

Z TEORYI WODOTRYSKÓW.

Napisał H. Czopowski, inż.

Przy projektowaniu urządzeń przeciwpożarowych narażają się na zadanie, oznaczenia wysokości ciśnienia wody przy wylocie pożarowym, w celu osiągnięcia żądanej wysokości wytrysku. Zadanie to zostaje rozwiązane za pomocą wzorów matematycznych, zdobytych na drodze doświadczeń, które niżej przytoczę. Celem zaś niniejszej pracy jest zanalizowanie przebiegu samego zjawiska i wyprowadzenie na drodze teoretycznej wzoru, któryby objął wszystkie poszczególne wypadki danego zjawiska. Przybliżając ze zbiornika lub też z pomp za pomocą rur woda do otworu w wylocie pożarnym, traci część posiadanego ciśnienia wskutek różnych przeszkód znajdujących się na drodze przepływu; straty te są obliczalne za pomocą znanych teorii z hydrauliki oraz za pomocą współczynników doświadczalnych, przeto punktem wyjścia dla mego obliczenia będzie wysokość ciśnienia przy samym otworze wylotu. Zadanie niniejsze polega więc na odnalezieniu matematycznego stosunku pomiędzy wysokością ciśnienia przy wylocie, wysokością wodotrysku i średnicą wylotu.

Oznaczenia.

H oznacza wysokość ciśnienia przy otworze wylotu;

v_0 — szybkość odpowiadająca wysokości H , t. j. $H = \frac{v_0^2}{2g}$;

h — rzeczywistą wysokość strumienia wody;

v_x — średnią szybkość wody w przekroju wodotrysku, odległym na x od otworu wylotu, przyjmując, iż strumień bije pionowo;

d — średnicę wodotrysku przy wylocie;

d_x — średnicę wodotrysku na odległość x od wylotu;

$$f_0 = \pi \frac{d^2}{4};$$

$$f_x = \pi \frac{d_x^2}{4};$$

λ — współczynnik straty ciśnienia, wskutek przeszkód.

Wszystkie miary w metrach.

Zadanie więc niniejsze polega na znalezieniu funkcji:

$$f(H, h, d, \lambda) = 0$$

$$\text{lub } f\left(\frac{v_0^2}{2g}, \frac{v^2}{2g}, d, \lambda\right) = 0.$$

Rozwiązanie tego zadania na zasadzie ogólnych teorii hydrodynamiki, ze względu na trudność całkowania stąd otrzymanych równań różniczkowych, zostało dotychczas nierozwiązane (Wien, Lehrbuch der Hydrodynamik I, 1900); przytem należy zauważyć, iż teorie hydrodynamiki wprowadzają w rachubę warunki idealne, w których odbywa się dane zjawisko, a które to warunki najczęściej nie odpowiadają spotykanym w praktyce; w razie zaś wprowadzenia do rachunku warunków rzeczywistych, otrzymujemy obliczenie, już z natury swej zawile, niemożliwe do rozwiązania.

Wobec więc nierozwiązania tego zadania na drodze teoretycznej, przystąpiono do doświadczeń i do zestawienia na zasadzie tych doświadczeń wzorów empirycznych.

Bossut zestawił wzór empiryczny:

$$h = H - m H^2,$$

dla którego znalazł $m = 0,0117$,

MARIOTTE przyjął $m = 0,0084$,

inni badacze zalecają przyjąć średnio $m = 0,01$.

Wzór ten służyć ma tylko dla $H < 5,0$ m.

Do powyższego wzoru nie wprowadzono wielkości średnicy d wylotu; jakieby więc nie były dokładne doświadczenia, wielkość m przy każdej średnicy wylotu będzie posiadała inną wartość. JUL. WEISBACH zaradził temu, wprowadzając różne współczynniki dla różnych średnic; wzór jego przedstawia się jak następuje:

$$H : h = \alpha + \beta h + \gamma h_2,$$

w którym dla współczynników α, β, γ wyznacza inne wartości, zależne od średnic i formy wylotu, zależności zaś tej w formie ogólnej nie wykazuje.

