

jednostajnego przepływu wskazują nadmiar wody, odchylenia w dół - brak, który, o ile chcemy mieć stale przepływ jednostajny, należy magazynować w zbiornikach.

Różnica „ $\alpha z$ ” między maksymalnym nadmiarem wody i linią jednostajnego przepływu jest miarodajną przy obliczaniu pojemności zbiorników magazynujących, gdyż wskazuje, w pewnej podziale, całą objętość zbiornika, potrzebną do zupełnego wyrównania ilości przepływu w ciągu roku.

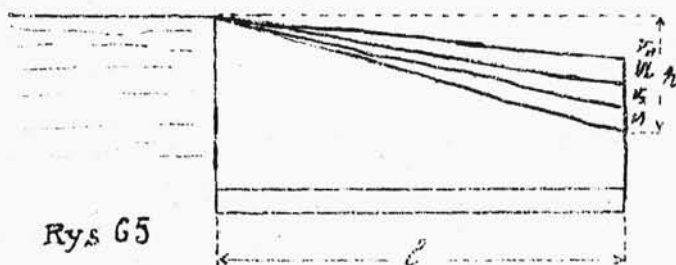
O ile chcemy mieć przepływ mniejszy /lecz w ciągu pewnego okresu też jednostajny/ - prosta jednostajnego przepływu /II/ inne mieć będzie nachylenie  $\theta'$  do osi  $z$ , inne też, mniejsze niż poprzednio, wystarczą zbiorniki.

## ZAGADNIENIA Z DZIEDZINY HYDRAULIKI STOSOWANEJ.

### a. RUCH REGULARNY.

Rozróżniamy dwa rodzaje ruchu wód: 1/ regularny /głównie dla wód wgłębnych/, 2/ burzliwy /przeważnie w korytach otwartych/. Regularny ruch jest wtedy, gdy strugi cieczy są do siebie równoległe, burzliwym zaś nazywany ruch taki, gdy w płynącej

cięższy tworzą się wiry, cząsteczki cieczy uderzają o siebie. Regularność lub burzliwość ruchu zależy od prędkości, z jaką woda płynie. Gdy prędkość ta jest bardzo mała, ruch jest regularny,

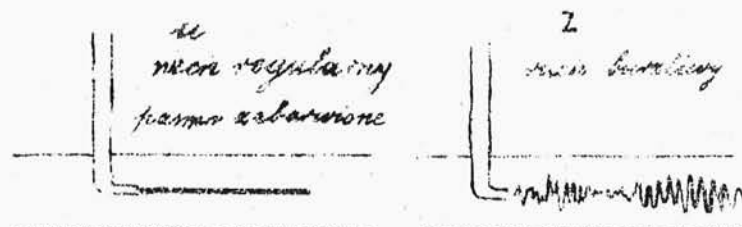


Rys 65

gdy się zwiększa - zaczyna się ruch burzliwy. O ile do rurki szklanej, którą płynie

woda, doprowadzać będziemy przez węższą rurkę ciecz zabarwioną, to aż do pewnej prędkości przepływu wody szerszą rurką otrzymamy wewnątrz niej pasmo zabarwione, biegnące równoległe do ścian rurki; przy znaczniejszej prędkości przepływu zabarwienie rozchodzi się odrazu po całym przekroju, ruch bowiem przestanie być regularnym, stanie się burzliwym.

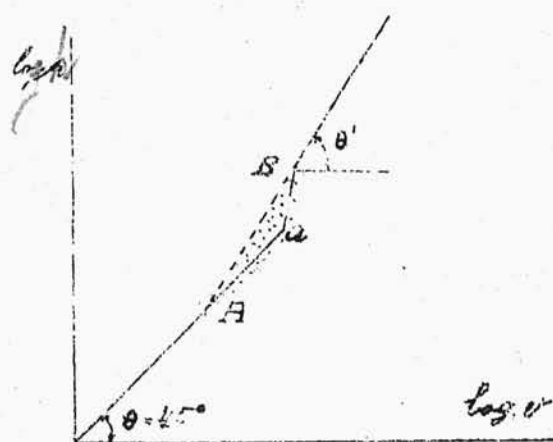
Reynolds znajdował zależność między spadkiem  $h$  /rys. 65 / na pewnej długości rury  $l$  i średnią prędkością  $v$  i otrzymał następujące wyniki: do pewnej granicy  $v$  jest proporcjonalne do  $h$  i zależność między  $\lg h$  i  $\lg v$  wyraża się w postaci linii prostej, nachylonej pod kątem  $\theta = 45^\circ$  t.j.  $\tan \theta = 1$ . Od  $O$  do  $A$  ruch jest więc regular.



Rys 66

ny. Powyżej pewnej prędkości, od p. A nie otrzymamy linii ciągłej, lecz

szereg punktów rozrzuconych, później znów powyżej B funkcja się ustala jako linia prosta, lecz już o innym nachyleniu, niż poprzednio  $\tan \theta' = 1.722 \div 2.00$ . Punkt A nazywamy dolną granicą regularności, punkt B - górną granicą.



