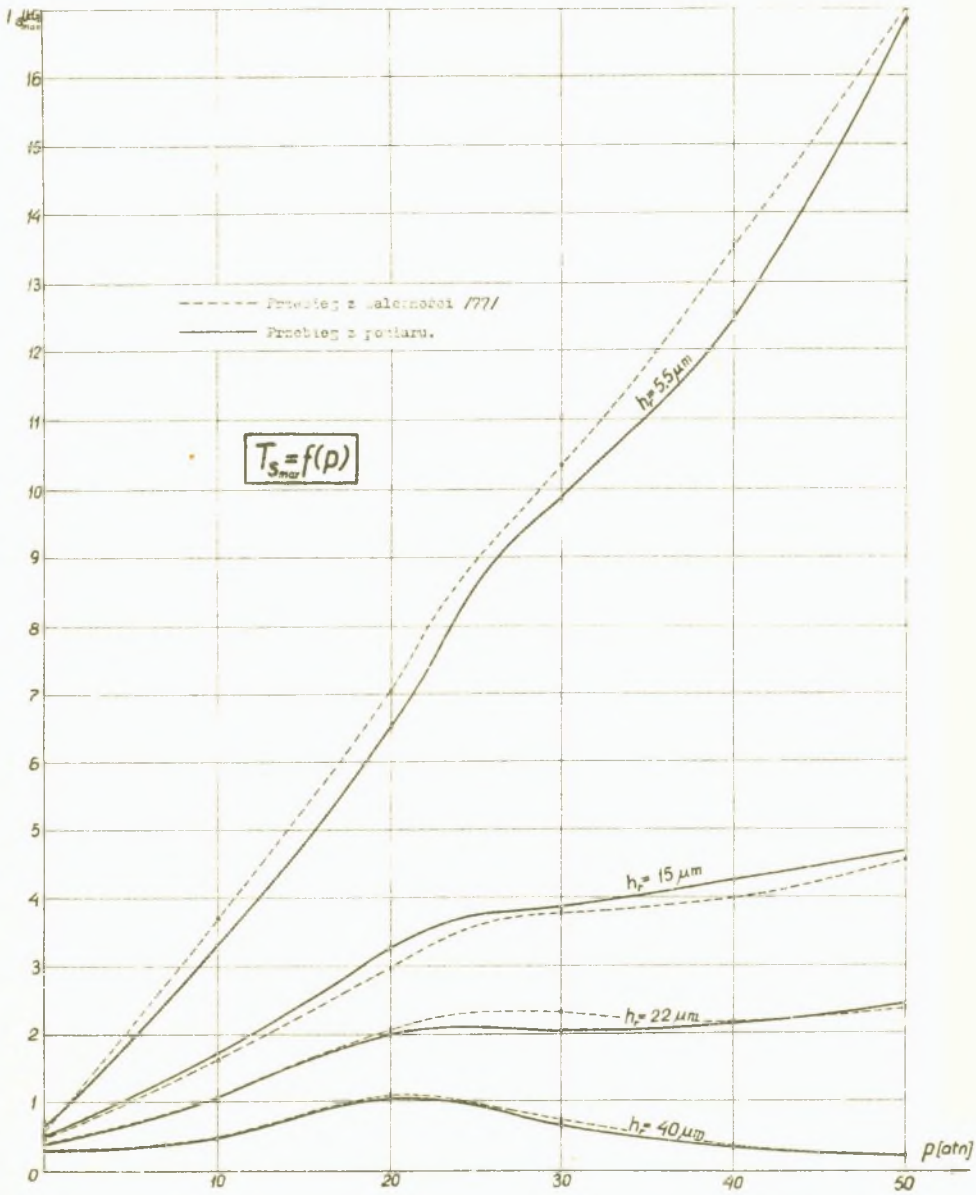
Rys. 18. Zestawienie krzywych siły tarcia T_s w funkcji czasu spoczynkowego t_s dla luzu h_r = 15 μm oraz ciśnień p = 10, 20, 30, 40 i 50 atn



