

CZĘŚĆ DRUGA.

ROZCIĄGANIE I ŚCISKANIE.

ROZDZIAŁ PIERWSZY.

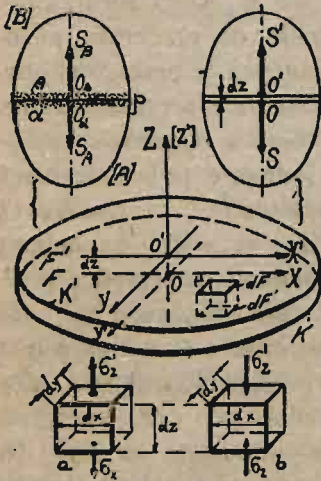
USTALENIE POJĘĆ ZASADNICZYCH.

§ 1. **Naprężenia osiowe.** Obciążenie zewnętrzne nazywamy *osiowem*, gdy układ sił odkształcających, po sprowadzeniu do środka przekroju, daje siłę *osiową* S , prostopadłą do przekroju. Dla tego wypadku we wzorach (3) dla naprężeń (I, § 6) należy uczynić $T_x = T_y = M_x = M_y = M_o = 0$, ostatni wzór wyznaczy *naprężenie osiowe*, prostopadłe do przekroju, pozostałe dwa mogłyby wyrokować o naprężeniach, leżących w przekroju, gdybyśmy umieli określić współczynniki H, K, L, N , statycznie niewyznaczalne. W pewnych wypadkach wartości ich dają się wyznaczyć z warunków zachowania się powłoki ciała odkształconego, narazie jednak o odkształceniach jeszcze nic nie wiemy, czynimy przeto *założenie* najprostsze $H = K = L = N = 0$, spełniające warunek konieczny $K + L = 0$, inaczej mówiąc, zakładamy $t_x = t_y = 0, t = t_z = \sigma_z = S : F$. W ten sposób badanie naprężeń t przekroju sprowadza się do badania jedynej różnej od zera składowej σ_z . Jak zwykle oś OZ prowadzimy ze środka przekroju prostopadłe do osi głównych OX, OY , ułożonych w jego płaszczyźnie tak, aby wskazówka zegara, leżącego pośrodku pola — tarczą w kierunku dodatniej osi OZ , spotykała w swym biegu dodatnią oś OX , a potem dopiero — dodatnią oś OY . Na OZ leży siła osiowa S , w dowolnym punkcie $\mu(x, y)$ przekroju panuje *stałe naprężenie osiowe* $\sigma_z = S : F$, prostopadłe do przekroju, zatem *cały przekrój jest naprężony jednostajnie*. Wynika to wprost z poczynionych założeń.

Jak widać ze wzoru dla σ_z , *naprężenie osiowe jest wprost proporcjonalne do siły osiowej i odwrotnie proporcjonalne do pola przekroju*. Dwa przekroje o różnych obwodach K , lecz jednakowych polach F , dają tę samą wartość σ_z , o ile ich siły osiowe S są tożsamościowe. Wobec $F > 0, \sigma_z$ i S nie mogą być różnych znaków, zatem *naprężenia osiowe działają zawsze w kierunku siły osiowej przekroju*.

§ 2. **Odształcenia osiowe.** Jednorodna bryła (Rys. 31) dowolnego kształtu pozostaje w równowadze odkształconej pod jarzmem sił zewnętrz-

nych, które, po sprowadzeniu do pewnego jej przekroju płaskiego pp, dają obciążenie osiowe. To znaczy, że przekrój pp dzieli obciążenie zewnętrzne na dwa układy sił odkształcających [A] i [B], które, po sprowadzeniu do środka O przekroju, dają siły osiowe S_A i S_B . Wobec istnienia trwałej równowagi odkształconej $S_A + S_B = 0$: siły osiowe znoszą się w działaniu, są przeto równe, lecz skierowane odwrotnie. Godzi się tu wyraźnie zaznaczyć, że siła S_A , wypadkowa układu [A], równoważę układ naprężeń $[\beta]$ siedliskuje więc w gromadzie cząsteczek α przekroju, podczas, gdy S_B , wypadkowa układu [B], równoważę układ naprężeń $[\alpha]$, siedliskuje w sąsiedniej gromadzie cząsteczek β — drugiej powłoce przekroju. Należałoby więc zamiast pojedynczego przekroju płaskiego — rozpatrywać obie jego powłoki, wyodrębniając je w postaci dwóch sąsiednich przekrojów płaskich równoległych, znikomo odległych o dz . Środki ich winny leżeć na wspólnej prostopadłej, a obwody różnić się tylko nieznacznie, tak, aby obwód jednego pola, prawie że pokrywał w rzucie obwód drugiego, a znikoma różnica półgłębka porządku dF . Te dwa przekroje stanowią *plytkę* (Rys. 32) wyodrębnioną z ciała odkształconego, a zastępującą przekrój poprzednio rozpatrywany. Jej dolna ścianka, zastępująca dolną powłokę przekroju pp, będzie pod jarzmem siły osiowej S ; na górnej ściance, zastępującej górną powłokę przekroju pp — panować będzie siła osiowa S' . Chcąc otrzymać S — trzeba sprowadzić do środka O dolnego pola F płytki układ sił odkształcających odciętej dolnej części bryły; aby otrzymać S' — należy sprowadzić do środka O' górnego pola F' płytki, siły odkształcające górnej odciętej części bryły, leżącej ponad F . W założeniu grubości płytki $dz = 0$ oba te układy miałyby ten sam punkt sprowadzenia, jak dla przekroju pp. Tu jednak $dz \neq 0$, zatem bezwzględne wartości sił osiowych muszą być nieco różne, możemy przeto napisać, uwzględniając kierunki sił, że — $S' = S + dS$. Siły te utrzymują płytkę w równowadze odkształconej, nieznaczna bowiem różnica dS obciążenia jej ścianek, równoważę siły zewnętrzne samej płytki, pominięte przy obu sprowadzaniach, a więc siły zewnętrzne, przyłożone do cząsteczek samej płytki, lub działające na jej powłokę boczną. Te siły zewnętrzne stanowią zresztą układ nader nieznaczny, wobec znikomej wartości dz , a nadto, wypadkowa ich dS dąży do zera wraz z grubością płytki. W granicy $dS = 0$ dla przekroju pp, wyżej rozpatrywanego, możemy ją przeto pominąć, pisząc warunek równowagi w postaci — $S' \approx S$.



Rys. 31, 32, 33.

zemy przeto napisać, uwzględniając kierunki sił, że — $S' = S + dS$. Siły te utrzymują płytkę w równowadze odkształconej, nieznaczna bowiem różnica dS obciążenia jej ścianek, równoważę siły zewnętrzne samej płytki, pominięte przy obu sprowadzaniach, a więc siły zewnętrzne, przyłożone do cząsteczek samej płytki, lub działające na jej powłokę boczną. Te siły zewnętrzne stanowią zresztą układ nader nieznaczny, wobec znikomej wartości dz , a nadto, wypadkowa ich dS dąży do zera wraz z grubością płytki. W granicy $dS = 0$ dla przekroju pp, wyżej rozpatrywanego, możemy ją przeto pominąć, pisząc warunek równowagi w postaci — $S' \approx S$.

Wyznaczymy osie główne OX, OY dolnego pola płytki F ; będą one zarazem rzutami osi głównych OX', OY' — górnego pola F' , znikoma bowiem różnica obu pól i obwodów, spowodować może jeno znikomą różnicę kierunków osi głównych obu przekrojów. Trzecią osią OZ przebijamy pole F' przez środek O' . W tych warunkach poletko $dF = dx \times dy$, gdziekolwiek w dolnym polu leżące, będzie rzutem górnego poletka dF' pola F' . Ma to miejsce dla wszystkich poletek obu przekrojów, a nawet i dla poletek skrajnych, dotykających obwodów, gdzie dF' mogą się różnić od dF o małe wyższych rzędów na tle nieznaczących różnic obu obwodów. Możemy więc płytkę wyodrębnioną z bryły rozpatrywać, jako złożoną z kostek $dx dy dz$, podległych działaniu naprężeń osiowych $\sigma_z = S : F$ na dolnych ściankach dF , oraz naprężeń osiowych $\sigma'_z = S' : F' = [S + dS] : [F + dF]$ — na górnych dF' . Wobec nieznaczących wartości dS i dF mamy $-\sigma'_z = \sigma_z + d_z \sigma \approx \sigma_z$.

Te prawie równe, choć skierowane odwrotnie naprężenia stanowią obciążenie odkształcające każdej kostki płytki, wyodrębnionej z bryły odkształconej. Pod ich jarzmem kostka niewątpliwie musiała ulec odkształceniu w kierunku działania naprężeń, a więc w kierunku krawędzi dz , przyczem pierwotna długość kostki dz_0 przeszła po odkształceniu w dz , wydłużyła się przeto lub skróciła o przyrost $\delta dz = dz - dz_0$, dodatni lub ujemny w zależności od kierunku działania naprężeń osiowych, które to odkształcenie sprawiły.

Pod jarzmem naprężeń osiowych skierowanych nazewnątrz (Rys. 33a) kostki, pierwotna jej długość dz_0 niewątpliwie musiała ulec wydłużeniu do $dz > dz_0$ na tle przyrostu δdz dodatniego; natomiast pod jarzmem naprężeń osiowych dośrodkowych (Rys. 33b) długość dz_0 musiała ulec skróceniu do $dz < dz_0$ na tle przyrostu δdz ujemnego. Zatem naprężenia osiowe pierwszego typu, możemy nazwać *rozciągającymi*, drugiego zaś *ściskającymi*. Obie nazwy wyraźnie podkreślają przebieg zjawisk odkształcania się kostki pod jarzmem naprężeń.

W założeniu bezwzględnie jednostajnego tworzywa — odkształcenia wszystkich kostek płytki z konieczności muszą być tożsamościowe, wobec zupełnej tożsamości warunków obciążenia na obu ściankach płytki, obciążonych zupełnie jednostajnie. To znaczy, że naprężenia rozciągające, pochodzące od sił osiowych, skierowanych na zewnątrz płytki, dadzą przyrosty $\delta dz > 0$, naprężenia zaś ściskające, pochodzące od sił osiowych skierowanych do wnętrza płytki, dadzą przyrosty $\delta dz < 0$, dla wszystkich kostek jednakowe. Możemy przeto również nazwać siły osiowe pierwszego rodzaju *rozciągającymi* — drugiego *ściskającymi* płytkę, a nadto wypowiedzieć wniosek oczywisty, że obie ścianki płytki były równoległe i przed odkształceniem, a środki ich leżały na wspólnej prostopadłej tej samej osi OZ . Uległa jedynie zmianie pierwotna grubość płytki dz_0 , przechodząc w dz na tle przyrostu $\delta dz = dz - dz_0$. Przyrosty δdz kostek lub całej płytki zwiemy

wydłużeniami bezwzględnie dodatnimi lub ujemnymi. Zatem działanie obciążenia osiowego powoduje wydłużenie bezwzględne jednostajne dla całej płytki, bo jednakowe dla wszystkich jej kostek.

Odształcenie tego rodzaju zowiemy *osiowem*. Przy odkształceniu osiowem wzajemne położenie obwodów równoległych ścianek płytki nie ulega zmianie, zewnętrzne bowiem kostki, przylegające do obwodów nie ulegają skrzywieniu, jeno stałemu wydłużeniu bezwzłędnemu. To znaczy że i przed odkształceniem osiowem obwody K i K' były płaskie i równoległe swemi płaszczyznami, a nadto, prawie że pokrywały się w rzucie tymi samymi punktami co i po odkształceniu, a środki ich pól leżały na osi OZ . Wynika to zresztą wprost z założenia $t_x = t_y = 0$, gdyby bowiem istniały naprężenia, leżące w ściankach płytki, to niewątpliwie pola ich musiałyby ulec odkształceniom poprzecznym, wichrzącym wzajemne położenie obwodów.

§ 3. **Wydłużenia jednostkowe.** Stosunek wydłużenia bezwzłędnego δdz do pierwotnej długości dz_0 nazywamy *wydłużeniem jednostkowym*, lub wprost wydłużeniem i oznaczamy przez ϵ_z , lloraz $\epsilon_z = \delta dz : dz_0 = (dz - dz_0) : dz_0$ stanowi oderwaną miarę odkształcenia osiowego, a jego znak wyrokuje o rodzaju odkształcenia. Siłom osiowym i naprężeniom osiowym rozciągającym odpowiada $\delta dz > 0$, a zatem i wydłużenie dodatnie, natomiast dla sił osiowych i naprężeń osiowych ściskających $\delta dz < 0$, a zatem wydłużenie jest ujemne. *Wydłużenia są jednostajne dla płytki odkształconej siłami osiowemi.*

§ 4. **Pierwsze prawo Hooke'a.** Pomiędzy wydłużeniami, a rodzajem i siłą naprężeniami osiowemi powinna niewątpliwie istnieć pewna zależność w postaci funkcji $\epsilon_z = f(\sigma_z)$. Najprostszym kształtem tej zależności będzie oczywiście $\epsilon_z = \alpha \sigma_z$, lub $\sigma_z = E \epsilon_z$, gdzie $E = 1 : \alpha$. W ogólnym wypadku współczynniki α i E mają wartości zmienne, dla pewnych tworzyw jednak i w pewnych granicach α i E mogą mieć wartości stałe, warunkujące proporcjonalność wydłużeń do naprężeń osiowych. Stwierdził to doświadczalnie słynny fizyk angielski *Robert Hooke* i podał do wiadomości ogólnej w postaci zdania „*ut tensio, sic vis*“ — w przekładzie wolnym: „*jakie odkształcenie, taka siła*“. W rozpatrywanym wyżej wypadku obciążeń osiowych wydłużenie stanowi miarę odkształcenia, a naprężenie osiowe — miarę obciążenia odkształcającego, zatem dla pewnych tworzyw i w pewnych granicach istnieje prawo fizyczne, zwane — *pierwszym prawem Hooke'a* głoszące, że *wydłużenie jest proporcjonalne do naprężenia osiowego*. W ogólnym wypadku zmienności współczynników α i E prawo to jest oczywiście fałszywe, proporcjonalność bowiem wydłużeń do naprężeń osiowych wymaga stałych wartości obu współczynników. Zazwyczaj naprężenia wyznaczamy w $[kg/cm^2]$, ϵ_z jest liczbą oderwaną, zatem w obu wypadkach współczynnik E , zwany *współczynnikiem sprężystości osiowej* sta-

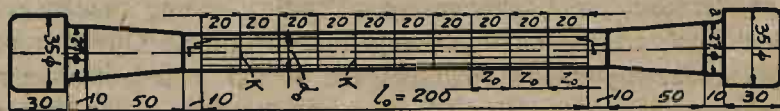
łym lub zmiennym, ma wymiar $[\text{KG}/\text{CM}^2]$, a współczynnik α , zwany *spółczynnikiem wydłużalności* — wymiar $[\text{CM}^2/\text{KG}]$. W myśl wzoru $\epsilon_z = \alpha \sigma_z$ lub $\sigma_z = E \epsilon_z$, naprężenie osiowe rozciągające należy uważać za dodatnie, ściskające — za ujemne, pierwsze bowiem dają wydłużenia dodatnie, drugie — ujemne.

§ 5. Pręty proste. Powyższe wyniki teoretyczne muszą być sprawdzone doświadczalnie, zbyt bowiem wiele czyniliśmy założeń, być może nie odpowiadających istocie rzeczy. Zatem należy obrać kształt bryły najbardziej odpowiadający warunkom badania, a zarazem najprostszy, aby zapewnić zupełną czystość zjawisk i pewność pomiarów. W danym wypadku najlepiej nadają się tak zwane *pręty proste*, prawie wyłącznie zresztą stosowane, jako ogniwa ustrojów technicznych i budowlanych.

Pręt prostym nazywamy bryłę o powierzchni bocznej, wyznaczonej, jako ślad ruchu zamkniętej krzywej płaskiej, niezmiennej w swej postaci, lub płasko odkształcającej się nader wolno podczas ruchu; środek pola, ograniczonego tą krzywą, poruszać się winien po prostej, zwanej osią pręta podłużną, a płaszczyzna pola — pozostawać stale prostopadłą do tej prostej. Kolejno po sobie następujące położenia pola stanowią *przekroje poprzeczne* pręta prostego, prostopadłe do jego osi podłużnej. Wobec nader wolnego a nieznacznego odkształcania się krzywej tworzącej, obwody dwóch sąsiednich przekrojów pręta winny pokrywać się w rzucie, a pola przekrojów — dawać znikome różnice dF . Część pręta prostego pomiędzy dwoma sąsiednimi przekrojami zawarta, w zupełności przeto odpowiada poprzednio rozpatrywanej płytce, wyodrębnionej z bryły odkształconej, zatem pręt prosty wybitnie nadaje się w celu urzeczywistnienia warunków wyżej ustalonych. Najprostszym jego rodzajem będzie pręt prosty o stałym przekroju poprzecznym, to jest o powierzchni bocznej, zakreślonej krzywą, niezmienną w swej postaci, a najprostszym pręt — walec kołowy. Pręty proste o stałym przekroju poprzecznym najlepiej nadają się do naszych celów, bierzemy więc pod uwagę tego rodzaju pręt doskonale jednorodny o zupełnie zresztą dowolnym przekroju poprzecznym stałym. Pierwotną długość l_0 tego pręta, mierzoną między skrajnymi przekrojami zewnętrznymi — dnami pręta — dzielimy na n równych części szeregiem przekrojów poprzecznych, znacząc na bocznej powierzchni pręta obwody K owych przekrojów w jednakowych odległościach $z_0 = l_0 : n$. Nadto na bocznej powierzchni pręta zaznaczamy ryskami L szereg tworzących, równoległych do osi, zresztą obranych zupełnie dowolnie. Oba dna pręta obciążamy siłami zewnętrznymi, równoległymi do osi i jednostajnie rozłożonymi na skrajnych przekrojach — dnach pręta; boczną powierzchnię pozostawiamy bez obciążenia. Wobec osiowej symetrii i równoległości sił odkształcających, znoszące się wzajemnie dwa układy zewnętrzne dadzą obciążenie osiowe — *stałe* dla wszystkich przekrojów pręta, nie wyłączając

zewnętrznych. Zatem i odkształcenia osiowe będą tożsamościowe dla wszystkich płytek pręta, dla każdej z nich wydłużenie będzie miało tę samą wartość $\epsilon_z = (dz - dz_0) : dz_0$, wspólną zresztą dla wszystkich kostek pręta a więc i dla zewnętrznych, przylegających do powłoki bocznej. Przed odkształceniem obwody każdej płytki ściśle się pokrywały w rzucie, zatem i po odkształceniu osiowem powinny się pokryć w rzucie tymi samymi punktami. Stąd wniosek, że ryski L nie zwichrzą się po odkształceniu, będą więc i nadal proste i równoległe do osi podłużnej pręta. Nadto po odkształceniu osiowem wszystkie przekroje poprzeczne pręta, a zatem i obwody K pozostaną w swych płaszczyznach, prostopadłych do osi podłużnej. Podzielmy myślowo odległość z_0 dwóch sąsiednich obwodów K na elementarne odcinki dz_0 szeregiem przekrojów poprzecznych. Dla wszystkich m płytek w ten sposób wyodrębnionych ϵ_z będzie stałe, zatem po odkształceniu łączna grubość płytek wyniesie $z = mdz$. Będzie to zarazem odkształcona długość płytki o skończonej pierwotnej długości $z_0 = mdz_0$, zawartej pomiędzy dwoma sąsiednimi przekrojami K . Ta płytka ujawni wydłużenie bezwzględne $\Delta z = z - z_0 = m(dz - dz_0)$ oraz wydłużenie jednostkowe $\epsilon_z = (z - z_0) : z_0 = (mdz - mdz_0) : mdz_0 = (dz - dz_0) : dz_0$. To samo dotyczy wszystkich n płytek, a zatem i całej długości l_0 , która po odkształceniu przejdzie w l na tle wydłużenia $\epsilon_z = (l - l_0) : l_0$. *Pręt o stałym przekroju ujawnia wydłużenia stałe na całej długości przy obciążeniu osiowem.* Wszystkie powyższe wyniki nie zależą ani od kształtu przekroju poprzecznego stałego, ani od postaci funkcji $\epsilon_z = f(\sigma_z)$, dotyczą jednak prętów, zbudowanych z tworzywa bezwzględnie jednorodnego, teoretycznie nieważkiego. Dla tworzywa ważkiego obciążenia osiowe poszczególnych płytek dają się wprawdzie uzyskać przy ściśle pionowym położeniu pręta, nie są jednak tożsamościowe, ponieważ wchodzi tu w grę ciężar własny płytki. Zazwyczaj jednak ciężar tworzywa można pominąć wobec [obciążenia zewnętrznego, inaczej mówiąc — uważać tworzywa za nieważkie. Powyższe, wyniki teoretyczne powinno stwierdzić doświadczenie — a nadto uzewnętrznić nowy szereg zjawisk, teoretycznie niedopatrzonych w świetle poczynionych założeń. Rozpatrujemy przedewszystkiem :

§ 6. Rozciąganie prętów prostych. Normalna próbka rozciągnana stanowi pręt toczony, o środkowej pomiarowej części, obostrzonnie przechodzącej



Rys. 34.

dzącej w stożki z krótkimi nasadami i główkami. Odpowiednio zbudowane uchwyty cisną na wewnętrzne pierścieniowe powierzchnie a główek, obejmując z nader nieznaczną grą nasady, warunkujące właściwe, ściśle osiowe położenie próbki w maszynie probierczej. Nacisk uchwytów, oczywiście osiowo symetryczny, daje obciążenie rozciągające, tożsamościowe dla wszystkich przekrojów, nieznaczną bowiem wagę samej próbki można bezwzględnie pominąć wobec nacisku uchwytów. Właściwa pomiarowa część próbki poczyna się w odległości $10^M/M$ od obu stożków i dzieli przed próbą na n części (zazwyczaj 10) równej długości — ryskami kołowymi K , poprzecznymi, z lekka znaczonemi, a nadto ryskami podłużnemi L — tworzącemi bocznej powierzchni cylindrycznej (Rys. 34). Głębokość rysek winna być nieznaczną, wyraźniejsze bowiem rowki nacinają tworzywo, psując wyniki próby. Oznaczmy pierwotną pomiarową średnicę przez d_0 — całkowitą długość części pomiarowej przez l_0 , stałą odległość rysek poprzecznych przez $s_0 = l_0 : n$. Uchwytami wyrzujmy nacisk na główki: próbka wydłuży się nieco i wejdzie w stan równowagi odkształconej. Za pomocą bardzo czułych przyrządów pomiarowych zmierzmy odkształconą średnicę d i długość l , a nadto sprawdzimy wzajemne położenie rysek K i L . Powtarzając te czynności dla różnych wartości sił rozciągających S , pochodzących od uchwytów i jednakowych oczywiście dla całej próbki, każdorazowo stwierdzimy po odkształceniu, że prostoliniowość i osiowa równoległość rysek L nie ulega zmianie, że ryski K są nadal płaskie i prostopadle do osi pręta swemi płaszczyznami, że pierwotne odległości s_0 sąsiednich rysek K rosną jednakowo do s , a pierwotna długość próbki $l_0 = ns_0$ wzrasta do $l = ns$ na tle wydłużenia $\epsilon_s = (s - s_0) : s_0 = (l - l_0) : l_0$, jednostajnego dla całej pomiarowej części próbki.

Te spostrzeżenia stwierdzają bezwzględną ścisłość przewidywań czysto teoretycznych, nie mogą zatem przeczyć prawidłowości poczynionych założeń, aczkolwiek idą znacznie dalej, uzupełniając niedomówienia wniosków teoretycznych, nie dających żadnych podstaw do wypowiedzenia się o postaci odkształconej obwodów K . Pomiaru wskazują niezbicie, że ryski K nie zmieniają swego kształtu kołowego, a środki kół pozostają na osi próbki, natomiast średnice d_0 maleją do wspólnej średnicy $d < d_0$, jednostajnej dla całej pomiarowej części próbki. To zmniejszanie się jest zupełnie symetryczne względem osi, możemy przeto orzec, iż odkształceniom osiowym towarzyszą odkształcenia poprzeczne, jednakowe we wszystkich kierunkach, prostopadłych do osi pręta, a więc jednakowe dla wszystkich średnic każdego przekroju poprzecznego. Odkształcenia poprzeczne polegają na *wydłużeniu poprzecznem* $\epsilon = d - d_0 : d_0$ — w danym wypadku ujemnem, a jednakowem dla wszystkich średnic. Wobec $d < d_0$ wydłużenia poprzeczne dają zwężenie przekroju na tle skrótu jego średnic.