Rys. 67

Matematycznie ruch od O do A wyraża się funkcją  $h = c \cdot k \cdot v$ , gdzie  $c$  jest długością przewodu, zaś  $k$  jest pewnym współczynnikiem. Od A do B

trudno znaleźć prawa, rządzące ruchem, wreszcie powyżej B:  $h = c \cdot k \cdot v^n$ , gdzie  $n = 1.722 \div 2.00$  zależy od materiału, z jakiego jest robiony przewód, przez który woda przepływa. Dla ołowiu

$n = 1,79$ ; szkło  $n = 1,79$ ; żelazo lane nowe  $n = 1,88$ , żelazo stare  $n = 2,00$ . Wzór ten  $h = l \cdot k v^n$ , ustalony przez Reynoldsa dla rur, stosuje się również dla ruchu wód w kanałach i rzekach, przy czym  $n = 2,00$

Jeśli nazwiemy  $\frac{h}{l} = i$  /spad jednostkowy/, wtedy otrzymany

$$\begin{array}{ll} \text{dla ruchu regularnego} & i = k \cdot v \quad v = k \cdot i \\ \text{" " burzliwego} & i = k v^2 \quad v = k \cdot \sqrt{i} \end{array}$$

Te zależności charakteryzują ruch burzliwy względnie regularny.

Stwierdzono, że regularność ruchu zależy od temperatury wody, a mianowicie ruch regularny zachodzi wówczas, gdy szybkość

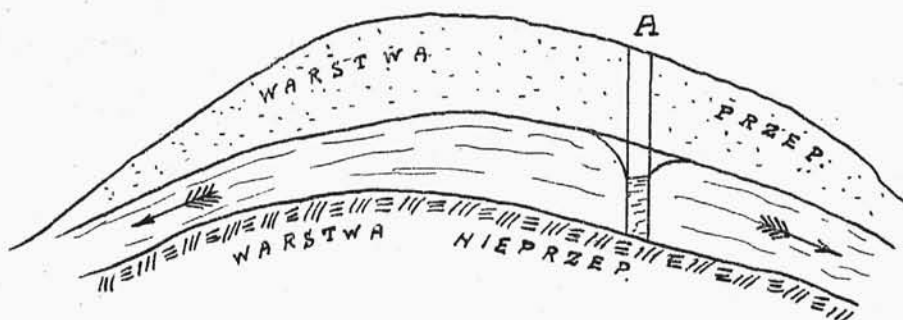
$$v \leq 0,00575 (1 + 0,0336 t + 0,000221 t^2)^{-1} R^{-1}$$

gdzie  $t$  temperatura w  $^{\circ}\text{C}$ ,  $R$  promień hydrauliczny przekroju; dla rur okrągłych  $R = \frac{D}{4}$ .

W naturze ruch regularny pojawia się wyłącznie przy ruchu wód w głębinach; na wodach płynących w rzekach, kanałach otwartych zachodzi zawsze ruch burzliwy.

Rozpatrzmy teren o uwarstwieniu jak na rysunku. Woda deszczowa dostaje się poprzez warstwę przepuszczalną na warstwę nieprzepuszczalną, zbiera się tam i spływa ony to w kie-

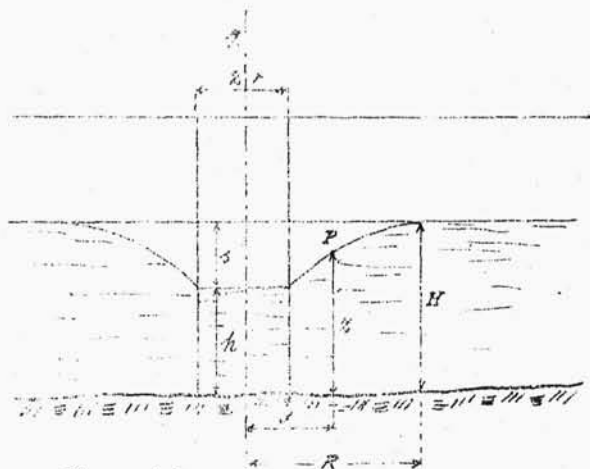
runku największego spadku, czy też najmniejsze-



Rys 68

go oporu, czyli spływa w obu kierunkach. Ruch wody jest tu nadzwyczaj powolny, i wynosi zaledwie ułamki m/m. na godzinę, a czasem nawet na dobę i dlatego też podlega prawom ruchu regularnego. Jeśli w punkcie *A* np. wykopie studnię i z niej wodę będziemy pobierać, poziom wody oczywiście się obniży, wytworzy się t.zw. depresja i woda ze wszystkich stron zacznie spływać do studni. Rozpatrzmy najpierw przypadek najprostsz.