Dr. LUEGER podaje wzór empiryczny, który uwzględnia średnicę wylotu (Wasserversorgung der Städte) a mianowicie:

$$h = \frac{H}{1 + \varphi H}, \quad \text{gdzie } \varphi = \frac{0,00025}{d + 1000 d^2}.$$

Wzór ten jest ogólniejszy od wyżej przytoczonych i podług zapewnień autora daje rezultaty zgodne z rzeczywistością. Wzorem tym posługiwać się będę przy porównaniu rezultatów ze wzoru, otrzymanego na drodze, którą niżej wyłuszcze.

Analizując ruch podnoszącego się pionowo strumienia wody, uważać będziemy, iż wskutek zwalniania szybkości biegu wody w przekrojach, leżących wyżej wylotu, przekroje te powinny się odpowiednio zwiększać, gdyż musi być zachowane równanie:

$$f_x \cdot v_x = f_0 \cdot v_0 \quad (1),$$

podstawiając w to ostatnie (nie przyjmując oporu powietrza)

$$v_x^2 = 2g(H - x) \quad (2)$$

$$\text{oraz } f_0 = \frac{\pi d^2}{4} \text{ i } f_x = \frac{\pi d_x^2}{4}$$

i rozwiązując podług d_x , otrzymamy wzór, często przytaczany w podręcznikach hydrauliki:

$$d_x = \frac{d}{\sqrt{1 - \frac{x}{H}}} \quad (3),$$

przyjmując $x = 0$, otrzymamy

$$d_x = d,$$

przyjmując $x = H$, otrzymamy

$$d_x = \infty,$$

t. j. średnica przekroju strumienia u jego wierzchołka ma być nieskończenie wielką.

Pomimo zupełnie logicznego założenia, t. j. iż

$$f_x \cdot v_x = f_0 \cdot v_0,$$

dochodzimy do wniosku, który jest niezgodny z rzeczywistością obserwowanem zjawiskiem.

Przyczyną tego jest, iż przebieg zjawiska inaczej się odbywa, niż jak go przyjęliśmy w założeniu. Przyjrzyjmy się więc samemu zjawisku. Pod obserwację biorę wodotryski o średnicy wylotu od 10 — 25 mm, posiadające ciśnienie przy wylocie około 30 — 60 m; kierunek strumienia jest pionowy, lub też mało od niego zbaczający i uważam, iż strumień wody, wytryskujący z otworu wylotu, stanowi formę walcową, z osią prostopadłą do płaszczyzny otworu wylotu, w razie pionowo bijącego strumienia, lub też z osią wygiętą podług pewnej krzywej, w razie nachylenia osi wylotu względem poziomu. Przekrój tego walca ma formę kołistą lub też bardzo do niej zbliżoną; średnica tego koła zdaje się trochę powiększać, oddalając się od otworu wylotu. Wyniki tej obserwacji są sprzeczne z wnioskiem wyżej przytoczonym, iż średnica przekroju strumienia musi się znacznie powiększyć, posuwając się ku wierzchołkowi wodotrysku; nasuwa się więc pytanie, czyżby równanie: $f_x \cdot v_x = f_0 \cdot v_0$ miało być niezachowane?

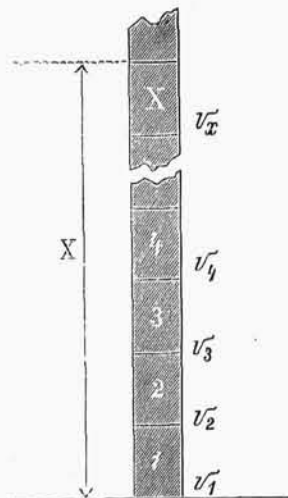
Na to pytanie daje nam odpowiedź druga część obserwacji. Zwracając uwagę na powierzchnię walca wodnego, zauważymy, iż od jego powierzchni odpryskują pewnej wielkości masy wody w formie kulistej; średnice tych kropeł są w bliskości wylotu bardzo małe, około 1 mm i więcej, ku wierzchołkowi strumienia znacznie się powiększają i ilość ich staje się obfitszą. Kierunki biegu tych odprysków tworzą w bliskości powierzchni wody kąt dosyć ostry, z kierunkiem osi strumienia i w dalszym swoim przebiegu, opisując krzywą ballistyczną, spadają ku dołowi.