Podobne wyniki dają również i pręty proste o dowolnym przekroju stałym nie kołowym, zaopatrzone w podłużne ryski L , równoległe do osi próbki, i poprzeczne K , znaczące obwody pierwotnych przekrojów poprzecznych. Próbki tego rodzaju, obustronnie zamocowane w uchwytach z łatwością można poddać działaniu sił osiowych rozciągających S , jednoznacznych dla całej próbki. Dla różnych nateżeń S i dla wszelkich stałych przekrojów części pomiarowej — prostolinjowość i osiowa równoległość rysek L nie zmieni się po odkształceniu, obwody K również będą leżały w płaszczyznach prostopadłych do osi pręta, a wydłużenie $\varepsilon_z = (z - z_0) : z_0 = (l - l_0) : l_0$ będzie jednostajne dla całej długości pomiarowej, aczkolwiek w danym wypadku zjawiska te nie występują z taką czystością jak dla przekroju kołowego, wchodzi tu bowiem w grę względna swoboda ruchów cząsteczek w stosunku do sąsiednich. Przekroje osiowe symetryczne o jednakowej swobodzie odkształcania się cząstek, symetrycznych względem osi, nie tracą swej symetrii obwodów: kołowy pozostaje kołowym o mniejszej średnicy, pierścieniowy — pierścieniowym o średnicach zmniejszonych w tym samym stosunku na tle wydłużenia ujemnego $\varepsilon = (d - d_0) : d_0$, jednakowego dla wszystkich średnic — zewnętrznych i wewnętrznych — niemateriałnych; inne przekroje natomiast o skupieniu cząsteczek niesymetrycznym względem osi, zwiężają się nieprawidłowo: płaskie ich boki i łuki obwodu o małej krzywiznie zakłębają wyraźniej pośrodku, słabiej na skrajach, z tego powodu ostrość krawędzi i krzywizna łuków o większej krzywiznie wzrasta, w każdym jednak wypadku obwody odkształcone części pomiarowej pokrywają się i nadal wszystkimi punktami, jakimi kryły się w rzucie i przed odkształceniem, a środki pól nie schodzą z podłużnej osi próbki. Wszystkie powyższe wyniki nie zależą od postaci przekroju poprzecznego, nie stoją w sprzeczności z poczynionymi założeniami, należy przeto powyżej ustaloną teorię uważać, jako doświadczalnie stwierdzoną dla prętów o stałym przekroju, obciążonych osiowymi siłami, rozciągającymi. To samo niżej stwierdzimy dla prętów o stałym przekroju obciążonych osiowymi siłami ściskającymi, a wtedy z łatwością będziemy mogli upewnić się o prawomocności teorii obciążeń i odkształceń osiowych w najogólniejszym wypadku, przechodząc od pręta o stałym przekroju do prętów o przekroju zmiennym, a nawet i brył dowolnego kształtu, osiowo obciążonych. W samej rzeczy, pręt o przekroju zmiennym można podzielić na szereg płytek o znikomej grubości, a każdą z nich rozpatrywać, jako odcinek pręta o stałym przekroju, zatem rozpatrywany pręt powinien dać podobne wyniki przy próbach bezpośrednich, co zresztą stwierdza doświadczenie. Tak samo również płytki, wycięte z bryły o dowolnym kształcie, stanowią odcinki prętów o stałym przekroju odpowiedniej postaci, zatem i w danym wypadku teoria obciążeń i odkształceń osiowych pośrednio zostanie stwierdzona.

§ 7. **Ściskanie prętów prostych.** Pomiedzy równoległe płyty tłoczni probierczej wstawiamy pręt prosty o dowolnym przekroju, stałym dla części pomiarowej i poddajemy działaniu nacisku płyt. Zazwyczaj cały pręt, obustronnie płasko ścięty stanowi część pomiarową, niekiedy część ta łagodnie przechodzi w stożkowe zgrubienia, również na końcach płasko ścięte. W ten sposób da się ustalić ścisły dotyk płaskich den próbki do płyt, zapewniający jednostajny rozkład nacisku i wymaganą symetrię osiową — w tych bowiem warunkach jedynie otrzymać można obciążenie osiowe, jednostajne dla całej długości próbki siłami S ściskającymi. Zachowajmy znakowania poprzednie. Dla różnych natężeń sił S i dla wszelkiego przekroju, stałego w części pomiarowej, ryski L nie tracą swej pierwotnej prostolinijowości i osiowej równoległości, obwody K będą i nadal równoległe, płaskie i prostopadłe polami do osi próbki, natomiast pierwotna odległość z_0 sąsiednich rysek K zmniejszy się do z , a długość pomiarowa $l_0 = nz_0$ zmaleje do $l = nz$ na tle wydłużenia ujemnego $\epsilon_z = (z - z_0) : z_0 = (l - l_0) : l_0$, jednostajnego dla całej długości pomiarowej pierwotnej. Słowem — odkształcenia zachodzą w kierunku odwrotnym. Ta sama odwrotność cechuje również i odkształcenia poprzeczne. Obwody kołowe K pozostają kołami osiowo współśrodkowymi, średnice ich d_0 wzrosną do $d > d_0$ — średnicy jednakowej na całej długości pomiarowej. Wzrost średnic jest zresztą osiowo symetryczny, zatem i tutaj odkształceniom osiowym towarzyszą *wydłużenia poprzeczne* $\epsilon = (d - d_0) : d_0$ dodatnie wobec $d > d_0$, a sprawlające *rozszerzanie* się przekroju, jednakowe we wszystkich kierunkach, prostopadłych do osi na tle wzrostu jednakowego wszystkich średnic. To samo da się spostrzec i dla przekroju pierścieniowego: po odkształceniu jego średnice wewnętrzne i zewnętrzne wzrosną w stosunku jednakowym, ujawniając to samo wydłużenie poprzeczne ϵ dodatnie. Inne przekroje osiowe niesymetryczne również rozszerzają się, lecz nie tak prawidłowo ze względu na różne stopnie względnej swobody ruchów cząstek w stosunku do sąsiednich: płaskie boki i łuki małej krzywizny zwypuklają się najsilniej pośrodku — ostrość krawędzi i krzywizn znacznych maleje; w każdym jednak wypadku obwody odkształconej części pomiarowej pokrywają się i nadal wszystkimi punktami, jakimi kryły się w rzucie przed odkształceniem, a środki ich pól nie zchodzą z osi pręta.

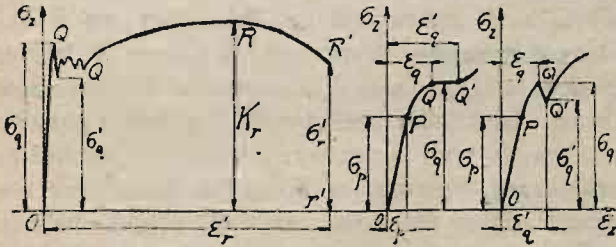
Powyższe wyniki nie zależą od kształtu przekroju — nie stoją więc w sprzeczności z teorią, możemy przeto uważać teorię ściskania i rozciągania, jako stwierdzoną doświadczalnie dla wszelkich wypadków.

§ 8. **Zależność pomiędzy wydłużeniem osiowym i poprzecznym.** Pomiedzy wydłużeniami poprzecznymi a rodzącymi ich osiowymi, powinna niewątpliwie istnieć zależność w postaci funkcji $\epsilon = \varphi(\epsilon_z)$. Najprostszym kształtem jej będzie zależność linjowa $\epsilon = \mu \epsilon_z$ lub $\epsilon_z = m \epsilon$, gdzie $m = 1 : \mu$ o spółczynnikach zmiennych w wypadku ogólnym. Dla pewnych tworzyw

i w pewnych granicach mogą te współczynniki mieć wartość stałą. *Poisson* otrzymał na drodze założeń budowy cząsteczkowej i czysto teoretycznych rozważań — wartość stałą $\mu = 0,25$ — dla tworzyw doskonale jednolitych. Doświadczenia dały wyniki nieco różne: dla żelaza $0,274 \div 0,301$, stali — $0,26 \div 0,36$, miedzi — $0,32 \div 0,378$, niklu — $0,33$, glinu — $0,36$, cynku — $0,27$, brązu — $0,323 \div 0,370$, mosiądzu — $0,327 \div 0,468$, ołowiu — $0,428$, parafiny — $0,50$, kauczuku — $0,50$ i korka $0,00$ — prawie stałe w dużych granicach zmienności ϵ_z . Tworzywa o dużym stopniu jednolitości, jak kryształ lub szkło dają prawie dokładną wartość teoretyczną $0,245 \div 0,250$, natomiast tworzywa niejednolite o budowie gruboziarnistej, (kamienie, żeliwo) lub włóknistej (drzewo) dają dla μ wartości zmienne. Tak, na przykład, dla żeliwa μ waha się w granicach $0,111 \div 0,269$ i zmniejsza przy wzrastaniu ϵ_z . *Bach* daje $\mu = 0,333 = 3 : 10$ dla żelaza i stali, jako wartość średnią wystarczającą do obliczeń, Odkształcenia poprzeczne zazwyczaj pomijamy, jako m krotnie mniejsze od osiowych, praktycznie bowiem dopuszczalne skrajne wartości ϵ_z są nader nieznaczne.

§ 9. Prawo zmienności wydłużeń w stosunku do naprężeń rozciągających. Na pomiarowej długości próbki (Rys. 35) w odległości l_0 mocujemy ostrza *ekstensometru*, przyrządu nader dokładnie mierzącego wydłużenia bezwzględne $l - l_0$. Zazwyczaj nadto rozsuwanie się ostrzy przenosimy drążkami lub sznurkami na obwód bębna wskaźcowego, w taki sposób, aby obroty bębna z nawiniętym nań papierem wykresowym były proporcjonalne do wydłużeń $l - l_0$. Na tym papierze w kierunku poprzecznym, równoległym do osi bębna, znaczy w pewnej skali natężenia sił rozciągających ołówki, połączony z siłomierzem maszyny probierczej. Tak wykreśla się samoczynnie wykres wytrzymałościowy przy rozciąganiu danej próbki. Oś wykresu, nakreślona w kierunku obrotu bębna przy obciążeniu zerem próbki — wyznaczy kierunek odmierzania wydłużeń bezwzględnych w skali wykresu, a zarazem — w skali l_0 razy mniejszej i wydłużeń $\epsilon_z = (l - l_0) : l_0$. Ta oś zwie się przeto *osią wydłużeń* wykresu $O\epsilon_z$. Druga oś, prostopadła, wskaże kierunek pomiaru sił rozciągających, a zarazem i naprężeń w zmienionej skali, przyczem zazwyczaj naprężenia przynależne do danej siły S , rozciągającej, wyznaczamy w stosunku do pierwotnego przekroju F_0 , nieodkształconego pomiarowej części próbki w postaci $\sigma_z = S : F_0$. Właściwie należałoby każdorazowo zmierzyć przekrój odkształcony, odpowiadający danej sile S , wobec jednak znikomych wartości wydłużeń poprzecznych ϵ , średnica d odkształcona niewiele się różni od pierwotnej d_0 , a w dodatku pomiary bezpośrednio średnic d nie są dość ściśle — a więc niezbyt pewne. Zatem zazwyczaj rozpatrujemy naprężenia w stosunku do pierwotnego przekroju, zyskując w ten sposób stałą podstawę do oceniania wartości naprężeń, ponieważ F_0 daje się ściśle wyznaczyć w zależności od pierwotnych pewnych wymiarów próbki. W ten spo-

sób druga oś daje zarazem i naprężenia osiowe, zowie się przeto *osią naprężeń* $O\sigma_z$. Wykresy wytrzymałościowe różnią się znacznie dla pewnych tworzyw: najbardziej urozmaicony wykres daje żelazo zgrzewne, zlewne, stal



Rys. 35 — 37.

miękką i średnią. Od tego wykresu zaczniemy, mianując jego rodzaj jako wykres „II’Z” (Rys. 35).

Z początku, dla małych naprężeń σ_z , zwolna rosnących od zera, bieg wykresu wykazuje nieznaczne tylko wartości wydłużeń, linja bowiem

jego wznosi się szybko ku górze, aż do punktu P — po prostej, pochylonej ku ośi $O\sigma_z$ pod kątem bardzo małym. Widać to wyraźnie na (Rys 36). gdzie ta część wykresu podana jest w skali znacznie większej dla ϵ_z . Zatem w tym pierwszym okresie OP trwa ścisła proporcjonalność wydłużeń do naprężeń, aż do *granicy proporcjonalności* — naprężenia σ_p , odpowiadającego punktowi P i wydłużeniu ϵ_p . Jest to więc okres wydłużeń proporcjonalnych. W tym okresie wymienione wyżej tworzywa zachowują się według pierwszego prawa Hooke’a, a wydłużeniu $\epsilon_z < \epsilon_p$ są prawie zupełnie sprężyste, po sprowadzaniu bowiem stopniowem a ciąglem sił S do zera — ołówek cofa się po tej samej prostej OP do początku wykresu. Odkształcenia te należą jednak do typu mieszanych, łatwo się o tem przekonać za pomocą pomiarów optycznych, wtedy bowiem dają się zmierzyć niewyczuwalnie na wykresie wydłużenia trwale, znikomo zresztą małe a towarzyszące wydłużeniom sprężystym, które stanowią lwią część wydłużeń tego okresu. Tutaj więc mamy stałe wartości E i α .

Począwszy od P , a więc dla naprężeń $\sigma_z < \sigma_p$, krzywa wykresu porzuca stycznie prostą OP i, pochylając się ku ośi $O\sigma_z$, bieży w górę aż do punktu Q . Ten drugi okres *wydłużeń nieproporcjonalnych* ujawnia zmienne wartości α i E , pierwsze prawo Hooke’a nie może tu być stosowane. Mieszane wydłużenia tego okresu zawierają już znacznie większą część niesprężystą, aczkolwiek jeszcze nader nieznaczną w stosunku do sprężystej. Skrajne naprężenie tego okresu σ_q nazywamy *granicy płynności* tworzywa, tutaj bowiem poczyna się nowy *okres płynności*. W tym okresie przy naprężeniu σ_q ciało poczyna się gwałtownie wydłużać „płynnie”. O ile przedtem krzywa wykresu ostro biegła ku górze, o tyle teraz poczyna pełzać poziomo. Tworzywo przechodzi ostre przesilenie wewnętrzne przy naprężeniu σ_q — ostry okres zamętu wewnętrznego — rozchwiania się więzów międzycząsteczkowych. Czasami cały ten przebieg wewnętrzny zachodzi przy stałej wartości naprężenia σ_q (Rys. 36), niekiedy znów nagle

poczyna się przy σ_q i kończy przy znaczeniu niższem naprężeniu σ'_q (Rys. 37), najczęściej jednak mamy cały szereg wahań (Rys. 35) naprężeń w granicach skrajnych wartości σ_q i $\sigma'_q < \sigma_q$, znanych *górną i dolną granicą płynności*. Górna granica odpowiada obciążeniu, wywołującemu rozluźnienie więzów międzycząsteczkowych, które raz wywołane, dokonywa się w dalszym ciągu nawet przy znacznie mniejszej wartości obciążenia i kończy przy dolnej granicy, jak na (Rys. 37), czasami kilka takich wahań kolejno następuje po sobie — niszcząca działalność obciążenia kilkakrotnie ponawia zamęt międzycząsteczkowy, a na tle tych ostrych zaburzeń powstaje każdorazowo uporczywa praca cząsteczek, powołująca do życia nowy stan wewnętrzny tworzywa. W istocie okres płynności stanowi szereg pęknięć międzycząsteczkowych, okres nowego skupienia cząsteczek. Ciało, które ten okres przebyło rdzewieje łatwiej, mocniej podlega żrącemu działaniu kwasów, niż przedtem. Polerowana boczna powierzchnia próbki, staje się nagle matową,—jakby usianą drobnymi otworkami—śladami pęknięć międzycząsteczkowych. Przez te szczeliny przenika snadniej wilgoć lub kwas i niszczy tworzywo łatwiej niż przedtem, kiedy powłoka była gładka i ściśta. Zazwyczaj pęknięcia występują gromadnie na powierzchni próbki w postaci prążków, pochylonych pod kątem blizkim do 45° w stosunku do osi próbki. Prążki pojawiają się po obu stronach części pomiarowej, idąc ku części jej środkowej (Rys. 38), wreszcie znikają po wyjściu tworzywa z okresu



Rys. 38 i 45.

płynności, pozostawiają jednak niewidzialne dla oka ślady, bo rdza przedewszystkiem występuje w tych samych miejscach, dając prążki rdzawe. zanim pokryje całą powierzchnię próbki. Kwasy również znaczą ślady prążków zupełnie wyraźnie. Następujący ciekawy fakt poucza nas, że mamy tu do czynienia z rzeczywistymi pęknięciami międzycząsteczkowymi, ostre uderzenie młotkiem, lub skałeczenie powierzchni próbki sumiennie zagładzone i wypolerowane występują ponownie w zarysach pierwotnych w okresie płynności—w tem miejscu bowiem cząsteczki nadwężone łatwiej ulegają zaburzeniom. Wszystko to wyjaśnia poniekąd, dlaczego wydłużenia okresu płynności dają tak znaczną część niesprężystą, należąc do mieszanych: niewątpliwie winne są temu wewnętrzne pęknięcia międzycząsteczkowe, zwiększające w sposób trwały odległości drobin tworzywa. Aby te odkształcenia sprowadzić do zera, trzebaby cząsteczki rozerwane wewnętrznie spoić, co jak wiadomo nie daje się uskutecznić na zimno, jako, że metal staje się zgrzewnym przy bardzo wysokiej temperaturze. Wyżarzanie próbki i powolne studzenie natomiast niszczy

Wszystko to wyjaśnia poniekąd, dlaczego wydłużenia okresu płynności dają tak znaczną część niesprężystą, należąc do mieszanych: niewątpliwie winne są temu wewnętrzne pęknięcia międzycząsteczkowe, zwiększające w sposób trwały odległości drobin tworzywa. Aby te odkształcenia sprowadzić do zera, trzebaby cząsteczki rozerwane wewnętrznie spoić, co jak wiadomo nie daje się uskutecznić na zimno, jako, że metal staje się zgrzewnym przy bardzo wysokiej temperaturze. Wyżarzanie próbki i powolne studzenie natomiast niszczy

pęknięcia usuwając trwałe wydłużenia. Pochylenie prążków zwanych liniami płynności lub prążkami Hartman'a pozwala niekiedy określić rodzaj tworzywa, kąt bowiem pochylenia ku osi próbki ma zawsze stałą wartość dla danego tworzywa: cynku i stali niklowej 65° , platyny i mosiądzu 64° , stali hartowanej węglistej 63° , srebra i miedzi 62° , stali wyżarzanej 58° i ołowiu 53° . Linje Hartmana na zwykłych próbkach toczonych są prawie niedostrzegalne, występują zatem z całą jaskrawością na polerowanych. Bliższe szczegóły podaje Hartman w Buletin de la Societ  de l'industrie minérale w 1900 roku tom XIV.

Przy dalszem zwiększeniu sił S , tworzywo wchodzi w nowy okres *wydłużeń znacznych*. $Q R$ w lwiej cz ci niesprężystych, trwałych. Wydłużenia rosną nader chyżo, choć i w tym okresie, jak zresztą i w poprzedzających, jednostajnie dla całej pomiarowej cz ci próbki.

Próbka wydłuża się i zwi za poprzecznie wszędzie jednakowo aż do skrajnego naprężenia kończącego ten okres w punkcie R , zwanego *obciążeniem niszczącym* S_p . Odnośna wartość naprężenia niszczącego $\sigma_p = S_p : F_0$ nosi miano *wytrzymałości na rozciąganie* i oznacza się przez K_p . Po cząwszy od punktu P aż do R wartości α i E są oczywiście zmienne. W punkcie R zależność pomiędzy wydłużeniem i zwi zeniem ulega nagłej zmianie, próbka poczyna się gwałtownie związać w jednym, a czasami od razu w kilku miejscach cz ci pomiarowej, tworzy się szyjka (Rys. 39), a czasem cały szereg szyjek—przekrój poprzeczny w tych miejscach szybko maleje, następuje ostatni okres RR' zrywania próbki, kończący się pęknięciem próbki w najbardziej zwi zonym przekroju szyjki. Podczas trwania tego okresu natęzenie sił spada gwałtownie: dzieło zniszczenia rozpoczęte przy skrajnej wartości S_p sił rozciągających, kończy się przy znacznie mniejszej S'_p . To samo widzeli my zresztą podczas okresu płynności — i tu również najwi zsze obciążenie S_p idzie na pokonanie oporu cząsteczkowego, aby dokona  zniszczenia rozpoczętego, wystarcza siła znacznie mniejsza. Naprężenie przynależne do końcowej siły S'_p zrywającej nazywamy *naprężeniem rozrywającym* i oznaczamy przez $\sigma'_p = S'_p : F_0$; daje ono najwi zsze wydłużenie próbki ϵ'_p , prawie zupełnie pozbawione cz ci sprężystej.

Po pęknięciu szyjka ma wygląd bardzo ciekawy — po środku widać ziarnistą powierzchnię, niekiedy zupełnie płaską, czasami pooraną w bruzdy, po bokach wznoszą się strzępy w postaci ostrych sopli, lub pochyłego krążka częściowo poszarpanego. Źelazo zlewne i zgrzewne przeważnie zrywa się w sposób wskazany na (Rys. 41). Srodkowa prostopadła do osi powierzchnia δ wznosi się po bokach kołnierzowo, zazwyczaj jedna cz ć kołnierza pozostaje na jednej cz ci próbki zerwanej — druga na drugiej. Stal miękka zrywa się prawie zupełnie tak samo, niekiedy cały kołnierzyk pozostaje na jednej cz ci próbki, niekiedy po pada w postaci

krążka. Stal średnia tworzy sople i strzępy (Rys. 42), okalające zbrózdzoną środkową powierzchnię ukośnie ściętą. Stal twarda rwie się, jak na (Rys. 43) z wązkim powyszczerbionym kołnierzem, a niekiedy wprost w płaszczyźnie najwęższego przekroju szyjki (Rys. 44). W obu ostatnich wypadkach środkowa ziarnista powierzchnia ma układ gwiazdzisty bródek rozchodzących się z jednego punktu, czasem leżącego na osi, a najczęściej na obwodzie.

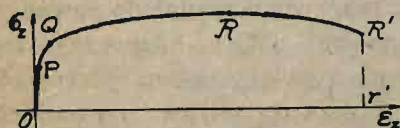
W tym wypadku punkt wyjścia stanowi plamkę ciemniejszą, która bynajmniej nie oznacza wady tworzywa, wskazuje tylko na pierwotny punkt od którego rozpoczął się rozłam cząsteczek.

Oba kawałki próbki zerwanej zetknięte powierzchniami pęknięcia (Rys. 45) umożliwiają pomiar długości l' pomiędzy skrajnymi ryskami części pomiarowej. Stosunek $\varphi = (l' - l_0) : l_0$ nazywamy *wydłużeniem próbki zerwanej*. Jest on prawie równy ε'_p — skrajnemu wydłużeniu próbki przed zerwaniem, a raczej ściśle równy trwałej części odkształcenia skrajnego ε'_p . Praktycznie $\varphi = \varepsilon'_p$, sprężysta bowiem część wydłużenia ε'_p stanowi wielkość znikomą, ginącą wprost w stali wykresu. W ostatnim okresie zrywania próbki wydłużenia osiowe i poprzeczne nie są jednostajne dla części pomiarowej próbki. Pomiaru bezpośrednie wskazują wyraźny wzrost wartości ε_z i ε w kierunku od skrajnych przekrojów — ku szyjce. Łatwo to sprawdzić mierząc odległości rysek sąsiednich (Rys. 45): najmniejsze będą odległości pomiędzy ryskami skrajnymi s_1 i s_{10} , największa pomiędzy ryskami zawierającymi szyjkę — s_5 . W taki sam sposób zmieniają się średnice od największych na obu skrajnych przekrojach części pomiarowej — do najmniejszej w szyjce d' . Stosunek $(d' - d_0) : d_0$ mógłby stanowić miarę zwężenia w szyjce, gdybyśmy rozpatrywali wyłącznie tylko próbki cylindryczne. Niekiedy jednak przepisy wskazują użycie próbki o przekroju prostokątnym, dla blach — idzie bowiem o to, aby próbka pracowała z zachowaniem obu zewnętrznych powierzchni walcowanych blachy — a więc w warunkach zbliżonych do rzeczywistych. Próbki tego rodzaju mają więc grubość przekroju równą grubości blachy i szerokość w części pomiarowej $g \div 5g$, gdzie g oznacza ową grubość blachy. Otrzymamy w ten sposób prostokątny przekrój pomiarowej części pręta, uniemożliwiający wyznaczenie miary zwężenia w postaci wyżej zaznaczonej. Zazwyczaj przeto mierzymy pole F' poprzecznego przekroju w najwęższym miejscu szyjki, stosunek $\psi = 100 (F_0 - F') : F_0$ zwany *przezwężeniem* próbki zerwanej stanowi miarę zwężenia przekroju w pęknięciu ogólną dla wszelkich próbek. Próbki płaskie o przekroju prostokątnym, dają oczywiście te same wykresy są jednak mniej wygodne w użyciu, wymagają bowiem pewnego zamocowania w uchwytach.