Weźmy teren płaski, o prawie poziomym zwierciadle wody gruntowej, a więc ruch jej prawie że równa się zero. Czerpiąc objętość  $Q$  na sek. wodę w studni obniżymy do poziomu  $h$ , wskutek czego wytworzy się t.zw. lejek depresyjny i woda do studni będzie spływać ze wszystkich stron w



Rys 6

takiej ilości w jakiej ją czerpiemy.

Weźmy jakiś punkt w odległości  $x$  od osi studni i wysokości  $z$  od warstwy nieprzepuszczalnej. Płaszczyzna pozioma poprowadzona przez ten punkt przecina powierzchnię depresyjną według koła. A więc powierzchnią dopływu będzie tu powierzchnia walcowa  $F = 2\pi \cdot x \cdot z$ . Wiemy, że prędkość wody

$$v = k \cdot i = k \cdot \frac{dh}{dx}$$

a więc objętość wody dopływającej do studni wyrazi się:

$$Q = 2\pi \cdot x \cdot z \cdot \gamma \cdot k \cdot \frac{dh}{dx}$$

gdzie  $k$  jest to współczynnik, powstały wskutek oporu w ruchu wody między cząsteczkami ziemi, zaś  $\gamma$  jest współczynnikiem porowatości, t.j. stosunkiem między polem przekroju zajętego przez wodę, a polem całego przekroju.

Rozdzielamy zmienne

$$Q \frac{dx}{x} = 2\pi \cdot \gamma \cdot k \cdot z \cdot dx$$

Całkujemy:

$$\int_{x=r}^{x=x} Q \frac{dx}{x} = \int_{z=h}^{z=x} 2\pi \cdot \gamma \cdot k \cdot z \cdot dz$$

Stąd

$$Q \log \frac{x}{r} = 2\pi \cdot \gamma \cdot k \cdot \frac{(x^2 - h^2)}{2}$$

zamiast stałej  $\gamma \cdot k$  wprowadzamy stałą  $k_0$  lub wprost  $k$ .

$$\boxed{x^2 - h^2 = \frac{Q}{\pi \cdot k_0} (\log x - \log r)}$$

Jest to zasadniczy wzór na obliczenie studzien. Jeśli weźmiemy dalsze granice całkowania, uwzględniając to, że w odległości  $R$  kończy się stożek depresyjny, otrzymamy:

$$H^2 - h^2 = \frac{Q}{\pi k_0} (\log R - \log r)$$

gdzie  $R$  nazywany zasięgiem depresji.

Rozpatrzmy drugi wypadek, gdy na warstwie przepuszczalnej mamy nieprzepuszczalną. Niech  $e$  grubość warstwy wodonośnej; po wykopaniu studni woda podniesie się do poziomu  $H$ . Na mocy poprzednich rozważań możemy napisać;

$$Q = 2\pi \cdot x \cdot a \cdot \gamma \cdot k \cdot \frac{dx}{dx} ; \int_r^x Q \frac{dx}{x} = \int_h^x 2\pi a \gamma k dx$$

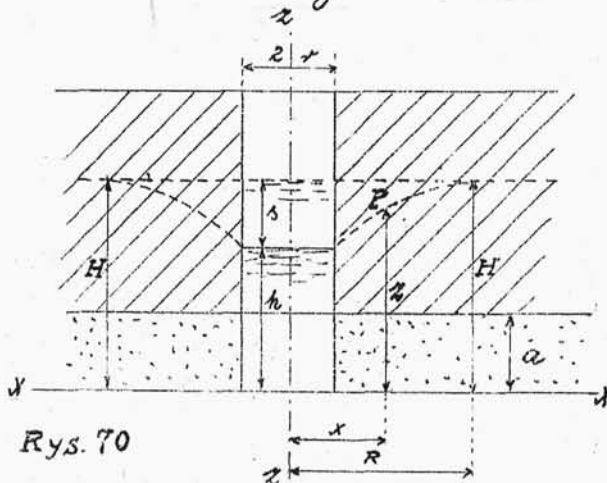
$$Q \log \frac{x}{r} = 2\pi \cdot \gamma \cdot k \cdot a (x - h)$$

Podstawiając dalsze granice

$$Q \log \frac{R}{r} = 2\pi \cdot \gamma \cdot k \cdot a (H - h)$$

lub

$$Q \log \frac{R}{r} = 2\pi \cdot \gamma \cdot k \cdot a \cdot s$$



Objętość jest wprost proporcjonalna do depresji. Przy bardzo głębokich studniach proporcjonalność ta nie jest ścisłą, gdyż wchodzi w grę opór tarcia