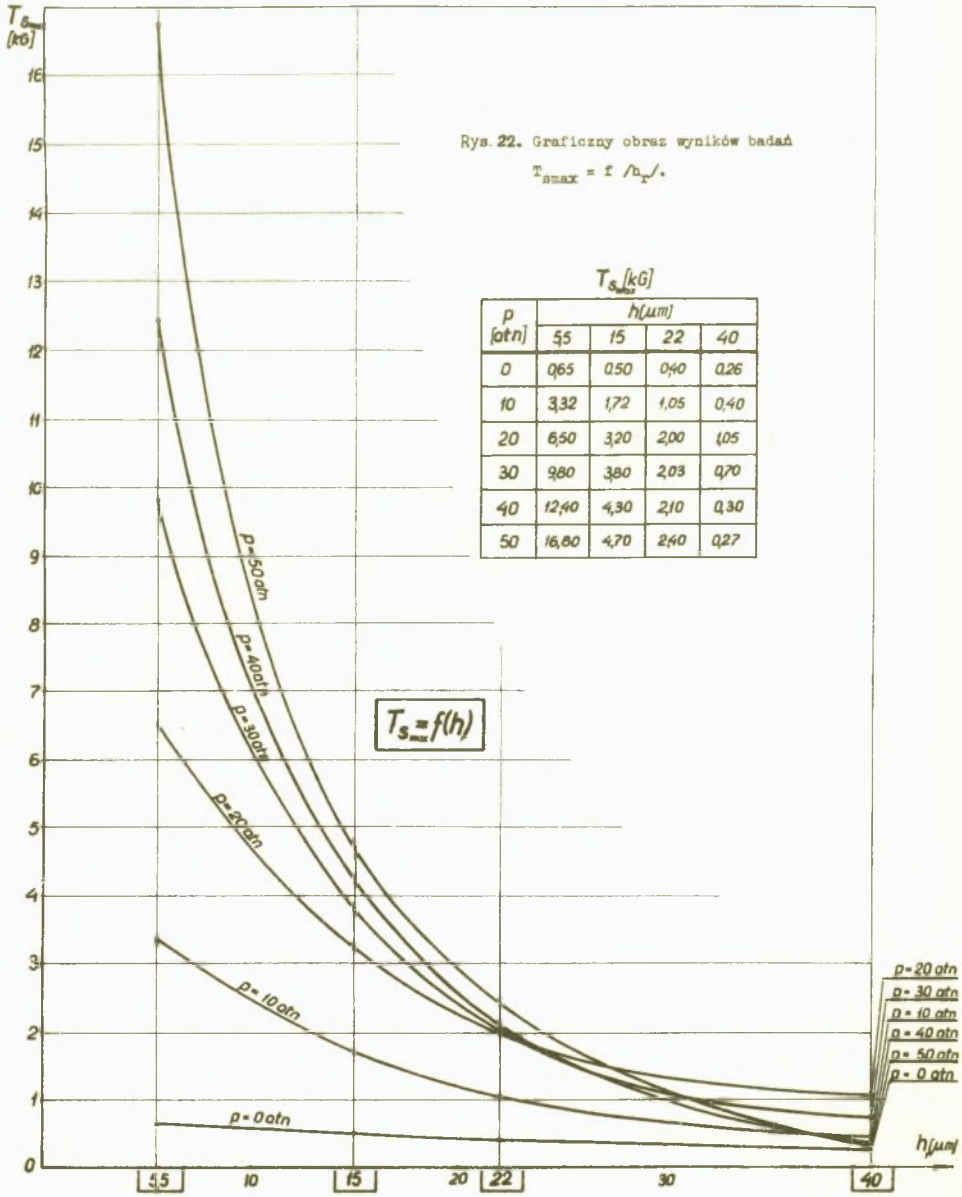
Rys. 19. Zestawienie krzywych siły tarcia T_s w funkcji czasu spoczynkowego t_s dla luzu h_r = 22 μm, oraz ciśnień p = 10, 20, 30, 40 i 50 atn



Rys. 20. Zestawienie krzywych siły tarcia T_s w funkcji czasu spoczynkowego t_s dla luzu $h_r = 40\mu m$ oraz ciśnień $p = 10, 20, 30, 40$ i 50 atn