W ostatnich czasach poczęto rozpatrywać pole wykresu [OQQ'RR'rO], jako dające pracę sił rozciągających aż do zerwania próbki w [RG,CM] ina-

czej mówiąc pracę naprężeń aż do zerwania. Ta praca podzielona przez objętość części pomiarowej próbki $F_0 l_0$ stanowi t. zw. *pracę jednostkową wykresu II* w [kgcm : cm³]. Praca właściwa wykresu II, łącznie z granicą proporcjonalności σ_p i granicą płynności górną σ_q i dolną σ'_q , wytrzymałością na rozciąganie K_r , wydłużeniem φ i przewężeniem ψ próbki zerwanej — stanowią cechy wytrzymałościowe tworzywa. Niekiedy rozpatrujemy *granice sprężystości* σ_s to jest naprężenie skrajne, odpowiadające skrajnemu sprężystemu wydłużeniu ϵ_s , aczkolwiek, jakśmy to już wyżej zaznaczyli wykres naprężeń i odkształceń doskonale sprężystych nie ujawnia. Zazwyczaj przeto nazywamy granicę sprężystości naprężenie σ_s przynależne do wydłużenia ϵ_s mieszanego, pozostawiającego po odciążeniu wydłużenie trwałe 0,03% pierwotnej długości l_0 . Granica sprężystości leży zawsze poniżej granicy płynności górnej wykresu.

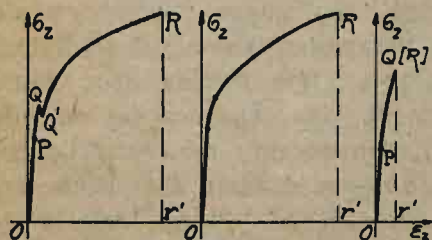
Inne tworzywa nie dają tak urozmaiconych wykresów. Miedź, bronz armatni i pewne gatunki stali twardej dają wykres „WM” (Rys. 46). Widzimy tu mniej lub więcej wyraźnie zaznaczamy okres wydłużeń proporcjonalnych OP, przechodzący w okres wydłużeń nieproporcjonalnych PQ.



Rys. 46.

Okresu płynności brak zupełnie, w punkcie bowiem Q rozpoczyna się bezpośrednio okres wydłużeń znacznych, zakończony okresem zrywania próbki RR'; podczas trwania tego okresu tworzy się szyjka. W danym wypadku wartość σ_q oraz σ'_q nie istnieje, mimo to jednak wyznaczają i w danym wypadku *granice* płynności jako naprężenie σ_q przynależne do wydłużenia ϵ_q , mieszanego pozostawiającego wydłużenie trwałe 0,2% — 0,5%, zazwyczaj 0,3% pierwotnej długości l_0 .

Stal sprężynowa, mosiądz i bronz dają wykres „WS” (Rys. 47) z wyraźną granicą płynności, lub (Rys. 48) niewyraźną. Widzimy tu w obu wypadkach okres proporcjonalności OP, przechodzący w okres wydłużeń nieproporcjonalnych. Z kolei mamy okres płynności QQ' wyraźny, przechodzący w okres wydłużeń znacznych Q'R (Rys. 47). W drugim wypadku po okresie wydłużeń nieproporcjonalnych następuje bezpośrednio okres wydłużeń znacznych, granica przeto płynności określa się jak wyżej. Tego typu wykresy odznaczają się brakiem ostatniego okresu zrywania — próbki zrywają się zgnęta, bez szyjki, gdziekolwiek na pomiarowej długości zwięzonej do skrajnej średnicy d' . Tutaj więc: $F' =$



Rys. 47, 48, 49.

$= \frac{1}{4} \pi d'^2$.

Kamienie, skóry, tworzywa włókniste i żeliwo, wogóle tworzywa niejednolite ziarniste lub włókniste, oraz pewne gatunki drzewa, jak mahoń, lipa, jesion i t. p. dają wykres „WK” (Rys. 49) złożony z mniej lub więcej wyraźnego, nader krótkiego dla tworzyw gruboziarnistych okresu proporcjonalności OP i bezpośrednio po nim następującego okresu wydłużeń nieproporcjonalnych PQ, zakończonego nagłym zerwaniem się próbki bez śladu szyjki. Prawie dla wszystkich tworzyw tej gromady krzywa wykresu jest wypukła w stosunku do osi naprężeń, dla skóry natomiast wyraźnie wklęśła. Dla tej gromady ciał $\sigma_q = K_r$, a φ jest nader nieznaczne.

Ustalone powyżej cechy wytrzymałościowe określają zasadnicze własności tworzywa. Granica proporcjonalności σ_p określa obszar panowania pierwszego prawa Hooke'a, poza tą granicą wydłużenia rosną nieproporcjonalnie do naprężeń — współczynniki α i E mają wartości zmienne.

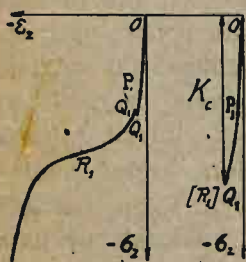
Wytrzymałość na rozciąganie K_r wyznacza wartość siły zrywającej, a zarazem określa wartość skrajną obciążenia statycznego, stopniowego, kiedy siły rosną od zera aż do natężenia skrajnego niszczącego, jak to najwidoczniej zachodzi w danym razie przy próbie na rozciąganie. Naprężenie K_r stanowi przeto miarę obciążenia statycznego. Im wyższe K_r , tem wyżej można obciążać tworzywo siłami rosnącymi zwolna do pewnego skrajnego natężenia. Ciała gromady wykresowej „WK” odznaczają się wogóle bardzo niskimi wartościami K_r — nie powinny zatem pracować, jako ogniwa rozciągane. Stosuje się to zwłaszcza do żeliwa i wszelkich rodzajów kamieni naturalnych i sztucznych, jako to cement i beton.

Wydłużenie i przewężenie próbki zerwanej φ i ψ dają miarę rozciągliwości tworzywa. Duże wartości φ i ψ dają miarę rozciągliwości tworzywa. Duże wartości φ i ψ przynależą do tworzyw ciągliwych, miękkich, małe — do nierozciągliwych, „twardych”.

Wreszcie Π może być rozpatrywane, jako wytrzymałość dynamiczna tworzywa. Gdy obciążenie zewnętrzne działa w sposób nagły, gdy siły rozciągające, z nagłą przyłożone w nader krótkim przeciągu czasu rozwijają swe natężenia całkowite, obciążenie nazywamy dynamicznem lub „nagłym”. W wypadku obciążenia statycznego, spokojnego, wyczerpywanie się energii oporowej próbki następuje na tle zwolna rosnących wydłużeń, wywołanych działaniem sił odkształcających, które zwolna, choć ciągle rosną aż do najwyższej wartości niszczącej. Inaczej rzecz się ma, gdy siły rozciągające działają w sposób nagły, dynamiczny, rozwijając odrazu znaczną energję odkształcającą, która może się w dodatku całkowicie wyładować w pewnym tylko punkcie ciała obciążonego. Zatem idzie tu raczej o zasób pracy a nie o natężenie siły niszczącej: opór tworzywa musi być wyczerpany w miejscu zerwania — energii odkształcającej przeciwstawi się całkowita praca wykresu. Im przeto Π większe, tem wyższy zapas pracy dynamicznej może ujawnić dane tworzywo, tem lepiej wytrzymuje

uderzenia, wstrząśnienia. Ciała gromady wykresowej „WK“ nie mogą być narażane na znaczne wstrząśnienia i uderzenia, dają bowiem znikome wartości dla II. Tem się tłumaczy nader częste wypadki pęknięcia żeliwnych części ruchu, stąd pochodzą również surowe przepisy, zakazujące używania ciężkich młotów przy obróbce kamieni. Wreszcie granica płynności σ_q , jako niewątpliwie wyższa od σ_p i σ_s , a łatwo wprost z wykresu wyznaczalna daje przybliżone pojęcie o σ_p i σ_q — posiada przeto duże praktyczne znaczenie.

§ 10. Prawo zmienności wydłużeń ujemnych w stosunku do naprężeń ściskających. I w danym wypadku utrwalamy przebieg prób wykreślnie. Część pomiarową ujmujemy w ostrza, gdy próbka ma całkowitą długość większą od pomiarowej. Zbliżanie się ostrzy przetwarzamy w proporcjonalny ruch obrotowy bębena z nawlniętym papierem. Gdy cała długość próbki gra rolę długości pomiarowej, przenosimy na bęben zbliżanie się płyt maszyny probierczej bez pomocy ekstensometru. W ten sposób można wprost z wykresu odmierzać wydłużenia bezwzględnie $l-l_0$ lub jednostkowe $\varepsilon_z = (l-l_0) : l_0$ w stali odpowiedniej — w kierunku obrotu bębna — wzdłuż osi $O\varepsilon_z$ wykresu. Prostopadle do tej osi porusza się ołówek, połączony z siłomierzem, można więc i tu odmierzać w skali siły osiowej S lub naprężenia σ_z w kierunku prostopadłej osi $O\sigma_z$ — naprężeń ściskających i tutaj bowiem naprężenia wyznaczamy w stosunku do przekroju pierwotnego F_0 części pomiarowej ze wzoru $\sigma_z = S : F_0$, a to w celu uniknięcia żmudnych i niepewnych pomiarów przekrojów odkształconych. Wobec ujemnych wartości naprężeń i wydłużeń oś $O\sigma_z$ kierujemy w dół, a $O\varepsilon_z$ w lewo. Wykresy tworzyw wyszczególnionych w ustępie poprzednim posiadają tożsamościowe początkowe okresy, zjawiska bowiem występują z razu w sposób zupełnie podobny, lecz w kierunku odwrotnym. Za-

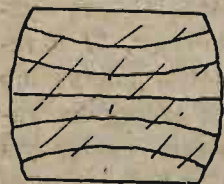


Rys. 50—51.

tem tworzywa gromad wykresowych „WZ” i „WS” przy ściskaniu dają wykres „WQ” (Rys. 50) o wyraźnym okresie wydłużeń proporcjonalnych OP_1 , wydłużeń nieproporcjonalnych P_1Q_1 , tu jednak granice proporcjonalności σ_{pc} i płynności σ_{qc} są wyższe od σ_p i σ_q dla tych samych tworzyw. W okresie płynności Q_1Q_1 naprężenie stoi w mierze lub opada do Q_1 nagłym uskokiem lub szeregiem wahań, jak przy rozciąganiu, W okresie następnym wydłużeń znacznych Q_1R_1 krzywa wykresu wznosi

się powoli, natomiast wydłużenia ujemne szybko rosną. Tworzywa gromad wykresowych „WM” i „WS” o niewyraźnym okresie płynności dają podobny zupełnie wykres „WR”, jak na (rys. 46 lub 48). W obu wypadkach krzywa wykresu przegina się w punkcie R_1 i stając się wypukłą względem osi wydłużeń, poczyna się wznosić ku górze, uchodząc w nie-

skończoność w kierunku osi naprężeń. Tylko co opisany bieg krzywej odpowiada w zupełności kolejnej następczości zjawisk. Zrazu w okresie proporcjonalności wydłużenia ujemne są nader nieznaczne i prawie zupełnie sprężyste, w okresie wydłużeń nieproporcjonalnych część ich niesprężysta wzrasta. W okresie płynności próbka ujawnia dość znaczne wydłużenia ujemne a nadto wyraźne rozszerzenie przekroju: oba te odkształcenia są już wyraźnie w znacznej części niesprężyste. Zatem i przy rozciąganiu granica sprężystości σ_{sc} leży poniżej σ_{qc} . W następnym okresie wydłużeń znacznych próbka poczyną rozplaszczać się; poprzeczny przekrój staje się coraz szerszy — z konieczności przeto siły osiowe muszą gwałtownie rosnać, aby podołać dalszemu ściskaniu. To rozplaszczanie się próbki nie ma granic: ściskanie rozgniatą tworzywo, nie powoduje pęknięcia. Niekiedy po bokach próbki tworzą się szpary, nie wpływa to jednak na przebieg zjawisk tylko co opisanych. Zatem dla tworzyw ciągliwych, należących do wymienionych wyżej gromad wykresowych wytrzymałość na ściskanie K_c nie istnieje, granica płynności σ_{qc} nieco wyższa od σ_q gra rolę K_c wytrzymałości na ściskanie tworzywa, zresztą zupełnie słusznie, po przekroczeniu bowiem σ_{qc} tworzywo staje się płynne, przeradza się wewnętrznie, nabiera innych własności. Zjawisko rozgniatania próbki przez długi czas nie było właściwie tłumaczone, zazwyczaj bowiem dla uniknięcia krzywienia się próbki przy ściskaniu stosowano próbki o małej wysokości w postaci prawidłowych sześciątów — czyli kostek, lub cylindrów o przekroju pionowym kwadratowym, bezpośrednio zaciśniętych pomiędzy płytami maszyny probierczej. Tego rodzaju próbki po przekroczeniu σ_{qc} znagła przybierały kształt beczkowaty, a skrajne przekroje zaciśnięte w płytach nie ulegały przytem rozszerzeniu. — Tworzywo wyraźnie skupiało się w przekrojach środkowych pomiędzy płytami i wyciekało na boki dając największe rozszerzenie średniego przekroju poprzecznego. Ten przebieg zjawisk z łatwością daje się spostrzec, przy ściskaniu próbki ołowianej złożonej z cylindrycznych plasterków ołowianych, jednakowej średnicy i grubości, ułożonych w stos i zlekka proszkiem kredowym przypudrowanych na płaskich powierzchniach dotyku. Próbka w ten sposób zbudowana przybiera kształt beczkowaty pod działaniem nacisku płyt, i po rozcięciu przez środek ujawnia (Rys. 52) odkształcony układ krążków dzięki przypudrowaniu powierzchni styku. Prócz środkowego przekroju i obu skrajnych den próbki wszystkie przekroje poprzeczne pierwotnie płaskie ulegają tu wyraźnemu zwypukleniu, na tle wyciekania tworzywa na boki, dającego ów kształt beczkowaty próbek.



Rys. 52.

Przy dalszym nacisku beczka staje się krążkiem po bokach mocno wypukłym — plasterkiem — blaszką. Cały ten szereg zjawisk zdaje się prze-

czyć ustalonej teorii odkształceń i naprężeń osiowych, w istocie jednak mamy tu do czynienia z czynnikami zupełnie przypadkowymi, z działaniem tarcia den próbki o płyty. Skrajne przekroje próbki na płask przywarte do płyt nie mogą się odkształcać swobodnie w kierunku poprzecznym, jako unieruchomione siłą tarcia o płyty. Obie zewnętrzne warstwy cząsteczek próbki, przywarte do płyt cisnących powodują z kolei częściowe unieruchomienie sąsiednich warstw cząsteczek głębiej w kierunku środkowego przekroju próbki położonych, aczkolwiek te nowe warstwy pośrednio unieruchomionych cząsteczek z natury rzeczy już są mniej rozległe, jako oparte na warstwach skrajnych. To samo działanie w stopniu jeszcze słabszym udziela się warstwom następnym, jeszcze bliżej do środkowego przekroju położonym, słowem tworzy się w próbce cylindrycznej niejako dwa stożki, a w kostce dwie piramidy, oparte o dna próbki i obrócone wierzchołkami w głąb próbki. Te gromady cząstek unieruchomionych drążą wewnątrz próbki wypychając na boki otaczające cząsteczki, zatem prócz naprężeń osiowych mamy tu dodatkowo siły cząsteczkowe odśrodkowe, powodujące owo wyciekanie tworzywa na boki, wyraźne zwłaszcza w okresie płynności.

— Pierwotna czystość zjawisk ściskania jest przeto zmacona dodatkowym działaniem tarcia płyt, dlatego też w ostatnich czasach poczęto stosować próbki ściskane o pomiarowej części obustronnie zakończonej łagodnymi stożkami na końcach przechodzącymi w główki cylindryczne, przylegające do płyt cisnących. Próbki tego rodzaju ujawniają przy ściskaniu jednakowe wydłużenia ε_z i ε dla całej pomiarowej długości, mimo to jednak próby na ściskanie wykonywane są dość rzadko, służą bowiem tylko do wyznaczenia σ_{pc} , σ_{qc} i σ_{sc} . Wyżej zaznaczyliśmy, że granice σ_{pc} , σ_{qc} i σ_{sc} są wogóle wyższe od σ_p , σ_q i σ_s : wytrzymałość tworzyw ciągliwych na ściskanie jest wogóle wyższa od wytrzymałości na rozciąganie, wystarcza przeto zwykła próba na rozciąganie. Tworzywa gromady wykresowej „WK” dają zgoła inny wykres przy ściskaniu (Rys. 51) „WU”. Po znikomym małym okresie proporcjonalności OP , zazwyczaj zgoła niedostrzegalnym następuje okres wydłużeń nieproporcjonalnych, kończący się w punkcie Q_1 , pęknięciem próbki, przy skrajnym naprężeniu K_c zwanem wytrzymałością na ściskanie tworzywa.

Próbki niskie cylindryczne i sześciennie pękają wzdłuż powierzchni drążących stożków lub piramid unieruchomionych cząstek, przyczem odpadają boczne warstwy tworzywa, a po pęknięciu wyraźnie zaznacza się zarys warstw drążących (Rys. 53). Próbki nowszego rodzaju o których była mowa pękają na długości pomiarowej zazwyczaj wzdłuż przekroju płaskiego skośnego względem osi podłużnej próbki. W ogólnym wypadku K_c wielokrotnie przewyższa K_T i tworzywa mało wytrzymałe na rozciąganie uja-

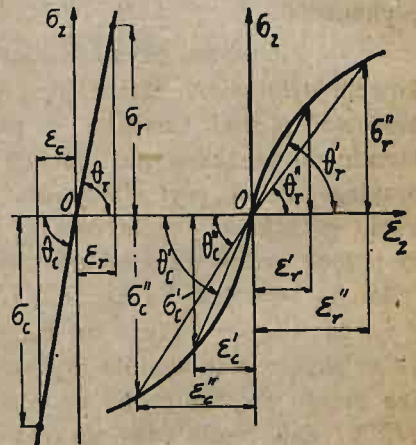


Rys. 53.

wniają znacznie wyższą wytrzymałość na ściskanie. Dotyczy to żeliwa i tworzyw kamiennych przeważnie używanych w budownictwie, gdzie obciążenie ogniw stanowią zazwyczaj siły cisnące. Zatem w ogólnym wypadku jednoimienne naprężenia ściskające są wyższe od rozciągających dla tego samego tworzywa. Przewaga ta dla granic proporcjonalności i płynności jest tylko pozorna, bo naprężenia wyznaczamy w stosunku do przekroju pierwotnego F_0 próbki. Przy rozciąganiu F_0 maleje, przy ściskaniu wzrasta, istotne przeto naprężenia są wyższe od $\sigma_z = S : F_0$ przy rozciąganiu, niższe przy ściskaniu. Przy ścisłym uwzględnieniu odkształceń poprzecznych rzeczywiste wartości granic proporcjonalności i płynności są jednakowe dla obu rodzajów obciążeń osiowych, natomiast bezwzględnie $K_c > K_r$.

§ 11. Wyznaczanie wartości współczynników sprężystości podłużnej.

Poniżej granicy proporcjonalności krzywa wykresu bieży po prostej w obu dziedzinach odkształceń osiowych. Mierząc dokładnie wydłużenia ϵ_r i ϵ_c , przynależne do σ_r rozciągających i σ_c ściskających, zresztą zupełnie dowolnych naprężeń tego okresu, z łatwością możemy wyznaczyć odnośne wartości współczynników sprężystości podłużnej tworzywa ze wzorów $E_r = \sigma_r : \epsilon_r$ oraz $E_c = \sigma_c : \epsilon_c$, przyczem jak widać z (Rys. 54) $E_r = tg \Theta_r$, oraz $E_c = tg \Theta_c$. W ogólnym wypadku, a zwłaszcza dla żelaza i stali $\Theta_r \approx \Theta_c$, zatem zjednoczony wykres naprężeń i wydłużeń osiowych przebiega przez początek osi po wspólnej prostej. Dla wszystkich $\sigma_r < \sigma_p$ oraz $\sigma_c < \sigma_{pc}$ okresu proporcjonalności E_r, E_c mają wartości stałe. Dla tworzyw o znikomiej małej granicy proporcjonalności — należących do gromady wykresowej

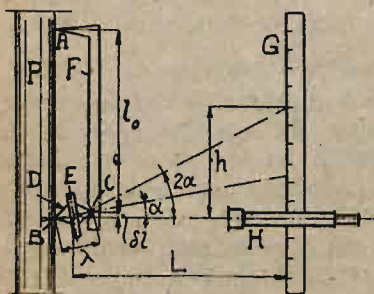


Rys. 54 i 55.

WK stosunki $E'_r = \sigma'_r : \epsilon'_r = tg \Theta'_r$, $E''_r = \sigma''_r = tg \Theta''_r$, $E'_c = \sigma'_c : \epsilon'_c = tg \Theta'_c$, $E''_c = \sigma''_c : \epsilon''_c = tg \Theta''_c$ dają wartości zmienne współczynników sprężystości podłużnej, jak to zresztą najlepiej widać z (Rys. 55), mimo to jednak, ze względu na stosunkowo szczupłe podstawy wykresów tej gromady każdorazowo można ustalić średnie wartości dla E_r i E_c , lub wskazać ich granice zmienności. Można również krzywą wykresu „WK” wyrazić wzorem Schüle-Bacha $\epsilon = \sigma^n : E$, a wtedy wartości E i n będą prawie stałe w stosunkowo dość znacznych granicach obciążeń. Tak, dla żeliwa Bach otrzymał $n_r = 1,083$, $E_r = 1338000$, $n_c = 1,035$, $E_c = 1043000$.

Wzory potęgowe dają wystarczającą dokładność, nie są jednak chętnie stosowane, wobec powikłań matematycznych na tle wartości n , różnej od jedności, zazwyczaj przeto używany jest wzór zwykły $\epsilon = \sigma : E$ nawet dla dalszych dziedzin wykresów poza granicą płynności, a więc w obszarze zmiennych wartości E .

§ 12. Przykłady i ćwiczenia. 1-o Pomiary współczynnika sprężystości podłużnej robią się zwykle za pomocą ekstensometru zwierciadłowego (Rys. 56). Na próbce P w lekkim nacięciu poprzecznym tkwi ostrze A drążka F . W odległości pomiarowej l_0 w nacięciu również poprzecznym C drążka F , przyciskanego do próbki sprężynką pominiętą na rysunku, obraca się ostrze podwójnego pryzmatu D , zaopatrzonego w lustro E . Drugie ostrze krawędzi pryzmatu opiera się na próbce w B . W pierwotnym położeniu nieodkształconym lustro E prostopadłe do linii ostrzy BC pryzmatu B było pionowe, linia ostrzy BC pozioma, zatem odległość AB mierzona wzdłuż osi próbki, była równa l_0 , pierwotnej długości pomiarowej. Po odkształceniu osiowem dodatniem lub ujemnym, pomiarowa część próbki AB wydłużyła się lub skróciła: ostrze B zeszło z płaszczyzny poziomej nadal przez C przechodzącej, a pryzmat wraz z lustrem pochylił



Rys. 56.

się o kąt α na tle wydłużenia δl — stanowiącego różnicę poziomów ostrzy BC . Na rysunku ostrze B obniżyło się o δl w stosunku do C , mamy więc tu do czynienia z wydłużeniem dodatniem. W odległości L od środka pryzmatu ustawiono pionową skalę G . Przez lunetę H przy pierwotnym położeniu pionowym lusterka widać było punkt zerowy skali, leżący w płaszczyźnie poziomej, przez oś lunety poziomo przeprowadzonej. Po odkształceniu promień odchylił się o kąt 2α na tle pochylenia lusterka — w lunecie odczytamy podziałkę h skali pionowej, jak to zresztą najlepiej dostrec

na rysunku. Niech λ oznacza odległość ostrzy pryzmatu BC zatem $\delta l = \lambda \sin \alpha$, nadto $h = L \tan 2\alpha$. Z tego ostatniego wzoru można wyznaczyć α , a wtedy pierwszy wzór da wartość bezwzględną wydłużenia δl . Wobec nieznaczących wartości wydłużeń $\sin \alpha \approx \alpha$, $\tan 2\alpha \approx 2\alpha$, zatem będziemy mieli w przybliżeniu $\delta l = \lambda h : 2L$. Zazwyczaj dla wyrównania błędów pomiarowych na próbce ustawia się drugi ekstensometr średnicowo symetryczny, zaopatrzonego również w lunetę i drugą skalę, odległość L dobiera tak, aby otrzymać dokładność pomiarową dochodzącą do $1 : 5000 \text{ m/m}$. Większa dokładność nie daje się otrzymać praktycznie ze względu na trudność dokładnego pomiaru λ . Zatem mamy $\epsilon = \delta l : l_0 = \lambda h : 2L l_0$. — Dla jednego z przyrządów tego typu $\lambda = 3,664 \text{ m/m}$, odległość skali obieramy $L = 500 \lambda = 1832 \text{ m/m}$, zatem $\epsilon = h : 1000 l_0$. Ze stali specjalnej wykonana próbka (Rys. 34) ma pierwotną średnicę $d_0 = 20 \text{ m/m}$. Ze względu na szczupłą wysokość skali (300 m/m) obieramy $l_0 = 100 \text{ m/m}$. Przy pomiarach nie można odciać próbki do zera, z łatwością bowiem próbka może się wtedy poruszyć w uchwytach i popsuć otrzymane wyniki, rozpoczynamy przeto od $S = 1t$, czyli od pierwotnego naprężenia $\sigma = 1000 : 3,14 = 318,5 \text{ kg/cm}^2$.

