

WYTRZYMAŁOŚĆ TWORZYW.

L. KARASIŃSKI.

POLITECHNIKA WARSZAWSKA.

1916/17 R.

539,4 : 621,01 : 539,3



nr 2714



nr. w. 43

7B1.

BZ07PK/028-22

R O Z D Z I A Ł I.

USTALENIE POJĘĆ ZASADNICZYCH.

§ 1. NAUKA O WYTRZYMAŁOŚCI MATERJAŁÓW.

Wszelki twór budowlany czy techniczny stanowi całość celową, złożoną z oddzielnych, trwale z sobą powiązanych, ściśle określonego kształtu ogniów, podlegających działaniu różnorodnych sił. Wobec wzajemnej zależności części wewnętrznych układu, każda przekraczająca pewną granicę zmiana ich kształtu może wywołać groźne zaburzenia w ustosunkowaniu poszczególnych ogniów, kończąca się niekiedy zniszczeniem całego ustroju. Np. gdyby nastąpiło zósemkowanie się koła parowozu, pociągnęło by to za sobą niechybną katastrofę. Nadmierne odkształcenie ogniów burzą stateczność układu, stąd konieczność istnienia nauki wyznaczającej wartości doświadczalne odkształceń ciał stosowanych w technice.

Nauka ta, zwana zazwyczaj wytrzymałością materjałów, należy do gromady nauk mechaniki stosowanej, obejmujących rozległy obszar wiedzy doświadczalnej, a zbudowanych na wspólnej podstawie - mechanice teoretycznej.

A więc WYTRZYMAŁOŚĆ MATERJAŁÓW jest nauką:

- 1^o wyznaczającą odpowiedni materjał na dane ogniwo ustroju budowlanego lub technicznego.
- 2^o nadającą właściwy kształt ogniwom poszczególnych tworów technicznych w celu otrzymania

nia odpowiedniej odporności.

Np. błędny dobór materiałów doprowadzał do umieszczania ciężkich silników parowych na aeroplanie; dzisiaj stosujemy w awiatyce lekkie, aluminiowe silniki spalinowe.

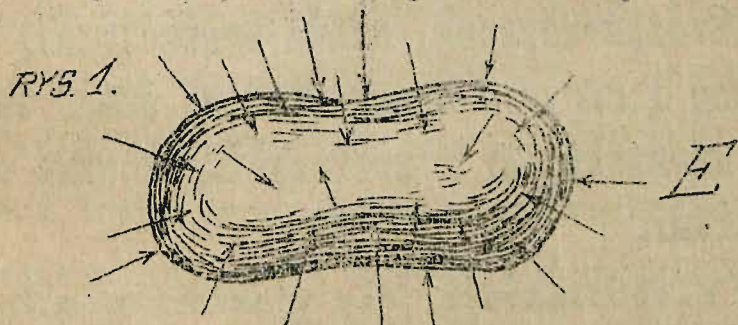
Jak wielką rolę w odporności danego ogniwa gra kształt jego, może posłużyć przykład kartki papieru, która zwinięta w tubkę i oparta w obydwu swych końcach nie wygina się; ta sama zaś kartka nie zwinięta - nawet pod wpływem własnego ciężaru ulega wygięciu.

WYTRZYMAŁOŚĆ MATERIAŁÓW JEST WIĘC NAUKĄ ODKSZTAŁCENIA CIAŁA OBCIĄŻONEGO T.J. CIAŁA PODLEGAJĄCEGO DZIAŁANIU SIŁ ZEWNĘTRZNYCH.

§ 2. ODKSZTAŁCENIA CIAŁ STAŁYCH.

Ustalone w mechanice teoretycznej często oderwane pojęcie CIAŁA SZTYWNEGO, niezmiennego traci swą moc obowiązującą wobec powyższego określenia, gdyż mamy tu najwidoczniej do czynienia z CIAŁEM ODKSZTAŁCAJĄCEM SIĘ, a więc z CIAŁEM STAŁEM, rzeczywistym. Tutaj raczej będziemy posługiwać się pojęciem "ciała stałego" wziętym z fizyki: CIAŁO STAŁE JEST TO UKŁAD CZĄSTECZKOWY WYRAŹNEGO KSZTAŁTU, SPRZECIWIAJĄCY SIĘ WSZELKIM JAKIKOLWIEK ZMIANOM WYWOŁYWANYM W UKŁADZIE JEGO CZĄSTECZEK. Aby ten opór pokonać należy użyć sił zewnętrznych, w tym jedynie wypadku ciało stałe ulegnie zmianie: odkształci się. Stąd mamy prosty wniosek: dopóki nie wywieramy działania na ciało stałe, dopóty ono się nie odkształca.

Ażebv ciało stałe odkształcić należy zastosować pewne zewnętrzne siły lub cały układ sił. Siły te będziemy nazywać odkształcającymi i oznaczać przez E /EXTERIOR - zewnętrzny/. Gdy zaś wszystkie siły układu E stają się ze



rami, to ciało żadnych odkształceń nie ujawnia.

ODKSZTAŁCENIEM WIĘC NAZYWAMY WSZELKĄ ZMIANĘ KSZTAŁTU CIAŁA STAŁEGO OBCIĄŻONEGO, T.J. ZNAJDUJĄCEGO SIĘ POD DZIAŁANIEM SIŁ ZEWNĘTRNYCH.

Badanie warunków powstawania odkształceń na tle działania sił zewnętrznych rozszerza nasze pojęcia o budowie wewnętrznej ciała stałego, jako układu cząsteczkowego. Ponieważ liczba cząsteczek tego układu nie może ulec zmianie przy odkształceniu, przeto zmuszeni jesteśmy PRZYPUSZCIĆ ISTNIENIE PRZESTRZENI MIĘDZYCZĄSTECZKOWYCH, a co zatem idzie, i ODLEGŁOŚCI MIĘDZYCZĄSTECZKOWYCH, zmieniających się pod działaniem energetycznych czynników zewnętrznych w postaci obciążenia układem sił lub ogrzania ciała stałego. Wszelka zmiana odległości międzycząsteczkowych ciała stałego powoduje jego odkształcenie.

Wniosek: WSZELKIE ODKSZTAŁCENIE CIAŁA OBCIĄŻONEGO MOŻNA SPROWADZIĆ DO POSZCZEGÓLNYCH ZMIAN ODLEGŁOŚCI MIĘDZYCZĄSTECZKOWYCH.

Ciało stałe nie jest więc zwykłym ZLEPKIEM cząstek, jest ono raczej mgławicowym rojem cząstek odległych od siebie, a stanowiących jeden trwały układ. WSZELKA ZMIANA WE WZAJEMNEM USTOSUNKOWANIU CZĄSTECZEK UKŁADU WYWOŁUJE W NIM SIŁY MIĘDZYCZĄSTECZKOWE, KTÓRE SPRZECIWIAJĄ SIĘ DO KONYWANYM ZMIANOM I CHCĄ JE SPROWADZIĆ DO ZERA. TE SIŁY OPORU NAZYWAMY NAPRĘŻENIAMI MIĘDZYCZĄSTECZKOWEMI LUB WPROST NAPRĘŻENIAMI.

W ciele nieobciążonem, nie ujawniającem żadnych odkształceń, odległości międzycząsteczkowe są niezmiennie. DOWODZI TO ZUPEŁNEGO BRAKU NAPRĘŻEŃ, a więc istnienia istnienia trwałego stanu równowagi wewnętrznej.

Pod wpływem energetycznych czynników zewnętrznych ta równowaga zostaje zachwiana i na tle działania sił obciążających, poszczególne cząsteczki otrzymują przyspieszenie - stąd ruchy cząsteczek ciała, zmiany odległości międzycząsteczkowych i powstawanie sił oporowych - naprężeń. Te zmiany wewnętrznego układu cząsteczek ciała trwają dopóty, póki rosnące naprężenia nie zniweczą działania sił zewnętrznych, a ciało nie wejdzie ponownie w stan równowagi wewnętrznej na tle zahamowania ruchów cząsteczek.

Otrzymany w ten sposób NOWY STAN RÓWNOWAGI CIAŁA OBCIĄŻONEGO ujawnia odkształcenia na tle zmienionych odległości międzycząsteczkowych i TRWA dopóty, póki CIAŁO ULEGA DANEMU OBCIĄŻENIU. Jest to więc nowy TRWAŁY STAN RÓWNOWAGI ciała odkształconego.

Gdy obciążenie zwiększymy - powtórzy się tylko co

opisany przebieg wewnętrzny; otrzymamy nowe ODKSZTAŁCENIA DODATKOWE na tle trwałego stanu równowagi RÓŻNEGO od poprzedniego. Dalsze powiększanie obciążenia W TYM SAMYM KIERUNKU da SZEREG nowych odkształceń dodatkowych każdorazowo powstających na tle trwałego stanu równowagi ciała obciążonego; POWTARZAĆ SIĘ TO BĘDZIE JEDNAK TYLKO DO PEWNEJ WARTOŚCI GRANICZNEJ OBCIĄŻENIA, bo dalsze nawet najdrobniejsze powiększenie w tym samym kierunku obciążenia WYWOŁA JUŻ NADMIERNE RUCHY CZĄSTEK, WYKLUCZAJĄCE MOŻLIWOŚĆ RÓWNOWAGI WEWNĘTRZNEJ DANEGO CIAŁA. odległości międzycząsteczkowe nadmiernie WZROSŁĄ POZA WPŁYW SIŁ WEWNĘTRZNYCH, układ nie zdoła już rozwinąć sił oporowych, przyspieszenia cząstek nie będą zahamowane - nastąpi ROZDZIAŁ CZĄSTEK, czyli pęknięcie ciała.

Nie możemy więc dowolnie obciążać ciała stałego: JE-DNOKIERUNKOWE POWIĘKSZANIE SIŁ ZEWNĘTRZNYCH MUSI WRESZCIE ZBURZYĆ UKŁAD OBCIĄŻONY. Wytrzymałość materiałów winna wyznaczyć to obciążenie niebezpieczne wywołujące NISZCZĄCY UKŁAD ODKSZTAŁCEŃ międzycząsteczkowych. Przy obecnym stanie nauki o wytrzymałości materiałów wyznaczenie naprężeń burzących nie nastrecza żadnych trudności; to też wypadki pęknięcia ogniwa, a co za tem idzie i burzenia całego tworu technicznego stają się coraz rzadsze, zwłaszcza że obciążenia dopuszczalne są zazwyczaj stosunkowo dosyć niskie, dające li tylko odkształcenia bardzo nieznaczne.

§ 3. ODKSZTAŁCENIA SPRĘŻYSTE I TRWAŁE.

Weźmy pod uwagę ciało stałe odkształcone przez układ sił zewnętrznych, a pozostające w stanie trwałej równowagi pod obciążeniem. W pewnej chwili usuńmy rozpatrywane ciało z pod jarzma sił zewnętrznych, wywołujących układ naprężeń międzycząsteczkowych - ciało pozostawione samemu sobie wejdzie w NOWY STAN RÓWNOWAGI, przyczem wogóle mogą zajść trzy wypadki:

1. Może się zdarzyć, że ODKSZTAŁCENIE ZGINIE WRAZ Z OBCIĄŻENIEM ODKSZTAŁCAJĄCEM. W danym wypadku naprężenia międzycząsteczkowe, nierównoważone działaniem obciążających sił zewnętrznych PRZYWRÓCĄ PIERWOTNE ODLEGŁOŚCI MIEDZYZĄSTECZKOWE, jakie istniały w ciele nieobciążonem, i PO DOKONANIU TEJ PRACY, ZGINĄ WRAZ Z ODKSZTAŁCENIEM, które je wywołało. Mamy więc tu do czynienia ze zjawiskiem odwracalnem; ginie wszelki ślad działania obciążenia, ciało powraca do pierwotnego stanu równowagi i odkształcenie będzie sprężyste.

NAZYWAMY SPRĘŻYSTEM ODKSZTAŁCENIE ZNIKAJĄCE WRAZ Z OBCIĄŻENIEM, KTÓRE JE WYWOŁAŁO.

PRZYKŁAD. Rozciągnijmy rurkę kauczukową; gdy puścimy jej koniec z jej końców, rurka powróci do swej pierwotnej długości. Z kolei może się również okazać, iż ODKSZTAŁCENIE POZOSTANIE NIEZMIENIONE PO WYZWOLENIU CIAŁA Z POD JARZMA SIŁ ODKSZTAŁCAJĄCYCH.

Tutaj niewątpliwie naprężenia, nawet nie równoważone działaniem sił zewnętrznych POZOSTANĄ W NAPIĘCIU lecz nie prowadzą do zera odkształcenia, które je wywołało. Mamy

więc tu do czynienia ze zjawiskiem nieodwracalnym i ciało do pierwotnego stanu równowagi po odciążeniu już nie powraca - odkształcenie staje się więc trwałem.

NAZYWAMY TRWAŁEM ODKSZTAŁCENIE POZOSTAJĄCE W CIELE WY-
ZWOLONEM Z POD JARZMA SIŁ ODKSZTAŁCAJĄCYCH.

PRZYKŁAD. Bryłka gliny po przyłożeniu do niej sił zewnętrznych zmienia swą postać i nie powraca już do pierwotnego kształtu nawet po usunięciu sił odkształcających.

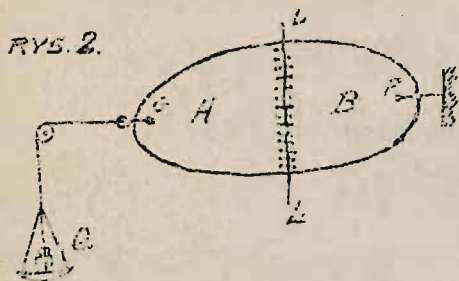
3^o Może się wreszcie zdarzyć, iż ODKSZTAŁCENIE CZĘŚCIOWO TYLKO ZGINIE WRAZ Z OBCIĄŻENIEM ODKSZTAŁCAJĄCEM. W danym wypadku mamy tu niewątpliwie do czynienia ze zjawiskiem częściowo odwracalnym, a tego rodzaju ODKSZTAŁCENIA NAZYWAMY MIESZANEMI, ponieważ możemy je rozpatrywać jako ZŁOŻONE Z ODKSZTAŁCEN TRWAŁYCH I SPRĘŻYSTYCH.