Rys. 21. Graficzny obraz wyników badań $T_{s\ max} = f(p)$

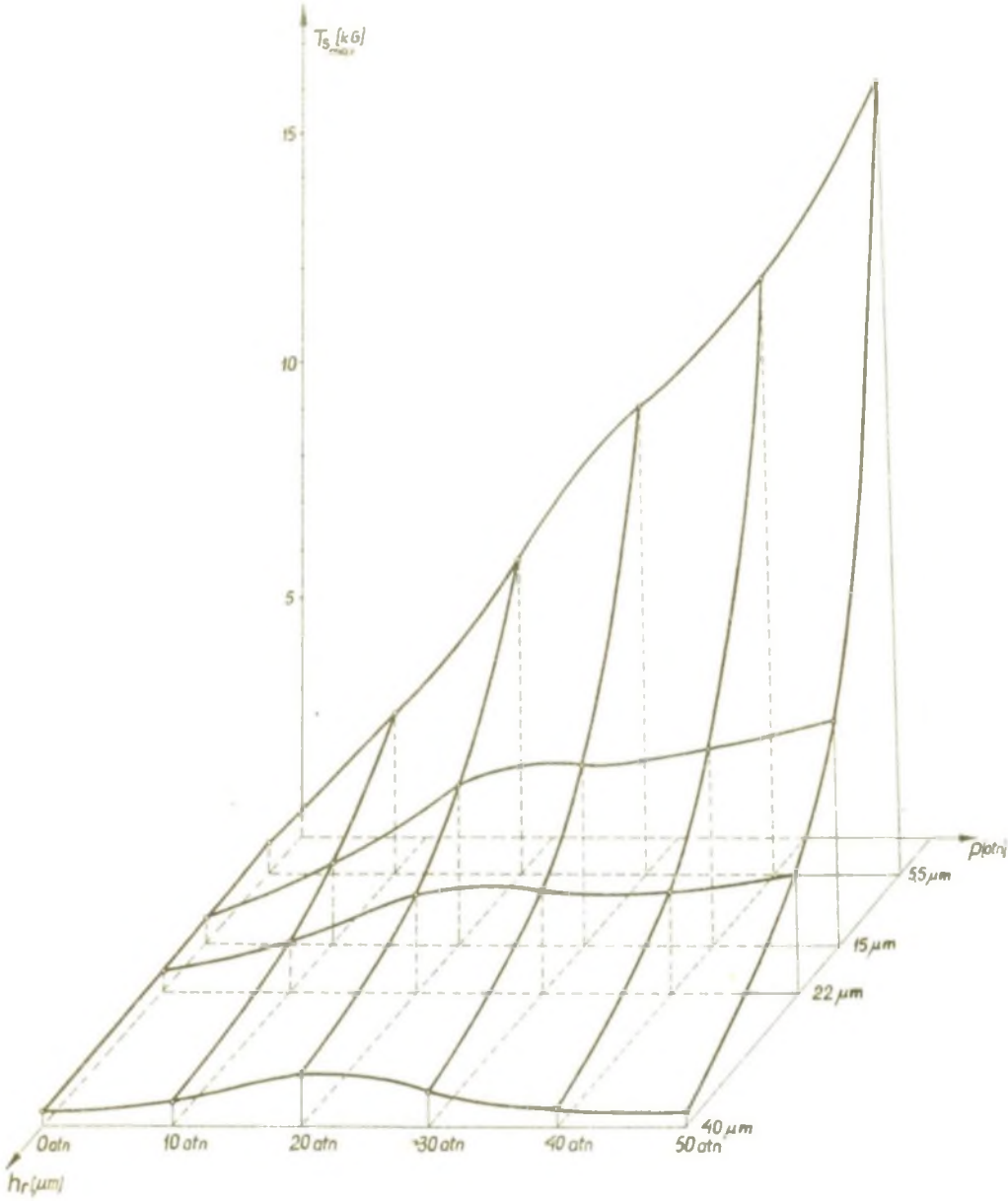


Rys. 22. Graficzny obraz wyników badań $T_{s\,max} = f(h_r)$

$T_{s_{max}}$ [kG]

p [atn]	h [μm]			
	5,5	15	22	40
0	0,65	0,50	0,40	0,26
10	3,32	1,72	1,05	0,40
20	6,50	3,20	2,00	1,05
30	9,80	3,80	2,03	0,70
40	12,40	4,30	2,10	0,30
50	16,80	4,70	2,40	0,27

Rys. 22. Graficzny obraz wyników badań $T_{s\,max} = f(h_r)$



Rys. 23. Przestrzenny wykres wyników badań $T_{s\,max} = f(p, h_r)$

rys. 22 przedstawia zmienność tej siły w zależności od luzów, przy stałych wartościach ciśnień. Wszystkie uzyskane w ten sposób wyniki naniesiono na wykresie przestrzennym (rys. 23).