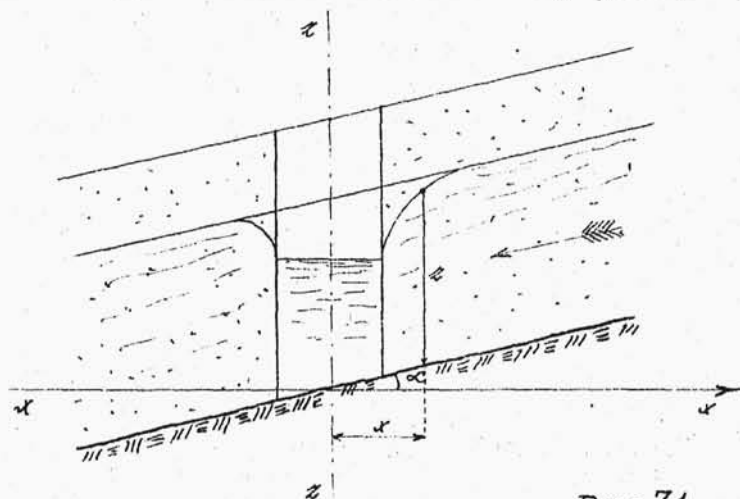
przy przejściu przez wąską a długą rurę studzienną.

Na mocy tego wzoru obliczamy studnie artezyjskie.

Rozpatrzyliśmy te wypadki, gdy warstwa nieprzepuszczalna była pozioma; z kolei zajmiemy się tymi wypadkami, gdy warstwa nieprzepuszczalna jest nachylona pod pewnym kątem do poziomu.

W wypadku tym kształt lejka depresyjnego będzie nieco inny, przedstawi się mianowicie jak na rys. 71

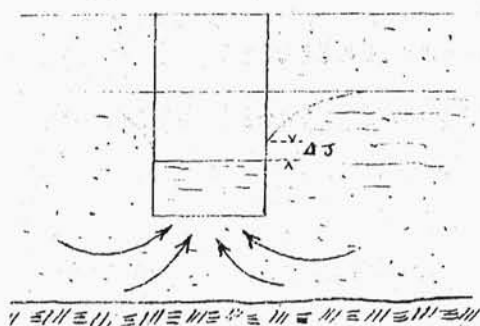
Wzory poprzednio wyprowadzone dadzą się i w tym wypadku bezpośrednio zastosować, jeśli tylko bę-



Rys. 71

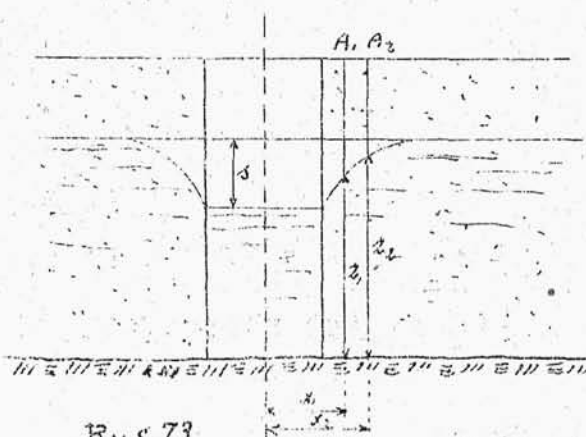
dziemy odcinali „Z” nie od poziomu /osi  $x-x$  lub  $y-y$ /, lecz od warstwy nieprzepuszczalnej, a zatem „Z” nowe będzie większe od poprzedniego o „ $x \sin L$ ”.

Rozpatrując powyższe studnie przyjmowaliśmy, że:  
1. studnia dochodzi aż do warstwy nieprzepuszczalnej, 2. że dopływ wody do studni mamy przez całą powierzchnię płaszcza studni, na całej jej wysokości. W zwykłych warunkach jednak żadno z tych założeń nie jest spełnione. Studnia nie dochodzi do warstwy nieprzepuszczalnej, lecz kończy się zwykle w warstwie przepuszczalnej /rys. 72/, ma płaszczyznę nieprzepuszczalną całkowicie lub zaopatrzony w otwo-



Rys. 72

jej dno /rys. 72 /. Zauważymy jeszcze, że krzywa depresyjna zewnątrz płaszcza kończy się w wyższym poziomie o pewną wielkość  $\Delta s$  od poziomu wody w studni, a mianowicie o spadek potrzebny dla pokonania oporów tarcia przy przejściu wzdłuż płaszcza do studni. Doświadczenie okazuje jednak, że kształt powierzchni depresyjnej dla studni zasilanej przez dno tak mało różni się od kształtu studni zasilanej przez płaszczyz i opuszczonej do warstwy nieprzepuszczalnej, iż można dla celów praktyki stosować w tym wypadku wzory poprzednio wyprowadzone.