Widzimy, że w pierwszym jedynie wypadku odkształceń sprężystych, działanie obciążenia przemija bez śladów trwałych; w pozostałych - powrót do pierwotnego stanu jest niemożliwy - ciało przybiera nieco odmienną postać po jednorazowym obciążeniu i odciążeniu, a więc w ogólnym wypadku nie może być wzięte jako ogniwo ustroju.

Wyznaczenie granicy odkształceń sprężystych jest więc jednym z ważniejszych zadań wytrzymałości materiałów. Do tego celu dążymy zbierając dane doświadczalne dotyczące warunków powstawania odkształceń sprężystych na tle obciążeń zewnętrznych lub wewnętrznych przynależnych do odkształceń sprężystych. Należy więc poznać sposoby wyznaczania naprężeń w ciele stałym.

W celu unaocznienia przebiegu powstawania naprężeń międzycząsteczkowych rozpatrzmy następujący przykład.

Weźmy kawałek skóry o kształcie przedstawionym na ry-



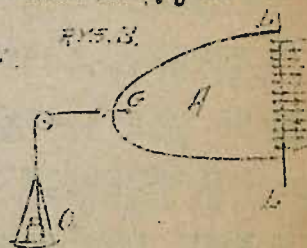
sunku, rozetnijmy go według linii $L-L$, poróbmy otworki wzdłuż brzegów przekroju i, przewlekając sznurek przez te otworki, zwiążmy oba kawałki w ten spo-

sób, aby z jednej strony pomiędzy kawałkami skóry nie było żadnej szpary, z drugiej zaś - aby w sznurkach nie panowały żadne naprężenia. Stworzyliśmy więc sztucznie ciało stałe /model naukowy/. Możemy teraz uważać ten układ za jedną całość. W punkcie F przymocujmy nasz układ za pomocą gwoźdźcia, zaś punkt G połączmy za pomocą linki, przerzuconej przez bloczek z szalką. Gdy umieścimy na szalce ciężar Q , wtedy natychmiast części skóry A zostanie nadane przyspieszenie, utworzy się pomiędzy kawałkami skóry A i B szpara, w sznurkach powstaną naprężenia hamujące przyspieszenie skóry A. Po chwili nastąpi stan równowagi naprężonej: naprężenia w sznurkach będą równoważyły działanie siły Q .

Gdy dodamy drugi ciężarek, to rozchylenie szpary powiększy się, a więc i naprężenia w sznurkach wzrosną. Przy dodawaniu ciężarków rozchylenie szpary się wzmacza, co powoduje wzrost naprężeń w sznurkach. Wreszcie przy n -tym ciężarku w sznurku powstaną tak wielkie naprężenia, że nastąpi jego pęknięcie. Jeżeli byśmy, nie doprowadzając do pęknięcia sznurka, przecięli od razu wszystko jego włókna, to nadane przez

siły Q przyspieszenie części skóry A nie hamowane przez siły międzycząsteczkowe /sznurki/, spowodują odpadnięcie tej części skóry.

Jeżeli natychmiast po rozcięciu sznurków przyłożymy cały układ sił zastępujących działanie tych sznurków, to w części skóry A absolutnie nic się nie zmieni, jak to przedstawia rys. 3. Widzimy więc, że suma wszystkich sił, przyłożonych w punktach zaczepienia sznurków i równoważących naprężenia panujące w sznurkach, musi być równa sile Q . Ten prosty przykład wskazuje, w jaki sposób można wkroczyć w świat międzycząsteczkowy i wyznaczyć zależność pomiędzy układem sił zewnętrznych a naprężeniami to jest siłami wewnętrznymi. Istnieje więc pewien związek łączący mechanikę zwykłą zewnętrzną z mechaniką wewnętrzną czyli wytrzymałością materiałów.



§ 4. WYZNACZANIE NAPRĘŻEŃ CIAŁA OBCIĄŻONEGO.

Wyznaczanie naprężeń ciała obciążonego wykonywa się mocy podstawowej zasady wytrzymałości materiałów, wypowiadanej przez Föppl'a w następujący sposób:

"WSZELKA CZĘŚĆ CIAŁA ODKSZTAŁCONEGO, MYŚLOWO W NIEM WYODRĘBNIONA, STANOWI RÓWNIEŻ CIAŁO STAŁE PODLEGŁE OGÓLNYM PRAWOM MECHANIKI".

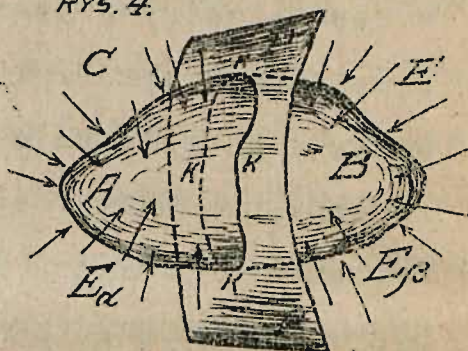
Zasada ta jest oczywista wtedy jedynie, gdy wyodrębniemy myślowo cząstkę dającą się istotnie wyciąć z macierzy tego ciała stałego, co niewątpliwie nie zawsze można uskutecznić wobec niedokładności naszych środków technicznych.

Tem nie mniej prawo powyższe należy *À PRIORI* uważać jako słuszne bezwzględnie we wszystkich wypadkach, a więc i wtedy nawet, gdy rozpatrywana cząstka ciała stałego jest dowolnie mała.

Aby wyznaczyć naprężenia na mocy tej zasady, należy wziąć pod uwagę ciało stałe odkształcone.

Niechaj *C* /rys.4/ oznacza jakieś ciało stałe **ODKSZTAŁCONE**, a więc **POZOSTAJĄCE W TRWAŁYM STANIE RÓWNOWAGI** POD JARZMEM **ODKSZTAŁCAJĄCEGO UKŁADU SIŁ ZEWNĘTRZNYCH**.

rys. 4.



Układ ten oznaczmy przez \bar{E} . Przez ciało *C* przeprowadzamy dowolną powierzchnię *PP* zupełnie zresztą dowolnego kształtu, dzieląc w ten sposób rozpatrywane ciało na dwie części *A* i *B*, sąsiadujące ze sobą poprzez przekrój *PP*, ograniczony na powierzchni ciała przestrzenną krzywą *KKK*, a podlegające działaniu sił zewnętrznych, przyczem przez \bar{E}_α **OZNACZAMY UKŁAD SIŁ DZIAŁAJĄCYCH NA CZĘŚĆ *A***, a przez \bar{E}_β **UKŁAD SIŁ DZIAŁAJĄCYCH NA DRUGĄ CZĘŚĆ - *B***. W ten sposób całkowity układ \bar{E} został podzielony na dwa **SKŁADOWE UKŁADY** - możemy więc symbolicznie napisać: $\bar{E} = \bar{E}_\alpha + \bar{E}_\beta$

W celu ułatwienia sobie rozumowania weźmy podłużny przekrój naszego ciała *C*, jak to nam przedstawia rys.5. Cząsteczki ciała stałego sąsiadujące ze sobą wzdłuż powierzchni



rys. 5.

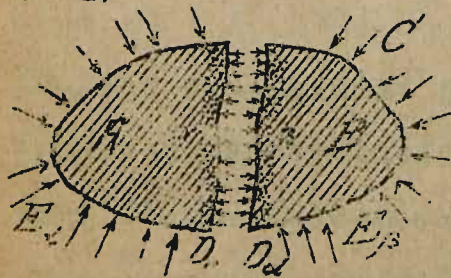
PP zostały również **PODZIELONE NA DWIE GROMADY: α i β** cząsteczek obustronnie rozsianych

wzdłuż tej powierzchni. Wobec tego, że rozpatrywane ciało uległo odkształceniu, POMIĘDZY CZĄSTECZKAMI OBU GROMAD DZIAŁAJĄ SIŁY NAPRĘŻEŃ MIĘDZYZĄSTECZKOWYCH.

Oznaczmy przez D_α -UKŁAD NAPRĘŻEŃ, PRZYNALEŻNYCH DO GROMADY CZĄSTEK α , A DZIAŁAJĄCYCH NA CZĄSTECZKI GROMADY β ORAZ PRZEZ D_β -UKŁAD NAPRĘŻEŃ, PRZYNALEŻNYCH DO GROMADY β , A DZIAŁAJĄCYCH NA CZĄSTECZKI GROMADY α . Wobec stałego stanu równowagi ciała odkształconego cząsteczki obu gromad również ZACHOWUJĄ STAN WZAJEMNEJ RÓWNOWAGI, co jest możliwe jedynie i wyłącznie wówczas, gdy siły układów D_α i D_β WZAJEMNIE SIĘ ZNOSZĄ, inaczej mówiąc, gdy siły obu tych układów SA ODPOWIEDNIO RÓWNE, CHOĆ SKIEROWANE PRZECIWNIE. Symbolicznie to wyrażamy: $\bar{D}_\alpha = -\bar{D}_\beta$; zwróćmy uwagę, że SIŁY UKŁADU D_α BĘDĄ NIEJAKO SIŁAMI ZEWNĘTRZNYMI DLA CZĄSTEK GROMADY β , PONIEWAŻ WYCHODZĄ Z ZEWNĄTRZ, Z GROMADY α ; tak samo również SIŁY UKŁADU D_β , BĘDĄ MIAŁY WSZELKIE CECHY SIŁ ZEWNĘTRZNYCH W STOSUNKU DO CZĄSTEK GROMADY α , JAKO POCHODZĄCE Z ZEWNĄTRZ, Z GROMADY β .

W ten sposób część A rozpatrywanego ciała podlega działaniu UKŁADÓW E_α i D_β SIŁ ZEWNĘTRZNYCH, podczas gdy druga część B jest pod jarzmem UKŁADÓW E_β i D_α jak to przed-

rys. 6.



stawia rys. 6. Obie te części pozosta-
ją w równowadze, bo całe ciało C znaj-
duje się w stanie trwałej równowagi,
jak to zaznaczyliśmy w założeniu.

W myśl podstawowej zasady wytrzymało-
ści materiałów OBIE CZĘŚCI ZACHOWUJĄ SIĘ JAK CIAŁA STAŁE,

ozostające w równowadze pod obciążeniem zewnętrznem; stąd wnioskujemy bezpośrednio, że siły zewnętrzne każdej z nich są RÓWNIEŻ W RÓWNOWADZE, ponieważ obie rozpatrywane części są JUŻ ODKSZTAŁCONE, A WIĘC ZACHOWUJĄ SIĘ JAK CIAŁA SZTYWE, podległe prawom statyki. Możemy więc napisać WARUNEK RÓWNOWAGI CZĘŚCI A w postaci:

$$\bar{E}_\alpha + \bar{D}_\beta = 0$$

oraz części B :

$$\bar{E}_\beta + \bar{D}_\alpha = 0$$

stąd bezpośrednio:

$$\bar{D}_\alpha = -\bar{E}_\beta, \text{ oraz } \bar{D}_\beta = -\bar{E}_\alpha \text{ co daje}$$

WNIOSEK PIERWSZY: UKŁAD NAPRĘŻEŃ PRZYNALEŻNYCH DO CZĄSTEK JEDNOSTRONNIE ROZSIANYCH WZDŁUŻ DANEJ POWIERZCHNI, DOWOLNIE WEWNĄTRZ CIAŁA ODKSZTAŁCONEGO PRZEPROWADZONEJ, RÓWNOWAŻY PEWNĄ CZĘŚĆ OBCIĄŻENIA ZEWNĘTRZNEGO, ODKSZTAŁCAJĄCEGO, ZŁOŻONĄ Z SIŁ, PRZYŁOŻONYCH DO CZĘŚCI CIAŁA ODKSZTAŁCONEGO, SĄSIADUJĄCEJ DRUGOSTRONNIE POPRZECZ OWĄ POWIERZCHNIĄ Z GROMADĄ CZĄSTEK ROZPATRYWANYCH.

Ponadto wobec tego, że $\bar{D}_\alpha = \bar{D}_\beta$ mamy $\bar{E}_\alpha = -\bar{E}_\beta$ skąd bezpośrednio: $\bar{E}_\alpha + \bar{E}_\beta = \bar{E} = 0$, co daje oczywisty

WNIOSEK DRUGI: OBCIĄŻENIE ZEWNĘTRZNE CIAŁA ODKSZTAŁCONEGO STANOWI ZRÓWNOWAŻONY UKŁAD SIŁ.

PRZYKŁAD. Weźmy sznurek i zaczniemy go rozciągać w rękach; jeżeli rozwiniemy siłę odpowiednio wielką, nastąpi zerwanie sznurka, jako skutek przyłożenia zrównoważonego układu sił, siedliskujących w obu rękach. Jeżeli ten sam sznurek jednym tylko końcem przyczepimy do parowozu, drugi zaś puści-

my wolno i parowóz uruchomimy, to pomimo tego, że siła parowozu przewyższa tysiąckrotnie siłę rąk naszych, rozzerwanie sznurka nie nastąpi w żadnym razie, natomiast sznurek będzie się włókł za parowozem. Widzimy więc, że wypadki obciążenia układem sił niezrównoważonych należą raczej do mechaniki zewnętrznej, a nie do wytrzymałości materiałów.