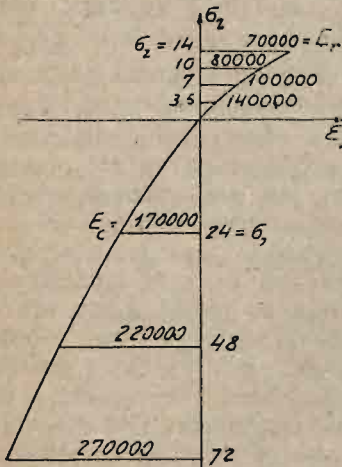
i ustawiamy lusterko przy tem obciążeniu tak, aby widać było zerową podziałkę skali. Z kolei dajemy wartości rosnące o 2000 kg. każdorazowo powracając do pierwotnego obciążenia ze względu na konieczność wyznaczenia odkształceń trwałych. W danym wypadku $\varepsilon = 3,664h : [2 \times 100 \times 1832] = 0,00001h$, przyczem h stanowi średnią odczytów na skalach h_1 i h_2 . Wyniki spostrzeżeń ujęte są w zestawieniu, gdzie prócz h_1 i h_2 podano wartości wydłużenia ogólnego $\varepsilon_0 = 0,00001h$, trwałego ε_t i sprężystego ε_s oraz odnośnie wartości E_0 i E_s .

St.	h_1 m/m	h_2 m/m	$\varepsilon_0 \cdot 10^5$	$\varepsilon_t \cdot 10^5$	$\varepsilon_s \cdot 10^5$	$E_0 \cdot 10^4$	$E_s \cdot 10^4$	σ_z
1	0	0						
1	3 0	30,5	27,7	29,1		219	219	954,9
1	5 0	61,0	58,6	59,8	0,0	213	219	1591,6
1	7 1,8	90,1	88,7	89,4	1,6	214	219	2228,2
1	9 2,3	122,3	118,5	120,4	2,0	211	218	2864,8
1	11 3,9	152,5	150,3	151,6	3,7	210	218	3501,4
1	13 6,0	183,1	179,9	181,5	5,7	210	218	4138,0
1	14 6,7	198,1	194,9	196,5	6,5	210	215	4456,3
1	15 7,2	219,2	218,0	219,6	7,0	203	—	4774,8

Pierwszy szereg wskazuje kolejną zmianę obciążeń, w drugim szeregu podano odpowiednie odczyty na obu skalach. Szeregi następne zawierają wyniki obliczeń. Początkowa wartość siły osiowej $S = 1t$; odczyty $h_1 = h_2 = 0$, zwiększamy siłę do $3t$, lusterka pochylają się dając $h_1 = 30,5$ $h_2 = 27,7$ m/m. Ponowne odciążenie próbki do $S = 1t$ daje znów $h_1 = h_2 = 0$, odkształcenie jest zupełnie sprężyste. Przy następnem obciążeniu do $5t$ i odciążeniu do $1t$ mamy $h_1 = 1,8$, $h_2 = 1,4$ m/m zatem już pojawiają się nieznaczne odkształcenia trwałe, które potrącić należy przy wyznaczeniu odkształceń sprężystych, przynależnych do $S = 5t$, a więc odjąć od wskazań $h_1 = 61,0$ i $h_2 = 58,6$. W ten sposób dla siły $5t$ otrzymamy średnio odkształcenie ogólne $h = 59,8$, zawierające część trwałą $h_t = 1/2 (1,8 + 1,4) = 1,6$ i sprężystą $h_s = h - h_t = 58,2$ m/m. W stosunku do początkowej pomiarowej długości $l_0 = 100$ m/m odpowiadającej początkowej wartości siły osiowej $S = 1t$ mamy dla siły osiowej $S = 3t$, $E_t = 0,0$, zatem $\varepsilon_0 = \varepsilon_s = 0,000291$, oraz dla $S = 5t - \varepsilon_t = 0,000016$, $\varepsilon_0 = 0,000598$ i $\varepsilon_s = 0,000582$, a więc ε_s dwukrotnie wyższe od poprzedniego. Istnieje przeto proporcjonalność wydłużeń sprężystych w stosunku do przyrostu sił osiowych $3 - 1 = 2t$ i $5 - 1 = 4t$, zupełnie ścisła, a przybliżona dla wydłużeń ogólnych. Ponieważ pierwotna pomiarowa długość próbki różni się od l_0 o przyrost ujemny znikomo mały przynależny do siły osiowej $S = 1t$, możemy więc wyznaczyć wartość E ze wzoru $E = \sigma : \varepsilon$ w stosunku do wyżej wyznaczonych wydłużeń i przyrostów sił. W ten sposób otrzymamy szereg wartości wyraźnie zmiennych dla E_0 i prawie stałych dla E_s — zatem istotna proporcjonalność naprężeń istnieje tylko w stosunku do wydłużeń sprężystych i to w dość szerokich granicach obciążenia, bo aż do granicy proporcjonalności $\sigma_p = 4138$ kg/cm² — a przybliżona dla ogólnych.

Powyżej tej granicy E_s gwałtownie maleje — nastąpił bowiem okres wy-

dłużeń nieproporcjonalnych, wreszcie przy $\sigma_q = 4774,8 \text{ kg/cm}^2$ próbka poczęła się wydłużać gwałtownie — naprężenia dosięgły granicy płynności. Tą metodą pomiarów ścisłych otrzymać można następujące wartości współczynnika sprężystości E_s przy rozciąganiu:



Rys. 57.

żelaza zgrzewnego $E=2000000$, $\sigma_p > 1300$, $\sigma_q > 1800$, zlewne $E=2150000$, $\sigma_p > 1800$, $\sigma_q > 2000$, stali zlewnej $E=2200000$, $\sigma_p = 2500 \div 6000$, $\sigma_q > 3000$, żeliwa $E = 750000 \div 1050000$, $\sigma_p = 9 \text{ kg/cm}^2$. To ostatnie tworzywo należące do gromady wykresowej „WK” ma nader niską granicę proporcjonalności praktycznie równą zeru. Powyżej tej granicy E_s ma wartości zmienne, jak zresztą dla wszelkich tworzyw tej gromady wykresowej; stwierdza to najlepiej załączony wykres zjednoczony *marmuru*, gdzie obok poszczególnych wartości naprężeń rozciągających i ściskających podane są wartości E . (Rys. 57).

2-o. Próby na rozciąganie.

Próbka żelazna (Rys. 34) znaczy się przed włożeniem do uchwytów maszyny probierczej podłużną rysą L , za pomocą kątownej linijki i ryłca, przeciętą poprzecznie ryskami K na całej długości pomiarowej $l_0 = 20 \text{ cm}$. w odległościach dwucentymetrowych. Do prób wystarczają krótkie ryski obejmujące drobny łuk obwodu K , słowem poprzeczne znaczki 2—3 m/m długości, przecinające pojedynczą ryskę L . Oznaczmy te znaczki numerami 0,1, ..., 10, idąc od dołu ku górze *). W kilku miejscach, najczęściej w punktach 0, 5 i 10 oraz po środku między ryskami 2 i 3, 7 i 8 mierzy się średnica pierwotna próbki mikrometrem do 0,01 m/m . Średnia z pomiarów stanowi pierwotną średnicę próbki d_0 i wyznacza przekrój pierwotny $F_0 = \frac{1}{4} \pi d_0^2$. W danym wypadku otrzymano kolejno idąc od dołu ku górze 2,01, 2,00, 2,01, 2,02 średnio $d = 2,01 \text{ cm}$. $F_0 = 3,1731 \text{ cm}^2$ próbka więc obtoczona była ze ścisłością wystarczającą, ponieważ różnica 0,02 m/m na średnicy nie wpływa zazwyczaj na przebieg zjawisk. Krańcowe przekroje pomiarowej długości l_0 ujęto w ostrza ekstensometru, do górnego uwiązano sznurek, przeciągnięto przez dolne i nawinięto na bębenek wykresowy z przekładnią 2 : 1. Zatem na osi $O\epsilon_z$ wykresu wydłużenia otrzymano dwukrotnie większe od rzeczywistych. Wolno zwisający z bębena koniec sznurka zaopatrzonego w ciężarek, wyprężający sznurek. Ołówek połączony z dynamometrem kreślił siły osiowe w skali 1 $\text{m/m} = 200 \text{ kg}$. W ten sposób otrzymano wykres WZ (Rys. 35) o rzędnych punktów Q i R odpowiednio równych 49 i 56,5 m/m . Nadto na tarczy maszyny probierczej zauważono położenie wskazówki w chwili małego spadku siły przy przekroczeniu granicy płynności: była to siła $S_q = 9850 \text{ kg}$, mniej więcej tę samą wartość daje rzędna $Q = 49 \times 200 = 9800 \text{ kg}$. Z kolei zauważono na tarczy z pomocą luźnej wskazówki

*) Ryski poprzeczne odmierzone są cyrklem mikrometrycznym, lub wprost znaczone ryłcem za pomocą odpowiedniej b. dokładnej linijki zębatej.

maksymalnej największe odchylenie wskazówki dynamometru i odczytano skrajną wartość siły osiowej $S_M = 11350$ kg., prawie równą wartości wykresowej rzędnej dla najwyższego punktu wykresu $R : 56,5 \times 200 = 11300$ kg.; dzieląc te siły przez F_0 otrzymano $\sigma_q = S_q : F_0 = 3104,2$ kg./cm.² oraz $K_r = S_M : F_0 = 3576,9$ kg./cm.². Z kolei za pomocą tęgiej lupy wyznaczono w przybliżeniu rzędną punktu P , gdzie krzywa wykresu zdaje się zbaczać z linii prostej, i otrzymano ≈ 35 m/m wyznaczając $\sigma_p = S_p : F_0 \approx 2200$ kg./cm.². Po wyjęciu zerwanej próbki z uchwytów i sumiennem zetknięciu przekrojów pękniętych, okazało się, że szyjka utworzyła się pomiędzy ryskami 2 i 3, a więc nie pośrodku próbki, jak przy dokładniejszym obtoczeniu próbki. Mierząc poszczególne odkształcone odległości sąsiednich rysek z łatwością zauważymy, że największemu trwałemu wydłużeniu uległa płytką 2—3, najmniejszemu płytką 9—10, oraz że wydłużenia płytek wzrastają obustronnie symetrycznie w kierunku płytki, gdzie utworzyła się szyjka. Zatem właściwą wartość wydłużenia bezwzględnego próbki zerwanej otrzymać można jedynie w tym wypadku, gdy próbka pęka po środku w przekroju 5, chcąc przeto i w danym razie skorzystać z tej uwagi, powinniśmy pomierzyć próbkę w sposób następujący: 1-o zmierzyć możliwie największą odległość pomiędzy dwiema ryskami K , symetrycznymi w stosunku do pęknięcia próbki — w danym wypadku odległość pomiędzy ryskami 0 i 5. Ten pomiar da nam odkształconą długość pięciu płytek t. j. środkowej płytki 2—3 z szyjką i obustronnie przylegających symetrycznych czterech płytek 0—1, 1—2, 3—4 i 4—5. 2-o Z kolei mierzymy odległość rysek 5 i 7, a więc odkształconą długość dalszych płytek: 5—6 i 6—7 u góry. Wobec mimośrodkowego pęknięcia próbki—płytek symetrycznych zabrakło u dołu, chcąc przeto zachować symetrię pomiarów względem szyjki — zmierzoną długość 5—7 podwajamy i dodajemy do poprzednio otrzymanej długości 0—5. W ten sposób zmierzylśmy odkształconą długość $5+2 \times 2 = 9$ -ciu płytek nie pozostaje nam przeto nic innego, jak tylko zmierzyć sąsiednią dalszą płytkę 7—8 i dodać do poprzedniej sumy. W ten sposób otrzymamy długość próbki zerwanej $l = 27,44$ cm. symetryczną względem szyjki co do wydłużeń miejscowych. Cały ten stosunkowo dość złożony sposób pomiarów znacznie się upraszcza, gdy próbka pęka pośrodku, wtedy bowiem wystarcza jeden pomiar 0—10. — Stąd bezpośrednio otrzymamy wydłużenie $\varphi = (27,44 - 20,0) : 20 = 0,3722$ lub w odsetkach 37,22%. Tę samą wartość otrzymać można z wykresu, mierząc odciętą Or' skrajnego punktu R' . W tym celu budujemy $r'R' \perp O\epsilon_x$ — pomiar bezpośredni daje tu $Or' = 148,2$ m/m, co odpowiada istotnemu wydłużeniu 74,1 m/m nieco różnemu od wydłużenia bezwzględnego próbki zerwanej, wchodzi tu bowiem w grę nieznaczne zresztą wydłużenia samego sznurka. Ta wykresowa wartość w istocie powinna być większą od mierzonej bezpośrednio na próbce o część sprężystą wydłużenia ϵ'_r — zazwyczaj jednak bywa nieco mniejsza ze względu na wspomniane wydłużanie się sznurka, oraz na stosunkowo znikomą wartość sprężystego wydłużenia, podczas bowiem tworzenie się szyjki odkształcenie sprężyste próbki zanika ogniskując się w samej szyjce — siedlisku wydłużeń prawie, że całkowicie trwałych. Z kolei za pomocą czujnika mierzymy w dwóch prostopadłych kierunkach średnicę szyjki, starannie przytem utrzymując w dotyku powierzchni pęknięcia. Te dwa pomiary 1,07 i 1,05 dają średnicę $\bar{d} = 1,06$ cm.

stad $F' = \frac{1}{4} \pi d^2 = 0,8825 \text{ cm.}^2$, a przeto przewężenie $\phi = [3,1731 - 0,8825] : 3,1731 = 0,7218$, w odsetkach 72,18%. Chcąc jeszcze wyznaczyć pracę właściwą wykresu mierzymy planimetrem jego pole $OQRR'r' = A \text{ m/m}^2 = 7559,2 \text{ m/m}^2$ i wyznaczamy wartość poletka $= 1 \text{ m/m}^2$. Podstawa wykresu $\lambda = Or' = 148,2 \text{ m/m}^2$ daje w pewnej skali wydłużenie próbki zerwanej ϕl_0 , zatem jeden milimetr w kierunku osi $O\varepsilon_z$ odpowiada $\phi l_0 : \lambda \text{ cm.}$, podczas gdy milimetr w kierunku osi $O\varepsilon_y$ daje $\Xi = 200 \text{ kg.}$, jeden przeto m/m^2 pola wyraża się przez $\Xi \phi l_0 : \lambda$, a całe pole przez $A \Xi \phi l_0 : \lambda \text{ kg, cm.}$ Pierwotna objętość pomiarowej części próbki wynosi $l_0 l_0$, zatem $\Pi = A \Xi \phi l_0 : [\lambda F_0 l_0] = A \Xi \phi : [\lambda F_0] = 7559,2 \times 200 \times 0,3722 : [148,2 \times 3,1731] = 1196,6 \text{ (kg, cm) : cm}^3$. W podobny sposób otrzymamy średnie wartości dla żelaza zgrzewnego $K_r = 3300 \div 4000$ przy rozciąganiu w kierunku włókien, a w prostopadłym $2800 \div 3500$, $\Pi = 200 \div 700$; dla żelaza zlewego $K_r = 3400 \div 5000$, $\Pi = 600 \div 800$; dla stali zlewnej $K_r = 5000 \div 20000$, $\Pi > 800$; wreszcie dla żeliwa $K_r = 1200 \div 3200$, $\Pi = 8 \div 14$. W tych danych wyraźnie się zaznacza różnica wytrzymałości tworzyw ostatniej gromady wykresowej.)

3-o. Próba na ściskanie. Dla próbek długich wyznaczanie E_c i pozostałych wartości wytrzymałościowych odbywa się zupełnie tak samo, nieco inny natomiast przebieg ma próba w razie użycia sześciianu. Kostkę żeliwną $2,5 \times 2,5 \times 2,5 \text{ cm.}$ ścisamy w płytach maszyny probierczej. Wobec małej stosunkowo wysokości próbki wydłużenia są znikome, nie zdejmujemy przeto wykresu, wyznaczamy jedynie K_c . Przy sile ciskanej $S_c = 45t$ próbka nagle rozpada się z trzaskiem na boki — pomiędzy płytami pozostaje część jej środkowa. Przekrój poprzeczny $F_0 = 2,5 \times 2,5 = 6,25 \text{ cm.}^2$ zatem $K_c = 45000 : 6,25 = 7200,0 \text{ kg/cm.}^2$, zazwyczaj dla różnych gatunków żeliwa mamy $K_c = 7000 \div 8500 \text{ kg/cm.}^2$, a więc wytrzymałość na ściskanie wielokrotnie wyższą od K_r . Inne tworzywa tej samej gromady wykresowej: kamienie i zaprawy również mają $K_c > K_r$, natomiast drzewo w większości wypadków cechuje własność $K_c < K_r$. Dla pewnych gatunków drzewa, a zwłaszcza dla jesionu ε_p , niewiele się różni K_c , a odkształcenia są prawie zupełnie sprężyste.

4-o. Wytrzymałość na docisk. Wiemy, że pod jarzmem obciążenia zewnętrznego w powłoce zewnętrznej powstają naprężenia oporowe, zatem obciążenie zewnętrzne wywołuje odkształcenie powłoki zewnętrznej ciała. Cząsteczki zewnętrzne uginają się pod naciskiem, włączają się w głąb, dając równoważący sprzeciw, powłoka pracuje na docisk, czyli ściskanie powierzchniowe. Przy natężeniu sił odkształcających dość znacznym powłoka przestaje przeciwdziałać w sposób skuteczny — następuje zgniecenie cząstek — zniszczenie powłoki. Zazwyczaj dotyk cisnący dwóch ciał zachodzi wzdłuż pewnej powierzchni płaskiej F , przenoszącej siłę cisnącą S prostopadłą, przyłożoną do środka pola F . Pod jarzmem tej siły w powierzchni dotyku naciskanej powstaje sprzeciw niweczący S , a więc również prostopadły i przyłożony do środka powierzchni dotyku, lecz skierowany odwrotnie. W ten sposób powierzchnia dotyku stanowi niejako przekrój płaski o dwóch powłokach cząsteczek przynależnych do ciał różnorodnych. W obu gromadach cząsteczek powstają naprężenia znoszące się wzajemnie. Zatem

przekrój F w istocie zachowuje się jak zwykły przekrój ciała odkształconego, obciążony siłami osiowymi ściskającymi, a przeto naprężenie osiowe i w danym wypadku może być wyznaczone ze wzoru $\sigma_s = S : F$; a cała teoria obciążeń osiowych zastosowana i do tego przekroju o różnorodnych powłokach, różniącego się do zwykłego wyżej rozpatrywanego przekroju—jedynie brakiem sił wiążących oraz różnorodnością tworzywa powłok. Nie czyniliśmy dotąd żadnych założeń o naturze tworzywa, nadto siły wiążące nie weszły do wzorów naprężeń osiowych, możemy przeto z całym spokojem stosować wzór powyższy, póki w ten sposób wyznaczona wartość σ_s nie przekroczy granicy płynności σ_{gc} jednego z tworzyw przekroju, a odkształcenia nie wzrosną nadmiernie. Po przekroczeniu tej granicy dla słabszej powłoki przekroju—nastanie okres płynności cząstek i zgniecenie powierzchni dotyku na tle gwałtownego wygniatania cząsteczek na boki. Zjawiska tu opisane stanowią przeto odmianę ściskania i mają przebieg podobny nawet i wtedy gdy powierzchnia dotyku nie jest płaszczyzną. W wypadku dotyku kuli do kuli,—płaszczyzny, lub zagłębienia kulistego pierwotny dotyk ustala się teoretycznie w jednym punkcie, gdzie wobec tego pod działaniem siły osiowej postaje naprężenie cisnące $\sigma_s = S : O = \infty$, nieskończenie wielkie. To naprężenie w istocie jednak ma zawsze wartość skończoną choć bardzo znaczną, ponieważ dotyk zachodzi w rzeczywistości nie w jednym punkcie, a wzdłuż maleńkiego poletka. Pod działaniem tego znacznego naprężenia cząsteczki, stykające się ulegają wyraźnym odkształceniom — powierzchnia dotyku rośnie, naprężenie maleje do chwili wejścia w dotyk bezpośredni gromady cząstek sąsiednich w liczbie wystarczającej do wytworzenia dostatecznego sprzeciwu. W powyżej wyszczególnionych trzech układach ostateczny zarys zewnętrznej powierzchni dotyku będzie niewątpliwie kołowy o średnicy δ , możemy przeto napisać $\sigma_s = S : [\frac{1}{4} \pi \delta^2]$, w założeniu, zresztą tylko przybliżonem płaskiego przekroju styczności. W wypadku dotyku dwóch kul średnic D i $d < D$, w wypadku dotyku kuli średnicy d do płaszczyzny oraz w wypadku dotyku kuli średnicy d do zagłębienia kulistego średnicy $D > d$, δ stanowi niewątpliwie pewien ułamek d , możemy przeto napisać, $\sigma_s = S : [\frac{1}{4} \pi (\alpha d)^2]$, gdzie $\alpha < 1$. Teoretycznie α nie daje się wyznaczyć, zazwyczaj przeto wyznaczamy skrajne dopuszczalne naprężenie doświadczalnie ze wzoru $k = S : d^2$, omijając w ten sposób nieścisłość ustalenia istotnej postaci powierzchni dotyku. Stąd skrajna dopuszczalna siła jaką bezpiecznie możemy obciążyć kulą cisnącą na kulę, płaszczyznę, lub czaszę kulistą większej średnicy: $S = kd^2$ — wzór mający duże zastosowanie przy wyznaczaniu właściwych wymiarów kulek łożyskowych. W wypadku dotyku walca kołowego średnicy d do walca średnicy $D > d$, płytki lub koryta średnicy $D > d$ — teoretycznie ustala się dotyk wzdłuż tworzącej—prostej zerowej grubości, i tu więc $\sigma_s = S : O = \infty$ powoduje zgniecenie dopóty, póki powierzchnia dotyku nie rozszerzy się na cząstki sąsiednie, a wartość naprężenia nie zmniejszy się do granic właściwych. Zatem istotna powierzchnia dotyku będzie tu miała ostatecznie zarys zewnętrzny prostokąta $l \times \delta$, gdzie l wyraża długość walca cisnącego, a δ stanowi ułamek jego średnicy d , i tutaj więc możemy napisać, że $\sigma_s = S : [l \times \alpha d]$ z warunkiem $\alpha < 1$. Wobec niemożliwości teoretycznego ustalenia α , wyznaczamy doświadczalnie ze wzoru $k = S : [dl]$ skrajne dopuszczalne naprężenia oraz skrajną siłę $S = kld$,

jaką bezpiecznie można obciążyć walec l cm. długi, średnicy d cm., cisnący na walec, płytkę, lub koryto. Ten wzór ma duże zastosowanie przy wyznaczaniu właściwych wymiarów łożysk rolkowych. W obu powyżej rozpatrywanych przypadkach dotyku, tworzywo mniej wytrzymałe ulega zgnieceniu, powstaje w nim wgłębienie. Na tej zasadzie Brinell oparł budowę swego przyrządu, do próbowania tworzyw na twardość. Na płytkę średnicy 35 m/m , 10 m/m grubą, z tworzywa badanego cisnie z siłą S kulka stalowa nader twarda, średnicy normalnej $d=10 \text{ m/m}$, przyczem siła nacisku rośnie stopniowo od zera do skrajnego natężenia S i trwa w nim 25 sekund, dając wgłębienie średnicy δ na powierzchni próbki badanej—w postaci czaszy kulistej o promieniu $R=\frac{1}{2}d$. Powierzchnia tego wgłębienia

wyraża się wzorem $f = \frac{1}{2} \pi d \left[d - \sqrt{d^2 - \delta^2} \right] \text{ m/m}^2$. Brinell spostrzegł

że i¹ oraz $T=S:f$ stanowi pewną miarę twardości tworzywa. Zazwyczaj dla żelaza i stali normalnie $S=3000$ kg, dla tworzywa mniej twardego $S=500$ kg. Tworzywa twarde są zarazem bardzo wytrzymałe na rozciąganie, powinna przeto istnieć zależność pomiędzy T i K_r . Teoretycznie nie można jej ustalić, natomiast doświadczalnie daje się stwierdzić nader prosta zależność w postaci $K_r = \alpha T$. Dla żelaza i stali średnio $K_r = 36 T$.