Rys. 73

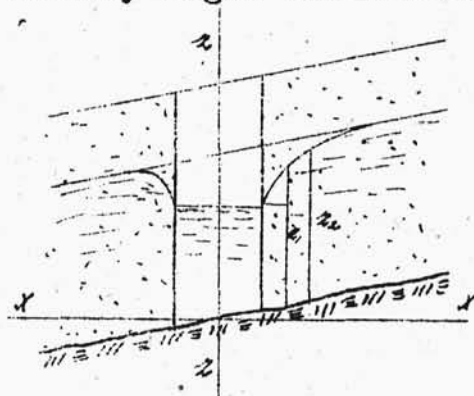
ry tylko na pewną wysokość co utrudnia lub wprost uniemożliwia dopływ wody do studni przez jej ściany. Możemy więc przyjąć, że cała woda, jaka dostaje się do studni, wchodzi przez

Jeśli będziemy rozpatrywać jakąś studnię i jej powierzchnię depresyjną, następnie wykonamy wiercenia  $A_1$  i  $A_2$ , w odległości  $x$

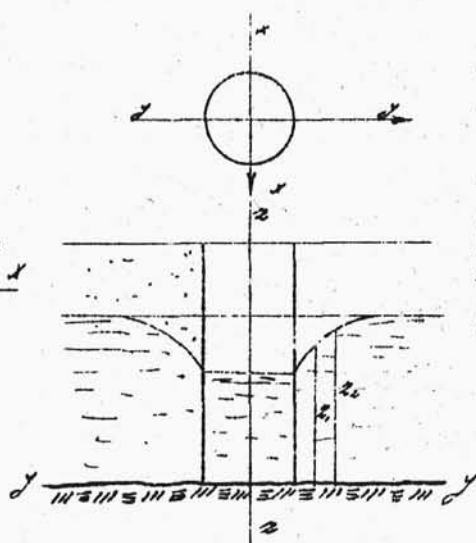
i  $x_2$  od osi studni, to na mocy znanych związków możemy napisać:

$$x_1^2 - x_2^2 = \frac{Q}{\pi k_0} \{ \log x_2 - \log x_1 \}$$

Wszystkie wartości mamy tu znane z wyjątkiem  $k_0$  gdzie  $k_0 = \gamma k$ . Gdy obliczymy już  $k_0$  wzór ten będziemy mogli zastosować do innych warunków, /rys. 74/.



Rys 74



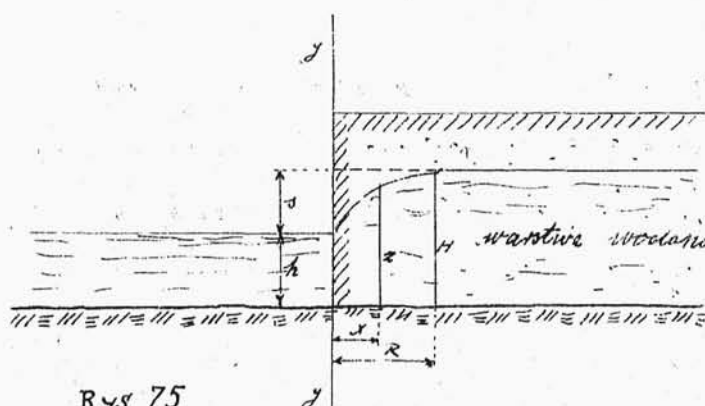
W tym przekroju  $y-y$  dadzą się wykości „z” dokładnie pomierzyć.

więc np. obliczymy, jaką ilość wyda studnia przy zwiększonej depresji  $\sigma$ , lub przy zwiększonej średnicy  $2r$  i t.d. Gdy zwierciadło wody leży w spadzie, rzędne  $x_1$  i  $x_2$  należy zmierzyć nie w linii spadu, lecz w przekroju prostopadłym do linii max. spadu, gdyż w prostopadłym przekroju zwierciadło wody przed pompowaniem leżało poziomo.

Jeśli kanał otwarty lub rzeka jest wcięta w warstwę wodonośną, to zauważymy, że i tu wytworzy się

krzywa depresyjna. Wtedy na zasadzie wyprowadzo-

nym już wzorów możemy napisać, że ilość przepływającej wody  $Q$  :



Rys 75

$$Q = \pi \cdot \gamma \cdot k \cdot \frac{dz}{dx}$$

lub

$$Q dx = \pi \cdot \gamma \cdot k \cdot dz$$

Całkując w odpowiednich granicach, otrzymamy:

$$\int_0^R Q dx = \int_h^H \pi \cdot k \cdot \pi \cdot dz; \quad QR = \frac{1}{2} \cdot \pi \cdot k (H^2 - h^2)$$

Zamiast  $\pi k$  podstawiając  $k_0$  lub poprostu  $k$  otrzymamy:

$$QR = \frac{1}{2} k \{H^2 - h^2\}$$

gdzie  $H$  i  $h$  możemy bardzo łatwo zmierzyć w terenie,  $R$  - wartość zasięgu depresji też bierzemy z terenu, wtedy znając jeszcze wartość współczynnika  $k$  będziemy mogli obliczyć ilość spływającej wody  $Q$ .