Ta część obserwacji objaśnia nas, iż nadmiar wody, który nie mieści się w utworzonym przez strumień walcu, zostaje z takowego wyrzucony, czyniąc zadość równaniu

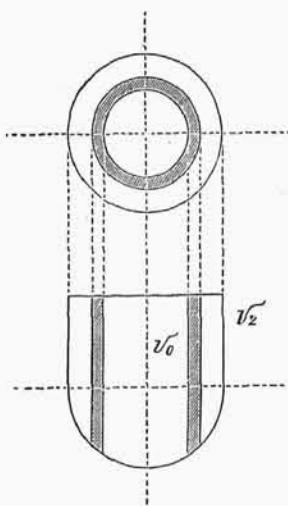
$$f_x \cdot v_x = f_0 v_0.$$

Z tych obserwacji wyprowadzam następujące wnioski: Dla ich wyciągnięcia z pierwszej części obserwacji, dzielę

prostopadle bijący strumień wodotrysku za pomocą poziomych płaszczyzn, na oddzielne krążki (rys. 1); ruch więc wody w każdym krążku mogę przyjąć jako ruch równomierny. Średnica walca, ze względu na bardzo małą zmianę, przyjmuję równą średnicy otworu wylotu = d , nadmiar zaś wody, jaki się zbiera w każdym krążku, wskutek zmniejszenia się szybkości mas od krążka do krążka, wyobrażam sobie usunięty w miejscach stykowych tychże krążków, w ten sposób otrzymuję pewną ilość krótkich walców (krążków), w których mogę przyjąć, jak wyżej zauważyłem, iż ruch wody jest w nich równomierny; lecz w każdym krążku szybkość jest inna, ta ostatnia zmienia się od krążka do krążka podług pewnych praw, które niżej wyprowadzę. Dalej przypuszczam, iż woda w każdym z takich krążków podlega ogólnym prawom ruchu wody w rurach, z tą tylko różnicą, iż w danym wypadku zamiast tarcia o ścianki rury, występują inne przeszkody, wstrzymujące bieg wody, mianowicie tarcie wody o powietrze, jak również zużywanie się energii na usuwanie ze strumienia zbędnych ilości wody, która występuje w formie zauważalnych odprysków. W celu bliższego zbadania sił, występujących w ruchu wody wodotrysku, przypomnijmy sobie teorię ruchu wody w rurach. Z teorii tej wiadomem jest, iż szybkości w danym przekroju nie są równe we wszystkich miejscach tego ostatniego, lecz układają się współśrodkowymi pierścieniami o równych szybkościach, szybkość zaś każdego z pierścieni powiększa się, zbliżając się ku środkowi przekroju; pomijając wszystkie teorie o prądach (które są bardzo przybliżone) zmiany tych szybkości, zwróć uwagę na różnicę szybkości środka przekroju względem szybkości zewnętrznej jego powłoki (rys. 2), to jest na $(v_0 - v_z)$ i twierdzę, iż różnica ta przy jednakowych średnicach rury i przy jednakowym ciśnieniu zależną musi być od chropowatości wewnętrznej powierzchni rury i od formy tej ostatniej; czem większe tarcie będzie między cząstkami wody a powierzchnią rury, o tyle $v_0 - v_z$ będzie większe, w razie usunięcia tego tarcia $v_0 - v_z = 0$, t. j. szybkości w danym przekroju we wszystkich jego punktach będą równe; wyciągając dalsze z tego wnioski uważam, iż cząstki wody, przebiegając przez rurę, następnie przepływając przez otwór wylotu, posiadają przy otworze pewną różnicę $(v_0 - v_z)$, która się ustala w zależności od tarcia płynu o ścianki otworu i od ciśnienia, które powoduje ich bieg; gdy przechodzą następnie te cząstki do środowiska napełnionego powietrzem, gdzie tarcie zewnętrznego pierścienia wody o powietrze jest minimalne, różnica $v_0 - v_z$ musi otrzymać również wielkość bardzo małą. Zmniejszenie się tej różnicy następuje wskutek powiększenia się szybkości zewnętrznego pierścienia t. j. v_z , gdyż wtedy pierścień ten, nie mając już przeszkód, jakie powoduje tarcie o ścianki wylotu, zostaje porwany przez wyprzedzające go współśrodkowe wewnętrzne pierścienie. Jasne jest, iż to powiększenie się szybkości pierścienia zewnętrznego o tyle szybciej następuje, o ile róż-



Rys. 1.