5-o. Przekroje niejednolite. Poprzeczny przekrój nazywamy niejednolitym, gdy w poszczególnych jego punktach tworzywo ma różne własności wytrzymałościowe. Zatem samo tworzywo może być w przekroju niejednolite, lub też przekrój — złożony z oddzielnych składowych przekrojów różnych tworzyw, organicznie powiązanych w jedną całość.

Pręt prosty o przekroju niejednolitym wtedy jedynie stanowi całość wewnętrznje spojona, wolną od pęknięć wewnętrznych, gdy wszystkie kostki jego płytek poprzecznych zawsze się jednakowo wydłużają pod działaniem sił i zmian temperatury. Zatem dla wszystkich kostek każdej płytki wydłużenia ϵ_s i współczynniki rozszerzalności cieplikowej muszą być jednakowe. Wobec niejednolitości przekroju, dla poszczególnych kostek wartości E nie są jednakowe, przekrój więc nie może być jednostajnie naprężony, co wprost wynika ze wzoru $\epsilon_s = \alpha \sigma_s$: przy stałej wartości ϵ_s dla wszystkich kostek przekroju, równej ϵ_0 , każdej wartości $E=1:\alpha$ odpowiada inna wartość $\sigma_s = E\epsilon_0$. W założeniu trwałej równowagi odkształceniowej pod jarzmem sił osiowych naprężenia przekroju muszą równoważyć wypadkową obciążenia zewnętrznego, możemy przeto wypisać warunki równowagi. W tym celu w dowolnym punkcie ω umieszczamy początek osi współrzędnych $\omega\xi$, $\omega\eta$, leżących w przekroju, — współrzędne punktu zaczepienia wypadkowej sił zewnętrznych S niech będą ξ_0 , η_0 . Równania

statyki będą $S = \int \sigma_s dF = \epsilon_0 \int E dF$, $S\xi_0 = \int \sigma_s \xi dF = \epsilon_0 \int \xi E dF$, $S\eta_0 =$

$\int \sigma_s \eta dF = \epsilon_0 \int \eta E dF$, stąd mamy bezpośrednio $\xi_0 = \frac{\int \xi E dF}{\int E dF}$, $\eta_0 =$

$= \frac{\int \eta E dF}{\int E dF}$. Punkt zaczepienia wypadkowej naprężeń, w ten sposób

wyznaczony, nazywamy: środkiem sprężystości przekroju. Dla przekroju jednolitego, o stałej wartości E dla wszystkich kostek — wzory powyższe

wyznaczają wprost środek masy przekroju. Zatem środek sprężystości przekroju jednolitego leży w środku przekroju, — po za nim w razie niejednorodności przekroju. Pręt o przekroju niejednorodnym należy więc obciążać, w sposób zgóry określony, siłami osiowymi tak, aby ich wypadkowa, osiowa siła S była uciepiona w środku sprężystości. Stanowi to duże utrudnienie praktyczne, dlatego też budujemy zazwyczaj przekroje niejednorodne geometrycznie i wytrzymałościowo symetryczne względem osi podłużnej pręta — i obciążamy, jak zwykle pręty o przekrojach jednolitych, siłami osiowymi — leżącymi zawsze na osi podłużnej. Słupy żelbetowe stanowią dobry przykład prętów tego rodzaju. Ich przekrój zazwyczaj kwadratowy złożony jest z betonu o współczynniku E_b i symetrycznie względem osi tkwiących w masie betonowej podłużnych prętów żelaznych o jednakowych stałych przekrojach i współczynniku E_s , stanowiących uzbrojenie podłużne słupa. Z łatwością można zauważyć, że dla osi środkowych prostokątnych OX , OY takiego przekroju, geometrycznie i wytrzymałościowo symetrycznego względem osi OZ , całki $\int xEdF = \int yEdF = 0$, zatem $x_0 = y_0 = 0$ — śro-

dek sprężystości leży w środku geometrycznym przekroju. Zatem słupy żelbetowe można obciążać jak pręty proste o przekroju jednolitym, siłami osiowymi ciśnąciami, bez obawy otrzymania niejednakowych wydłużeń w płytkach poprzecznych, zwłaszcza że współczynniki rozszerzalności cieplikowej betonu i żelaza mają te same wartości,

ROZDZIAŁ DRUGI.

WYTRZYMAŁOŚCIOWE WŁASNOŚCI CIAŁ.

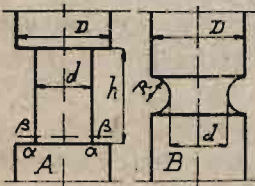
§ 1. Cechy wytrzymałościowe tworzywa. Powyżej ustalone wytyczne wartości $\sigma_p, \sigma_{pc}, \sigma_q, \sigma_{qc}, K_r, K_c, \sigma_s, \sigma_{sc}, \varphi, \psi, \Pi$ stanowią wytrzymałościowe cechy tworzywa. Tworzywa ciągliwe miękkie odznaczają się dużymi wartościami φ i ψ , przy stosunkowo małych wartościach K , tworzywa twarde, mało ciągliwe dają małe wartości φ i ψ przy znacznych K . Te dwa główne rodzaje wytrzymałościowe tworzyw mają rozliczne zastosowania w ustrojach budowlanych i technicznych w przystosowaniu do celu i pracy ogniwa, należy przeto baczną uwagę zwrócić na prawidłowość wyznaczania powyżej wymienionych cech wytrzymałościowych, aby wyniki prób posiadały doniosłość istotną, a nie dorywczą, wypadkową, — podkreślić wpływ różnorodnych czynników na bieg krzywej wykresu, a przede wszystkim ustalić właściwe wymiary próbek oraz normalne warunki dokonywania prób.

§ 2. Właściwe wymiary próbek. Poniżej punktu R wykresu próbkę rozciąganej, wydłużenia podłużne i poprzeczne są tożsamościowe dla całej

pomiarowej długości próbki, natomiast po przekroczeniu tego punktu krytycznego, odkształcenia zdają się ogniskować i skupiać, przekrój poprzeczny przestaje być stałym dla całej długości pomiarowej, tworzy się szyjka, a wydłużenia rosną w kierunku przekroju najbardziej zwężonego. Zatem wartości φ i ψ muszą być niewątpliwie zależne od sposobu tworzenia się szyjki, a więc i od kształtu samej próbki, od jej przekroju poprzecznego. Stwierdził to doświadczalnie Barba. Wszystkie jego próbki miały tę samą długość $l_0 = 10$ cm. Próbki okrągłe miały natomiast różne średnice $d_0 = 2,0$ — $1,0$ — $0,5$ cm. Odnośne wartości K_r dla próbek żelaznych zlewnych: 3700, — 3690 — 3760 kg/cm^2 oraz stalowych 5930 — 5940 — 6000, mało się różniły od siebie, natomiast wydłużenia φ były dla żelaza 37,5 — 30,5 — 25,0% i stali 25,9 — 21,0 — 17,0% wyraźnie zależne od stosunku $l_0 : d_0$. Podobne wyniki otrzymał Barba i dla próbek o przekroju prostokątnym jednakowej długości $l_0 = 10$ cm. Próbki żelazne zlewne miały grubość jednakową 1 cm. w przekroju przy zmiennej szerokości 10 — 6 — 2 cm. Niezupełna zgodność otrzymanych wartości $K_r = 4020$ — 4130 — 4270 kg/cm^2 , świadcząca o przewodze wytrzymałościowej próbki o najmniejszym przekroju 1×2 cm., wyraźnie się tu zaznacza. Ten sam wynik dały próbki miedziane jednakowej długości $l_0 = 10$ cm. o przekrojach prostokątnych: $1,3 \times 10$, $1,3 \times 6$, $1,3 \times 2$ cm., które dały odpowiednio $K_r = 2315$ — 2380 — 2400 kg/cm^2 . Nadto próbki żelazne dały $\varphi = 40,0$ — 35,0 — 29,5%, miedziane 59,0 — 55,2 — 51,5%, stwierdzając zależność wydłużenia od stosunku $l_0 : d_0$. Widzimy więc, że wytrzymałość na rozciąganie w pewnej zresztą dość słabej mierze zależy od kształtu przekroju, a wydłużenie φ rośnie wraz z ilorzem $F_0 : l_0$. Doświadczenia powyższe uzupełnił Bach, zrywaniem próbek żelaznych zlewnych o jednakowej długości: — okrągłej o średnicy 2,6 cm., prostokątnej $1,3 \times 4,0$ cm. i dwuteowej $4,01 \times 3,97$ (grubość pasów 0,48, średnika 0,47 cm.). Pola przekrojów tych próbek są prawie równe, wynoszą bowiem 5,3093 — 5,2 — 5,2447 cm^2 . Dla tych trzech próbek $\sigma_q = 2335$ — 2185 — 1919, $K_r = 3590$ — 3488 — 3335 kg/cm^2 , $\varphi = 31,9$ — 29,1 — 30,8%, oraz $\psi = 70,3$ — 62,6 — 61,1%. Zatem najwyższe wartości σ_q , K_r i przewężenia ψ daje przekrój kołowy, najmniejsze dwuteowy. Wydłużenie φ prawie nie zależy od kształtu przekroju. Te wyraźne różnice zdają się przeczyć teoretycznie ustalonej niezależności naprężeń od kształtu przekroju, sprzeczność ta jednak jest tylko pozorna. Odkształceniom osiowym towarzyszą poprzeczne, a przeto wszelki czynnik przeszkadzający zwężaniu się przekroju, zmniejsza zarazem wydłużenia osiowe, należy przeto użyć większej siły, aby wprowadzić tworzywo w stan płynności lub zerwać pręt. Chcąc to udowodnić bierzemy próbkę o przekroju kołowym pierścieniowym toczonym. Obie średnice przekroju zmniejszą się w tym samym stosunku przy rozciąganiu próbki, dając pewne wartości σ_q i K_r . Oba te naprężenia będą miały jednak znacznie wyższe

wartości o ile wewnątrz próbki wypełnimy ściśle dopasowanym stalowym prętem, nie podlegającym działaniu sił osiowych, — on bowiem w znacznej mierze zniweczy zwięzanie się przekroju próbki. Można otrzymać podobne wyniki przy rozciąganiu rur wypełnionych wewnątrz cieczą wysokoprężną, a więc również przeciwdziałającą zwięzaniu się przekroju, jak o tem świadczą próby Szilly'ego.

W rozpatrywanym powyżej wypadku — przekrój kołowy daje najmniej korzystne warunki powstawania odkształceń poprzecznych, jego bowiem cząstki dalej od osi umieszczone oparte są o cząstki bliższe do osi podłużnej pręta, a stanowiące rodzaj wewnętrznego rdzenia, sprzeciwiającego się „dośrodkowemu ruchowi” cząstek dalszych. Brak symetrii osiowej przekroju prostokątnego daje znacznie lepsze warunki, zwłaszcza przy większym stosunku wysokości do szerokości przekroju — najlepsze daje przekrój dwuteowy, gdzie ramiona boczne pasów mają zupełną swobodę odkształceń poprzecznych. W ten sposób z łatwością możemy wytłumaczyć ową pozorną sprzeczność, a zarazem wyjaśnić nader ciekawe wyniki doświadczeń Bacha z próbkami o przekrojach podtoczonych (Rys. 58), typu „A” i „B”



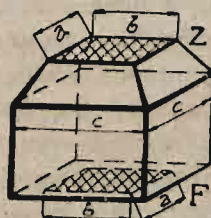
Rysunek 58.

tej samej średnicy d , co zwykła normalna próbka „N”. Próbki żelazne zlewne „N”, „A”, „B” dały odpowiednio $K_r = 4254 - 4418 - 5894$, oraz $\psi = 66 - 63 - 50\%$, żelazne zgrzewne: $K_r = 3670 - 3687 - 4474$ oraz $\psi = 30 - 12 - 14\%$, przy czem wymiary próbek były $d = h = 1,5$, $D = 2,5$, $R = 0,5$ cm., a naprężenia K_r wyznaczone w stosunku do najwęższego przekroju, wspólnego dla wszystkich próbek $F_0 = \frac{1}{4} \pi d^2$. Próbka o podtoczeniu obrączkowym „B” dała najwyższe K_r , średnie próbka o podtoczeniu z ostrymi brzegami — najniższe zwykła normalna. W podobny sposób zmienia się przewężenie dla próbek żelaznych zlewnych, i prawie tak samo dla zgrzewnych. Te wyniki prób niezbitnie świadczą o hamującym wpływie podtoczeń na zwięzanie się przekroju, niewątpliwie bowiem cząsteczki najwęższego przekroju średnicy d , okolone pierścieniem cząstek większego sąsiedniego przekroju nie mają swobody ruchów poprzecznych, bo pierścień okalający powstrzymuje cząstki zawarte w swoim wnętrzu siłami wiązań. Dotyczy to przekrojów $\beta\beta$ i $\alpha\alpha$ próbki „A” oraz wszystkich przekrojów podtoczenia obrączkowego „B”, gdzie wszelki przekrój większy utrudnia swą niepodatnością poprzeczną swobodne zwięzanie się sąsiedniego mniejszego przekroju, a ten z kolei, choć już znacznie słabiej utrudnia zwięzanie się dalszych przekrojów, aż do najwęższego — średnicy d . Im więc zatoczenie jest krótsze, to jest im h jest mniejsze, tym dalej sięga hamujący wpływ cząsteczek przekroju średnicy D , tym mniejsze stosunkowo zwięzanie się przekrojów — tym słabsza wartość ψ , a zarazem tym wyższa wytrzymałość K_r . Zatem najwęższe zatoczenie powinno dać najwyższą wartość K_r i najniższą ψ , — a więc dla

próbki „B”. Powyższe wnioski dotyczą tworzyw które dają duże odkształcenia poprzeczne, stanowiące przyczynowy podkład opisanych zjawisk, natomiast dla tworzyw słabo odkształcających się poprzecznie — przebieg zjawisk powinien być zgoła odmienny. Aby to udowodnić Bach ponowił te same próby z żeliwem. Próbki „N”, „A”, „B” dały odpowiednio $K_r = 1545 - 1471 - 1436 \text{ kg./cm.}^2$ przy znikomych wartościach ψ i wymiarach $d = 2,0$, $h = 2,5$ $D = 2,9$, $R = 0,5 \text{ cm.}$ W danym wypadku próbka normalna „N” dała wytrzymałość największą; — podtoczone — prawie jednakową, lecz znacznie niższą, Ta różnica z łatwością objaśnić się daje gorszym rozkładem naprężeń w przekrojach podtoczenia na tle dość znacznej różnicy pól sąsiednich ścianek poszczególnych płytek. Wyniki dotychczasowe wyraźnie podkreślają wpływ kształtu próbki, należy przeto ustalić jej właściwe wymiary. Pewną wskazówkę dają doświadczenia Barba z próbkami żelaznymi i stalowymi zlewnymi o pierwotnej długości l_0 i średnicy d_0 dobranej tak, aby stosunek $l_0 : d_0$ miał wartość stałą. Wszystkie te próbki dały jednakowe wartości K_r , φ i ψ , zatem próbki geometrycznie podobne dają te same cechy wytrzymałościowe przy rozciąganiu. Stosunek wymiarów próbki normalnej o przekroju kołowym wynosi $l_0 : d_0 = 10$, zatem dla próbek o przekroju F_0 dowolnego kształtu $l : \sqrt{F_0} = 200 : \sqrt{1/4 \pi 20^2}$ stąd $l_0 = 11,3 \sqrt{F_0}$. Zachowanie wymiarów normalnych próbek umożliwia porównanie wyników. To samo dotyczy również i próbek ściskanych. Bauschinger stwierdził to doświadczalnie, biorąc kostki geometrycznie podobne z piaskowca: 10^3 , 6^3 oraz 5^3 , które dały prawie te same wartości $K_c = 680 - 670 - 690 \text{ kg./cm.}^2$. Zupełnie inne wyniki dają próbki geometrycznie niepodobne — niższe dają większe wartości K_c . Wyraźnie to stwierdził Bauschinger dla próbek z piaskowca 10^3 oraz $10 \times 10 \times 30 \text{ cm.}$, które dały $K_c = 600 - 444 \text{ kg./cm.}^2$, i Bach dla próbek żeliwnych średnicy 2,8 cm. Próbki 1 — 2,8 — 4 — 6 — 15 cm. wysokość dały odpowiednio $K_c = 8479 - 6977 - 6714 - 6458 - 6197 \text{ kg./cm.}^2$. Powyższe wyniki wyraźnie podkreślają wpływ tarcia o płyty maszyny probierczych, utrudniający rozszerzanie się skrajnych przekrojów próbki, bezpośrednio zaciśniętych w płytach. Przekroje skrajne z kolei hamują cząsteczki' przekrojów sąsiednich, głębiej leżących — podnosząc wartość K_c , tym znacznie, im głębiej, w stosunku do wysokości próbki, to działanie hamujące sięga, a więc im mniejszy stosunek wysokości próbki do jej przekroju poprzecznego. Aby to jaśniej uwydatnić Föppl badał kostki smarowane na powierzchniach dotyku. Na tle zmniejszonego w ten sposób tarcia o płyty cisnące, K_c miało 2—4 kroć mniejsze wartości. Podobne wyniki otrzymał Bach, ściskając krążek ołowiu pomiędzy płytami maszyny probierczej. Wyciekanie ołowiu na boki nastąpiło przy naprężeniu 126 kg./cm.^2 , podczas gdy taki sam krążek umieszczony na dnie kubka stalowego, średnicy wewnętrznej ściśle dopasowanej

do średnicy krążka i naciskany tłoczkiem stalowym tej samej średnicy, wytrzymał znacznie wyższe obciążenie na tle zahamowania wypływu bocznego, zachodzącego bez żadnych przeszkód, przy pierwszej próbie.

W podobny sposób ujawnia się wpływ kształtu przekroju poprzecznego próbki: krótki walec żeliwny o średnicy 1,7 i wysokości 1,7 cm., dał $K_c = 7781$, kostka 1,7³ — z tego samego żeliwa $K_c = 7509$ kg./cm.² (Bach), niewątpliwie bowiem kołowe dno walca przywarte do płyt ciskających znajduje się w warunkach rozszerzalności zgoła innych niż kwadratowe. Wytrzymałościowa przewaga przekroju kołowego zaznacza się tu wyraźnie. To samo widzieliśmy wyżej i dla rozciągania, w danym wypadku jednak, prócz unieruchomienia obu den próbki przez tarcie o płyty występuje tu nowy czynnik: względna jednostajność rozkładu sił ciskających płyt na skrajne przekroje—dna próbki. Rozkład ten jest oczywiście lepszy dla symetrycznego przekroju kołowego, ze względu na jednakowy we wszystkich kierunkach docisk do płyt, natomiast słabą



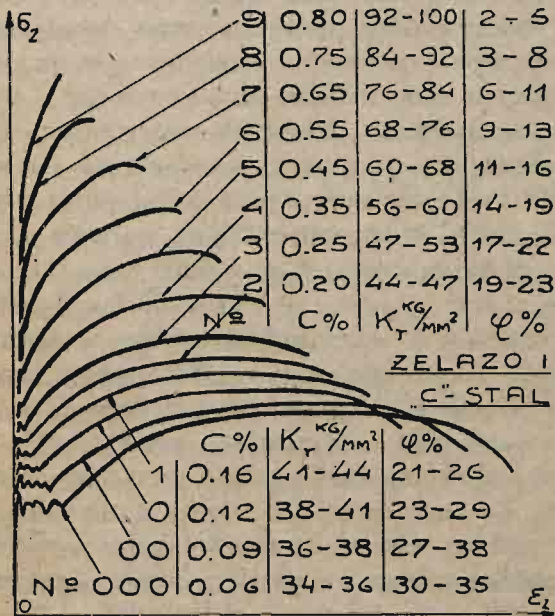
Rys. 59.

stroną obciążenia niesymetrycznych przekrojów, a więc i kwadratowego stanowi zawsze wątpliwe obciążenie rogów. Tylko co zaznaczone czynniki wystąpiły nader jaskrawo przy próbach Bauschingera z piaskowcem: kostka zwykła 10³ cm. dała $K_c = 680$ kg./cm.² w stosunku do pełnego przekroju $F_0 = 10 \times 10$ cm.². Taka sama kostki obciążona na dolnym dnie częściowo, na powierzchni $a \times b$ cm., (F, Rys. 59) daje w stosunku do pełnego przekroju F_0 , wartości $K_c = 477 - 308 - 162$ kg./cm.², gdy $a \times b = 8 \times 8 - 5,7 \times 5,7 - 4,1 \times 4,1$ cm.², a to z powodu coraz to gorszego rozkładu naprężeń. Jeszcze niższe wartości $K_c = 377 - 162$ kg./cm.² dadzą kostki obciążone częściowo na powierzchni $a \times b = 7,8 \times 7,8 - 5,7 \times 5,7$ cm.² na obu dnach, na tle jeszcze gorszego rozkładu naprężeń w pełnym przekroju F_0 . Prawie te same wartości $K_c = 477 - 335 - 219$ kg./cm.², dają kostki z przyciętymi skośnie krawędziami górnymi (Z, Rys. 59), gdy zmniejszone w ten sposób dno górne do $a \times b = 8 \times 8 - 6 \times 6 - 4,3 \times 4,2$, odbiera nacisk płyty. Zatem jednostajny rozkład obciążenia ciskącego na zaciśnięte dna próbki stanowi o wytrzymałości tworzywa, dlatego też obecnie próbki sześciennie lub cylindryczne krótkie rzadziej są używane — ustąpiły one miejsca próbkom o pomiarowej części zazwyczaj cylindrycznej, łagodnie stożkami przechodzącej po obu końcach w szerokie główki, odbierające nacisk płyt. W ten sposób rozkład naprężeń ciskających jest prawidłowy. Stosunek długości pomiarowej do średnicy pierwotnej wynosi tu normalnie $l_0 : d_0 = 3$, dłuższe bowiem próbki łatwiej ulegają wygięciu, czyli wyboczeniu. Nawet przy zachowaniu normalnych wymiarów próbek — cechy wytrzymałościowe zależą przedewszystkiem od samego tworzywa, — a więc od składu chemicznego i obecności

domieszek chemicznie powiązanych lub wolnych, nadto zależą od sposobu obróbki oraz od wpływu całego szeregu czynników fizycznych.

§ 3. Wpływ składu chemicznego tworzywa. Zdawna już probowano ustalić zależność pomiędzy poszczególnymi cechami wytrzymałościowymi, a składem chemicznym tworzywa — nie otrzymano jednak dotąd żadnych nawet praktycznie ścisłych ogólniejszych wyników, zwłaszcza, że próby wytrzymałościowe są stosunkowo znacznie tańsze i w wykonaniu o wiele prostsze od chemicznych. Stosunkowo dość dużo zrobiono w tym kierunku dla tworzywa najczęściej używanego w przemyśle — żelaza i jego wszystkich odmian, — i w tej dziedzinie jednak nie wyznaczono praw ogólnych — ustalono jedynie pewne wzory praktyczne na drodze czysto

doświadczalnej porównania prób chemicznych z wytrzymałościowymi. Żelazo zlewne i stal węglista, uszeregowano mianowicie według zawartości C odsetkowej — pierwiastka najwyraźniej zmieniającego cechy wytrzymałościowe tych tworzyw, zbudowano w ten sposób praktyczną skalę twardości żelaza. Właściwe żelazo zlewne zajmuje cztery najniższe miejsca tej skali ułożonej według rosnącej odsetkowej zawartości C . Gatunki miękkie, łatwo spawalne, nie hartujące się, oznaczono szeregiem numerów zerowych. Od № 2,



Rys. 60.

rozpoczyna się stal właściwa, czyli C—stal, bez domieszek innych, uszlachetniających metali. Wraz z zawartością C rośnie K_T , maleją natomiast granice wydłużenia φ . Pierwsze cztery szeregi skali obejmują właściwe żelazo zlewne, powyżej idzie Nr. 2 — stal miękka, słabo hartująca się — ciągliwa, Nr. 3 — stal średnia, Nr. 4 twarda dobrze hartująca się, Nr. 5 stal narzędziowa ciągliwa, Nr. 6 — średnia, Nr. 7 twarda, wreszcie Nr. 8 odpowiada stali narzędziowej bardzo twardej, a ostatni Nr. 9 hart stali. Kształty wykresów wytrzymałościowych podaje (Rys. 60), widzimy tu powolne przejście od typu „WZ” z wyraźnym i długotrwałym okresem płynności; ten okres zwolna maleje — wykres przechodzi w „WS”, wreszcie zanika zupełnie: ostatni numer skali, daje już wykres tworzyw twardych typu

„WK”. — Stopniowy wzrost wartości K_r i zanik φ świadczy o wpływie C na wytrzymałościowe cechy żelaza, które stopniowo twardnieje wraz ze wzrostem zawartości tego pierwiastku. Niestety o wpływie innych pierwiastków na wytrzymałość żelaza dotychczas nie wiemy zbyt wiele, a zwłaszcza o wpływie zawartości innych metali: niklu, chromu, wanadu, wolframu i t. p., uszlachetniających pierwotne własności żelaza, t. j. dających znaczne wartości dla σ_p i K_r , przy dość stosunkowo znacznych wartościach φ i ψ ; oraz o ujemnym wpływie fosforu siarki i t. p. Cały ten obszar zjawisk wymaga szczegółowego opracowania wytrzymałościowego i metalograficznego.