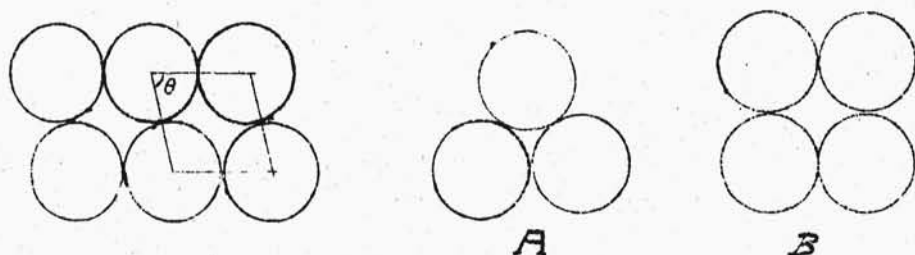
Współczynnik  $k$  określamy na mocy doświadczeń. Wykonujemy mianowicie studnię próbną, której ilość dopływu wody  $Q$  znamy, wszystkie inne wartości-

$(H, h, R, r)$  możemy bardzo łatwo pomierzyć i wtedy ze wzoru na ilość wody  $Q$  dopływającej do studni określimy współczynnik  $k$ . Wykonywanie jednak takich doświadczeń za każdym razem jest dość uciążliwe, to też uczeni zastanawiali się, jakby to zagadnienie rozwiązać ogólnie. Wkrótce też amerykański uczony Slichter ułożył tablicę, z której można wprost obliczyć ten współczynnik. W tablicach tych Slichter uwzględnił wartości:  $d$  - średnica ziarenek ziemi,  $t$  - temperatura i  $m$  - porowatość.

Wiemy, że w naturze ruch regularny posiadają jedynie wody gruntowe. Już oddawna próbowano ustalić prawa, rządzące tym ruchem. W roku 1840 Poiseuille ustala wzór na przepływ wody w rurach. We wzorze tym niema współczynnika chropowatości, prędkość przepływu nie zależy bowiem od materiału, z którego przewód jest zrobiony. Tłumaczy się to w ten sposób, że przy samej ścianie rury, tworzy się rodzaj stałej ścianki wodnej, w postaci cieniutkiej warstewki, tak że woda, przepływając, styka się z tą warstwą wodną, nie zaś bezpośrednio ze ścianami rury.

Badając ruch wód głębszych, wewnątrz ziemi, zakładamy, że cząsteczki ziemi stanowią ziarna mniej

więcej podobne do siebie, nieprzylegające ściśle i że woda przepływa wolnymi przestrzeniami ruchem regularnym. Amerykanie King i Slichter zajmowali się badaniem tej sprawy, przy czem King przeprowadzał doświadczenia, Slichter usiłował znaleźć teoretyczne prawa rządzące ruchem wód głębinnych. -



Rys. 76

Przyjął on, że ziarenka ziemi są kulkami o jednakowej średnicy  $\alpha$ . Łącząc środki sąsiednich kul otrzymamy romb o kącie przestrzennym  $\theta$ . Od kąta  $\theta$  zależy wielkość t.zw. współczynnika porowatości przestrzennej  $m$ , t.j. stosunku pustej przestrzeni do całej objętości badanej. W przypadku *A* porowatość będzie znacznie mniejsza, niż w *B*.

King i Slichter zakładali, że wszystkie cząsteczki ziemi na pewnym terenie mają jednakową średnicę. Tak jednak nie jest - wymiary ziarenek ziemi są najrozmaitsze.

Doświadczenia Kinga wykazały, iż wpływ na przepuszczalność gruntu drobnych cząstek ziemi jest znacznie większy, niż wpływ grubszych cząstek. Slichter wspólnie z Kingiem zbadali, że jeżeli rozsegregować ziarna ziemi według ich wzrastających średnic /  $d_1$  - najmniejsza średnica,  $d_n$  - większa i t.d. / i jeśli

$d_1$	zajmują miejsca	$X_1 \%$	
$d_2$	"	$X_2 \%$	$X_1 \% + X_2 \%$
$d_3$	"	$X_3 \%$	$X_1 \% + X_2 \% + X_3 \%$
.....			
$d_n$	"	$X_n \%$	$X_1 \% + X_2 \% + X_3 \% + \dots + X_n \% = 100 \%$

to okazało się, że te ziarna, które wraz z mniejszymi są w stosunku 10 % do objętości wszystkich ziaren, są miarodajne do wyprowadzenia współczynnika porowatości  $K$  ze wzoru Slichtera.

Wyobraźmy sobie, że istnieje cały szereg studzien o promieniach  $r_1, r_2, r_3, \dots$ , z których każda dostarcza wody  $q_1, q_2, q_3, \dots$ . Obieramy pewien punkt

$P$  /rys. 77 / w odległości  $x_1, x_2, x_3, \dots$  od osi studni i chcemy określić wielkość depresji „ $s$ ” w punkcie  $P$ . Dla punktu  $P$  będą się sumować oddziaływania wszystkich studzien, tak że jeżeli nazwiemy „ $Z$ ” wysokość wody nad warstwą nieprzepusz-

czalną w punkcie  $P$  - wartość „ $z$ ” znajdziemy

z równania

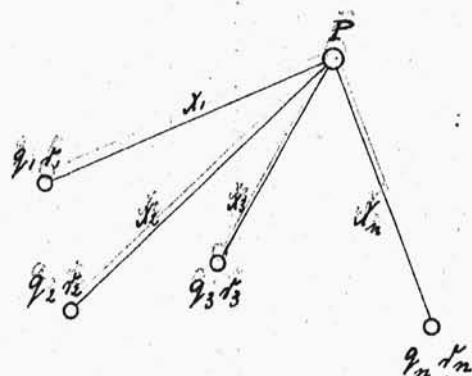
$$z^2 - h_0^2 = \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{\pi K} \{ \log x - \log r \}$$

gdzie  $h$  oznaczamy  $h_0$  jako pewną wielkość stałą.