Wyznaczenie naprężeń wkracza w dziedzinę statyki. Przekrój PP jak to wiemy z założenia, jest zupełnie dowolny, MOŻEMY GO WIĘC MNIEJ LUB WIĘCEJ UWYPUKLAĆ WE WNĘTRZU rozpatrywanego CIAŁA W TYM LUB OWYM KIERUNKU, POZOSTAWIAJĄC BEZ ZMIANY PIERWOTNĄ KRZYWĄ PRZESTRZENNĄ KKK /rys.

4/ leżącą w przekroju P , a zaznaczającą się na powierzchni ciała stałego. W ten sposób otrzymamy DOWOLNĄ ILOŚĆ PRZEKROJÓW K_1K, K_3K, \dots, K_nK - PO LEWEJ STRONIE PRZEKROJU PIERWOTNEGO KOK , oraz znowuż DOWOLNĄ ILOŚĆ PRZEKROJÓW K_2K, K_4K, \dots, K_mK - leżących po prawej stronie przekroju KOK . /rys. 7/. ~

Wzdłuż każdego z tylko co wymienionych przekrojów możemy WYZNACZYĆ GROMADY CZĄSTECZEK $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \dots, \alpha_r$ i $\beta_1, \beta_2, \beta_3, \dots, \beta_r$, oraz: α_2 i β_2, α_4 i β_4, \dots, α_s i β_s . ~

Do lewych gromad cząsteczkowych $\alpha_1, \dots, \alpha_3, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_s$ - PRZYNALĘŻĄ LEWE UKŁADY NAPRĘŻEŃ $D_{\alpha_1}, \dots, D_{\alpha_3}, D_{\alpha_1}, D_{\alpha_2}, D_{\alpha_4}, \dots, D_{\alpha_s}$, ODPOWIEDNIO DZIAŁAJĄCYCH NA CZĄSTECZKI PRAWYCH GROMAD $\beta_1, \dots, \beta_3, \beta_1, \beta_2, \beta_4, \dots, \beta_s$. DO TYCH PRAWYCH GROMAD Z KOLEI PRZYNALĘŻĄ PRAWE UKŁADY NAPRĘŻEŃ $D_{\beta_1}, \dots, D_{\beta_3}, D_{\beta_1}, D_{\beta_2}, D_{\beta_4}, \dots$

... $\bar{D}_{\beta s}$ - DZIAŁAJĄCE NA CZĄSTECZKI LEWYCH GROMAD. PRAWE I LEWE UKŁADY NAPRĘŻEŃ KAŻDEGO PRZEKROJU, JAKO ZŁOŻONE Z NAPRĘŻEŃ ODPOWIEDNIO RÓWNYCH, A SKIEROWANYCH PRZECIWNIE, ZNOSZĄ SIĘ WZAJEMNIE. Symbolicznie możemy więc napisać szereg równości: $\bar{D}_{\alpha r} = -\bar{D}_{\beta r}, \dots, \bar{D}_{\alpha 3} = -\bar{D}_{\beta 3}, \bar{D}_{\alpha 1} = -\bar{D}_{\beta 1}, \bar{D}_{\alpha} = -\bar{D}_{\beta}, \bar{D}_{\alpha 2} = -\bar{D}_{\beta 2}, \bar{D}_{\alpha 4} = -\bar{D}_{\beta 4}, \dots, \bar{D}_{\alpha s} = -\bar{D}_{\beta s}$, KTÓRE WARUNKUJĄ RÓWNOWAGĘ PRZEKROJÓW, WYPEŁNIAJĄCYCH WNETRZE CIAŁA ODKSZTAŁCONEGO.

Skrajne PRZEKROJE $KrKi$ KSk możemy niewątpliwie prowadzić W BEZPOŚREDNIM SĄSIEDZTWIE POWIERZCHNI $KAKi$ KBK , stanowiących wspólnie POWŁOKĘ zewnętrzną ciała ODKSZTAŁCONEGO, które trwa w stanie równowagi po odkształceniu - STĄD WNIOSEK, ŻE I POWIERZCHNIE $KAKi$ KBK MUSZĄ BYĆ W RÓWNOWADZE, inaczej mówiąc, że CZĄSTECZKI CIAŁA, JEDNOSTRONNIE ROZSIANE WZDŁUŻ TYCH POWIERZCHNI POZOSTAJĄ W RÓWNOWADZE TRWAŁEJ MIMO DZIAŁANIA SIŁ ZEWNĘTRZNYCH NA POWŁOKĘ ZEWNĘTRZNĄ ciała odkształconego. Jest to możliwe wówczas jedynie, GDY WŚRÓD CZĄSTECZEK POWIERZCHNI KAK i KBK POWSTANĄ odpowiednie UKŁADY \bar{D}_A i \bar{D}_B NAPRĘŻEŃ ZEWNĘTRZNYCH, RÓWNOWAŻĄCYCH DZIAŁANIE SIŁ ODKSZTAŁCAJĄCYCH CZYLI POWIERZCHNIE KAK i KBK SĄ PONIEKĄD PRZEKROJAMI GRANICZNYMI ciała odkształconego O JEDNOSTRONNYM TYLKO SKUPIENIU CZĄSTECZEK, PODLEGAJĄCYCH DZIAŁANIU SIŁ ZEWNĘTRZNYCH. NAPRĘŻENIA PRZYNALEŻNE DO GROMADY TYCH CZĄSTECZEK ZEWNĘTRZNYCH, ZRÓWNOWAŻONE SĄ DZIAŁANIEM SIŁ ZEWNĘTRZNYCH. Możemy więc tu symbolicznie napisać:

$$\bar{D}_A = -\bar{E}_\alpha; \text{ ORAZ: } \bar{D}_B = -\bar{E}_\beta, \text{ co daje WNIOSEK TRZECI:}$$

SILY ZEWNĘTRZNE ODKSZTAŁCAJĄCE WYWOŁUJĄ RÓWNOWAŻNY IM UKŁAD NAPRĘŻEŃ ZEWNĘTRZNYCH, PRZYNALEŻNYCH DO CZĄSTECZEK ZEWNĘTRZNYCH CIAŁA ODKSZTAŁCONEGO.

Wobec trwałej równowagi ciała odkształconego dochodzimy do przekonania, że NAPRĘŻENIA MOGĄ WYCHODZIĆ POZA POWŁOKĘ CIAŁA LI TYLKO W TYM WYPADKU, GDY POWŁOKA CIAŁA ZNAJDUJE SIĘ POD JARZMEM SIŁ ZEWNĘTRZNYCH: NAPRĘŻENIA ZEWNĘTRZNE MUSZĄ BOWIEM ZNIWECZYĆ SILY ODKSZTAŁCAJĄCE, A WIĘC NIE MOGĄ POWSTAWAĆ TAM, GDZIE NA POWŁOCIE NIEMA OBCIĄŻENIA: W TAKICH MIEJSCACH JAWIĆ SIĘ MOGĄ LI TYLKO NAPRĘŻENIA WEWNĘTRZNE, NIE WYCHODZĄCE POZA POWŁOKĘ ZEWNĘTRZNĄ, A STYCZNE DO NIEJ, LUB SKIEROWANE WGLĄB CIAŁA ODKSZTAŁCONEGO.

Stąd mamy:

WNIOSEK CZWARTY: NA POWŁOCIE CIAŁA ODKSZTAŁCONEGO, WOLNEJ OD JARZMA SIŁ ZEWNĘTRZNYCH NIEMA NAPRĘŻEŃ ZEWNĘTRZNYCH; TYLKO WEWNĘTRZNE, LUB STYCZNE DO POWŁOKI MOGĄ POWSTAWAĆ W TEM MIEJSCU.

Podany tutaj szereg wniosków pozwala waznaczać całe układy naprężeń, siedliskujących w cząsteczkach, rozsianych wzdłuż przekroju dowolnego.

Pozostaje nam więc tylko jeszcze wyznaczyć naprężenia układów. W tym celu rozpatrzmy:

§ 5. NAPRĘŻENIA PRZEKROJÓW PŁASKICH CIAŁA ODKSZTAŁCONEGO.

Wobec znikomych odległości pomiędzy cząsteczkami ciała stałego, obszar działania naprężeń międzycząstec-

Kowych wydaje się być nader ograniczonym; możemy więc śmiało założyć, iż działanie naprężeń NIE SIĘGA ZBYT GŁĘBOKO, rozciągając się jedynie na cząstki bezpośrednio sąsiadujące ze sobą poprzez powierzchnię przekroju.

Ponadto zazwyczaj przypuszczamy, że cząsteczki rozpatrywanego ciała są równomiernie rozłożone WZDŁUŻ POWIERZCHNI PRZEKROJU. To przypuszczenie odpowiada budowie istotnej wewnętrznej CIAŁA JEDNOLITEGO, ponieważ CIAŁO JEDNOLITE STANOWI UKŁAD CZĄSTECZEK JEDNOSTAJNIE SKUPIONYCH W KAŻDYM PUNKCIE TEGO UKŁADU, natomiast dla ciała niejednolitego mamy tu zaledwie przybliżony obraz warunków rzeczywistych. W budownictwie technicznem stosujemy wyłącznie prawie ciała jednolite, przeto przypuszczenie powyższe jest zupełnie uprawnione w przeważnej większości wypadków, a wystarczająco zbliżone do rzeczywistości dla reszty.

Jeżeli teraz, zamiast przekroju dowolnego kształtu, rozpatrywać będziemy PRZEKRÓJ PŁASKI, tnąc ciało odkształcone płaszczyzną przekroju, to po obu stronach tego przekroju będziemy mieli gromady cząsteczek powiązanych naprężeniami międzycząsteczkowymi - PŁASKIE O JEDNOSTAJNEJ, CHOĆ ZNIKOMEJ GRUBOŚCI, stanowiące ŚCIANY PRZEKROJU. Wobec znikomej grubości obie te warstwy cząsteczkowe mogą być rozpatrywane JAKO POLA MATERJALNE O JEDNOLITYM SKUPIENIU CZĄSTEK, to jest, inaczej mówiąc, O NIEZMIENNEJ GĘSTOŚCI.

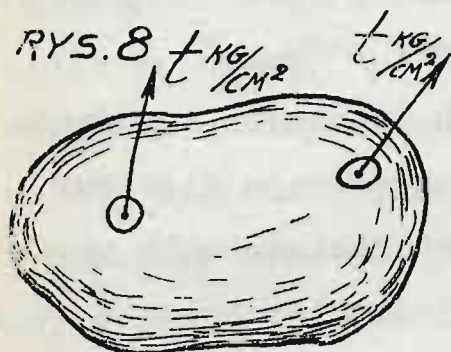
To znaczy, że W JEDNOSTCE POWIERZCHNI, GDZIEKOLWIEK WYZNACZONEJ NA ŚCIANKACH PRZEKROJU PŁASKIEGO - ILOŚĆ CZĄSTECZEK POLA MATERJALNEGO JEST TA SAMA. Stąd wniosek oczywisty, że POWIERZCHNIA PRZEKROJU MATERJALNEGO JEST MIARĄ ILOŚCI CZĄSTECZEK ROZSIANYCH WZDŁUŻ TEGO PRZEKROJU.

To też zamiast NAPRĘŻEŃ, SIEDLISKUJĄCYCH W CZĄSTECZKACH PRZEKROJU LUB DO NICH PRZYŁOŻONYCH, MOŻEMY ROZPATRYWAĆ NAPRĘŻENIA, PRZYNALEŻNE DO JEDNOSTEK POWIERZCHNI PRZEKROJU PŁASKIEGO, LUB DO NICH PRZYŁOŻONE. TE NAPRĘŻENIA ZOWIEMY NAPRĘŻENIAMI JEDNOSTKOWYMI I WYZNACZAMY ICH WARTOŚĆ W JEDNOSTKACH SIŁY NA JEDNOSTKĘ PRZEKROJU, TO JEST W KILOGRAMACH NA CENTYMETR KWADRATOWY $[KG/CM^2]$.

Czyniąc tak, - miasto właściwych istotnych naprężeń, przynależnych do cząstek jednostki przekroju bierzemy niejako ich średnią wartość, co jest dostatecznie uprawnione przy nieznacznych wymiarach jednostki pola. W samej rzeczy, niech n oznacza hypotetyczną ilość cząsteczek w jednostce rozpatrywanego pola, a t /łacińskie - tensio/ - naprężenia jednostkowe, panujące w tym punkcie pola; IŁORAZ $t:n$ będzie wartością średnią naprężenia dla cząsteczek jednostki pola; ta wartość średnia jest niewątpliwie tem bardziej zbliżona do rzeczywistej wartości naprężenia międzycząsteczkowego, IM JEDNOSTAJNIEJSZY JEST ROZKŁAD NAPRĘŻEŃ CZĄSTECZKOWYCH w rozpatrywanem polu, więc IM POLE JEDNOSTKOWE MNIEJSZE, A ROZKŁAD CZĄSTECZEK W TYM POLU JEDNOSTAJNIEJSZY. Dawniej wymiary pola jednostkowego brano nader nieznaczne, bo wynoszące zaledwie MIL

KWADRATOWY; z czasem przekonano się, iż pole jednostkowe CENTYMETRA KWADRATOWEGO jest już wystarczająco małe, to też jest ono obecnie wyłącznie stosowane.