Przy opracowywaniu wyników posługiwano się metodami rachunku statystycznego. Przy wszelkich obliczeniach wartości wynikowych przyjęto poziom ufności $p_0 = 95\%$.

Na podstawie porównywania różnych wykresów i odpowiadających im zależności funkcyjnych z krzywymi przedstawionymi na rys. 22 przyjęto przybliżoną postać funkcji

$$T_{s\ max} = a\,p^2 + b\,p + c + d\,\exp\left[-f^2\,(p - g)^2\right], \qquad (18)$$

przy czym

$$a = a(h_r), \quad b = b(h_r), \quad c = c(h_r),$$

$$d = d(h_r), \quad f = f(h_r), \quad g = g(h_r).$$

Funkcja (18) ma dosyć niewygodną postać dla celów praktycznych, jednakże próby przyjęcia prostszych zależności dawały zbyt duże odchyłki w stosunku do wartości zmierzonych.

Po dokonaniu odpowiednich przekształceń i wprowadzeniu pewnych uproszczeń, ustalono dla poszczególnych h_r zależności funkcyjne dla wszystkich współczynników, a mianowicie:

$$a = \frac{1 - 0{,}02413\,h_r}{(0{,}02794\,h_r + 0{,}1008)\,.\,10^4}, \qquad (19)$$

$$b = \frac{1 - 0{,}025\,h_r}{(0{,}00505 + 0{,}00562\,h_r)10^2}, \qquad (20)$$

$$c = 0{,}596 - 0{,}0084\ h_r, \tag{21}$$

$$d = 1{,}248 - 0{,}0087\ h_r, \tag{22}$$

$$f^2 = 0{,}000261\ h_r + 0{,}00056, \tag{23}$$

$$g = 25{,}335 - 0{,}0609\ h_r. \tag{24}$$

Forma równania (18) określającego największą siłę tarcia spoczynkowego w funkcji luzu promieniowego oraz ciśnienia dla badanych warunków przyjmuje więc postać:

$$T_{s\ max} = \frac{(1 - 0{,}02413 \cdot h_r)}{(0{,}02794 \cdot h_r - 0{,}1008) \cdot 10^4} \cdot p^2 +$$

$$+ \frac{(1 - 0{,}025 \cdot h_r)}{(0{,}00505 + 0{,}00562\ h_r) \cdot 10^2} \cdot p +$$

$$+ (0{,}596 - 0{,}0084\ h_r) + (1{,}248 - 0{,}0087 \cdot h_r) \cdot$$

$$\cdot \exp\left\{-(0{,}000261 \cdot h_r + 0{,}00056) \cdot \left[p - (25{,}335 - 0{,}0609 \cdot h_r)\right]^2\right\}$$

Zależność $T_{s\ max} = f(p)$ dla $h_r = const$, wyznaczona z równania (25), przedstawiona jest na rys. 22 linią przerywaną. Największa rozbieżność w stosunku do wyników badań wystąpiła przy $p = 10$ atn oraz $h_r = 5{,}5\ \mu m$ i wynosi 16,8%.

Niektórzy autorzy podają [1], [6], że siła statyczna rośnie z kwadratem średnicy tłoczka oraz jest wprost proporcjonalna do długości tłoczka. Przyjmując podane współzależności oraz

równanie (18) uzyskać można bardziej ogólne równanie dla określenia siły statycznej

$$T_{s\ max} = F(p,\ h_r,\ d,\ L). \tag{26}$$

Uwzględniając, że badany tłoczek posiadał średnicę $d_t = 64$ mm oraz czynną całkowitą długość $L = 2.25 = 50$ mm, ostateczna forma równania będzie

$$T_{s\ max} = \left\{ \frac{(1 - 0{,}02413 \cdot h_r)}{(0{,}02794 \cdot h_r - 0{,}1008) \cdot 10^4} \cdot p^2 + \right.$$

$$+ \frac{(1 - 0{,}025 \cdot h_r)}{(0{,}00505 + 0{,}00562 \cdot h_r) \cdot 10^2} \cdot p +$$

$$+ (0{,}596 - 0{,}0084 \cdot h_r) + (1{,}248 - 0{,}0087 \cdot h_r) \cdot \tag{27}$$

$$\cdot \exp\left\{ - (0{,}000261 \cdot h_r + 0{,}00056) \cdot \left[p - \right.\right.$$

$$\left.\left.\left. - (25{,}335 - 0{,}0609 \cdot h_r) \right]^2 \right\}\right\} \frac{L\, d_t^2}{204800}\ [kG].$$