Rys. 2.

nica szybkości tego ostatniego w stosunku do szybkości wewnętrznego pierścienia jest większa i o ile te pierścienie bliżej siebie leżą. Dążność tę do powiększenia szybkości pierścienia zewnętrznego względem szybkości pierścienia wewnętrznego, po wyjściu z wylotu, nazwać można naprężeniem powłoki przekroju. W przybliżeniu naprężenie to da się wyrazić dla przekroju kolistych za pomocą wzoru:

$$\frac{v_0 - v_z}{d} \dots \dots \dots (4).$$

Przez wzór powyższy chcę wyrazić jakościową zależność wielkości v_0 , v_z i d , nie twierdząc bynajmniej, iżby wskazana funkcja v_0 , v_z i d była odpowiednią, możliwem jest zupełnie, iż ta różnica szybkości może się dotyczyć różnicy wyższych ich potęg, jak również stosunek do d może być wyrażony w inny sposób. Rachunkowi temu nie nadaję ściślejszej formy, gdyż sama teoria rozkładu prędkości cząstek wody w przekroju poprzecznym rury jest nie dokładna i nie dająca rezultatów praktycznej wartości. Przypuściwszy jednakże możliwość

przyjętej funkcji $\frac{v_0 - v_z}{d}$, pójdziemy krok dalej i przyjmujemy podług teorii DARCY (która daje tylko przybliżone rezultaty), iż:

$$v_0 - v_z = K \cdot \sqrt{d \cdot I} \dots \dots \dots (5)$$

wtedy otrzymamy, iż wspomniane naprężenie przekroju:

$$\frac{v_0 - v_z}{d} = \frac{K \cdot \sqrt{d \cdot I}}{d} = K \sqrt{\frac{I}{d}} \dots \dots \dots (6),$$

gdzie K oznacza wielkość stałą,

I — siłę ciążenia na jednostkę długości, t. j. ciśnienie.

Z powyższego wzoru możemy wyciągnąć wniosek, iż cząstki wody, w bliskości zewnętrznej powłoki strumienia i w bliskości otworu wylotu, otrzymują większą szybkość przy powiększaniu ciśnienia w tym otworze (we wzorze powyższym jest on proporcjonalnym do I), oraz przy zmniejszaniu się średnicy otworu wylotu.

Nieścisłość teorii ruchu cząstek wody w pewnym przekroju rury nie pozwala nam również oznaczyć dokładnie wpływu, jaki ma forma wylotu na ruch wody wytryskującej. Wpływ ten jednakże postaram się określić w następujący sposób: rozkład szybkości cząstek wody w danym przekroju rury lub wylotu, zależnym jest od przeszkód, na jakie napotyka zewnętrzna powłoka strumienia wodnego wewnątrz rur, czy też wewnątrz wylotu, szybkości te dążą po wyjściu z wylotu do przystosowania się do nowych otaczających warunków, wywołują zmiany w ruchu tychże cząstek, co ze swej strony nadaje w każdym wypadku odrębną formę strumienia. (Opierając się na tych samych zasadach, tłumaczę sobie zjawisko kontrakcji, t. j. zwięźnienia się strumienia wody, wypływającej z otworów naczyń). Wpływ więc formy wylotu na formę wytryskującego strumienia nie możemy z wyżej wyłuszczonych przyczyn wciągnąć do rachunku. Dla przyjęcia jednakże tych warunków do rachunku, wprowadzimy poprawkę za pomocą odpowiednich współczynników, jak to niżej pokażę. Przy zestawieniu więc obecnie równania ruchu wody w wodotrysku, pozostaje nam tylko uwzględnić stratę ciśnienia przez podnoszenie się cząstek wody i stratę energii na tarcie tych cząstek o powietrze. Jako wzór do obliczenia tego ostatniego ruchu przyjmuję następujący:

$$h_0 = \frac{v_0^2}{2g} \left(1 + \frac{\lambda}{d} \cdot l \right) \dots \dots \dots (7);$$

w tym wzorze h_0 oznacza wysokość ciśnienia w wylocie danej rury, v_0 średnią szybkość biegu wody, dla krążka więc np. pierwszego (rys. 1)

$$h_0 = \frac{v_0^2}{2g} + \frac{x}{n};$$

d — średnica rury resp. strumienia,

l — długość obserwowanej części rury,

λ — współczynnik tarcia.