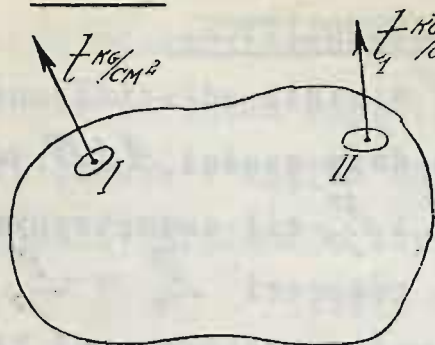
Ponadto przy jednostajnym układzie cząstek mamy wszelkie prawo oczekiwać jednostajnego rozkładu naprężeń; stąd bezpośrednio wynika, że NAPRĘŻENIA JEDNOSTKOWE stanowią ściślejszą miarę rzeczywistych naprężeń międzycząsteczkowych dla ciała jednolitego, niż dla ciała niejednolitego, co zresztą z łatwością można uwypuklić następującym prostym rozumowaniem. Weźmy



w przekroju płaskim ciała odkształconego dwie jednostki pola o jednakowych naprężeniach jednostkowych /rys.8/; w ciele jednolitem liczba cząsteczek będzie niewątpliwie ta sama dla obu jednostek pola, a więc

cząsteczki obu poletek będą ulegać jednakowym średnim naprężeniom $t : n$. W danym wypadku przeto naprężenie jednostkowe może stanowić miarę naprężeń międzycząsteczkowych. -

Inaczej atoli rzecz się ma, gdy pola jednostkowe obierzemy w przekroju ciała niejednolitego; tutaj ilość cząsteczek będzie wogóle różna dla obu jednostek pola: n_1 cząsteczek pierwszego poletka /rys.9/ będzie więc ulegało średniemu naprężeniu $t : n_1$, a natomiast n_2 cząsteczek drugiego, średniemu naprężeniu $t : n_2$. Wi-

RYS. 9.

dzimy więc, że w danym wypadku, przy jednakowych naprężeniach jednostkowych cząsteczki obu poletek nie są jednakowo naprężone.

Stąd wniosek, że w ciele JEDNOLITEM ODKSZTAŁCONEM NAPRĘŻENIE JEDNOSTKOWE STANOWI MIARĘ ŚRED-

NIEGO NAPRĘŻENIA CZĄSTECZEK JEDNOSTKI POŁA PRZEKROJU PŁASKIEGO - W CIELE NIEJEDNOLITEM STANOWI ONO ZALEDWIE MIARĘ PRZYBLIŻONĄ NAPRĘŻEŃ. ~

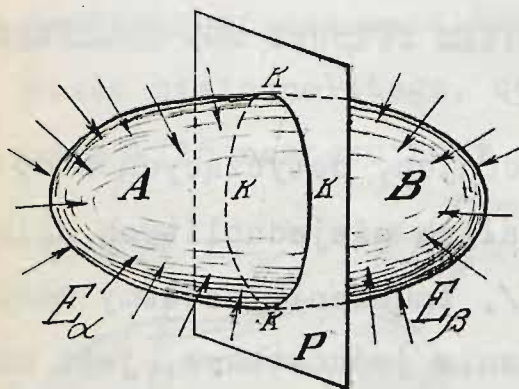
Wobec braku jakichkolwiek danych, dotyczących stopnia skupienia cząsteczek w ciałach niejednorodnych /ciała włókniste, kamienie i t.p./, zmuszeni jesteśmy mimo to rozpatrywać i tutaj naprężenia jednostkowe, jako miarę naprężeń międzycząsteczkowych - CZYNIMY TO JEDNAK Z NALEŻYTĄ OSTROŻNOŚCIĄ.

Oznaczamy więc raz na zawsze przez $\tau_{\text{kg/cm}^2}$ NAPRĘŻENIE JEDNOSTKOWE, PANUJĄCE W DANEJ JEDNOSTCE PRZEKROJU PŁASKIEGO, DOWOLNIE PRZEZ CIAŁO ODKSZTAŁCONE PRZEPROWADZONEGO. W ogólnym wypadku wartości τ będą różne dla poszczególnych punktów przekroju; w szczególnym jedynie wypadku może się zdarzyć, że τ będzie geometrycznie jednakowe dla wszystkich punktów przekroju, a wtedy mówimy, że PRZĘKRÓJ JEST JEDNOSTAJNIE NAPRĘŻONY. W obu wypadkach zadaniem naszym - jest wyznaczyć wartości naprężeń jednostkowych dla poszczególnych punktów przekroju.

§ 6. WYZNACZANIE NAPRĘŻEŃ JEDNOSTKOWYCH PRZE- KROJU PŁASKIEGO DLA CIAŁ JEDNOLITYCH.

Rozpatrujemy przekrój płaski P w ciele odkształconem JEDNOLITEM, dzielący dane ciało na dwie części A i B , pozostające pod jarzmem układów \bar{E}_α i \bar{E}_β sił zewnętrznych odkształcających. Wobec istnienia równości $\bar{E}_\alpha = -\bar{E}_\beta$, $\bar{D}_\alpha = -\bar{D}_\beta$; $\bar{E}_\alpha = -\bar{D}_\beta$ ORAZ $\bar{E}_\beta = -\bar{D}_\alpha$, możemy rozpatrywać li

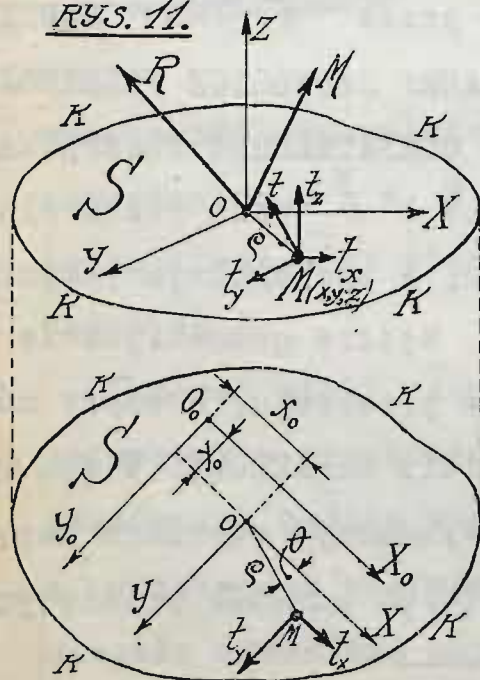
rys. 10.



tylko jedną część, dajmy na to A , pozostającą w równowadze odkształconej pod jarzmem sił układów \bar{E}_α i \bar{D}_β /rys.10/. Aby umożliwić przejście od czysto symbolicznego warunku $\bar{E}_\alpha + \bar{D}_\beta = 0$, równowagi obu tych ukła-

dów do zwykłych analitycznych warunków równowagi dwóch układów sił, rozpatrujemy UKŁAD OSI OX, OY i OZ WSPÓŁ-

rys. 11.



RZĘDNYCH PROSTOKĄTNYCH, O PO-
CZĄTKU WSPÓŁRZĘDNYCH W PUNKCIE
 O PRZEKROJU PŁASKIEGO /rys.11/.

OSIE OX I OY LEŻĄ W PRZE-
KROJU, A OŚ OZ JEST DO JE-
GO PŁASZCZYZNY PROSTOPADŁA.

Zewnętrzny kontur przekroju
stanowi krzywa płaska $K-K-K-K$,
/rys.10/ WYZNACZONA RÓWNANIEM
 $f(x, y) = 0$ - w układzie tylko
co obranych osi współrzędnych.

Wobec braku jakichkolwiek względów, dotyczących umiejscowienia początku współrzędnych w przekroju, będziemy nadal zawsze POCZĄTEK OSI WSPÓLRZĘDNYCH UMIESZCZAĆ W ŚRODKU MASY PRZEKROJU. Aby wyznaczyć środek masy przekroju $K-K-K-K$ należy zrazu umieścić początek DOWOLNYCH OSI WSPÓLRZĘDNYCH $O_0 X_0$ i $O_0 Y_0$ W JAKIMKOLWIEK PUNKCIE O_0 PRZEKROJU /rys.11/. Współrzędne $X_0 Y_0$ ŚRODKA MASY O PRZEKROJU MATERJALNEGO $K-K-K-K$ WZGLĘDEM PROSTOKĄTNEGO UKŁADU OSI WSPÓLRZĘDNYCH WYZNACZAMY Z RÓWNAŃ:

$$S \cdot X_0 = \int x dS \quad \text{z.t.s.} \quad S \cdot Y_0 = \int y dS$$

GDZIE S - OZNACZA POLE PRZEKROJU, dS - RÓŻNICZKĘ TEGO POLA, A CAŁKI $\int x dS$ ORAZ $\int y dS$ BRANE WZDŁUŻ CAŁEGO POLA, SĄ TAK ZWANymi MOMENTAMI STATYCZNYMI POLA MATERJALNEGO ODPOWIEDNIO WZGLĘDEM OSI $O_0 Y_0$ ORAZ $O_0 X_0$

Dla osi OX, OY -przynależnych do wyżej wspomnianego układu osi współrzędnych prostokątnych, będziemy mieli niewątpliwie $\int x dS = \int y dS = 0$, ponieważ w danym wypadku POCZĄTEK OSI OX i OY , LEŻY W ŚRODKU MASY PRZEKROJU.

Tylko co wypowiedziana uwaga przyda się w następstwie.

Weźmy pod uwagę NAPRĘŻENIE t kg/cm^2 , PANUJĄCE W JAKIMKOLWIEK PUNKCIE M PRZEKROJU $K-K-K-K$ O WSPÓLRZĘDNYCH $M(x, y, z)$, PRZYCZEM $z=0$. Jeżeli przez $dS = dx dy$ OZNACZYMY RÓŻNICZKĘ POLA PRZYNALEŻNĄ DO PUNKTU $M(x, y, 0)$ to poletko $dS \text{ cm}^2$ PODLEGAC BĘDZIE DZIAŁANIU SIŁY ELEMENTARNEJ $t dS \text{ kg}$ A UKŁAD SIŁ $t dS$ przyłożonych do wszystkich poletok dS CAŁEGO PRZEKROJU $K-K-K-K$ BĘDZIE NIEWĄTPLIWIE UKŁADEM O_0 NAPRĘŻEŃ PRZEKROJU

Możemy więc napisać warunek $\bar{E}_\alpha + \bar{D}_\beta = 0$ w postaci również symbolicznej równości

$$\bar{E}_\alpha + \bar{\Sigma} t ds = 0$$

ŚWIADCZĄCEJ O RÓWNOWADZE UKŁADÓW \bar{E}_α ORAZ $\bar{\Sigma} t ds$ SIŁ, przyłożonych do części A rozpatrywanego ciała stałego odkształconego.

WOBEĆ ZUPEŁNEJ NIEZMIENNOŚCI PRZESTRZENI MIĘDZYCZĄSTECZKOWYCH ODKSZTAŁCONEJ CZĘŚCI A , CZĘŚĆ TA ZACHOWUJE SIĘ ZUPEŁNIE JAK CIAŁO SZTYWNE - MOŻEMY WIĘC SPROWADZIĆ UKŁAD \bar{E}_α SIŁ ZEWNĘTRZNYCH ODKSZTAŁCAJĄCYCH DO PUNKTU O , JAKO OŚRODKA SPROWADZENIA. OTRZYMANE W TEN SPOSÓB WYPADKOWE - SIŁA R I MOMENT M - ZASTĘPUJĄ UKŁAD \bar{E}_α , A WIĘC RÓWNOWAŻĄ UKŁAD SIŁ CZĄSTECZKOWYCH $t ds$.

Biorąc SKŁADOWE NAPRĘŻENIA JEDNOSTKOWEGO t_x, t_y, t_z ODPOWIEDNIO W KIERUNKU OSI OX, OY, OZ , OTRZYMAJEMY SKŁADOWE SIŁY CZĄSTECZKOWEJ $t ds$ W POSTACI $t_x ds, t_y ds, t_z ds$. W ten sposób otrzymujemy analityczne WARUNKI RÓWNOWAGI UKŁADÓW WYŻEJ OZNACZONYCH:

$$R_x = \Sigma t_x ds = \int t_x ds.$$

$$R_y = \Sigma t_y ds = \int t_y ds.$$

$$R_z = \Sigma t_z ds = \int t_z ds.$$

$$M_x = \Sigma [y t_z ds - z t_y ds] = \int y t_z ds - \int z t_y ds.$$

$$M_y = \Sigma [z t_x ds - x t_z ds] = - \int x t_z ds + \int z t_x ds.$$

$$M_z = \Sigma [x t_y ds - y t_x ds] = \int x t_y ds - \int y t_x ds.$$

KTÓRE NAZWIEMY UKŁADEM I A.1. GDZIE PRZEZ R_x, R_y, R_z ORAZ PRZEZ M_x, M_y, M_z OZNACZYLIŚMY SKŁADOWE SIŁY R ORAZ MOMENTU M W KIERUNKU OSI OX, OY, OZ . PRAWIE

STRONY TYCH RÓWNAŃ PISZEMY DLA UPROSZCZENIA BEZ ZNAKÓW MINUS. WYZNACZAMY PRZETO NAPRĘŻENIA UKŁADU $-\bar{D}_3$, A WIĘC WŁAŚCIWIE UKŁADU \bar{D}_2 , CO ZRESZTĄ NIE GRA ŻADNEJ ROLI WOBEC TOŻSAMOŚCI UKŁADÓW \bar{D}_2 i \bar{D}_3 .

Równania powyższe należy napisać dla wszystkich przekrojów, i z tej nieskończoności równań wyznaczyć nieskończoną ilość składowych t_x, t_y, t_z . Widzimy więc, żeśmy otrzymali wynik o nader wątpliwej wartości praktycznej, należy go przeto przeinaczyć, aby umożliwić praktyczne wyznaczanie tych składowych.

Rozpatrywane wzdłuż całego przekroju $K-K-K-K$ składowe t_x, t_y, t_z w wypadku najogólniejszym zmieniają swe wartości wraz ze zmianą współrzędnych x, y punktu M , gdzie panuje naprężenie jednostkowe t , są więc po-niekąd funkcjami tych współrzędnych. Ponadto od czasu nie zależy, mamy tu bowiem do czynienia z ciałem już odkształconem, gdzie wartości naprężeń są już trwale usta-lone. Możemy więc oznaczyć:

$$t_x = \varphi(x, y); \quad t_y = \varphi_1(x, y); \quad t_z = \omega(x, y);$$

a wtedy w równaniach $|A|$ zamiast sum Σ należy postawić wszędzie znaki całkowania \int po dS , jakieś to wyżej wypisali.