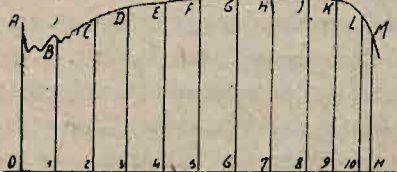
§ 4. Wpływ temperatury. Ogniwa ustrojów budowlanych lub technicznych pracują zwykle przy zmiennej temperaturze, wahającej się nieraz w dość znacznych granicach. Należy przeto ustalić w jakim stopniu zaznacza się wpływ temperatury na wytrzymałościowe cechy tworzyw, ponieważ zazwyczaj próby są robione przy temperaturze pokojowej $\sim 20^0$. Bogaty materiał doświadczalny z tej dziedziny zebrał Baumann i uzupełnił własnymi próbami. Wyraźne światło rzucają również doświadczenia Bacha, które tu przytoczymy w zarysie. Próbki żelazne zlewne badane były przy temperaturach $20 - 200 - 300 - 400^0C$: i dały odpowiednie wartości $\sigma_q = 2649 - 2391 - 1373 - (0)$, $K_r = 3561 - 5140 - 4352 - 3200$ kg./cm.^2 , $\varphi = 28,4 - 18,9 - 34,8 - 38,2\%$, oraz $\psi = 69,3 - 55,1 - 63,7 - 64,6\%$, przyczem wykres pierwotnie typu „WZ” o wyraźnym szeroko zaznaczonym okresie płynności, przechodzi stopniowo w typ „WM”: okres płynności maleje, i wreszcie ginie zupełnie, a σ_q obniża się i dąży do zera dla wyższych temperatur. To samo wskazują powyżej podane liczby — wyraźnie zaznacza się w nich: 1-o powolny zanik σ_q , 2 o pierwotny nagły wzrost, a potem wyraźny spadek K_r , 3-o nagły początkowy spadek, a potem wzrost φ i ψ . Zrazu więc żelazo zlewne twardnieje przy wzroście temperatury do 200^0 , a potem zwolna mięknie i staje się zupełnie miękkiem przy 500^0 . W podobny sposób zachowały się próbki stalowe lane i bronzowe. Przy temperaturach $20 - 200 - 300 - 400 - 500 - 550^0$, stal lana dała odpowiednio $K_r = 4285 - 4502 - 4788 - 3984 - 2691 - 2071$ kg./cm.^2 , $\varphi = 25,5 - 7,7 - 12,0 - 15,3 - 33,3 - 39,5\%$, oraz $\psi = 50,4 - 15,9 - 15,8 - 24,1 - 44,6 - 49,2\%$. Zatem i stal lana twardnieje do 200^0 , a potem nader szybko mięknie, nie może przeto być stosowana powyżej 500^0 . Próbki bronzowe (91,35 Cu, 5,45 Sn, 2,87 Zn, 0,62 Pb, 0,025 Fe) przy temperaturach $20 - 100 - 200 - 300 - 400 - 500^0$, dały odpowiednio: $K_r = 2395 - 2424 - 2245 - 1368 - 625 - 441$ kg./cm.^2 , $\varphi = 36,3 - 35,4 - 34,7 - 11,5 - 0 - 0\%$, $\psi = 52,1 - 47,4 - 48,2 - 16 - 2 - 0 - 0\%$. Te liczby dają nieco inne wyniki. Wytrzymałość bronzu, początkowo słabo wzrasta do 100^0 , a potem spada gwałtownie do bardzo niskiego poziomu; φ i ψ zrazu zmniejszają się nieznacznie, a powyżej 200^0 zagnęła maleją do zera. Zatem widzimy tu istotną różnicę — bronz

traci ciągliwość przy wysokich temperaturach, początkowo bardzo znaczną, podczas gdy tworzywa rozpatrywane poprzednio stają się coraz bardziej ciągliwymi, zakres stosowalności brązu jest przeto znacznie szerszy. W podobny sposób zachowuje się miedź, traci bowiem przy 200° prawie połowę wytrzymałości, natomiast żeliwo wysokowartościowe, według Bacha, ma prawie stałą wartość $K_r = 2362 \div 2335 \text{ kg./cm.}^2$ w granicach 20—300°, dopiero przy wyższych temperaturach 400—500—550°, następuje spadek, ponieważ odpowiednie $K_r = 2177—1793—1230 \text{ kg./cm.}^2$. Ta cenna własność żeliwa umożliwiła budowę silników, zwłaszcza dla pary przegrzanej.

Jak widać z powyżej przytoczonych przykładów tworzyw najczęściej stosowanych—utrzymywana w pewnej mierze temperatura wyraźnie wpływa na ich cechy wytrzymałościowe; jeszcze silniej działają nagłe zmiany temperatury w stosunku do pewnych tworzyw, dając im tak zwany hart. Tworzywa tego rodzaju, a przede wszystkim żelazo i stal zlewna, po ogrzaniu do właściwej temperatury i nagłym ochłodzeniu w wodzie, oliwie, lub strumieniu zimnego powietrza, zmieniają swe cechy wytrzymałościowe—twardnieją. Przez wyżarzenie, to jest ogrzanie do tej samej temperatury i ponowne wystudzenie, można w znacznej mierze, a nieraz nawet i całkowicie przywrócić pierwotne cechy tworzywa, można również przez ogrzanie do temperatury niższej częściowo osłabić wpływ hartu—odpuścić zahartowane tworzywo. Żywe światło na tę dziedzinę zjawisk rzucają doświadczenia BACHA z próbkami żelaznymi—zlewnymi i stalowymi. Próby te pozwalają porównać cechy wytrzymałościowe tworzywa *wyrażonego* (W), hartowanego w oliwie (O), hartowanego w wodzie, zagrzanego do nalotu niebieskiego (N) i ponownie ostudzonego w wodzie, wreszcie hartowanego w wodzie (H) bez odpuszczania. Otrzymano dla próbek żelaznych zlewnych $W—O—N—H$ odpowiednio: $\sigma_q = 2445—3089—3248$ —(niewyraźna: przejście wykresu „WZ” w „WS”), $K_r = 3498—4169—4312—5228$, $\varphi = 34,5—25,3—21,9—16,7$, $\psi = 72,2—69,7—70,8—35,3\%$, $\Pi = 830—740—570—660$. Dla próbek stalowych $W—O—N—H$ odpowiednio $\sigma_q = 3217—4554$ —(niewyraźna: dla próbki N wykres z „WZ” stał się „WS”, a dla próbki H —przeszedł w „WK” bez wyraźnej granicy płynności), $K_r = 5182—6847—7427—8945$, $\varphi = 26,5—12,4—8,5—0,7$, $\psi = 57,0—59,6—52,3—0\%$, $\Pi = 930—470—370—140$. Widzimy tu wyraźny wzrost granicy płynności aż do zupełnego zaniku na tle zmiany typu wykresowego, również wyraźny wzrost K_r , połączony równocześnie ze spadkiem φ ψ i Π , słowem wszelkie objawy rosnącego twardnienia tworzywa. Staje się ono mianowicie bardziej wytrzymałe, lecz jednocześnie mniej ciągliwe i słabsze na uderzenia. W pewnych wypadkach, a zwłaszcza dla narzędzi cechy te są nader pożądane.

W podobny sposób uzewnętrznia się również:

§ 5. **Wpływ zmęczenia tworzywa.** W okresie płynności wyraźnym lub utajonym powstają pęknięcia międzycząsteczkowe, stanowiące zapoczątkowanie nowego stanu skupienia cząstek, nowej budowy wewnętrznej, sprzyjającej powstawaniu wydłużeń znacznych. Tworzywo przestaje być s bą, nabiera innych cech wytrzymałościowych, staje się *zmęczonem*. Weźmy dwie jednakowe próbki, dajmy na to żelazne zlewne, zerwanie jednej z nich da wykres zwykły (Rys. 61) „WZ”. Zaraz w początku zrywania drugiej próbki po przekroczeniu granicy płynności A w dowolnym punkcie B wykresu „WZ” sprowadzamy stopniowo, a z wolna obciążenie σ_B do zera. Krzywa zatem wykresu nie wróci do pierwotnego punktu wyjścia O , jeno pochyło



Rysunek 61.

prawie po prostej spłynie do punktu 1. Odcinek 01 będzie więc miarą wydłużenia trwałego, pozostałego, jako ślad przekroczenia granicy płynności. W ten sposób otrzymamy niejako nowe tworzywo—trwale rozciągnięte — zmęczone; przy ponownem stopniowem zwiększaniu obciążenia, wykres tego nowego tworzywa rozpoczyna się od punktu wyjścia 1 i biegnie po 1 B do krzywej pierwotnego wykresu „WZ” to jest do punktu B, ponownie przynależnego do tego samego naprężenia σ_B . Przy dalszym wzroście obciążenia krzywa biegnie po odcinku BC pierwotnego wykresu „WZ”. W dowolnym jej punkcie C, przynależnym do naprężenia σ_c , znowu stopniowo sprowadzamy obciążenie do 0 i bezpośrednio potem stopniowo wracamy do σ_c — krzywa wykresu zejdzie po C2 i znów po tej samej drodze powróci do C przy naprężeniu σ_c . To samo powtórzymy w punktach D, E...M pierwotnego wykresu, nawet przy wyraźnej bardzo szyjce, a ciągłość krzywej nie ulegnie zmęczeniu, będzie to stale ta sama krzywa wykresu „WZ”, jaki otrzymaliśmy dla pierwszej próbki, zrywanej bez przerw.

Wszystkie w ten sposób otrzymane dodatkowe biegi 1 B, 2 C...11 M w sąsiedztwie osi wydłużeń mają prawie ten sam kąt nachylenia, zatem dla wszystkich otrzymanych tą drogą zmęczonych tworzyw współczynnik sprężystości osiowej jest prawie stały i równy pierwotnemu, przynależnemu do biegu OA, granica jednak proporcjonalności wyraźnie obniża się dla każdego następnego biegu: rośnie stopień zmęczenia tworzywa. Stwierdził to Bauschinger. Dla tworzyw 0, 1, 2...11: uszeregowanych według rosnących stopni zmęczenia, wykresy mają swe punkty wyjścia 0, 1, 2...11: podstawy, a więc i wydłużenia bezwzględne wykresów stopniowo zmniejszają się do zera, zatem dla tworzyw o rosnącym stopniu zmęczenia wydłużenia stają się coraz mniejsze w założeniu jednakowej długości pomiarowej. Przewężenia wyznaczone w stosunku do średnicy δ szyjki stałej, maleją również, lecz w stopniu znacznie mniejszym, złatwością możemy się o tem

przekonać, biorąc różnicę przewężeń, dla tworzyw dajmy na to 3 i 8: Początkowe średnice będą tu d_3 i $d_8 < d_3$, różnica przewężeń $\psi_3 - \psi_8 = [1/4 \pi d_3^2 - 1/4 \pi \delta^2] : 1/4 \pi d_3^2 - [1/4 \pi d_8^2 - 1/4 \pi \delta^2] : 1/4 \pi d_8^2 = \delta^2 [d_3^2 - d_8^2] : d_3^2 d_8^2 > 0$. Stąd $\psi_3 > \psi_8$. Zatem możemy ustalić miarę zmęczenia tworzywa w postaci ilorazu $\xi = \psi : \varphi$. Zjawiska powyżej opisane mają nieco inny przebieg, gdy po każdorazowym stopniowym odciążeniu próbkę wyjmujemy z maszyny probierczej i przez czas dłuższy pozwolimy tworzywu wypocząć — dać możność cząsteczkom lepiej dostosować się do nowego stanu skupienia stucznie przez rozciągnięcie wytworzonego. Podczas odpoczynku zachodzą niedostrzegalne ruchy cząsteczek, ruchy te bowiem można przyspieszyć, konieczny czas częściowego leczenia pęknięć skrócić przez słabe nagrzanie lub lekkie potrząsanie tworzywa. Przyjmujemy więc, że po rozciągnięciu do pewnego punktu D pierwotnego wykresu „WZ“ i odciążeniu stopniowym, tworzywo zmęczone 3 wypoczęło przez czas konieczny. Przy ponownym rozciąganiu da ono zupełnie inne cechy wytrzymałościowe. Przedewszystkiem granica proporcjonalności, jak wiemy, dla zmęczonego tworzywa leżała poniżej granicy proporcjonalności τ_p pierwotnego tworzywa O — obecnie po wypoczynku znacznie się podwyższy i będzie większa od τ_p . Nadto krzywa wykresu przekroczy poprzedni punkt zwrotny D, dając powyżej tego punktu nową granicę płynności, mniej lub więcej wyraźnie zaznaczoną, leżącą ponad D, i nowy okres płynności. Dalszy przebieg próby da krzywą wykresu biegnącą powyżej krzywej pierwotnego wykresu, zatem nastąpi okres zrywania, przyczem odnośna wartość K_v tworzywa wypoczętego będzie wogóle wyższa od pierwotnej — wykresu „WZ“ tworzywa O. *Tworzywo zmęczone twardnieje po wypoczynku*, zazwyczaj bowiem wspomnianym wyżej zmianom towarzyszą lekkie zmniejszenie się wartości τ_3 i ψ_3 . Stąd prosty wniosek, że nawet i po odpoczynku iloraz $\xi = \psi : \varphi$ stanowi pewną miarę zmęczenia tworzywa nawet wypoczętego, a raczej sprawdzian trwałych wydłużeń, jakim uległo pod obciążeniem osiowym rozciągającym. Doświadczenia prowadzone w L. W. T. P. W., potwierdziły wyniki powyższe. Dla żelaza i stali walcowanych otrzymano $\xi \approx 2$, (średnia z wielu prób różnych rodzajów tych tworzyw), a dla żelaza zlewnego mocno zmęczonego i wypoczętego aż $\xi = 8,5$. Wpływ zmęczenia można całkowicie usunąć przez wyżarzenie, powodujące spawanie samoczynne, nieznacznych pęknięć międzycząsteczkowych i powolne studzenie, jednak nie we wszystkich wypadkach. To spostrzeżenie tłumaczy oddawna znane prawo, że wszelka obróbka na zimno męczy tworzywo — na gorąco nie daje śladów zmęczenia. Ponieważ nigdy nie możemy mieć pewności co do istnienia zmęczenia — przeto próbki należy zawsze wyżarzać przed otrzymaniem wykresu, chyba że chcemy wyznaczyć stopień zmęczenia. Skrawanie metali na obrabiarkach nie daje wyraźnych objawów zmęczenia, być może na tle miejscowego znacznego wzrostu temperatury, zatem w ogół-

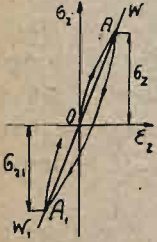
nym wypadku nie wymaga wyżarzenia. Niekiedy zmęczenie stanowi samą istotę obróbki celową — jaskrawym przykładem może tu służyć wyciąganie drutu, dające znaczne wartości K_r , przy stosunkowo małych φ .

§ 6. **Wpływ czasu.** Wyniki prób zależą w pewnej mierze od długości działania sił osiowych, aczkolwiek wpływowi temu tworzywa podlegają w mierze niejednakowej. Metale, a zwłaszcza żelazo i stal odkształcają się bardzo szybko, dając już po upływie kilku minut pełne wydłużenia, natomiast tworzywa niejednolite: skóra, liny konopne i stalowe wydłużają się zwolna. Stwierdza to doświadczenie Bacha z liną konopną 75 cm. długą, średnicy 5 cm. stopniowo obciążoną do 500 kg. Ta siła osiowa dała po upływie 10 minut, godziny, 7—26—50—82—120 godzin odpowiednie wydłużenia bezwzględne 3,84—3,97—4,18—4,32—4,45—4,58 i 4,65 cm., a więc zrazu dość szybko, a potem coraz wolniej rosnące. Po odciążeniu do 100 kg. lina odrazu skróciła się do 79,14, a po 34 godzinach do 79,03 cm. Zatem tworzywa tego typu ujawniają odkształcenia osiowe, zależne od długości obciążenia. Im ono krócej działa, tem daje mniejsze wydłużenia — tem trudniej ciało ulega zerwaniu. Wyraźnie o tem świadczy próba Leloutre'a. Pas skórzany zerwał się po upływie 166 dni przy 200 kg., trzeba było jednak aż 301 kg., aby go zerwać w ciągu 86 minut. To samo aczkolwiek w słabszej mierze dostrzegł Barba. Próbka żelazna zlewna zerwała się w ciągu 2,5 minut przy $K_r = 3935$ i $\varphi = 32\%$, podczas gdy przy zrywaniu powolnem, w ciągu 75 min, to samo tworzywo dało $K_r = 3720$ i $\varphi = 34\%$. *Tworzywo zrywane szybko wykazuje większą twardość.* Ten wniosek wyraźniej jeszcze podkreślają próby Goedicke dla żelaza i stali. Otrzymane w ten sposób różnice cech wytrzymałościowych są nader znaczne dla cyny i blachy cynkowej, natomiast dla żelaza, stali, żeliwa, miedzi, bronzu i blachy mosiężnej są wogóle niewielkie i wprost praktycznie niedostrzegalne w stosunku do zwykłego czasu trwania prób, aczkolwiek niewątpliwie istnieją i dadzą się wyznaczyć za pomocą czułych przyrządów pomiarowych.

§ 7. **Uporność (Histereza) odkształceń.** Zjawiska opisane w ustępie poprzednim w istocie polegają na spóźnianiu się wydłużeń w stosunku do zasadniczej krzywej wykresu, jaki powinien odpowiadać próbie dokonywanej z szybkością b. małą, teoretycznie równą zero. Im stosunkowo szybciej wzrasta naprężenie, tem bardziej krzywa wykresu zbliża się do osi $O\sigma_x$, biegnąc po nad krzywą wykresu zasadniczego. Stąd — wyższe wartości naprężeń, przynależnych do danych wydłużeń, a zatem wyższe K_r i niższe φ . To spóźnianie się wydłużeń zwie się histerezą — upornością wydłużeń. Uporność występuje jaskrawo w późniejszych okresach zrywania; w ostatnich czasach dostrzeżono ją również i w początkowych, a więc w dziedzinie zwykłej pracy ogniów ustrojów budowlanych i tech-

nicznych. Wobec wielkiej doniosłości praktycznej uporność początkowych okresów, wymaga bliższego omówienia.

Poniżej obu granic proporcjonalności σ_p i σ_{pc} krzywa wykresu zasadniczego dla tworzyw wzorowo sprężystych bieży po prostej WW_1 (Rys. 62). Jej dowolne zresztą punkty A i A_1 przynależą do naprężeń stopniowo, a nader wolno rosnących od zera do skrajnych natężeń $\sigma_x > 0$ i $\sigma_{x1} < 0$. Przy szybszym wzrastaniu naprężeń do σ_x krzywa wykresu uwypukli się w łuk OA , oparty w A na WW_1 , o ile skrajne naprężenie σ_x utrzymamy w mierze przez czas wystarczający do otrzymania pełnego wydłużenia, a więc już nadal od czasu niezależnego, przynależnego do σ_x . To samo zjawisko występuje, lecz już w kierunku odwrotnym, gdy naprężenie szybciej opada do zera, wtedy bowiem krzywa bieży po łuku AO , leżącym po drugiej stronie WW_1 i wracającym do początku O po



Rys. 62.

dostatecznie długim trwaniu zupełnego odciążenia. Z kolei, gdy naprężenie opada szybciej do σ_{x1} , przechodząc bez zatrzymania przez zero, krzywa miją początek wykresu, dając łuk AA_1 , leżący na prawo od WW_1 ; a przy ponownym wzroście naprężenia do σ_x , łuk ten będzie leżał po przeciwnej stronie. W ten sposób uporność wydłużeń zawsze jednokierunkowa daje nieodwracalność zjawisk sprężystych, tym wyraźniejszą, „im szybsze działanie sił osiowych, odkształcających. W istocie, wobec obustronnego wypuklenia łuków AA_1 i A_1A oraz prawego kierunku obiegu zatracą się każdorazowo pewna, znikomo zresztą drobna praca właściwa dW_i — równa polu krzywej zamkniętej obiegu. Ta praca ginie bezpowrotnie. Jej wartość bezwzględna jest wogóle bardzo nieznaczna, a nadto dąży do zera wraz z szybkością wzrostu naprężeń. W granicy przy bardzo powolnym odkształceniu (próba nieskończenie powolna) oba łuki zlewają się, dając dla tworzyw, podlegających prawu Hooke'a — prostą — a dla tworzyw pozostałych krzywą WW_1 wykresu zasadniczego „WO”.

Rozważania powyższe oparliśmy na założeniu wzorowej sprężystości odkształceń, nadto wyraźnie zaznaczyliśmy konieczność długotrwałego utrzymywania w mierze skrajnych zwrotnych naprężeń przez czas wystarczający do utrzymania pełnych wydłużeń, przynależnych do tych naprężeń. Bez tych „przystanków”, a więc w wypadku nagłych zmian kierunku wzrastania naprężeń na punktach zwrotnych, tworzywo nie zdąży dać pełnych wydłużeń, łuki nie oprą się na krzywej wykresu zasadniczego. Oś krzywej obiegu odchyli się ku $O\sigma_x$, dając znaczniejszy kąt nachylenia ku $O\epsilon_x$, a przeto wzmoże się wrzekoma wartość współczynnika E : tworzywo stanie się twardszem, *obieg jednak pozostanie i nadal obiegami mimo lekkiego obrotu osi AA_1 przeciw strzałce zegara.*

Inaczej wpływa na otrzymane wyniki niedoskonała sprężystość od-

kształceń, sprawia bowiem rozwieranie się obiegów w ogólnym wypadku. Chcąc to udowodnić, rozpatrujemy początkowo obciążenie osiowe, rosnące do skrajnego naprężenia σ_z i po wystarczającym przystanku, malejące do zupełnego odciążenia długotrwałego. W pierwszym okresie tego obciążenia krzywa wykresu zatoczy łuk OA niewątpliwie oparty o WW_1 , w drugim — część łuku AA_1 , aż do osi $O\varepsilon_z$ i dalej będzie biegła po tej osi ku O przy $\sigma_z = 0$. Nie wróci ona jednak do punktu wyjścia, pozostanie bowiem pewne trwałe odkształcenie, uniemożliwiające zamknięcie obiegu. Zatem w wypadku odkształceń niewzorowo sprężystych, wydłużenia stanowią wielowartościową funkcję naprężeń: tej samej wartości naprężenia $\sigma_z = 0$ odpowiadają dwa pełne wydłużenia: początkowe równe zeru i końcowe obiegu, różne o część niesprężystą — wypadkową obiegu.

Z kolei weźmy pod uwagę obciążenie $O - \sigma_z - \sigma_{z1} - \sigma_z$ z wystarczająco długimi przystankami na zwrotnych wartościach naprężeń. I tu krzywa wykresu zatoczy łuk OA , oparty o WW_1 , następnie łuk AA_1 , nie dojdzie jednak do A_1 ze względu na niesprężystą część odkształceń, wreszcie pójdzie do góry do łuku A'_1, A' do skrajnego punktu A' różnego w ogólnym wypadku od A , z powodu istnienia wypadkowej trwałych odkształceń obiegu. Zatem w obu tylko co rozpatrywanych wypadkach obiegi nie są zamknięte, a pełne wydłużenia ostateczne — różne od początkowych o wypadkową wydłużeń trwałych obiegów. Przy wielokrotnem okresie powtarzaniu tego rodzaju obciążeń różnice powyższe mogą się stale wahać w pewnych granicach, ginąć lub narastać. Narastanie wydłużeń trwałych stanowi poważne niebezpieczeństwo dla ogniów ustrojów w ten sposób zazwyczaj obciążanych, może bowiem z biegiem czasu przekroczyć miarę krytyczną dla wzajemnego ustosunkowania ogniów ustroju, należy przeto zbadać warunki narastania owych wydłużeń trwałych. W tym celu rozpatrujemy:

§ 8. Wpływ obciążeń zmiennych okresowo. Będziemy tu rozróżniali trzy zasadnicze rodzaje obciążeń z przystankami na punktach zwrotnych: 1-o *obciążenie trwałe* przy którym siły, a więc i naprężenia osiowe, stopniowo rosną od zera do najwyższego natężenia i trwają nadal już niezmiennie, 2-o *obciążenie powtarzane*, gdy siły wraz z naprężeniami stopniowo dochodzą do najwyższego natężenia, a następnie, również stopniowo, maleją do zera, aby znów wzrosnąć do tej samej skrajnej granicy i ponownie stopniowo zmaleć do zera, wogóle nieograniczoną liczbę razy, wreszcie 3-o *obciążenie wahlíwe*, kiedy siły zewnętrzne wraz z naprężeniami osiowymi falują stopniowo rosnąc, to znów stopniowo malejąc, w granicach swych skrajnych zwrotnych wartości różnego znaku, dowolną liczbę razy. Te trzy obciążenia oznaczamy odpowiednio rzymskimi cyframi I, II i III, ich szybkość okresowego wzrostu może być praktycznie na-

der mała, czyli teoretycznie równa zeru, lub skończona. W pierwszym wypadku obciążenia I, II, III nazywamy *powolnemi*.