Stosując powyższy wzór do naszego przykładu, zestawimy następujące równania: zauważywszy, że dla naszego wypadku $v_0 = v$, $l = \frac{x}{n}$, (rys. 1). Równanie więc dla krążka pierwszego jest następujące:

$$\frac{v_0^2}{2g} = \frac{v_1^2}{2g} \left(1 + \lambda \cdot \frac{x}{d} \right) + \left(\frac{x}{n} \right);$$

tak samo dla krążka № 2:

$$\frac{v_1^2}{2g} = \frac{v_2^2}{2g} \left(1 + \lambda \cdot \frac{x}{d} \right) + \left(\frac{x}{n} \right);$$

dla krążka № 3:

$$\frac{v_2^2}{2g} = \frac{v_3^2}{2g} \left(1 + \lambda \cdot \frac{x}{d} \right) + \left(\frac{x}{n} \right) \text{ i t. d.,}$$

wreszcie dla x -tego krążka:

$$\frac{v_{x-1}^2}{2g} = \frac{v_x^2}{2g} \left(1 + \lambda \cdot \frac{x}{d} \right) + \left(\frac{x}{n} \right);$$

wykluczając z tych równań wszystkie v , pośrednie pomiędzy v_0 i v_x , za pomocą kolejnego podstawiania v , otrzymamy wzór:

$$\frac{v_0^2}{2g} = \frac{v_x^2}{2g} \left(1 + \frac{\lambda}{d} \cdot \frac{x}{n} \right)^n + \frac{x}{n} \sum_{i=1}^{n-1} \left(1 + \frac{\lambda}{d} \cdot \frac{x}{n} \right)^{n-i} \quad (8);$$

kładąc $n = \infty$, wyrazy niniejsze zamieniają się w następujące:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 + \frac{\lambda}{d} \cdot \frac{x}{n} \right)^n = e^{\frac{\lambda}{d} x}; \quad \frac{x}{n} \sum_{i=1}^{n-1} \left(1 + \frac{\lambda}{d} \cdot \frac{x}{n} \right)^{n-i} \text{, zaś}$$

przedstawia sumę geometrycznej progresji, której wykładnik $q = 1 + \frac{\lambda}{d} \cdot \frac{x}{n}$;

suma takiej progresji równa się:

$$\frac{x}{n} \cdot \frac{q^n - 1}{q - 1};$$

zauważywszy, że:

$$q^n = \lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 + \frac{\lambda}{d} \cdot \frac{x}{n} \right)^n = e^{\frac{\lambda}{d} x};$$

po podstawieniu w powyższe wzory, otrzymamy:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{x}{n} \sum_{i=1}^{n-1} \left(1 + \frac{\lambda}{d} \cdot \frac{x}{n} \right)^{n-i} = \frac{d}{\lambda} \left(e^{\frac{\lambda}{d} x} - 1 \right);$$

podstawiając w równanie (8), otrzymamy:

$$\frac{v_0^2}{2g} = e^{\frac{\lambda}{d} x} \cdot \left(\frac{v_x^2}{2g} + \frac{d}{\lambda} \right) - \frac{d}{\lambda} \quad (9),$$

rozwiązując podług $\frac{v_x^2}{2g}$, otrzymamy:

$$\frac{v_x^2}{2g} = e^{-\frac{\lambda}{d} x} \left(\frac{v_0^2}{2g} + \frac{d}{\lambda} \right) - \frac{d}{\lambda} \quad (9a),$$

równanie to daje nam dla każdej odległości x od wylotu, wielkość v_x i odwrotnie. Wysokość wodotrysku otrzymamy, podstawiając w (9) $v_x = 0$ i szukając x , które w danym wypadku $= h$, a więc:

$$\frac{v_0^2}{2g} = \frac{d}{\lambda} e^{\frac{\lambda}{d} h} - \frac{d}{\lambda},$$

skąd

$$e^{\frac{\lambda}{d} h} = \frac{\lambda}{d} \cdot \frac{v_0^2}{2g} + 1,$$

lub inaczej

$$e^{\frac{\lambda}{d} h} = \frac{\lambda}{d} H + 1 \quad (10),$$

skąd

$$H = \frac{d}{\lambda} \left(e^{\frac{\lambda}{d} h} - 1 \right) \quad (11);$$

z tego ostatniego łatwo oznaczyć wysokość strumienia, znając wysokość ciśnienia u wylotu i odwrotnie. Równanie powyższe wyprowadziłem drogą elementarną i uczyniłem to w celu powtórzenia obserwowanego zjawiska w tym przebiegu, w jakim go obserwowałem, za pomocą form matema-

tycznych. Do tychże rezultatów dojść możemy za pomocą ogólnego równania o zachowaniu energii, które się przedstawia w formie:

$$\frac{mv^2}{2} - \frac{mv_0^2}{2} = \int_h^{h_0} P dl. \quad (12).$$

Równanie to wyraża: iż przyrost żywej siły (energii) na długości $h - h_0$, jest równy pracy siły na tejże drodze. Weźmy więc cząstkę wody $= \Delta G$, posiadającą średnią szybkość przekroju przy wylocie $= v_0$ a w następnych $= v_x$, przyrost więc energii tej cząstki od wylotu do wysokości x będzie $= -\Delta G \frac{v_x^2 - v_0^2}{2g}$ znak mniej ($-$) oznacza, iż jest strata energii. Druga strona równania o zachowaniu energii przedstawia siłę, która w tym razie równa jest ciężarowi obranej cząstki wody, t. j. ΔG , cząstka zaś drogi przebytej przez ΔG jest równą $dh = dx + \frac{\lambda}{d} \cdot \frac{v^2}{2g} \cdot dx$; po podstawieniu w (12), zróżniczkowaniu, zniesieniu ΔG i uporządkowaniu, otrzymamy z tego wzoru:

$$dx = - \frac{d \left(\frac{v_x^2}{2g} \right)}{1 + \frac{\lambda}{d} \cdot \frac{v_x^2}{2g}};$$

z całkowanie tego wyrazu może nastąpić podług wzoru ogólnego $\int \frac{dz}{1+z} = \ln z$. Stosując ten wzór, otrzymamy:

$$x = - \frac{d}{\lambda} \ln \left(1 + \frac{\lambda}{d} \cdot \frac{v_x^2}{2g} \right) K;$$

K oznacza stałą wielkość, którą określimy, zauważywszy, iż dla $x = 0$, $v_x = v_0$ a więc:

$$- \frac{d}{\lambda} \ln \left(1 + \frac{\lambda}{d} \cdot \frac{v_0^2}{2g} \right) K = 0;$$

równanie to odpowiada równaniu

$$\left(1 + \frac{\lambda}{d} \cdot \frac{v_0^2}{2g} \right) K = 1,$$

skąd

$$K = \frac{1}{1 + \frac{\lambda}{d} \cdot \frac{v_0^2}{2g}};$$

podstawiając i zauważywszy, iż wogóle $-\ln z = \ln \frac{1}{z}$,

$$\text{otrzymamy:} \quad x = \frac{d}{\lambda} \ln \frac{1 + \frac{\lambda}{d} \cdot \frac{v^2}{2g}}{1 + \frac{\lambda}{d} \cdot \frac{v_0^2}{2g}};$$

równanie to jest identyczne z równaniem (9) wyżej wyprowadzonym, gdyż możemy go napisać jako:

$$e^{\frac{\lambda}{d} x} = \frac{1 + \frac{\lambda}{d} \cdot \frac{v_0^2}{2g}}{1 + \frac{\lambda}{d} \cdot \frac{v_x^2}{2g}},$$

$$\text{skąd wreszcie:} \quad \frac{v_x^2}{2g} = e^{\frac{\lambda}{d} x} \left(\frac{v_0^2}{2g} + \frac{d}{\lambda} \right) - \frac{d}{\lambda}.$$