Uzależnienie t_x, t_y, t_z od współrzędnych punktów przekroju dałoby możność ustalenia praw zmienności na-prężeń w przekroju, gdybyśmy mogli wyznaczyć kształt tylko co napisanych funkcji; ponieważ jednak funkcji tych nie znamy, idziemy zwykłą w takich razach drogą:

NADAJEMY IM POSTAĆ NAJPROSTSZĄ I BADAMY WYNIKI OTRZYMANE; GDY TE OKAZĄ SIĘ ZGODNE Z DOŚWIADCZENIEM, WNIOSKUJEMY O TRAFNYM WYBORZE KSZTAŁTU FUNKCJI; GDY ZAŚ WYNIKI OKAZĄ SIĘ NIEZGODNE - OBIERAMY INNĄ, ZAWILSZĄ JUŻ POSTAĆ POWYŻSZYCH FUNKCJI. Tą drogą zazwyczaj ustalamy wszelkie PRAWA DOŚWIADCZALNE.-

I w danym wypadku zakładamy najprostszą postacią FUNKCJE LINJOWE WSPÓLRZĘDNYCH X i Y . Otrzymane tą drogą wyniki są zgodne z ISTOTNYM STANEM RZECZY W PEWNYCH PROSTYCH WYPADKACH - należy więc ZBADAĆ ZAŁOŻENIE FUNKCJI LINJOWYCH:

$$t_y = D_x + E_y + F$$

$$t_x = A_x + B_y + C; \quad t_y = D_x + E_y + F; \quad t_z = G_x + H_y + J.$$

Stąd mamy bezpośrednio podstawiając w równania $|A|$:

$$R_x = A \int x ds + B \int y ds + C \int ds = C \cdot S$$

$$R_y = D \int x ds + E \int y ds + F \int ds = F \cdot S$$

$$R_z = G \int x ds + H \int y ds + J \int ds = J \cdot S$$

$$M_x = G \int y^2 ds + H \int x y ds + J \int y ds = G I_{xy} + H I_x$$

$$M_y = -G \int x^2 ds - H \int x y ds - J \int y ds = -G I_y - H I_{xy}$$

$$M_z = D \int x^2 ds + E \int x y ds + F \int x ds - A \int x y ds - B \int y^2 ds - C \int y ds = D I_x + E I_{xy} - A I_{xy} - B I_y$$

możemy więc wyznaczyć następujące współczynniki bezpośrednio:

$$C = R_x : S; \quad F = R_y : S; \quad J = R_z : S;$$

$$\text{ponadto z równań } M_x = G I_{xy} + H I_x \quad \text{oraz } M_y = -G I_y - H I_{xy},$$

$$\text{gdzie wprowadziliśmy oznaczenia } I_x = \int y^2 ds$$

$$/ \text{moment bezwładności względem osi } X / , \quad I_y = \int x^2 ds$$

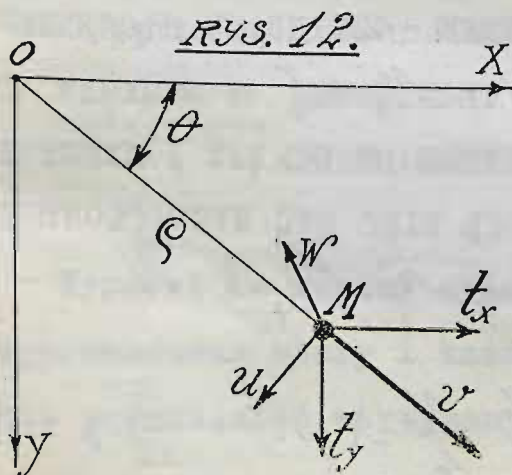
$$/ \text{moment bezwładności względem osi } Y / , \quad I_{xy} = \int x y ds / \text{moment odśrodkowy} / \text{możemy określić.}$$

$$G = \frac{\begin{vmatrix} M_x & I_x \\ M_y & -I_{xy} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} I_{xy} & I_x \\ -I_y & -I_{xy} \end{vmatrix}} = \frac{M_x I_{xy} + M_y I_x}{I_{xy}^2 - I_x I_y}; \quad H = \frac{\begin{vmatrix} I_{xy} & M_x \\ -I_y & M_y \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} I_{xy} & I_x \\ -I_y & -I_{xy} \end{vmatrix}} = -\frac{M_x I_y + M_y I_{xy}}{I_{xy}^2 - I_x I_y};$$

pozostaje więc nam tylko JEDNO RÓWNANIE DO OKREŚLENIA WSPÓŁCZYNNIKÓW A, B, C I D . ~

Widzimy przeto, że w danym wypadku istnieje pewna dowolność - ZAŁOŻENIE NASZE BYŁO ZBYT SZEROKIE - ZBYT WIELE PRZYJĘLIŚMY STAŁYCH - NALEŻY ICH LICZBĘ ZMNIEJSZYĆ.

Destrzeżona dowolność jest zupełnie oczywista: WOBEC DOWOLNOŚCI UMIEJSCOWIENIA OSI OX, OY W PRZĘKROJU, SKŁADOWE t_x, t_y RÓWNIEŻ POSIADAJĄ CECHĘ TEJ DOWOLNOŚCI, możemy się jej jednak wyzbyc, pisząc składowe t_x, t_y , w postaci: $t_x = u_x + v_x + w_x$, oraz: $t_y = u_y + v_y + w_y$, A WIĘC W POSTACI SUM SKŁADOWYCH WEKTORÓW u, v I w PRZYCZEM:
/rys.12/. ~



1/ WEKTOR u JAKO PROSTOPADŁY DO PROMIENIA WODZĄCEGO ρ PUNKTU M , A OBRÓCONY W KIERUNKU ROSNĄCYCH KĄTÓW θ MA SKŁADOWE:

$$u_x = -\frac{u}{\rho} y; \quad u_y = \frac{u}{\rho} x.$$

2/ WEKTOR v STANOWIĄCY PRZEDŁUŻENIE PROMIENIA WODZĄCEGO

ρ , A OBRÓCONY W KIERUNKU OM MA SKŁADOWE $v_x = \frac{v}{\rho} x, v_y = \frac{v}{\rho} y$.
WRESZCIE:

3/ WEKTOR w MA WYŻEJ JUŻ WYZNACZONE SKŁADOWE $w_x = C, w_y = A$.

WEKTOR W WPROWADZONY JEDYNIĘ, ABY NIE BURZYĆ WYNIKÓW
WYŻEJ OTRZYMANYCH.

$$\text{Wobec: } u_x + v_x + w_x = Ax + By + C;$$

$$u_y + v_y + w_y = Dx + Ey + F;$$

mamy bezpośrednio, wobec TOŻSAMOŚCI WSPÓŁCZYNNIKÓW
ZMIENNYCH x, y , ORAZ WOBEC $w_x = C$, $w_y = F$;

$$-\frac{u}{\rho} \cdot y + \frac{v}{\rho} \cdot x = Ax + By;$$

ORAZ:

$$\frac{u}{\rho} \cdot x + \frac{v}{\rho} \cdot y = Dx + Ey, \text{ SKĄD:}$$

$\frac{u}{\rho} = D = -B$, ORAZ $\frac{v}{\rho} = E = A$, CO DAJE NOWY
KSZTAŁT FUNKCJI:

$$t_x = Ax + By + C; \quad t_y = -Bx + Ay + F;$$

$$t_z = Gx + Hy + J; \sim$$

ORAZ POZWAŁA Z OSTATNIEGO RÓWNAŃ:

$$\begin{aligned} M_z &= DI_y + [E - A]I_{xy} - BI_x = -B[I_x + I_y] = \\ &= -B \left\{ \int x^2 ds + \int y^2 ds \right\} = -B \int (x^2 + y^2) ds = -BI_o. \sim \end{aligned}$$

PRZYCZEM $I_o = \int \rho^2 ds$ /moment bezwładności polarny/, WY-
ZNACZYĆ NOWY WSPÓŁCZYNNIK $B = -M_z : I_o. \sim$

PONADTO POZOSTAJE JESZCZE WSPÓŁCZYNNIK A , KTÓRY Z
RÓWNAŃ SAM SIĘ WYŁĄCZA, NIE MOŻE WIĘC BYĆ WYZNACZONY W
ZALEŻNOŚCI OD SKŁADOWYCH $R_x, R_y, R_z, M_x, M_y, M_z. \sim$

Stąd ostatecznie:

$$t_x = Ax - \frac{M_z}{I_o} y + \frac{R_x}{S}; \quad t_y = \frac{M_z}{I_o} x + Ay + \frac{R_y}{S};$$

$$t_z = \frac{M_x I_{xy} + M_y I_{xy}}{I_{xy}^2 - I_x I_y} x - \frac{M_x I_y + M_y I_{xy}}{I_{xy}^2 - I_x I_y} y + \frac{R_z}{S}; \sim$$

Otrzymujemy WZORY /B/ DLA NAPRĘŻEŃ PŁASKIEGO PRZĘKRO-
JU CIAŁA ODKSZTAŁCONEGO.

OTRZYMANE WZORY ODPOWIADAJĄ ISTOTNYM WARUNKOM, GDY
ZACHODZĄ NASTĘPUJĄCE PROSTE WYPADKI OBCIĄŻENIA CIAŁA OD-
KSZTAŁCONEGO:

1/ WYPADEK A : ZEWNĘTRZNY UKŁAD E_{α} SIŁ ODKSZTAŁCAJĄCYCH

SPROWADZA SIĘ DO POJEDYŃCZEJ SIŁY R_z PROSTOPADŁEJ DO
PRZĘKROJU PŁASKIEGO, A PRZYŁOŻONEJ DO ŚRODKA MASY PRZĘ-
KROJU.-

2/ WYPADEK B: ZEWNĘTRZNY UKŁAD \vec{F}_α SIŁ ODKSZTAŁCAJĄCYCH
SPROWADZA SIĘ DO POJEDYŃCZEJ SIŁY $R_p = \sqrt{R_x^2 + R_y^2}$, LEŻĄ-
CEJ W PRZESZCIEJ PŁASKIM.-

3/ WYPADEK C: ZEWNĘTRZNY UKŁAD E_α SIŁ ODKSZTAŁCAJĄCYCH
SPROWADZA SIĘ DO POJEDYŃCZEGO MOMENTU M_z , O PARZE SIŁ,
LEŻĄCEJ W PRZEKROJU PŁASKIM.-

4/ WYPADEK D: ZEWNĘTRZNY UKŁAD E_α SIŁ ODKSZTAŁCAJĄCYCH
SPROWADZA SIĘ DO POJEDYŃCZEGO MOMENTU $M_p = \sqrt{M_x^2 + M_y^2}$
O PARZE SIŁ, LEŻĄCEJ W PŁASZCZYŹNIE PROSTOPADŁEJ DO
PRZĘKROJU PŁASKIEGO, WRESZCIE PONADTO JESZCZE

5/ WYPADEK E: ZEWNĘTRZNY UKŁAD E_{cl} SIŁ ODKSZTAŁCAJĄCYCH
SPROWADZA SIĘ DO POJEDYŃCZEGO MOMENTU M_p I POJEDYŃCZEJ
SIŁY F_2 .

Wypadki te musimy zbadać kolejno, stosując dotychczas wyprowadzone wzory i każdorazowo sprawdzając doświadczalnie prawdziwość otrzymanych wyników.-

-----●●●●●●●●●●-----

R O Z D Z I A Ł II.

TEORIA ROZCIĄGANIA I ŚCISKANIA.

§ 1. WYZNACZENIE SKŁADOWYCH NAPRĘŻEŃ JEDNOSTKOWYCH.

Rozpatrujemy wyżej zaznaczony wypadek /A/, kiedy układ E_α sił odkształcających sprowadza się do pojedynczej siły R_z prostopadłej do przekroju, a przyłożonej do jego środka masy. W danym wypadku $R_x = R_y = 0$, oraz $M_x = M_y = M_z = 0$, przeto wzory /B/ możemy napisać w następującej prostej postaci:

$$t_x = Ax, \quad t_y = Ay; \quad t_z = R_z : S; \quad \text{gdzie}$$

$$t_x = v_x \quad \text{oraz} \quad t_y = v_y,$$

ponieważ, jak to już wiemy z rozdziału poprzedniego

$$A = v : \rho \quad \text{a} \quad v_x = \frac{\partial v}{\partial x} = Ax, \quad \text{oraz} \quad v_y = \frac{\partial v}{\partial y} = Ay.$$

Tutaj więc naprężenie jednostkowe t może być rozpatrywane jako suma składowych:

1° / t_z PROSTOPADŁEJ DO PRZEKROJU, A POSIADAJĄCEJ WARTOŚĆ STAŁĄ DLA WSZYSTKICH PUNKTÓW PRZEKROJU WPROST PROPORCJONALNĄ DO SIŁY ODKSZTAŁCAJĄCEJ I ODWROTNIE PROPORCJONALNĄ DO POŁA PRZEKROJU, ORAZ

2° / - v LEŻĄCEJ W PRZEKROJU, A STANOWIĄCEJ PRZEDŁUŻENIE PROMIENIA WODZĄCEGO PUNKTU M . Wartość składowej v nie znamy, ponieważ nie umiemy wyznaczyć stałej A z równań; w danym wypadku statyka jest bezsilna, jedynie doświadczenie może podać wartość tej składowej naprężenia.

ark. 2.

Natomiast wartość składowej t_z z łatwością się wyznacza w zależności od R_z wypadkowej układu od - kształcającego. - Tutaj nasuwa się pytanie, jaki układ sił warunkuje obciążenie przekroju siłą R_z . Przede wszystkim UKŁAD SIŁ ZEWNĘTRZNYCH ODKSZTAŁCAJĄCYCH WI- NIEN BYĆ ZUPEŁNIE SYMETRYCZNY WZGLĘDEM OSI OZ , INA- CZEJ BOWIEM NIE DAWAŁ BY WYPADKOWEJ R_z ; PONADTO WI- NIEN BYĆ RÓWNOWAŻONY POWSTAJĄCEMI NAPRĘŻENIAMI W POWŁO- CE CIAŁA w myśl zasadniczego prawa wytrzymałości mate- riałów.