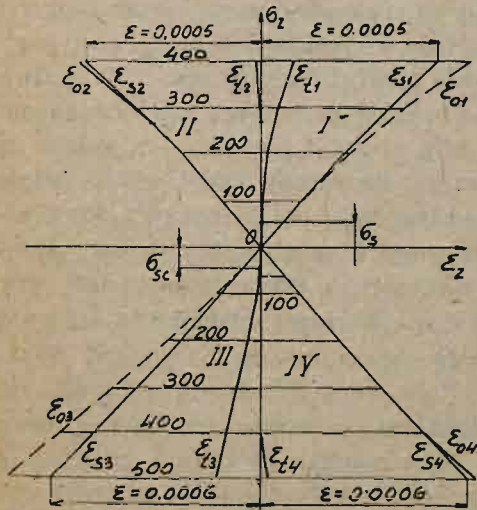
Z pomiędzy tworzyw stosowanych w technice jedynie tylko tworzywa włókniste — żelazo zgrzewne i pewne gatunki drzewa ujawniają wyraźną pierwotną granicę sprężystości — to znaczy, że w pewnych skrajnych granicach naprężeń obojga znaków, zachowują się jak ciała wzorowo sprężyste, nie dając odkształceń trwałych. Inne tworzywa natomiast w stanie naturalnem, lub wyzarzone, przy pierwszej próbie nawet dla bardzo małych naprężeń odrazu dają odkształcenie mieszane, należą przeto do typu częściowo sprężystych. Ich wydłużenia całkowite ε_0 , stanowią sumę wydłużeń trwałych ε_t i sprężystych ε_s . Stosunek $\varepsilon_s : \varepsilon_0 = U$, stanowi miarę sprężystości tworzyw tego rodzaju. Wiemy już, że początkowe odkształcenia wzkresów wytrzymałościowych są prawie zupełnie sprężyste — końcowe prawie zupełnie trwałe, zatem w ogólnym wypadku *miara sprężystości jest tym bliższa do jedności im mniejsze naprężenie*. Na mocy tego wniosku możemy przypuścić, że dla dostatecznie małych naprężeń, w mniej lub więcej małym obszarze, każde tworzywo jest wzorowo sprężyste, zatem każde tworzywo posiada granicę sprężystości pierwotną, nieraz nader nisko przy pierwszej próbie wytrzymałościowej leżącą dla obciążenia I powolnego, tego rodzaju bowiem obciążenie zazwyczaj stosujemy przy próbach.

Możemy jednak podnieść pierwotną granicę sprężystości danego znaku, ponawiając obciążenie, lub o ile to nie wystarczy, stosując obciążenie II powolne z przystankami. W ten sposób stwarza się przystosowanie tworzywa w owej dziedzinie, w myśl

prawa Banschingera, które głosi, że przez ponawianie powolnych obciążeń z przystankami, od zera do pewnego natężenia, dochodzącego do pierwotnej granicy sprężystości danego tworzywa, a nawet mniej lub więcej przekraczającego ją, można pierwotną granicę sprężystości podnieść, tym wyżej, im większa była liczba ponawianych obciążeń, jednak tylko do pewnej stałej granicy, której przekroczyć nie można.

To prawo stwierdził doświadczalnie Bach na próbie żeliwnej, dla rozciągania i ściskania (Rys. 63).

Wyniki pierwszej próby na rozciąganie podaje pierwsza ćwiartka (I). Widzimy tu krzywą wydłużeń całkowitych ε_{01} , sprężystych ε_{s1} , i trwałych ε_{t1} , dla zwolna rosnących naprężeń



Rys. 63.

ganie podaje pierwsza ćwiartka (I). Widzimy tu krzywą wydłużeń całkowitych ε_{01} , sprężystych ε_{s1} , i trwałych ε_{t1} , dla zwolna rosnących naprężeń

od $\sigma_z = 0$ do 400 kg./cm.² Pierwotna granica sprężystości σ_s jest nader niska, podnosi się jednak znacznie do 260 kg./cm.², przy powtórnym powolnym obciążeniu. Wyniki tej drugiej próby zawiera ćwiartka (II). Z kolei ta sama próbka, próbowana była na ściskanie. Wyniki pierwszej próby podaje ćwiartka (III). I tu również granica sprężystości σ_{sc} jest bardzo niska, podnosi się jednak do 400 kg./cm.², przy powtórnym powolnym obciążeniu. Wyniki tej nowej próby podane są w ćwiartce (IV). W ten sposób tworzywa niesprężyste możemy w większości wypadków przystosować—uczynić sprężystymi—w obszarze naprężeń jednego znaku na tle znacznego podniesienia pierwotnej granicy sprężystości, aczkolwiek granica pierwotna odwrotnego znaku obniża się wzajemian dość znacznie. Stwierdza to wyraźnie drugie prawo Bauschingera, które głosi, że: *sztuczne podwyższenie pierwotnej granicy sprężystości obniża pierwotną granicę sprężystości odwrotnego znaku nieraz aż nawet do zera i to w sposób trwały*, obniżenie to bowiem nie ginie po wypoczynku tworzywa. To prawo ma wielką doniosłość praktyczną, zazwyczaj bowiem ogniwa pracują poza granicę sprężystości pierwotną dzięki przystosowaniu się do warunków pracy na tle podwyższenia sztucznego tej granicy i równoczesnego obniżenia granicy odwrotnego znaku. To obniżenie może być jednak częściowo, lub całkowicie usunięte w myśl trzeciego prawa Bauschingera: *Obniżona sztucznie granica sprężystości pierwotna może być podwyższona przez powolne obciążenie z przystankami wahliwe, jednak tylko do pewnej granicy nieraz znacznie niższej od pierwotnej, którą sztucznie obniżono*. Z powyższych praw, jako warunek bezpośredni wypływa czwarte prawo Bauschingera: *Powolne obciążenie z przystankami wahliwe, nie przekraczając granic pierwotnych sprężystości różnego znaku nie obniża tych granic*. Te prawa rozwiązują zagadnienia w stosunku do obciążeń powolnych z przystankami. Dla obciążeń falujących bez przystanków prawa powyższe również są słuszne dla pewnych tworzyw, a zwłaszcza dla żelaza i stali, chcąc zatem uniknąć zgubnego narastania odkształceń trwałych, należy baczyć, aby pierwotna lub wtórna sztucznie podniesiona granica sprężystości nie były przekraczane, inaczej bowiem nigdy nie jesteśmy w stanie przewidzieć, czy wypadkowa wydłużeń trwałych z czasem nie wzrośnie nadmiernie, czy nie przekroczy skrajnego wydłużenia trwałego, powodując w ten sposób zniszczenie tworzywa. Wyraźnie to podkreślają prawa Woehlera, głosząc, że: *Obciążenia okresowe powtarzane, lub wahliwe, wykraczające poza granicę sprężystości pierwotnej, lub sztucznie podniesionej, sprawiają zniszczenie tworzywa po pewnej liczbie okresów, zależnej od bezwzględnej wartości naprężeń zwrotnych i od ich różnicy*. Zatem przy jednakowej różnicy skrajnej wartości naprężeń powtarzających się okresowo, zniszczenie tworzywa nastąpi tem szybciej, im większe jest skrajne naprężenie okresu. Stwierdzają to doświadczenia Woehlera z żelazem zgrzewnem. Dla obciążenia

wahliwego w granicach ± 1350 kg./cm.² (różnica zwrotnych naprężeń $\Delta = 1350 - (-1350) = 2700$) pręt rozerwał się po 19186791 okresach; dla powtarzanego od 0 do 2700 (to samo Δ) — po 409481. Wahliwe obciążenia o granicach ∓ 1650 ($\Delta = 3300$) zniszczyło pręt po 3632588 — powtarzane od 0 do 3300 — po 106910.

Z kolei przy tej samej bezwzględnej wartości skrajnych naprężeń, powtarzających się okresowo, zniszczenie nastąpi tym szybciej im większa jest różnica skrajnych wartości. Wahliwe obciążenie w granicach ± 2400 kg./cm.² zniszczyło pręt z tego samego tworzywa po 56430 okresach, powtarzane od 0 do 2400 po 10141645, w pierwszym wypadku bowiem różnica $\Delta = 4800$, w drugim 2400. Z dalszych doświadczeń Woehler otrzymał prawo następujące: *Obciążenia okresowe zawarte w pewnych granicach nie dają zniszczenia tworzywa nawet przy dowolnie wielkiej liczbie okresów.* Dla żelaza zgrzewnego i obciążenia I granica ta wyniosła 3600, dla obciążenia II — 2400, dla III — 1200 kg./cm.², dla stali i obciążenia I — 7700, II — 3750, III — 2250 kg./cm.². Granicę dla obciążenia I dają zwykłe próby na rozciąganie jako K_p , z powyższych przeto danych wypływa, że skrajne naprężenie niszczące dla zasadniczych 3-ch typów obciążeń mniej więcej się mają, jak 3 : 2 : 1. Na zasadzie danych powyższych Seefehlner ustalił wzór dla naprężenia niszczącego $K = K_I (\frac{2}{3} + \sigma_m : 3 \sigma_M)$, gdzie K_I oznacza naprężenie niszczące dla obciążenia I, σ_m i σ_M — skrajne naprężenia okresu. Dla obciążenia I mamy $\sigma_m = \sigma_M$, zatem $K = K_I$, dla drugiego wzór daje $K = \frac{2}{3} K_I$, tu bowiem $\sigma_m = 0$, wreszcie dla III: $\sigma_m = -\sigma_M$ zatem $K = \frac{1}{3} K_I$. Tak znaczna różnica naprężeń może być tylko wytłumaczona niszczącym działaniem pracy dII_v , istotnie w danym wypadku nie ma mowy o narastaniu odkształceń trwałych — K_{II} i K_{III} leżą poniżej granic sprężystości podwyższonej i pierwotnej. Zniszczenie tworzywa zachodzi na tle narastania pracy uporności. Każdy okres dorzuca swą cząstkę dII_v , a ta powoli rozluźnia więzy międzycząstkowe, obniża z czasem granice naprężeń bezpiecznych i wywołuje zniszczenie tworzywa. Praca dII_v zależy od szybkości zmian obciążenia, łuki obiegu wypuklają się przy większej liczbie obiegów na jednostkę czasu, a zatem próby Woehlera nie mogą mieć wartości bezwzględnej, ujmują całokształt zjawisk przy stosunkowo nieznacznej liczbie $n = 60 \div 80$ okresowych zmian na minutę. Dla zmian szybszych wartości K powinny być mniejsze od Woehlerowskich. Wyraźnie o tem świadczą próby Reynolds'a i Smith'a dla obciążenia wahliwego. Po milionie okresów, żelazo zlewne ulegało zniszczeniu przy $\Delta = 1940 - 2400 - 3000 - 3000$, dla $n = 1917 - 1744 - 1516 - 1337$, natomiast Woehler otrzymał $\Delta = 3800$ kg./cm.² dla tego samego tworzywa. Dla stali $\Delta = 2060 - 2630 - 2880 - 3150$ przy $n = 1990 - 1820 - 1660 - 1320$, a u Woehlera $\Delta = 4270$ kg./cm.². Wyniki powyższe aż nadto potwierdzają wnioski czysto teoretyczne, wobec aż nadto wyraźnych różnic wartości Δ w dziedzinie znacznej zmienności n . Dla granic zwykłych

$n = 60 \div 300$ różnice są niewielkie i bez praktycznej doniosłości. Wynika to bezpośrednio z prób Stanton'a i Bairstow'a, możemy przeto śmiało oprzeć się na wynikach prób Woehlera — ustalić skrajne wartości naprężeń bezpiecznych dla różnych typów obciążenia, zwłaszcza, że prawa Woehlera sprawdzają się dla wszystkich zasadniczych wypadków A, B, C, D prostego obciążenia odkształcającego, wyszczególnionych w (I § 6).

§ 9. Naprężenia dopuszczalne. *Stosunek naprężenia niszczącego — K do bezpiecznego praktycznie dopuszczalnego k nazywamy stopniem bezpieczeństwa i oznaczamy przez $j = K:k$ z odpowiednim wskaźnikiem.* Wartość j zależy od cech wytrzymałościowych tworzywa, jego budowy, mniej lub więcej jednolitej, a nadto, od poszczególnych rodzajów obciążenia. W myśl praw Woehlera $K_I:K_{II}:K_{III} = 3:2:1$, zatem przy jednakowym stopniu bezpieczeństwa musi być również $k_I:k_{II}:k_{III} = 3:2:1$, co zresztą wyraźnie się zaznacza w tablicy naprężeń dopuszczalnych Bacha, umieszczonej na końcu książki drugiej. Przerwa—Tetmajer inaczej nieco rozróżnia obciążenia: według tego badacza dla kamieni $j_c = 15 - 20 - 25 - 30$, drzewa: $j_r = 6 - 7 - 8 - 10$, $j_c = 4 - 5 - 6 - 7$, żelaza kutego $j = 3 - 4 - 5 - 6$, lin drucianych $j_r = 4 - 5 - 6 - 8$, żeliwa $j_c = 6 - 8 - 10 - \infty$ odpowiednio do obciążenia *stałego — okresowego — okresowego z lekkimi — i okresowego z silnymi wstrząśnieniami*, przyczem j_r powinno być brane pod uwagę przy rozciąganiu, j_c przy ściskaniu, a j przy jednym lub drugim. Tablica Bacha daje wyniki niezawodne przy obliczaniu ustrojów technicznych, Przerwy—Tetmajera może być użyta przy wyznaczaniu ogniów ustrojów budowlanych, o ile milczą przepisy państwowe.

§ 10. Przykłady i ćwiczenia. 1-o *Sily osiowe niszczące.* *Sila zrywająca* pręt danych wymiarów może być zawsze wyznaczona z wystarczającą dokładnością ze wzoru $S_r = K_r \cdot F_0$. Dla pręta żelaznego zgrzewnego o przekroju kołowym średnicy $d_0 = 2$ cm., mamy $K_r = 3300 \div 4000$ kg./cm.², $F_0 = \frac{1}{4} \pi 2^2 = 3,1416$ cm.², zatem $S_{r_i} = 10367 \div 12566$ kg. Długość pręta nie gra tu żadnej roli, w pewnych wypadkach ze względu na trudność ścisłego wyznaczania przekroju, zamiast K_r biorą pod uwagę tak zwaną *długość zrywającą* l_r pręta o stałym przekroju F_0 swobodnie zawieszono i zrywającego się w przekroju zawieszenia pod działaniem własnego ciężaru G . Oznaczmy przez γ ciężar właściwy tworzywa w kg/cm.³, wtedy $G = \gamma l_r F_0 = K_r F_0$, stąd $l_r = K_r : \gamma$ cm. Dla miedzi $K_r = 2000 : 2300$ kg./cm.², $\gamma = 8,82 - 8,94$ gr./cm.³, zatem $l_r = 2000 : [\frac{1}{1000} \times 8,94] \div 2300 : [\frac{1}{1000} \times 8,82] = 223463 \div 267710$ cm. $\approx 2,2 \div 2,7$ klm. Dla żelaza i stali l_r jest znacznie większe, stosunkowo najmniejsze wartości dają różne gatunki drzewa i ołów. W technice samochodowej i samolotowej długość zrywająca stanowi miarę wartości użytkowej tworzywa, rosnącej proporcjonalnie wprost w stosunku do K_r i odwrotnie do γ .

W podobny sposób wyznaczamy *siłę miazdzącą* dla krótkich prętów ze wzoru $S_{rc} = K_c \cdot F_0$. Dla kostki żeliwnej $10 \times 10 \times 10$ cm. $F_0 = 100$ cm.²,

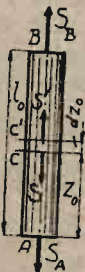
$K_c = 7000 - 8500 \text{ kg./cm.}^2$, zatem $S_{rc} = 700 \div 850 \text{ t.}$ Dla tworzyw ciągliwych zamiast K_c należy brać τ_{qc} , lub, co prawie na jedno wynosi τ_q .

2-o *Pręt nieważki* obciążono siłami osiowymi S , przyłożonemi do obu skrajnych przekrojów pręta. Pierwotna długość pręta l_0 jest z góry określona, pręt bowiem stanowi ogniwo danego ustroju. Wyznaczyć jego przekrój F_0 i wydłużenie w założeniu obciążenia I, II lub III. W danym wypadku położenie pręta nie gra żadnej roli, skoro jego wagę własną można pominąć wobec S . Wyznamy *przekrój niebezpieczny* pręta o skrajnej wartości naprężenia $\sigma_z = S : F_0$. Wobec stałego S będzie to niewątpliwie przekrój o najmniejszej wartości F_0 , w innych bowiem panować będą już wyższe wartości naprężenia osiowego. Wyznamy z tablic naprężenie dopuszczalne k , dla danego tworzywa i obciążenia, ta wartość jako skrajna panować winna w niebezpiecznym przekroju, zatem ze wzoru $k = S : F_0$ wyznaczymy F_0 . W innych przekrojach $\sigma_z < k$, widzimy więc, że tylko jeden jedyny przekrój jest wyzyskany wytrzymałościowo: pozostałe są zbyt słabe, pręt przeładowany tworzywem, a więc mało oszczędny w budowie. Ten brak nader poważny można z łatwością usunąć, budując pręt o stałym przekroju F_0 , wtedy bowiem we wszystkich przekrojach panować będzie ta sama skrajna dopuszczalna wartość naprężenia k , słowem będzie to *pręt stałej wytrzymałości osiowej*. Wydłużenie tego pręta o stałym przekroju F_0 wyznaczymy ze wzoru $\Delta l = l - l_0 = \varepsilon l_0 = \sigma_z l_0 : E = S l_0 : F_0 E$, stąd długość odkształcona pręta $l = l_0 (1 + S : E F_0) = l_0 (1 + k : E)$. Z kolei wyznaczymy wydłużenie pręta o przekroju zmiennym F . Wydłużenie, płytki tego pręta $\delta dz = \varepsilon dz = (S : E F) dz$, zatem wydłużenie całego pręta będzie $\Delta l = \int_0^{l_0} [S : E F] dz$. Naprężenia dopuszczalne leżą poniżej τ_p , zatem dla wszystkich naprężeń w tej dziedzinie $E = 1 : \alpha$ ma wartość stałą i $\Delta l = \alpha S \int_0^{l_0} [1/F] dz$, gdzie przekrój F należy wyznaczyć w zależności od z_0 — odległości od jednego ze skrajnych — obciążonych siłami S . Odkształcona długość pręta będzie tu $l = l_0 [1 + (\alpha S : l_0) \int_0^{l_0} (1/F) dz]$. W ten sposób wyznaczone wartości wydłużeń bezwzględnych zachodzą istotnie przy obciążeniu I, przy pozostałych są raczej teoretyczne, ponieważ obciążenia II i III dają tak zwane podłużne drgania pręta wymuszone, o których będzie mowa niżej. Weźmy pod uwagę pręt żelazny zlewny o stałym przekroju F_0 , dwa metry długi, obciążony siłą osiową $S = 14,5 \text{ t.}$ Dla obciążenia I: $k = 900 \div 1500$ średnio 1200, dla II — $600 \div 1000$, średnio 800, wreszcie dla III — $300 \div 500$ średnio 400 kg./cm.^2 , odpowiednie wartości dla F_0 będą: $14500 : 1200 = 12,1$, $14500 : 800 = 18,1$, oraz $14500 : 400 = 36,2 \text{ cm.}^2$. Z warunków zadania wymagany jest w wypadku I kątownik równoramienny, w II dwuteownik, w III pręt o przekroju kołowym średnicy d_0 . Po potrąceniu otworów na nity najbliższą wartość przekroju netto 12,1 dają kątowniki $70 \times 70 \times 11$ i $75 \times 75 \times 10$. Pierwszy waży 11,23, drugi 11,07 kg. na metr bieżący — należy przeto obrać lżejszy, o ile ze względu na brak miejsca kątownik cięższy, lecz nieco mniejszych wymiarów nie okaże się wygodniejszym. Najbliższy przekrój netto 18,2 cm.^2

daje dwuteownik Nr. 16, wreszcie z tablic znajdziemy $d_0 = 6,8$ cm, wtedy bowiem $F_0 = 36,3168$ cm². Wyznamy wydłużenie pierwszego pręta.

W tym celu wyznaczamy naprężenie osiowe $\sigma = 14500 : 12,1 = 1198$ kg./cm², jak widzimy nieco różne, lecz nie przekraczające k . Dla żelaza zlewego $E = 2150000$ kg./cm.², zatem $\Delta l = \varepsilon l_0 = \sigma l_0 : E = 1198 \times 200 : 2150000 = 0,11$ cm., wartość praktycznie równa zeru. Z kolei założymy, że z warunków zadania należy uwzględnić w wypadku I pręt, mający postać trapezu o pochyłości boków 1:100. Ma on być wycięty z płaskownika 1 cm. grubego. W tem założeniu niebezpieczny przekrój $F_0 = 12,1$ cm.² będzie niewątpliwie jednym ze skrajnych. Szerokość b_0 tego przekroju, wyznaczy się z równania $b_0 = 12,1 : 1 \approx 12$ cm. Z łatwością otrzymamy szerokość b_1 , drugiego skrajnego przekroju, zważywszy, że: $\frac{1}{2} (b_1 - b_0) = \frac{1}{100} b_0 = 2$ cm. Stąd $b_1 = 16$ cm. Naprężenia w skrajnych przekrojach będą odpowiednio $\sigma_0 = 14500 : 12 = 1208$ oraz $\sigma_1 = 14500 : 16 = 906$ kg./cm.², zatem pręt jest wytrzymałościowo niewyzyskany. Wyznamy jego wydłużenie. Pole przekroju odległego o z_0 od niebezpiecznego będzie $F = 1 \times b$, gdzie niewątpliwie $b = b_0 + 4 z_0 : 200 = b_0 + 0,02 z_0 = 12 + 0,02 z_0$, zatem wydłużenie pręta będzie $\Delta l = (14500 : 2150000) \int_0^{200} dz_0 : (12 + 0,02 z_0) =$

$$= (145 : 430) [\lg 16 - \lg 12] = (145 : 430) (2,77259 - 2,48491) = 0,10 \text{ cm.}$$



Rys. 64.

3-o Pręt wąski pionowy o stałym przekroju F_0 trwa pod obciążeniem I osiowem (Rys. 64). Pierwotną długość pręta oznaczamy przez l_0 i w odległości z_0 od dolnego skrajnego przekroju A pręta nieodkształconego prowadzimy przekroje C i C' stanowiące płytkę. Dolne dno pręta A obciążamy siłą osiową S_A , górne B siłą osiową S_B , zatem osiowa siła przekroju C będzie $S = S_A +$

$+ \gamma_0 F_0 z_0$, działa tu bowiem dodatkowo ciężar dolnej części pręta AC . Przez γ_0 oznaczyliśmy ciężar właściwy tworzywa nieodkształconego w (kg./cm.³). Ciężar całego pręta $G = \gamma_0 F_0 l_0$, zatem czyniąc we wzorze $z_0 = l_0$ będziemy mieli warunek równowagi pręta w postaci $S_B = S_A + G$. W górnym przekroju panować będzie naprężenie $\sigma_B = (S_A + G) : F_0 = S_B : F_0$, w dolnym $\sigma_A =$

$= S_A : F_0$. W dowolnym przekroju C będziemy mieli $\sigma_z = S_A : F_0 + \gamma_0 z_0 =$

$= S_A : F_0 + G z_0 : l_0 F_0$, niema tu więc mowy o stałej wytrzymałości pręta. Jego wydłużenie wyrazi się prostym wzorem. Wydłużenie płytki CC' będzie

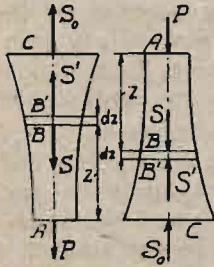
$$\delta dz_0 = \varepsilon_z dz_0 = \alpha \sigma_z dz_0, \text{ całego pręta: } \Delta l = \frac{1}{EF} \int_0^{l_0} [S_A + G \frac{z_0}{l_0}] dz_0 =$$

$= [S_A + \frac{1}{2} G] l_0 : EF_0$ oraz jego dolnej części $AC - \Delta z_0 = [S_A + \frac{1}{2} G] z_0 : EF_0$. Dla siły $S_A > 0$ rozciągającej przekrój niebezpieczny będzie leżał w B , należy zatem uczynić $\sigma_B = k_r$, cały bowiem pręt będzie rozciągany łącznym działaniem sił S_A i G . Stąd otrzymamy $F_0 = (S_A + G) : k_r$. Przy wyznaczaniu właściwych wymiarów pręta o stałym przekroju należy do siły rozciągającej, uczeptionej u dna dolnego pręta, dorzucić jego ciężar własny, a przy wyznaczaniu całkowitego wydłużenia — połowę tego ciężaru. Wynika to wprost ze wzorów powyżej wypisanych. W tym wypadku pręt winien być zawieszony dnem górnym — S_B stanowi sprzeciw zawieszenia.