W celu zrobienia próby uczynionych działań, przyjmujemy $\lambda = 0$ i podstawiając w powyższy wzór, otrzymujemy na razie wyrazy nieokreślone, które za pomocą zwykłych sposobów różniczkowania doprowadzą do formy określonej: w tym celu przeprowadzamy następujący obrachunek, ze wzoru ostatniego:

$$\frac{v_0^2}{2g} = e^{\frac{\lambda}{d} x} \cdot \frac{v_x^2}{2g} + \frac{d}{\lambda} \left(e^{\frac{\lambda}{d} x} - 1 \right),$$

dla $\lambda = 0$ będzie:

$$\frac{v_0^2}{2g} = \frac{v_x^2}{2g} + \infty \cdot (1 - 1);$$

oznaczymy wyraz nieokreślony przez A , t. j.:

$$A = \frac{d}{\lambda} \left(e^{\frac{\lambda}{d}x} - 1 \right) = \infty \cdot 0,$$

lub inaczej:

$$A = \frac{e^{\frac{\lambda}{d}x} - 1}{\frac{\lambda}{d}} = \frac{0}{0};$$

różniczkując licznik i mianownik:

$$A = \frac{e^{\frac{\lambda}{d}x} \cdot \frac{x}{d}}{\frac{1}{d}} = x \cdot e^{\frac{\lambda}{d}x}, \text{ dla } \lambda=0;$$

$A = x$; podstawiając w powyższy wzór, otrzymujemy wreszcie dla $\lambda = 0$

$$\frac{v_0^2}{2g} = \frac{v_x^2}{2g} + x,$$

jest to znane równanie ruchu przy wznoszeniu się ciała w bezpowietrznej przestrzeni. (D. n.)

O S M A R A C H.

(Ciąg dalszy; p. № 40 r. b., str. 491).

B. Własności chemiczne smarów.

Na drodze chemicznej badamy: 1) obecność kwasów; 2) działanie pewnych odczynników; 3) oznaczenie mieszaniny lżejszych i cięższych olejów; 4) wykrywanie zafałszowań; 5) badanie osadu i mechanicznych zanieczyszczeń; 6) wykrycie wody; 7) wysychanie i żywienie.

1) *Obecność kwasów.* Obecność kwasów w olejach pochodzi: a) od wolnych kwasów tłuszczowych; b) od niedojrzałych nasion do wybijania oleju; c) od jełczenia; d) od niedokładnego wycięcia po rafinerii.

Pod względem skłonności wytwarzania w sobie wolnych kwasów, podzielić możemy smary na 2 grupy. Do pierwszej należą smary łatwo wytwarzające w sobie kwasy, są to smary pochodzenia zwierzęcego i roślinnego, do drugiej zaś smary bardzo trudno podlegające kwaśnieniu—smary pochodzenia mineralnego.

Tłuszcze zwierzęce świeżo przygotowane, dobrze oczyszczone, są zupełnie obojętne. Ogrzane jednakże do 100° wydzielają już, jakkolwiek niewiele, kwaśne produkty rozkładu. Tłuszcze zwierzęce, jak wiemy, przy dłuższym staniu, a szybciej jeszcze podczas swej pracy na trących się powierzchniach, gdzie jest wielki dostęp tlenu powietrza—jełczeją, wydzielając kwasy organiczne. Dlatego też takie smary powinny być często zmieniane, a trące się powierzchnie za każdym razem starannie ze starego smaru oczyszczone. Tłuszcze roślinne posiadają w stanie nawet zupełnie świeżym, pewną ilość kwasów wolnych, organicznych, która przy dłuższym użyciu smaru znacznie się wzmacnia, nawet może go zupełnie rozłożyć, jak to ma zwykle miejsce z masłem palmowym, które rozkłada się zupełnie na kwasy tłuszczowe i glicerynę. Szybkie jełczenie tłuszczów zwierzęcych i roślinnych przypisują także zawartemu w nich tlenu, który uwalniając się stopniowo ze związku, przysparza jełczenie.

Oleje mineralne dobrze oczyszczone nie posiadają żadnych kwasów i jełczeją dopiero po bardzo długim użyciu. Objaśniają to sobie w ten sposób, iż oleje te, będąc węglowo-

dorami, nie posiadają wcale tlenu, któryby przy ich rozkładzie powodował tworzenie się wolnych kwasów.