Wobec różnorodności warunków wypadku ogólnego weź- my pod uwagę z początku najprostszy przykład ciała ob- ciążonego w sposób tylko co określony.

§ 2. ODKSZTAŁCENIA PRĘTÓW PROSTYCH.

Pojęcie pręta prostego zapożyczamy ze świata nas otaczającego. Pnie drzew, pręty, łodygi w świecie roś- linnym, a kończyny chwytne i nożne w świecie zwierzę- cym - oto typowe przykłady tworzyw naturalnych, których przeznaczeniem jest podlegać obciążeniu pewnych ukła- dów sił.

Prostolinjowość - wydaje się nam być istotną we- wnętrzną cechą tych tworzyw, wszelką bowiem ich krzy- wiznę uważamy zazwyczaj, jako rzecz niezwykłą, niepo- wszednią lub jako kalectwo. -

I w naszym tworzeniu PRĘT PROSTY dużą gra rolę
2 ark.

najczęściej jako przenośnik sił, działających w danym układzie.- Określamy go tak:

PRĘTEM PROSTYM NAZYWAMY BRYŁĘ O POWIERZCHNI BOCZNEJ WYZNACZONEJ JAKO ŚLAD RUCHU ZAMKNIĘTEJ KRZYWEJ PŁASKIEJ, NIEZMIENNEJ W SWEJ POSTACI, LUB ODKSZTAŁCAJĄCEJ SIĘ NADER WOLNO A NIEZNACZNIE PODCZAS RUCHU; ŚRODEK MASY POŁA OGRANICZONEGO TĄ KRZYWĄ PORUSZA SIĘ WZDŁUŻ PROSTEJ, ZWANEJ PODŁUŻNĄ OSIĄ PRĘTA PROSTEGO, A PŁASZCZYZNĄ POŁA POZOSTAJE STAŁE PROSTOPADŁĄ DO TEJ PROSTEJ.

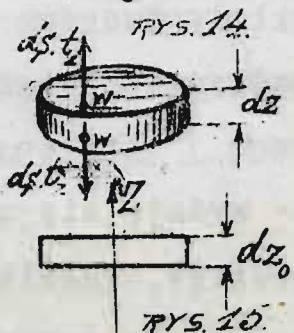
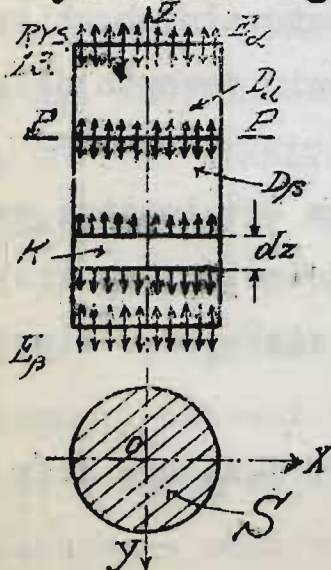
Analityczne oznaczenie ciągłości w zmianie przekrojów pręta będzie następujące: Jeżeli przez S oznaczmy pole jednego przekroju, to pole następnego, nieskończenie blisko leżącego przekroju będzie $S + dS$, a nie $S + \Delta S$. Dla prętów o stałym przekroju $dS = 0$.

Kolejno po sobie idące położenia pola stanowią PRZEKROJE POPRZECZNE pręta prostego, prostopadłe do podłużnej jego osi. PROSTY KOŁOWY CYLINDER jest najprostszym ciałem tego rodzaju - od niego rozpoczynamy badania

nie odkształceń prętów prostych.-

Wyobraźmy sobie walec prosty /rys. 13/ ODKSZTAŁCONY pod jarzmem dwóch wzajemnie równoważących się układów

SIŁ; SIŁY TR. w myśl warunków dla ob-



ciężenia zewnętrznego są RÓWNOLEGŁE DO PODŁUŻNEJ OSI CYLINDRA OZ , A ROZŁOŻONE JEDNOSTAJNIE PO POWIERZCHNI GÓRNEJ I DOLNEJ CYLINDRA.

Będą to więc dwa układy E_α i E_β SIŁ JEDNOSTKOWYCH O WARTOŚCI STAŁEJ $R_z : S$; WYPADKOWE R_z OBU TYCH UKŁADÓW LEŻĄ NA OSI OZ .

Ponadto układy E_α i E_β wywołują naprężenia w dnach cylindra - równoważące działanie obciążenia - wszystko to uwypuklają strzałki na rysunku.

W danym wypadku zatem OBCIĄŻENIE CZYNI ZADOŚĆ wyżej podanym WARUNKOM WYMAGALNYM.

Gdziekolwiek wzięty przekrój poprzeczny PP ujawni dwa znoszące się wzajemnie układy naprężeń jednostkowych $t_z = R_z : S$, RÓWNYCH SIŁOM JEDNOSTKOWYM ODKSZTAŁCAJĄCYM. Jeżeli więc również GDZIEKOLWIEK WYODRĘBNIMY MYŚLĄ KRĄŻEK PŁASKI K /rys. 14 i 15 / BIORĄC DWA PRZEKROJE POPRZECZNE PRĘTA ZNIKOMO OD SIEBIE ODLEGŁE O dx , to otrzymamy nowe ciało, odkształcone, pozostające pod jarzmem naprężeń przyłożonych do pól obu przekrojów, a więc do denek krążka, przyczem ^{GÓRNY}układ naprężeń będzie niewątpliwie tożsamościowy z E_α , a dolny z E_β .

Tylko co powiedzieliśmy, że krążek K może być wycięty myślowo GDZIEKOLWIEK Z CIAŁA PRĘTA, wszędzie bowiem mamy ZUPEŁNĄ TOŻSAMOŚĆ WARUNKÓW OBCIĄŻENIA, A WIĘC RÓWNIEŻ TOŻSAMOŚĆ UKŁADÓW NAPRĘŻEŃ, wywierających nacisk na denka. Dalsze zatem wyniki rozumowania będą miały wartość ogólną, nie zależną od umiejscowienia krążka K na Ark. 3-ci - Wytrzymałość materiałów.

pręcie.

Wobec równości naprężeń dla wszystkich punktów powierzchni obu DEN KRAŻKA, możemy również WNIOSKOWAĆ O RÓWNOŚCI, WYWOŁUJĄCYCH TE NAPRĘŻENIA, ODKSZTAŁCEN WŁÓKIENEK WW /rys. 14./ RÓWNOLEGŁYCH DO OSI OZ PRZEKROJU. PRZYPUSZCZAJĄC ISTNIENIE PEWNEGO PRAWA, UZALEŻNIAJĄCEGO NAPRĘŻENIE OD ODKSZTAŁCENIA, WYROKUJEMY O JEDNOSTAJNOŚCI ODKSZTAŁCEN WSZYSTKICH WŁÓKIENEK WW NASZEGO KRAŻKA H' - NA MOCY USTALONEJ JEDNOSTAJNOŚCI ODNOŚNYCH NAPRĘŻEŃ.

To znaczy, ŻE I PRZED ODKSZTAŁCENIEM OBA DNA WYCIĘTEGO KRAŻKA BYŁY PŁASKIE A RÓWNOLEGŁE CHOĆ ODLEGŁE LI TYLKO O $dx_0 \leq dx$, KTÓRE PO ODKSZTAŁCENIU PRZESZŁO W dx .

Gdy siły naprężeń odkształcających WYCHODZĄ NAZEWNĄTRZ KRAŻKA, A WIĘC GDY UKŁADY SIŁ OBCIĄŻAJĄCYCH F'_α I F'_β SĄ SKIEROWANE NAZEWNĄTRZ DEN PRĘTA PROSTEGO, będzie niewątpliwie $dx > dx_0$, bo każde WŁÓKIENKO WW pod działaniem sił zewnętrznych MUSIAŁO ULEDZ WYDŁUŻENIU; natomiast, gdy siły naprężeń odkształcających SKIEROWANE SĄ WGLĄB KRAŻKA, A WIĘC GDY UKŁADY SIŁ OBCIĄŻAJĄCYCH F'_α I F'_β SĄ SKIEROWANE WGLĄB PRĘTA PROSTEGO, będziemy mieli $dx < dx_0$ - WŁÓKIENKA ULEGNĄ SKRÓCENIU.

W pierwszym wypadku krążek odkształcony będzie DŁUŻSZY od nieodkształconego - w drugim zaś będzie KRÓTSZY. To samo również da się powiedzieć i o CAŁYM PRĘCIE,

MOŻEMY GO BOWIEM POROZCINAĆ MYŚLOWO NA KRAŻKI DOTYKAJĄCE DO SIEBIE. W pierwszym wypadku wszystkie krążki się wydłużą - wydłuży się i sam pręt - będziemy tu więc mieli do czynienia Z ROZCIĄGANIEM PRĘTA PROSTEGO; w drugim wypadku na tle skrócenia się krążków - pręt skróci się - będzie to ŚCISKANIE PRĘTA. Układy E_α i E_β skierowane na zewnątrz pręta, zowiemy odpowiednio SIŁAMI ROZCIĄGAJĄCEMI, a skierowane w głąb - SIŁAMI CISNĄCEMI.

Do obu wypadków stosuje się następujący oczywisty WNIOSEK PIERWSZY: PRZEKROJE POPRZECZNE WALCA PROSTEGO ROZCIĄGANEGO LUB ŚCISKANEGO SĄ PŁASKIE A PROSTOPADŁE DO PODŁUŻNEJ OSI PRĘTA PRZED I PO ODKSZTAŁCENIU.

Nazwijmy różnicę $\delta_z = dz - dz_0$ ODKSZTAŁCENIEM WŁÓKNA WW . Ponieważ włókna wszystkie uległy jednakowym odkształceniom δ_z , przeto δ_z jest zarazem ODKSZTAŁCENIEM OSIOWYM krążka. Iloraz $\frac{\delta_z}{dz} = \epsilon$, będzie stanowił MIARĘ TYCH ODKSZTAŁCEŃ, a jego znak WYROKOWAŁ O JAKOŚCI ODKSZTAŁCENIA; ϵ będzie DODATNIE dla ROZCIĄGANIA, ponieważ wtedy $dz > dz_0$, ujemne zaś dla ŚCISKANIA pręta prostego, gdy $dz < dz_0$.

Wobec tożsamości warunków obciążenia ϵ posiada niewątpliwie jednakową wartość dla wszystkich krążków K , gdziekolwiek wyznaczonych na pręcie. Nazywając ϵ - ODKSZTAŁCENIEM JEDNOSTKOWYM możemy wypowiedzieć następujący:

WNIOSEK DRUGI. WALEC PROSTY ROZCIĄGANY, LUB ŚCISKANY UJAWNIA JEDNAKOWE ODKSZTAŁCENIA JEDNOSTKOWE NA CAŁEJ

SWEJ DŁUGOŚCI.

Możemy więc wyznaczać wartość ε dla dowolnej ilości stykających się krążków, a więc i dla całego naszego kołowego pręta. Oznaczmy jego długość CAŁKOWITĄ W STANIE ODKSZTAŁCONYM PRZEZ l ; PIERWOTNA JEGO DŁUGOŚĆ W STANIE NIEODKSZTAŁCONYM - NIECH BĘDZIE l_0 , wobec jednolitości odkształceń jednostkowych na całej długości pręta $l:l_0 = dx:dx_0$, skąd bezpośrednio

$$\varepsilon = \frac{l-l_0}{l_0};$$

Oba te wnioski winny być poparte doświadczeniem, inaczej bowiem moglibyśmy zwątpić o prawidłowości WARTOŚCI DLA t_z , a więc o możliwości wyznaczenia t_x , t_y i t_z jako funkcji linjowych współrzędnych punktów przekroju.

W tym celu rozpatrujemy kolejno oba wypadki działania sił zewnętrznych na prosty kołowy pręt, a na początek bierzemy pod uwagę:

§ 3. ROZCIĄGANIE WALCA PROSTEGO.

Aby otrzymać możliwie ściśle wyżej wyznaczony rodzaj obciążenia pręta cylindrycznego prostego, nadajemy zazwyczaj PRÓBKOM materiałów kształt cylindryczny obustronnie przechodzący w łagodne stożki, zakończone szyjką cylindryczną i takąż główką nieco większej

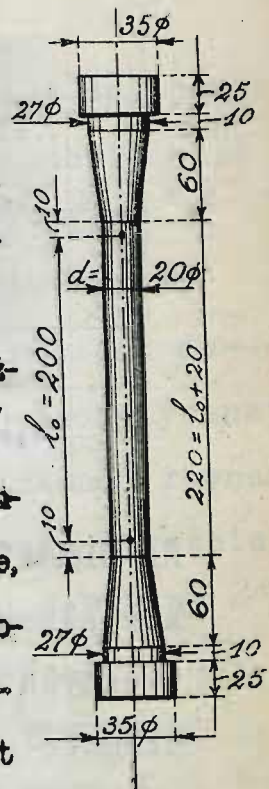
ŚREDNICY

Dokładne wymiary najczęściej używanego kształtu

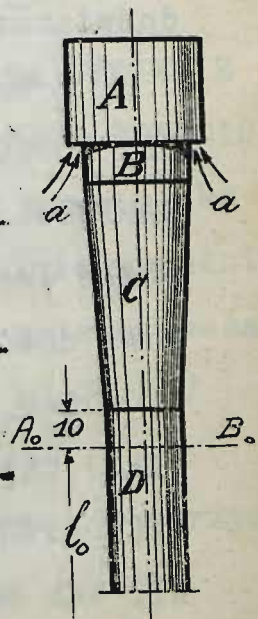
próbek podaje rys. 16.