Dla siły $S_A < 0$ cisnącej od dołu mogą zachodzić trzy szczególne wypadki. Przedewszystkiem może się okazać, że $S_B = S_A + G$ jest ujemne, to jest że wartość bezwzględna siły podpierającej S_A jest większa od ciężaru pręta. W tym wypadku dla utrzymania równowagi pręt należy przycisnąć u góry siłą $S_B < 0$. Jak widać ze wzorów naprężenia będą ujemne dla wszystkich przekrojów pręta, a przytem $\sigma_A < \sigma_Z < \sigma_B$ — przekrój niebezpieczny leży u dołu; pręt cały się skróci, niewątpliwie bowiem $S_A + \frac{1}{2}G$ będzie również ujemne, dając $\Delta l < 0$. Z kolei może się okazać, że bezwzględna wartość siły S_A jest równa G : pręt stoi swobodnie na dolnym dnie bez obciążenia górnego, tu bowiem $S_B = 0$, i skróca się o $\Delta l = \frac{1}{2}G l_0 : E F_0$, jak pręt nieważki, obciążony siłami osiowymi ciśnąciami równymi $-\frac{1}{2}G$; Może się zdarzyć wreszcie, że bezwzględna wartość siły podpierającej jest mniejsza od ciężaru pręta. W tym wypadku sprzeciw podłoża nie wystarcza: pręt dodatkowo należy zawiesić z siłą zawieszenia $S_B = S_A + G > 0$. Tutaj więc górna część pręta będzie rozciągana, dolna ściskana, a jeden z przekrojów pośrednich całkowicie odciążony. Czynnąc $\sigma_Z = S_A : F_0 + \gamma_0 z_1 = 0$ z łatwością wyznaczmy jego odległość $z_1 = -S_A : \gamma_0 F_0$ od podstawy pręta. W szczególnym wypadku, gdy $-S_A = \frac{1}{2}G$ wydłużenie pręta $\Delta l = 0$, a $z_1 = \frac{1}{2}G : \gamma_0 F_0 = \frac{1}{2}l_0$ — przekrój odciążony leży pośrodku pręta. Górna część pręta wydłuża się, dolna skróca: pierwotna długość pręta pozostaje bez zmiany. Ten ciekawy wypadek zachodzi wtedy gdy $-S_A = S_B = \frac{1}{2}G$, to jest gdy na podłożu ciśnie połowa wagi pręta. Gdy $S_A + \frac{1}{2}G > 0$ przekrój odciążony leży w dolnej połowie pręta, gdy suma ta jest ujemna w górnej. W pierwszym wypadku $\Delta l > 0$, pręt wydłuża się, w drugim skróca. Zazwyczaj waga pręta jest nader nieznaczna w stosunku do siły podpierającej zatem ostatnie rozważanie ma wartość teoretyczną jedynie.

4-o *Ważki pręt stałej wytrzymałości.* Dla pręta ważkiego (Rys. 65) o przekroju zmiennym różnica sił osiowych $dS = S' - S$ powinna równoważyć ciężar własny płytki BB' . Oznaczmy przez F_0 i F'_0 pola przekrojów B i B' pręta nieodkształconego. Wobec nieznaczącej grubości płytki $F'_0 = F_0 + dF_0$, możemy przeto wyrazić znikomy ciężar płytki $dG = \frac{1}{2}(F_0 + F'_0)\gamma_0 dz_0 = (F_0 + \frac{1}{2}dF_0)\gamma_0 dz_0$. W przekroju F_0 odkształconym pod jarzmem sił osiowych panuje naprężenie $\sigma_z = S : F_0$, stąd $S = F_0 \sigma_z$ oraz $dS = d(F_0 \sigma_z) = dG = (F_0 + \frac{1}{2}dF_0)\gamma_0 dz_0$ i ostatecznie, pomijając nieskończenie małe wyższych rzędów: $d(F_0 \sigma_z) = F_0 \gamma_0 dz_0$. Dla pręta stałej wytrzymałości $\sigma_z = k$ we wszystkich przekrojach, zatem $kdF_0 = F_0 \gamma_0 dz_0$, inaczej jeszcze $dF_0 : F_0 = \lambda dz_0$, gdzie oznaczyliśmy $\gamma_0 : k$ przez λ . Całkując otrzymamy $\lg F_0 = \lambda z_0 + C$, stąd $F_0 = D e^{\lambda z_0}$. Stałą całkowania C , lub $D = e^C$ wyznaczmy z łatwością z warunków obciążenia osiowego. Godzi się tu zaznaczyć, że dS musi być skierowane zawsze ku górze, inaczej bowiem niemogłoby równoważyć dG , zatem siła osiowa rozciągająca $P > 0$ winna być uciepiona do dna dolnego, ściskająca $P < 0$ działać na górne dno pręta (Rys. 65). W obu wypadkach siła P stanowi przeto jedyne obciążenie osiowe owych skrajnych przekrojów A pręta, rodzące naprężenie $k = P : F_{0A}$. Pierwotną nieodkształconą odległość z_0 płytki BB' odliczamy od skrajnych przekrojów A , zatem, czyniąc we wzorze $\sigma_z = 0$ otrzymamy $F_{0A} = D$.

Stąd $D = P : k$ i ostatecznie prawo zmienności pierwotnych nieodkształconych przekrojów pręta wałkiego stałej wytrzymałości $F_0 = (P : k) e^{\lambda z_0}$, gdzie $\lambda = \gamma_0 : k$. Gdy $P > 0$ pręt wienien być zawieszony u góry, gdy $P < 0$ podparty u dołu. W obu wypadkach sprzeciw jest równy $P + G$, gdzie przez G oznaczyliśmy wagę pręta.

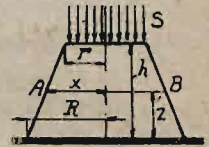


Rys. 65.

5-o *Podstawa* kolumny (Rys. 66) o przekrojach poprzecznych kołowych spoczywa na podłożu. Na jej dno górne równomiernie rozkłada się ciężar S kolumny. Wyznaczyć przekrój najmniej obciążony w założeniu stożkowego kształtu podstawy. Oznaczmy przez h wysokość podstawy, przez r i R promienie dna górnego i dolnego, przez x — promień kołowego przekroju w odległości z od podłoża. Z podobieństwa trójkątów $(R-x) : z = (R-r) : h$, stąd $z = h(R-x) : (R-r)$, $dz = -h dx : (R-r)$, ciężar płytki dz grubej $= \gamma_0 \pi x^2 dz$, a ciężar całej górnej części, leżącej ponad przekrojem obranym

$$G_x = \int_z^h \gamma_0 \pi x^2 dz = - \left[\gamma_0 \pi h : (R-r) \right] \int_x^R x^2 dx = \pi \gamma_0 h (x^3 - r^3) : 3(R-r).$$

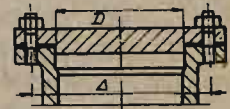
Czyniąc w tym wzorze $x = R$, otrzymamy ciężar podstawy $G = \pi \gamma_0 h (R^3 - r^3) : 3(R-r)$, a przeto $G_x = G (x^3 - r^3) : (R^3 - r^3)$. W przekroju obranym będzie panowało naprężenie $\tau_z = (S + G_x) : \pi x^2 = [S + G (x^3 - r^3) : (R^3 - r^3)] : \pi x^2$, dla przekroju najmniej obciążonego pochodna τ_z po x to jest $[G : (R^3 - r^3) - 2S : x^3 + 2Gr^3 : (R^3 - r^3) x^2] : \pi = 0$. Warunek ten daje wartość szukaną $x_0 = \sqrt[3]{2G [S (R^3 - r^3) - Gr^3]}$. Wobec $x_0 > 0$ musi być $S (R^3 - r^3) > Gr^3$ czyli $S > Gr^3 : (R^3 - r^3)$, a wtedy druga pochodna τ_z po x będzie większa od zera, zachodzi istotne minimum. Nadto być muszą spełnione wprost oczywiste warunki: $R > x_0 > r$, inaczej jeszcze $R^3 > 2G [S (R^3 - r^3) - Gr^3] > r^3$, skąd łatwo wyznaczymy granice zmienności dla S .



Rys. 66.

6^o *Pokrywę* przykręcamy (Rys. 67) do cylindra śrubami uszczelniając powierzchnię dotyku szczeliwem. W tym celu w kołnierz cylindra wkręcamy sworznie śrub w liczbie $n = D : 8 + 4$, gdzie D oznacza średnicę cylindra w miejscu przystawania pokrywy. Krążek azbestowy nasadzony na sworznie przylega do cylindra, i przyciskany obrzeżem pokrywy, tamuje przelot pary przez złączenie.

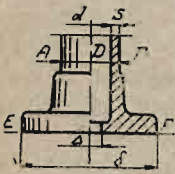
Przy słabym nacisku pokrywy azbest przestaje być szczelnym: dobre uszczelnienie pokrywy wymaga tęgiego dokręcania nakrętek na śrubach. Obliczmy ich właściwe wymiary. Do wnętrza cylindra w miarowych odstępach wpuszczana jest świeża para prężności 12 kg./cm.² bezwzględnej, podczas wylotu ciśnienie to opada do zera, mamy tu więc do czynienia z obciążeniem II pokrywy. W danym wypadku $D = 50$ cm. $n = 50 : 8 + 4 = 10,3 \approx 12$. Nazewnątrz pokrywa ulega ciśnieniu atmosferycznemu, od wewnątrz ciśnieniu pary. Wypadkowa tych ciśnień wynosi: $\frac{1}{4} \pi 50^2 \times (12 - 1) \approx 21600$ kg. i działa równolegle do osi śrub, stanowi przeto ich obciążenie osiowe powtarzane. Na jedną śrubę przypada



Rysunek 67.

216000:12=1800 kg. obciążenia, osiowego rozciągającego. Dla śrub żelaznych zlewnych zazwyczaj używanych i obciążenia II — k_r , wynosi średnio 800 kg./cm.² ze względu jednak na wyżej wspomnianą konieczność tęgiego dokręcania nakrętek, zazwyczaj obniżają tą wartość do połowy. Stąd przekrój rdzenia śruby $F_0 = 1800 : 400 = 4,5 \text{ cm.}^2$; a sama śruba według tablicy Whitworth'a — $1 \frac{1}{8}''$.

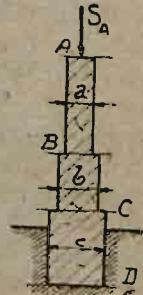
7^o Krótki słup lany średnicy zewnętrznej $D = 15 \text{ cm.}$, spoczywa podstawą (Rys. 68) na podłożu kamiennem i dźwiga $Q = 20000 \text{ kg.}$ Obliczyć przekrój pierścieniowy słupa i średnicę δ podstawy, w założeniu, iż podłoże wytrzymuje nacisk $k_c = 20 \text{ kg./cm.}^2$. Oznaczamy grubość ścianki słupa przez s , średnica wewnętrzna będzie więc $d = D - 2s$, a przekrój poprzeczny AB będzie miał pole $F_0 = \frac{1}{4} \pi (D^2 - d^2)$. Jego obciążenie stanowi siła osiowa Q . Dla żeliwa i obciążenia $1 : k_c = 600 : 900$, wszelako ze względu na możliwość otrzymania niejednorodnego odlewu z dziurami, pęcherzami i t. p. obierzemy $k_c = 600 \text{ kg./cm.}^2$



Rysunek 68.

dla wzoru $\frac{1}{4} \pi (D^2 - d^2) k_c = Q$; zatem $176,715 - \frac{1}{4} \pi d^2 = 20000 : 600$ stąd $d = 13,5 \text{ cm.}$ Chcąc z kolei obliczyć δ , zakładamy, że środkowy otwór podstawy, konieczny dla wyjęcia rdzenia z odlewu, ma średnicę $\Delta = 9 \text{ cm.}$ W płaszczyźnie EF ustala się dotyk do podłoża — w przekroju $F = \frac{1}{4} \pi (\delta^2 - \Delta^2)$. Należy przeto wyznaczyć δ tak, aby docisk $Q : F$ nie przekraczał $k_c = 20 \text{ kg./cm.}^2$. Stąd $\frac{1}{4} \pi \delta^2 - \frac{1}{4} \pi \Delta^2 = \frac{1}{4} \pi \delta^2 - 63,6173 = 20000 : 20$, $\frac{1}{4} \pi \delta^2 = 1063,6173$ i z tablic $\delta = 36,8 \approx 37 \text{ cm.}$

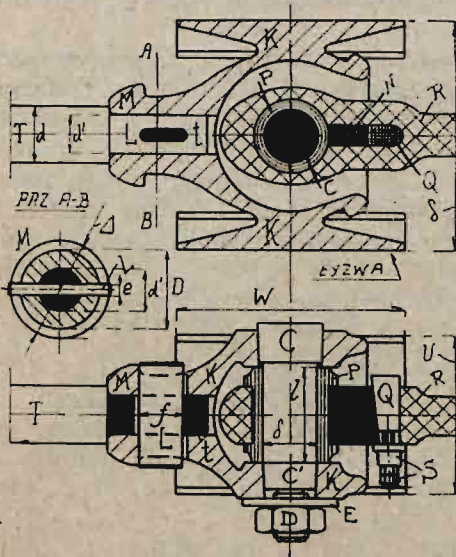
8^o Mur z cegły obciążony po wierzchu w stosunku $Q \text{ kg.}$ na metr bieżący długości muru należy wznieść na gruncie, który wytrzymuje $k_c \text{ kg./cm.}^2$ nacisku. Nazwijmy (Rys. 69) odpowiednio przez a, b, c , grubości w cm. przez d, e, f . — wysokości w cm. poszczególnych części AB, BC i CD muru, przez $\gamma \text{ kg./cm.}^3$ jego ciężar właściwy, i weźmy pod uwagę jakąkolwiek zresztą zupełnie dowolną długość $l \text{ cm.}$ muru, czyli odcinek z całej długości muru $l \text{ cm.}$ Na ten odcinek ciśnie z góry siła $S_A = Ql = 100 \text{ kg.}$ Oznaczmy odpowiednio przez G', G'' i G''' ciężar części AB, BC i CD muru, przyczem $G' = \gamma adl$, $G'' = \gamma bel$, $G''' = \gamma cfl \text{ kg.}$, zatem na dolny przekrój $D = cl \text{ cm.}^2$ dotyku muru do podłoża, działa osiowa siła cisnąca $S''' = S_A + G' + G'' + G'''$, rodzaj w nim naprężenie $\sigma''' = S''' : D = (Ql : 100 + \gamma adl + \gamma bel + \gamma cfl) : cl = [Q : 100 + \gamma (ad + be + cf)] : c$, które nie powinno przekraczać $k_c \text{ kg./cm.}^2$ Z tego warunku $\sigma''' = k_c$ wyznaczmy skrajną dopuszczalną wartość siły nośnej,



Rysunek 69.

należy jeszcze przeliczyć wytrzymałość przekrojów B i C , gdzie zmienia się, grubość muru. Na przekrój $B = al \text{ cm.}^2$ ciśnie siła osiowa $S' = Ql : 100 + \gamma adl$, dając w nim naprężenie $\sigma' = S' : al = (Q : 100 + \gamma ad) : a$, na przekrój $C = bl \text{ cm.}^2$ działa siła $S'' = Ql : 100 + \gamma adl + \gamma bel$ i naprężenie $\sigma'' = [Q : 100 + \gamma (ad + be)] : b$. Oba te naprężenia nie mogą przekraczać skrajnego dopuszczalnego naprężenia k_c dla muru, w przeciwnym razie należy odpowiednio obniżyć Q — siłę nośną muru.

9^o *Krzyżulec* stanowi nader ciekawy zespół części pod względem wytrzymałościowym. Tłoczyisko *T* jednostronnie osadzone w tłoku silnika parowego, tkwi drugostronnie w krzyżulcu (Rys. 70). Nacisnienie w kotle wynosi 10,5 atmosfer, czyli 11,5 kg./cm.²; przez tarcie w przewodzie wlotowym obniża się o 0,3 kg./cm.². Zatem na tłok średnicy 50 cm. ciśnienie z jednej strony 11,2 kg./cm.² z drugiej 1,2 kg./cm.², bierzemy bowiem pod uwagę silnik wydychowy, licząc na tarcie w przewodzie wylotowym 0,2 kg./cm.². Na powierzchni tłoka $\frac{1}{4} \pi 50^2 = 1963,50 \text{ cm.}^2$ działa ciśnienie wypadkowe $11,2 - 1,2 = 10 \text{ kg./cm.}^2$ dając siłę nacisku na tłoczyisko $P = 1963,5 \times 10 \approx 20000 \text{ kg}$, stanowiącą obciążenie wahliwe tłoczyiska, a przeto dla żelaza zlewne $k_r = 300 \div 500 \text{ kg./cm.}^2$. Weźmy dla wszelkiej pewności ze względu na możliwość wybożenia $k_r = 300 \text{ kg./cm.}^2$, a otrzymamy przekrój tłoczyiska $\frac{1}{4} \pi d^2 = 20000 : 300 = 66,66 \text{ cm.}^2$. Tej wartości odpowiada $d = 9,2 \text{ cm}$, ze względu jednak na konieczność przetaczania tłoczyiska, zdar-

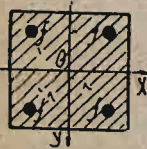


Rysunek 70.

tego przez zużycie w dławnicach, obieramy $d = 10 \text{ cm}$. Ta średnica zmniejsza się do d' w nasadzie krzyżulca, dając powierzchnię $F = \frac{1}{4} \pi 10^2 - \frac{1}{4} \pi d'^2$ dotyku do tulei krzyżulca. Powierzchnia *F* przenosi na krzyżulec siłę nacisku tłoka tylko podczas biegu naprzód, powinna być przeto obliczona na docisk w założeniu zmiennego obciążenia w granicach *O* i *P*. Dla obciążenia powtarzanego i stali lanej, tworzywa krzyżulca, $k_c = 600 \div 1000$, średnio 800 kg./cm.^2 , mamy więc $P : k_c = 20000 : 800 = 25 \text{ cm.}^2 = F = 78,54 - \frac{1}{4} \pi d'^2$, stąd $\frac{1}{4} \pi d'^2 = 53,54 \text{ cm.}^2$ oraz $d' = 8,26$. Ten wymiar zaokrąglamy do $d' = 8 \text{ cm}$. Teoria ścinania pozwoli wyznaczyć grubość klina $e = 2,5 \text{ cm.}$; w przekroju *AB* klin przechodzi przez otwór zwężonej części tłoczyiska, należy więc sprawdzić, czy ten osłabiony przekrój, $F_1 = \frac{1}{4} \pi d^2 - ed' = 50,27 - 2,5 \times 8 = 30,27 \text{ cm.}^2$, nie jest zbyt obciążony. Ta część tłoczyiska pracuje tylko przy ruchu wstecz, gdy tłoczyisko ciśnię na klin. W danym wypadku mamy niewątpliwie obciążenie powtarzane zmienne w granicach od *O* do *P*. Skrajna wartość naprężenia rozrywającego będzie tu: $\sigma = P : F_1 = 20000 : 30,27 = 661 \text{ kg./cm.}^2$ nie przekracza zatem dopuszczalnego naprężenia, które dla obciążenia II i żelaza zlewne — tworzywa tłoczyiska, wynosi $k_r = 600 - 1000 \text{ kg./cm.}^2$. W ten sposób ustalone wymiary połączeń są oczywiście wystarczające, należy jednak sprawdzić, czy nacisk tłoczyiska ma klin nie jest zbyt wielki. Powierzchnia dotyku klina do tłoczyiska wynosi $F_2 = ed' = 2,5 \times 8 = 20 \text{ cm.}^2$, siła cisnąca zmienia się od *O* do 20000 kg . Naprężenie cisnące $\sigma = 20000 : 20 = 1000 \text{ kg./cm.}^2$ nie przekracza skrajnej dopuszczalnej wartości $k_c = 600 \div 1000$

kg./cm.² dla żelaza zlewne go i obciążenia powtarzanego — z tej strony nie grozi. Z kolei obliczmy właściwe wymiary tulei M krzyżulca. Jej przekrój AB pracuje pod obciążeniem wahlivem zmiennem w granicach $\pm P$. Oznaczmy jego średnicę zewnętrzną przez D , po potrąceniu otworu na klin otrzymany przekrój $F_3 = \frac{1}{4} \pi D^2 - \frac{1}{4} \pi d'^2 - e(D - d')$. Dla stali lanej i obciążenia wahlivego $k_r = 200 \div 400$, średnio 300 kg./cm.², możemy więc napisać, że $F_3 = 20000 : 300 = 66,66 \text{ cm.}^2 = \frac{1}{4} \pi D^2 - 50,27 - 2,5(D - 8)$. Tego rodzaju równania najlepiej rozwiązywać, podstawiając kolejno różnorodne wartości D . Dla $D = 12,8 \text{ cm.}$ otrzymamy $F_3 = 66,41 \text{ cm.}^2$, obieramy przeto $D = 13 \text{ cm.}$, jako wymiar okrągły. Pozostaje nam jeszcze obliczyć wymiar Δ zgrubienia tulei, o które opiera się klin. W przekroju dotyku klina $F_4 = (\Delta - d') e$ do zgrubienia tulei naprężenie $\sigma = P : F_4$ nie powinno przekraczać granic dopuszczalnych. Dla obciążenia zmiennego, jak w danym wypadku od O do P , stali lanej—tworzywa tulei, oraz żelaza zlewne go tworzywa—klina $k_c = 600 \div 1000 \text{ kg./cm.}^2$. W danym wypadku, jak dla przekroju F_2 obieramy skrajną wartość $k_c = 1000 \text{ kg./cm.}^2$ ze względu na ujednostajnienie warunków pracy klina, zatem $F_4 = 20000 : 1000 = 20 \text{ cm.}^2 = (\Delta - 8) 2,5$. Stąd $\Delta = 16 \text{ cm.}$

10^o Słup żelazno-betonowy (Rys. 71) o przekroju kwadratowym pracuje pod jarmem siły osiowej S cisnącej. Oznaczmy przez i liczbę prętów zbrojenia podłużnego, przez f przekrój pręta, $F_z = i f$ wyznaczmy całkowity



Rys. 71.

przekrój zbrojenia. Nadto niech będzie F całkowity przekrój pręta poprzeczny, $F_B = F - F_z$ — przekrój czysto betonowy. Współczynniki rozszerzalności cieplikowej żelaza i betonu są jednakowe, o ile więc wydłużenia różnorodnych części przekroju będą również jednakowe—pręt będzie wewnątrz spojony bez zarzutu. Oznaczmy przez E_B spólczynnik sprężystości osiowej betonu, przez E_z —żelaza zbrojeń. W założeniu stałego wydłużenia ϵ_0 , naprężenia, jakie winny pracować w betonie będą $\sigma_B = E_B \epsilon_0$ — w zbrojeniu $\sigma_z = E_z \epsilon_0$, a wypadkowa tych naprę-

żeń $S = \int E_B \epsilon_0 dF_B + \int E_z \epsilon_0 dF_z$. Tutaj dF_B oznacza poletko części betonowej przekroju, dF_z — żelaznej, a całki obejmować winny odpowiednie części przekroju F_B betonową i F_z żelazną. Wobec stałej wartości spólczynników E_B i E_z dla wszystkich poletek jednorodnych $S = E_B \epsilon_0 F_B + E_z \epsilon_0 F_z = E_B \epsilon_0 (F_B + n F_z) = \sigma_B (F_B + n F_z)$, gdzie $n = E_z : E_B = 8 \div 15$. Wzór tylko co otrzymany daje siłę nośną słupa S wyznaczoną dla przekroju zastępczego $F_B + n F_z$ słupa betonowego bez zbrojenia podłużnego o tej samej wartości naprężenia cisnącego σ_B . Skrajna dopuszczalna wartość σ_B wynosi 35 kg./cm.², nadto zazwyczaj biorą $n = 15$, a przeto $S = 35 (F_B + 15 F_z)$ kg.