6. Wnioski z przeprowadzonych badań

1. Bezpośrednią przyczyną powstawania bardzo dużej siły tarcia spoczynkowego w hydraulicznych urządzeniach tłoczkowych jest istnienie siły promieniowej spychającej tłoczek do ścianki cylindra. Siła taka powstaje przy osiowym przepływie oleju (pod ciśnieniem) w szczelinie pomiędzy tłoczkiem a cylindrem i wynika z różnego rozkładu ciśnień, spowodowanego rzeczywistymi odchyleniami powierzchni obydwu elementów od idealnego kształtu cylindrycznego. Po dociśnięciu tłoczka do ścianki cy-

lindra i po upływie pewnego czasu (rzędu 1,5 do 2,5 minuty), zmieniają się warunki tarcia hydrodynamicznego na graniczne, powodując tym samym silny wzrost siły tarcia spoczynkowego.

2. Na podstawie analizy przeprowadzonej w pierwszej części niniejszej pracy należy podkreślić zasadniczy wpływ geometrycznego kształtu tłoczka i tulei na pojawienie się siły promieniowej, wskutek czego powstaje siła tarcia spoczynkowego. Przy wykonywaniu tych elementów należy wobec tego dążyć do zachowania jak najdokładniejszych kształtów cylindrycznych zarówno tłoczka jak i tulei. Koniecznym jest również stosowanie jak najmniejszych chropowatości powierzchni dwóch współpracujących elementów.

3. Wpływ wartości luzu i ciśnienia na siłę tarcia nie jest liniowy, jednak na rys. 21 i 22 widać wyraźnie, że siła tarcia spoczynkowego rośnie ze wzrostem ciśnienia oraz ze zmniejszeniem się luzu. Szczególnie podkreślić należy bardzo szybki wzrost siły tarcia spoczynkowego przy bardzo małych luzach (5,5 μm) oraz wysokich ciśnieniach. Opierając się na wynikach badań widać wyraźnie, że przyjęcie bardzo małego luzu wprawdzie zmniejsza niepożądane przecieki cieczy przez szczelinę, ale równocześnie bardzo silnie zwiększa siłę tarcia spoczynkowego. Praktycznie więc luz optymalny powinien być określany przy uwzględnieniu tych dwóch wielkości, tzn. siły tarcia spoczynkowego oraz wartości dopuszczalnych przecieków. Przy luzach bardzo dużych wpływ ciśnienia na siłę tarcia spoczynkowego jest znacznie mniejszy.

4. Czas spoczynkowy t_s, po którym siła tarcia spoczynkowego w czasie badań osiągała wartość maksymalną, wynosił średnio ok. 1,5 do 2,5 minuty. Można zauważyć, że wzrost ciśnienia nieznacznie zmniejsza ten czas.

5. Wzór (25) na maksymalną siłę tarcia spoczynkowego pozwala przypuszczać, że na przebieg całego zjawiska w rzeczywistości wywiera wpływ wiele czynników fizycznych.

Wstawiając do równania (25) $p = 0$, otrzymać można zmierzoną (T_{vb}) wartość siły tarcia hydrodynamicznego

$$T_{vb} = c + d \exp(-f^2 g^2). \tag{28}$$

W wyrażeniu tym ukryty jest zapewne również wpływ lepkości oleju. Ogólnie można więc napisać, że

$$T_{vb} = f(h_r, v_t, \eta). \tag{29}$$

Druga składowa siły zależna będzie od właściwości warstwy granicznej, na które składają się własności mechaniczne cienkiej quasitwardej warstwy oleju oraz sprężysto-plastyczne własności metali, z których wykonany jest tłoczek i tuleja. Składową tą określa wzór

$$T_M = a p^2 + b p. \tag{30}$$

Można przewidzieć, że duży udział w wartości tej siły przypada również siłom adhezji, jakie powstaną przy zetknięciu się wystających nierówności dwóch szorstkich powierzchni. Im mniejszy będzie luz promieniowy, tym większy wpływ wspomnianych własności. Świadczy o tym bardzo silna zależność parametrów a i b od luzu promieniowego. Składowa T_M ma największy udział w całkowitej sile tarcia spoczynkowego.