Odpowiednio zbudowane imadła obejmują główki *A* próbki /rys. 17/. W ten sposób możemy próbkę poddać działaniu sił rozciągających OBCIĄŻAJĄCYCH pierścienio-
wo powierzchnie *aa* główek, a więc działających symetrycznie względem osi podłużnej próbki. Nacisk wywierany na główki *A* w *aa* przenosi się przez szyjkę *B* warunkującą właściwe położenie próbki w imadle, przez stożek *C* oraz dziesięciomilimetrową część walca na właściwą CZĘŚĆ POMIAROWĄ PRÓBKĘ, idącą w dół od *A₀B₀* to jest na część *D*. Przenoszenie siły na *D* odbywa się tu za pośrednictwem cząsteczek, co w dostatecznej mierze gwarantuje jednostajny rozkład sił odkształcających, a raczej, właściwiej mówiąc, rozkład naprężeń na pole przekroju *A₀B₀* i czyni, zadość wyżej wyłuszczonego warunkom dla sił odkształcających.

RYŚ. 16.

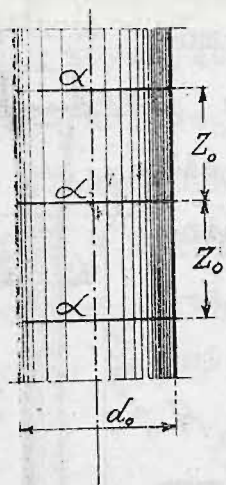


RYŚ. 17.



Środkową pomiarową część próbki dzielimy na pewną liczbę części, znacząc na niej słabe ROWKI, a raczej ledwo dostrzegalne RYSKI α na tokarni. Głębokość nacięć α winna być nader nieznaczna, wy-

rys. 18.



rażniejsze bowiem rowki nacinają materiał, psując wyniki spostrzeżeń. Pomiedzy ryskami α odległość PIERWOTNA NIEODKSZTAŁCONA wynosi dajmy na to Z_0 /rys. 18/.

Za pomocą próbki w ten sposób przygotowanej możemy sprawdzić oba wnioski wyżej wyłuszczone. W tym celu poddajemy próbkę działaniu SIŁ ROZCIĄGAJĄCYCH wywierając odpowiedni nacisk za pomocą imadeł - PRÓBKĄ ODKSZTAŁCA SIĘ i wchodzi w trwały stan równowagi odkształconej. Za pomocą nader dokładnych przyrządów optycznych badamy pomiarową część próbki; mierzymy jej długość odkształconą l , średnicę d i sprawdzamy wzajemne położenia rysek α dookoła próbki w różnych jej punktach. We wszystkich wypadkach postrzegamy, że:

1-o. RYSKI α SĄ RÓWNOLEGŁE PO ODKSZTAŁCENIU, co doświadczalnie potwierdza wniosek pierwszy.

2-o. PRZY ODKSZTAŁCENIU PRĘTA ODLEGŁOŚCI POMIĘDZY POSZCZEGÓLNYMI RYSKAMI JEDNAKOWO ROSNĄ DO WSPÓLNEJ WARTOŚCI Z . Stąd wynika, że: $\epsilon = [Z - Z_0] : Z_0$ jest stałe wzdłuż całej długości pomiarowej próbki, co stanowi dowód doświadczalny wniosku drugiego; wreszcie

3-o. stwierdzamy NIEZNACZNĄ, A JEDNOSTAJNĄ WZDŁUŻ CAŁEJ CZĘŚCI CYLINDROWEJ PRÓBKI ZMNIEJSZENIE SIĘ ŚREDNICY PIERWOTNEJ d_0 NA TŁE ZWĘŻENIA SIĘ PRZEKROJU PRÓBKI. TEN SKRÓT ŚREDNICY JEST ZUPEŁNIE SYMETRYCZNY WZGLĘDEM OSI OZ - CZĘŚĆ CYLINDRYCZNA PRÓBKI POZOSTA-

JE WIĘC CYLINDRYCZNA I PO ODKSZTAŁCENIU; MALEJE JENO
 d_0 DO $d < d_0$.

Tyle nam daje doświadczenie. Pierwsze dwa punkty stwierdzają nasze wywody teoretyczne, stanowią więc dowód doświadczalny, że prawidłowo wyraziliśmy t_z w funkcji współrzędnych punktu. Natomiast trzeci punkt rozszerza nasze pojęcia, dając odpowiedź doświadczalną tam, gdzie nie mogliśmy dać teoretycznej, bo stała A nie dała się wyznaczyć z układu równań warunkujących równowagę przekroju. Mimo to wyraźnie wyżej zaznaczyliśmy możliwość istnienia NAPRĘŻEŃ σ leżących w przekroju na osi promieni wodzących odnośnych jego punktów; te naprężenia MOGĄ ŚWIADCZYĆ O SKRÓCENIACH, LUB WYDŁUŻENIACH PROMIENI WODZĄCYCH PUNKTÓW PRZEKROJU, CO NIEWĄTPLIWIE POWODUJE ODPOWIEDNIE ZWĘŻENIA LUB ROZSZERZENIA PRZEKROJU, SYMETRYCZNIE WZGLĘDEM OSI OZ .

W danym wypadku postrzegać się daje ZWĘŻENIE PRZEKROJU NA TLE STAŁEGO SKRÓTU WSZYSTKICH ŚREDNIC WALCA KOŁOWEGO PROSTEGO - mamy tu więc nowy punkt potakujący naszej teorji, a doświadczalnie wypełniający jej szczerbę. Tem śmieiej możemy przeto uważać założenie kształtu linjowego funkcji φ, ψ i ω za uprawnione dla wypadku rozpatrywanego.

Wyznamy analitycznie wyniki tylko co otrzymano.

W tym celu oznaczmy PRZEZ l_0 - PIERWOTNĄ DŁU-
GOŚĆ NIEODKSZTAŁCONEJ POMIAROWEJ CZĘŚCI PRÓBKII, PRZEZ
 d_0 - JEJ PIERWOTNĄ ŚREDNICĘ; PRZEZ l, d - OZNACZY-
MY TE SAME WYMIARY, BRANE NA PRÓBCE ODKSZTAŁCONEJ.
Tutaj więc $[l - l_0] : l_0 = \varepsilon$ będzie WYDŁUŻENIEM
JEDNOSTKOWEM WALCA PROSTEGO, a zaś $[d - d_0] : d_0 = \delta$
jego ZWĘŻENIEM JEDNOSTKOWEM. WARTOŚCI ε, δ NIEZMIEN-
NE DLA CAŁEJ CZĘŚCI CYLINDRYCZNEJ PRÓBKII SĄ ZAWSZE
RÓŻNYCH ZNAKÓW, bowiem gdy $l > l_0$ to $d < d_0$ i od-
wrotnie.-

PRAWIE DLA CAŁEGO OBSZARU ZMIENNOŚCI ε ORAZ δ
MOŻEMY WYZNACZYĆ STAŁY STOSUNEK $\varepsilon : (-\delta)$, to jest
określić stałą m z równania $\varepsilon = -m\delta$. ŚCISŁE POMIA-
RY DAJĄ $m = 3 \div 4$ DLA ŻELAZA ZLEWNEGO I STALI $m =$
 $= \frac{10}{3}$; ponieważ, jak wkrótce się okaże, wartości
graniczne ε , dopuszczalne w budownictwie technicz-
nem są nader NIEZNACZNE, przeto zazwyczaj możemy PO-
MIJAĆ δ , jako przynajmniej trzykroć mniejsze od ε ,
tembardziej, że w każdym wypadku poszczególnym może-
my z łatwością wyrazić δ ze wzoru $\delta = -\varepsilon : m$.

Spróbujmy nieco uogólnić otrzymane wyniki, roz-
patrując:

§ 4. ROZCIAGANIE PRĘTÓW PROSTYCH O STAŁYM PRZE-

KROJU POPRZECZNYM.

Z punktu widzenia teoretycznego wyniki powyżej
wyłuszczone dotyczą również i prętów prostych o ja-

kimkolwiek przekroju poprzecznym stałym. Doświadczalnie również się to daje sprawdzić na próbkach o różnych kształtach części pomiarowej. W danym wypadku na części pomiarowej miasto kresek kołowych będziemy znaczyli równoległe ryski kwadratowe dla próbek kwadratowych, eliptyczne dla eliptycznych i t.p. Dla wszystkich próbek RYSKI POZOSTANĄ RÓWNOLEGŁE I PO ODKSZTAŁCENIU, WZAJEMNE ODLEGŁOŚCI RYSEK SA RÓWNE I PO ODKSZTAŁCENIU, wreszcie PROMIENIE WODZĄCE PRZEKROJU SKRACAJĄ SIĘ JEDNAKOWO, DAJĄC OSIOWE ZWĘŻENIE PRZEKROJU ODKSZTAŁCONEGO. Inaczej mówiąc doświadczalnie stwierdzamy, że:

1 ° PRZEKROJE POPRZECZNE PRĘTÓW ROZPATRYWANYCH POZOSTAJĄ PŁASKIE A PROSTOPADŁE DO OSI PODŁUŻNEJ PRĘTA PO ODKSZTAŁCENIU.-

2 ° WYDŁUŻENIE JEDNOSTKOWE ε JEST STAŁE NA CAŁEJ DŁUGOŚCI PRĘTA i

3 ° ZWĘŻENIE JEDNOSTKOWE δ MA WARTOŚĆ JEDNAKOWĄ DLA WSZYSTKICH ŚREDNIC PRZEKROJU, TO JEST DLA WSZYSTKICH ODCINKÓW PROSTYCH, PRZECHODZĄCYCH PRZEZ ŚRODEK MASY, A KOŃCAMI OPARTYCH NA KONTURZE PRZEKROJU.

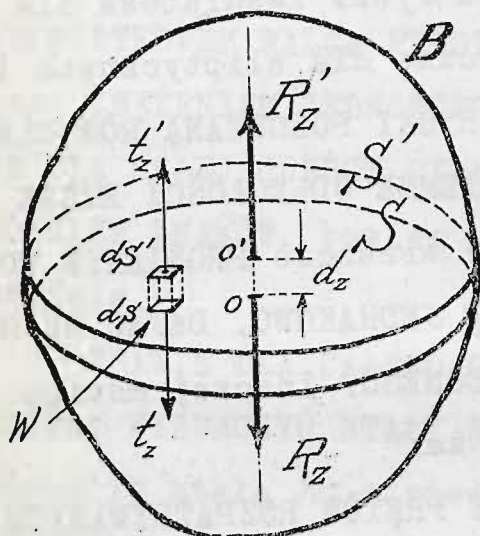
4 ° TE WSZYSTKIE WYNIKI NIE ZALEŻĄ OD POSTACI PRZEKROJU POPRZECZNEGO.-

Te wszystkie wnioski stanowią zarazem dowód doświadczalny trafności wyboru funkcji φ, ψ i ω dla danego wypadku. Aby z kolei przejść do ogólnego wypadku rozciągania bierzemy pod uwagę:

§ 5. ROZCIĄGANIE PRZEKROJU PŁASKIEGO BRYŁY DOWOLNEGO KSZTAŁTU.

Bierzemy pod uwagę bryłę B /rys. 19/ dowolnego

rys. 19.



kształtu, pozostającą pod
jarzmem sił zewnętrznych i za-
kładamy, że w tej bryle PO
ODKSZTAŁCENIU MOŻNA WYZNACZYĆ
DWA PRZEKROJE PŁASKIE A RÓ-
WNOLEGŁE, ZNIKOMO ODLEGŁE OD dx
ABY:

1^o ŚRODKI MASY OBU TYCH
PRZEKROJÓW LEŻAŁY NA WSPÓLNEJ
PROSTOPADŁEJ DO OBU PRZEKRO-

JÓW, ABY:

2^o UKŁADY SIŁ ZEWNĘTRZNYCH, ODKSZTAŁCAJĄCYCH,
SPROWADZAŁY SIĘ DO WYPADKOWYCH: R_z ORAZ $R'_z = R_z + dR_z$
LEŻĄCYCH NA TEJ WSPÓLNEJ PROSTOPADŁEJ, A PRZYŁOŻONYCH
DO ŚRODKÓW MASY OBU PRZEKROJÓW ZEWNĘTRZNIE WZGLĘDEM
 dx , wreszcie aby:

3^o KONTURY OBU PRZEKROJÓW NIEZNACZNIE TYLKO RÓŻ-
NIŁY SIĘ POMIĘDZY SOBĄ, INACZEJ MÓWIĄC, ABY OBWÓD GÓR-
NEGO POLA S' PRAWIE POKRYWAŁ W RZUCIE OBWÓD POLA DOL-
NEGO S , A RÓŻNICA PÓŁ $S' - S$ BYŁA PORZĄDKU ds .
W tych warunkach dolne jakiekolwiek poletko ds w
polu S BĘDZIE RZUTEM GÓRNEGO POLETKA ds' POLA S' .
To ma miejsce dla wszystkich poletek obu przekrojów,
prócz skrajnych poletek dotykających konturów, gdzie

dS' mogą się różnić od dS O MAŁE WYŻSZYCH RZĘDÓW
- NA TLE NIEZNACZNEJ RÓŻNICY KSZTAŁTU OBU KONTURÓW.-