Jeżeli założymy,

że  $r_1 = r_2 = r_3$  i t.d.

$$q_1 = q_2 = q_3 = \dots q_n$$



Rys 77

wówczas

$$z^2 - h_0^2 = \frac{q n}{\pi K} \left\{ \frac{1}{n} \log x_1 x_2 x_3 \dots - \log r \right\}$$

Stałą „ $h_0$ ” wyznaczamy drogą następującego rozumowania. Przyjawszy na chwilę, iż wszystkie studnie spadły w jedną, wzór poprzedni otrzyma postać:

$$z^2 - h_0^2 = \frac{Q}{\pi K} \{ \log x - \log r \}$$

gdzie  $Q = nq$

Przypuśćmy teraz, że studnie się rozsunęły.

W odległości znaczniejszej od grupy studzien poziom zwierciadła wody nie ulegnie zmianie, gdyż leżeć będzie poza zasięgiem depresji studzien.

Kładąc więc  $R$  zamiast  $x$ , jako granicę zasięgu studzien, a zamiast  $z - H$  /wysokość/, nie-

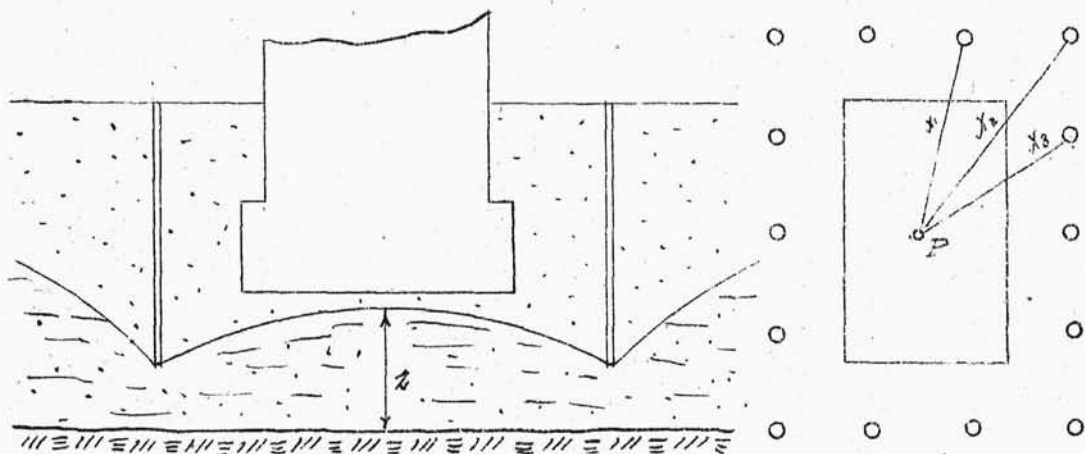
zdepresjonowanego zwierciadła wody nad poziomem warstwy nieprzepuszczalnej, możemy obydwa równania uważać za identyczne:

$$H^2 - h_0^2 = \frac{Q}{\pi K} \{ \lg R - \lg r \} = \frac{nq}{\pi K} \left\{ \frac{1}{n} \lg R^n - \lg r \right\}$$

skąd wniosek, że stałą  $h_0$  wyznaczyć można, przyjmując:  $x=R$ ;  $x=H$ ;  $Q=nq$ .

$$h_0^2 = H^2 - \frac{nq}{\pi K} \{ \lg R - \lg r \}$$

Z własności studzien obniżania poziomu wód gruntowych korzysta się często przy budowie fundamentów. W tym celu wiercimy studnie /rys. 78 / i pompujemy wodę. Ilość wody, jaką powinniśmy wy-