Pozostałą część wielomianu (25) określa zależność (31),

$$T_{pv} = d\left\{\exp\left[-f^2(p - g)^2\right] - \exp(-f^2 \cdot g^2)\right\}. \tag{31}$$

Składowa T_{pv}, przy stałej wartości luzu, początkowo rośnie ze wzrostem ciśnienia osiągając maksimum w przedziale ciśnień 20 do 30 atn, a po przekroczeniu tych wartości wyraźnie zmniejsza się. Można przypuszczać, że dzieje się tak na skutek przewagi jakiegoś nowego czynnika, zmniejszającego całkowitą siłę tarcia spoczynkowego. Czynnikiem takim może być łatwiejsza penetracja strumienia cieczy do szczeliny znajdującej się w bezpośrednim sąsiedztwie strefy zetknięcia się tłoczka ze ścianką tulei. Powoduje to zmniejszanie siły promieniowej, a w konsekwencji również i wartość siły tarcia spoczynkowego. Taki efekt odciążający ujawnia się szczególnie wyraźnie przy dużych luzach i większych ciśnieniach.

LITERATURA

[1] Blackburn J.F.: Contributions to hydraulic control, 5 Lateral forces on hydraulic pistons, Trans. ASME. 75, 1953.

[2] Blackburn J.F., Reethof G., Shearer S.: Fluid power control, Krauskopf Verlag, Wiesbaden, 1962.

[3] Sweeney D.C.: Preliminary investigation of hydraulic lock, Engineering 172, 1951.

[4] Demidow J.S.: K woprosu o zalipanii zołotnikow, Wiestnik Mašinostrojenija, Moskwa, Nr 11, 1962.

[5] Demidow J.S.: Issledowanije wlijanija materiałow zołotnikowoj pary na siłu zalipania zołotnikow. Izwiestija Wyższych Učebnych Zawiedenij, Mašinostrojenije. Moskwa, Nr 8, 1962.

[6] Bašta T.M.: Rasčety i konstrukcji samoletnych gidrawličeskich ustroistw. Oborongiz, Moskwa 1961.

[7] Bowden F.P. i Tabor D.: Reibung und Schmierung Fester Körper, Springer Verlag, Berlin 1959.

[8] Achmatow A.S.: Molekularnaja fizika graničnogo trenija, Fizmatgiz, Moskwa, 1963.

[9] Adamson A.W.: Chemia fizyczna powierzchni, PWN, Warszawa, 1963.

[10] Fuller D.D.: Teoria i praktyka smarowania. PWT. Warszawa, 1960.

ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ ОСНОВНЫХ ФАКТОРОВ НА ВЕЛИЧИНУ ЗАЩЕМЛЯЮЩЕЙ СИЛЫ В ПОРШНЕВЫХ ГИДРАВЛИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВАХ

Р е з ю м е

В работе рассмотрены причины чрезмерного роста силы трения покоя гидравлических поршневых устройств. Эта сила называемая защемляющей силой сильно возрастает когда время покоя растет. Опираясь на уравнения течения были выяснены причины нестабильного положения поршенька в цилиндре и условия возникновения радиального усилия прижимающего поршенёк к стенке цилиндра. Это усилие является непосредственной причиной роста силы статического трения.

Произведенные экспериментальные исследования дали возможность определения математической зависимости для расчёта максимальной силы статического трения как функции: радиального зазора, давления, длины поршня и его диаметра.

RESEARCHES ABOUT INFLUENCE OF THE MAIN PARAMETERS UPON THE LOCKING FORCE IN THE PISTON STEERING DEVICES OF OIL HYDRAULIC

S u m m a r y

Reported are the origines of the considerable increase of friction force at rest in the piston steering devices of oil hydraulic. This friction force known as "locking force" indicates an enormous increase after a prolonged time of rest. The piston unstability in cylinder cross section and the conditions causing radial force that presses the piston against the cylinder wall are interpreted on the basis of the oil flow equations. This force results in remarkable increase of the piston friction at rest.

The performed experimental tests enable to estimate a mathematical relation, which allows the calculus of maximal at rest force in dependence from radial clearance, oil pressure, and the piston length and diameter.