Zjełczałe smary przy zetknięciu z metalowymi częściami maszyn działają na nie jak kwasy. Po kolorze odpływającego zużytego smaru łatwo poznać jego działanie na pańewki: gdy zużyty smar ma zabarwienie zielonkawe, którego przedtem nie posiadał, lub posiadał w stopniu daleko mniejszym, jest to oznaka, iż kwasy smaru, działając na mosiądz, rozpuszczają go, przyczem uwolniona miedź zabarwia smar na zielono. Niszczące działanie takiego smaru wywiera zgubny wpływ, szczególnie na te części maszyn, u których smar zmienia się dosyć rzadko. Z licznych prób, przeprowadzonych nad działaniem smarów na metale, otrzymano następujące wyniki: Na mosiądz olej rzepakowy nie działa wcale, lub w stopniu bardzo małym, tran mało, najwięcej olej drzewny; na żelazo najmniej działa tran z fok, najwięcej łój. Na miedź olej spermowy mało, łój silnie wywiera działanie. Na cynę olej rzepakowy nie działa, olej drzewny mało, najwięcej olej bawełniany. Na cynk najsilniej działa olej spermowy, najslabiej olej rzepakowy. Na ołów olej drzewny nie działa, silnie tran wielorybi, tłuszcz wieprzowy i olej spermowy.

Jeżeli teraz weźmiemy odwrotnie, przekonamy się, iż oleje mineralne na metale wogóle nie wywierają żadnego działania (oczywiście mowa tu o pierwotnie dobrze oczyszczonym oleju po rafinerii). Wyjątek tu stanowi żelazo, które po dłuższym zetknięciu z olejami mineralnymi poddaje się nieznacznie i ołów, podlegający uszkodzeniu w większym stopniu. Olej rzepakowy nie działa na mosiądz i cynę, mało na żelazo, najwięcej na miedź. Olej drzewny najmniej działa na cynę, najwięcej na ołów; olej bawełniany najmniej na ołów, najwięcej na cynę; olej spermowy najmniej na mosiądz, najwięcej na cynk; tran wielorybi nie działa na cynę, na mosiądz mało, najwięcej na ołów; tran z fok najmniej na mosiądz, najsilniej na miedź; łój najmniej na cynę, najwięcej na miedź; tłuszcz wieprzowy najmniej na cynk, najwięcej na miedź. Smary palmowe i kokosowe działają niszcząco na wszystkie metale w mniejszym lub większym stopniu.

Tabl. III. Działanie główniejszych smarów na metale.

Metale	O l e j e					T r a n y		Ł o j e		M a s ł a	
	mineralne	rzepakowy	drzewny	bawełniany	spermowy	wielorybi	fokowy	bydłęcy	wieprzowy	palmowe	kokosowe
Mosiądz	nie działają	b. słabo	silnie	silnie	słabo	słabo	słabo	silnie	d. silnie	silnie	silnie
Żelazo	b. słabo	słabo	słabo	d. silnie	"	"	b. słabo	"	"	"	"
Miedź	nie działają	dosyć silnie	d. silnie	"	"	"	silnie	"	silnie	"	"
Cyna	"	nie działa	b. słabo	silnie	"	nie działa	słabo	słabo	słabo	"	"
Cynk	"	b. słabo	"	b. słabo	silnie	"	"	"	"	"	"
Ołów	słabo	słabo	"	słabo	"	silnie	silnie	"	silnie	"	"

Z powyższego wynika, iż pod względem działania smarów zjełczałych na metale, oleje mineralne, jako wywierające najmniejsze działanie, stoją na pierwszym miejscu; za nimi idzie olej rzepakowy, dalej drzewny, a na końcu tego szeregu umieścić wypadnie łoje, smary palmowe i kokosowe. Kwasy

organiczne (wolne kwasy tłuszczowe), jakkolwiek są także szkodliwe, jednakże nie w takim stopniu, jak mineralne.

W laboratorium ilość wolnych kwasów w danym smarze oznacza się albo za pomocą kwasomierza BURSTYN'A, na którym największa dopuszczalna ilość kwasu nie powinna