Rys 78 - 79

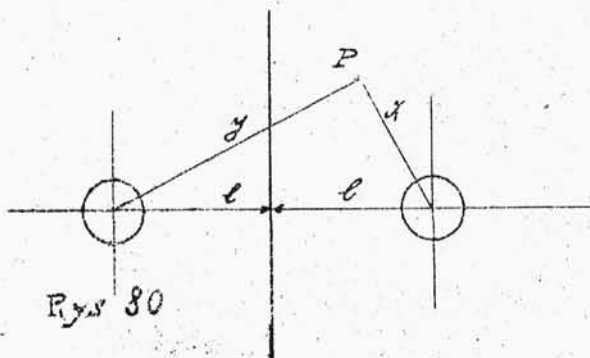
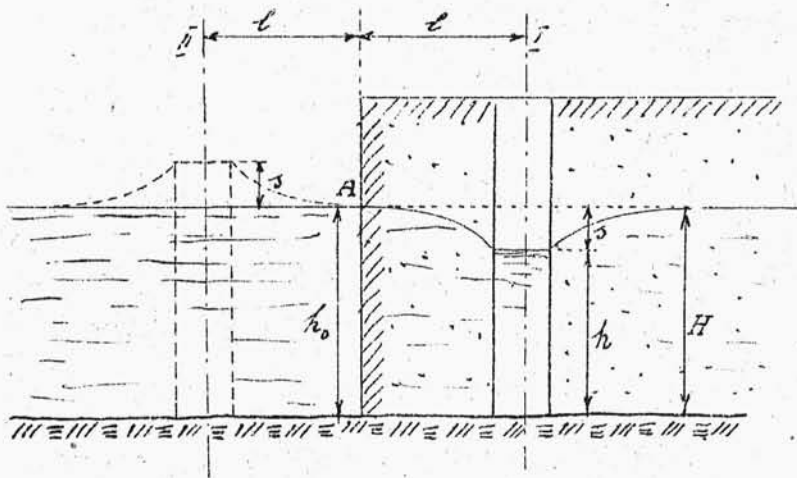
pompować żeby otrzymać dane obniżenie, możemy bardzo łatwo obliczyć, podstawiając wartość  $x$  do wy-

prowadzonego tylko co wzoru. Zaznaczyć jeszcze należy, że w razie potrzeby stosujemy nie tylko jeden szereg takich studni, ale dwa, trzy i więcej.

-----

O ile studnia jest wykonana w pobliżu wody otwartej np. rzeki w odległości  $\ell$  /rys. 80 /, wówczas /podług teorii Förcheimera - Zeitschrift d.Oest. Ing. u. Arch. Vereines 1898 str.63/ - obecność rzeki objawia się w ten sposób, jakgdyby ca-

ła woda, czerpana ze studni I, dostarczoną była ze studni II, zwanej "chłonna", znajdującej się w rzece, w tej-że odległości  $\ell$  od brzegu, o zwierciadle wzniesionym o „ $\delta$ ”



nad zwierciadło wody, a koryto rzeki jest jak-gdyby zasypane.

Promienie obu studzien są sobie równe  $/r/$ .  
Weźmy punkt na wybrzeżu w odległości  $x$  od studni rzeczywistej  $/I/$ , zaś  $y$  - od studni wyobraźalnej  $/II/$ .

Równanie linii depresji byłoby podług poprzed-niego:

$$x^2 - h_0^2 = \frac{q}{\pi K} \{ \lg x - \lg r \} - \frac{q}{\pi K} \{ \lg y - \lg r \}$$

czyli po uproszczeniu

$$h_0^2 - x^2 = \frac{q}{\pi K} \{ \lg y - \lg x \}$$

Gdyby wziąć punkt na wybrzeżu między studnia-mi, to  $x = y = l$

$$h_0^2 - x^2 = 0 \quad h_0 = x$$

A zatem  $h_0$  jest to wysokość wody w rzece nad warstwą nieprzepuszczalną /przyjętą jako po-zioma/ - w punkcie zetknięcia się rzeki z brze-giem.

Linia depresji przecina się w punkcie  $A$  z po-ziomem wody.

Dla punktu I mielibyśmy:

$$h_0^2 - h^2 = \frac{q}{\pi K} \{ \lg 2l - \lg r \}$$

Dla punktu, w którym kończy się oddziaływa-nie rzeki, t.j.  $h=0$  . otrzymamy:

$$h_0^2 = \frac{Q^2}{\pi K_0} \{ \lg 2L_0 - \lg r \}$$

gdzie  $L_0$  jest to odległość, gdzie linja depresji spada do poziomu nieprzepuszczalnego. Wzory powyższe znajdują zastosowanie przy obliczeniu wydajności studzien wodociagowych, leżących w pobliżu rzeki i korzystających z naturalnej filtracji wód rzecznych. Studnie takie, znajdujące się w pobliżu rzek, mają te zalety, że a/ obfitują w wodę, b/ woda, przesączająca się do nich przez grunt oczyszcza się bardzo dobrze.

O ile woda na przejście od rzeki do studni potrzebuje 30 dni czasu, to oczyści się ona również dobrze, jak na filtrach sztucznych.

Wzorem powyższymi obliczać też można wydajność studzien, otaczających fundament, jeśli zakładamy budowle w pobliżu wody otwartej i staramy się wy-czerpywać wodę, dopływającą poza fundamentem.

#### B. RUCH BURZLIWY.

Ruch burzliwy w korytach naturalnych i sztucznych odbywa się jak wiemy według prawa  $h = C \cdot K \cdot v^2$ .  
W ruchu burzliwym rozróżniamy: 1. jednostajny,