W ten sposób ilości poletek obu pól są jednako-
we, możemy więc PŁYTKĘ W , wyodrębnioną w powyżej
opisany sposób z bryłą rozpatrywać, jako złożoną z
włókienek $[dS' - dS]$, podległych działaniu sił
rozciągających $t'_z dS'$ oraz $t_z dS$, PRZYCZEM WOBEC
 $t'_z = R'_z : S$ ORAZ $t_z = R_z : S$ - NAPRĘŻENIA t'_z ORAZ
 t_z RÓŻNIĄ SIĘ NADER NIEZNACZNIE POMIĘDZY SOBĄ, PO-
NIEWAŻ I $R_z \approx R'_z$ I $S \approx S'$, WSZYSTKIE WIĘC
WŁÓKIENKA $[dS' - dS]$ JAKO ZNAJDUJĄCE SIĘ W TYCH
SAMYCH WARUNKACH OBCIĄŻENIA - ULEGŁY TOŻSAMOŚCIOWYM
ODKSZTAŁCENIOM - WYDŁUŻYŁY SIĘ Z dx_0 DO dx . STĄD
WNIOSEK, ŻE POLA S' I S PRZED ODKSZTAŁCENIEM BYŁY
RÓWNIEŻ RÓWNOLEGŁE, CHOĆ TYLKO ODLEGŁE O dx_0 , A ŚROD-
KI MASY TYCH PÓL RÓWNIEŻ TKWIŁY NA TEJ SAMEJ CO I PO
ODKSZTAŁCENIU WSPÓLNEJ PROSTOPADŁEJ DO OBU PRZEKROJÓW,
KTÓRE ROZSUNĘŁY SIĘ RÓWNOLEGŁE POD DZIAŁANIEM SIŁ ROZ-
CIĄGAJĄCYCH.-

WYDŁUŻENIE JEDNOSTKOWE $\varepsilon = [dx - dx_0] : dx_0$
BĘDZIE WIĘC DLA WSZYSTKICH WŁÓKIEN $[dS' - dS]$ JE-
DNAKOWE, PONADTO PŁYTKA W ULEGNIE ZWĘŻENIU DOŚRODKO-
WEMU, KAŻDA BOWIEM ŚREDNICA GÓRNEGO ORAZ DOLNEGO
PRZEMROJU UJAWNI JEDNAKOWE ZWĘŻENIE JEDNOSTKOWE.-

Widzimy więc, że i dany ogólny wypadek zasadni-
czo się nie różni od poprzecznie rozpatrywanych.

aby zakończyć teorię rozciągania prętów i prze-

krojów brył należy jeszcze tylko wyznaczyć związek, zachodzący pomiędzy odkształceniem, a naprężeniem to jest poznać:

§ 6. PIERWSZE PRAWO ROBERTA HOOKE' A.

W roku 1678 słynny fizyk angielski R. HOOKE, badając sprężyny zegarowe, odkrył zależność pomiędzy odkształceniem a naprężeniem, polegającą na proporcjonalności odkształceń do sił odkształcających i podał ją w następującej prostej postaci:

" U T T E N S I O, S I C V I S ". Jest to tak zwane PIERWSZE PRAWO HOOKE' A, w dosłownym przekładzie brzmi ono: " JAKIE ODKSZTAŁCENIE , TAKA SIŁA", co wyrazimy, tłumacząc na język ustalonych wyżej pojęć:

" ODKSZTAŁCENIE JEST PROPORCJONALNE DO SIŁY ODKSZTAŁCAJĄCEJ, A NAPRĘŻENIE DO ODKSZTAŁCENIA".

W danym, tylko co rozpatrywanym wypadku MIARĄ ODKSZTAŁCEŃ JAWI SIĘ WYDŁUŻENIE JEDNOSTKOWE, A MIARĄ SIŁ ODKSZTAŁCAJĄCYCH - NAPRĘŻENIE JEDNOSTKOWE, możemy więc napisać prawo Hooke'a w postaci $\epsilon_z = E' \epsilon$, gdzie WSPÓŁCZYNNIK PROPORCJONALNOŚCI E' NOSI MIANO WSPÓŁCZYNNIKA SPRĘŻYSTOŚCI.

Oznaczając z kolei $\alpha = \frac{1}{E'}$ możemy prawo Hooke'a napisać w innej nieco postaci: $\epsilon = \alpha \cdot \epsilon_z$, gdzie WSPÓŁCZYNNIK α NAZYWAMY WSPÓŁCZYNNIKIEM ROZCIĄGLIWOŚCI. Ponieważ ϵ jest liczbą oderwaną, zatem WYMIAR E' JEST TOŻSAMOŚCIOWY Z WYMIAREM ϵ_z , PISZE-

MY WIĘC E KG/CM^2 , LICZBA E JEST WIĘC LICZBĄ MIA-
NOWANĄ, ACZKOLWIEK GRA JENO ROLĘ ZWYKŁEGO WSPÓŁCZYN-
NIKA PROPORCJONALNOŚCI.

Stąd bezpośrednio WYMIAR α BĘDZIE $[\text{CM}^2/\text{KG}]$.

Doświadczalne wyznaczenia wartości α lub E za-
kończą badanie rozciągania - wzory bowiem $t_z = F_z : S$
oraz $\epsilon = \alpha t_z$ rozwiązują w danym wypadku wszelkie
zagadnienia. Poznajmy więc:

§ 7. DOŚWIADCZALNE WYZNACZANIE ZALEŻNOŚCI PO-
MIĘDZY WYDŁUŻENIEM A NAPRĘŻENIEM JEDNOSTKOWEM.

Obie główki próbki, wytoczonej z danego mater-
jału mocujemy w odpowiednio zbudowanych uchwytach i
poddajemy jarzmu sił rozciągających, skierowanych
ściśle wzdłuż osi próbki. Na cylindrycznej części
próbki ustawiamy przyrząd mierzący wydłużenia. Celo-
wo zbudowany ustrój dźwigni, wielokrotni ruchy tego
przyrządu mierniczego i przenosi je na bębenek z na-
winiętym papierem, na którym ołówek samoczynnie zna-
czy w skali odpowiedniej - natężenia sił rozciągają-
cych.

W ten sposób otrzymujemy WYKRES WYTRZYMAŁOŚCIO-
WY w układzie osi prostokątnych. Na osi poziomej wy-
kresu mamy więc wydłużenia części, ujętej w ostrza
przyrządu mierniczego; dzieląc te wydłużenia przez
odległość pierwotną ostrzy, otrzymujemy w skali wy-
dłużenie jednostkowe próbki; tę oś zowiemy przeto
OSIĄ WYDŁUŻEŃ JEDNOSTKOWYCH WYKRESU WYTRZYMAŁOŚCIO-

WEGO - OSIĄ OE ; druga oś, pionowa wykresu wyznacza natężenia sił rozciągających. Te siły dzielone przez pierwotny przekrój poprzeczny próbki dają w skali wartości naprężeń jednostkowych - drugą z osi, prostopadłą do poprzedzającej, zwiemy OSIĄ NAPRĘŻEN JEDNOSTKOWYCH WYKRESU WYTRZYMAŁOŚCIOWEGO - OSIĄ OE_z . Należałoby, właściwie mówiąc, wobec istnienia poprzecznego zwężenia przekroju, każdorazowo określać jej średnicę i siły odkształcające F_z DZIELIĆ PRZEZ ODPOWIEDNI PRZEKRÓJ. Wobec słabej dokładności tych pomiarów i olbrzymich trudności technicznych - dzielimy F_z ZAWSZE PRZEZ PRZEKRÓJ f_0 NIEODKSZTAŁCONY, PIERWOTNY, rozpatrujemy więc NAPRĘŻENIA JEDNOSTKOWE WYZNACZONE DLA PRZEKROJU PIERWOTNEGO PRÓBK. Wobec stosunkowo nieznacznej wartości zwężenia jednostkowego δ , popełniamy w ten sposób niewielki błąd, natomiast zyskujemy stałą, a pewną podstawę do wyznaczenia wartości naprężeń, - ponieważ PRZEKRÓJ PIERWOTNY f_0 z łatwością wyznaczyć się daje w zależności od pierwotnych nieodkształconych, a więc pewnych wymiarów próbki.

W ten sposób otrzymane WYKRESY WYTRZYMAŁOŚCI dla różnych materiałów zasadniczo nieraz różnią się między sobą, należy więc poznać:

§ 8. TYPY WYKRESÓW WYTRZYMAŁOŚCIOWYCH, ZDEJMOWANYCH PRZY ROZCIĄGANIU PRÓBEK.

Typy wykresów opisujemy w następującym porządku:
Dla ŻELAZA ZLEWNEGO WYŻARZONEGO mamy:

TYP „A” WYKRESU WYTRZYMAŁOŚCIOWEGO, odtworzony
na rysunkach /Rys. 20, 21, 22, 23 /¹

Z początku, dla małych naprężeń, rosnących od zera - bieg wykresu wykazuje nieznaczne tylko wartości wydłużeń jednostkowych, a linja wykresu wznosi się ku górze prostolinijnie aż do punktu H , jak to widzimy na rys. 21, gdzie ta część wykresu podana jest w skali nieco inaczej dobranej. MAMY tu więc ŚCISŁĄ PROPORCJONALNOŚĆ POMIĘDZY ε i t_z AŻ DO GRANICY PROPORCJONALNOŚCI t.j. DO PUNKTU H - ta część wykresu OH STANOWI WIĘC OKRES PROPORCJONALNYCH WYDŁUŻEŃ, kiedy ciało zachowuje się podług prawa Hooke'a. Wydłużenia ε , przynależne do tego okresu są prawie doskonale sprężyste, po usunięciu bowiem sił obciążających ołówek wykresu powraca do punktu O po tej samej prostej. Odkształcenia te należą jednak do typu mieszanych, o czem z łatwością można się przekonać za pomocą pomiarów optycznych, wtedy bowiem dają się wyznaczyć niewyczuwalne na wykresie wydłużenia trwałe, aczkolwiek nader nieznaczne, ponieważ lwia część wydłużeń tego okresu stanowią odkształcenia sprężyste.

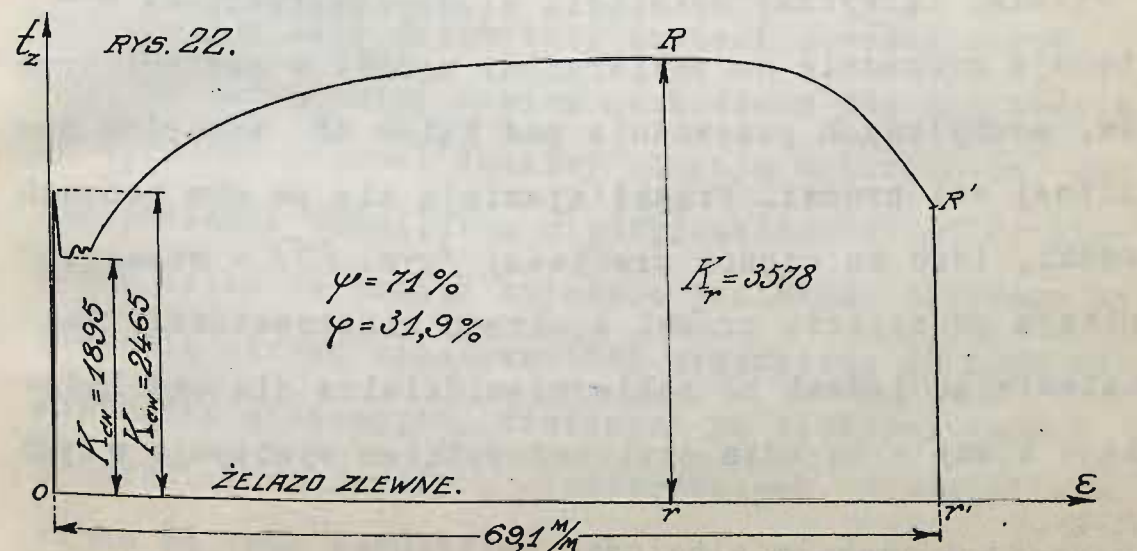
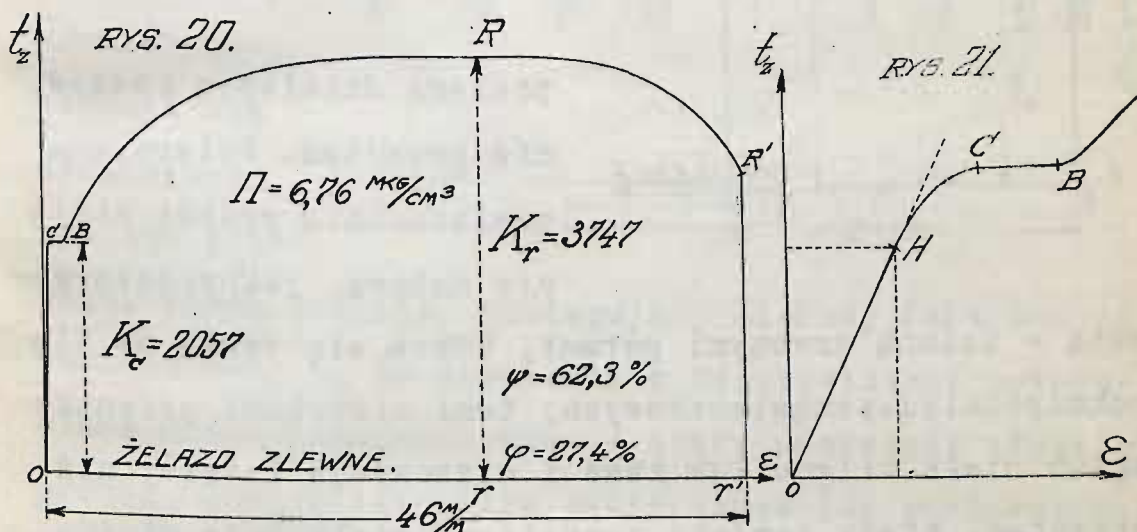
Począwszy od punktu H krzywa wykresu stycznie porzuca linję prostą OH , i skłaniając się nieco ku osi $O\varepsilon$, bieży w górę aż do punktu C /rys. 21/. Ten drugi okres wydłużeń nieproporcjonalnych stanowi niejako przejście od okresu proporcjonalności do nowego typowego okresu rozpoczynającego się w C . Pomiędzy

/ Materiał doświadczalny wziąłem z dzieła C.v.BACH - ELASTIZITÄT UND FESTIGKEIT.

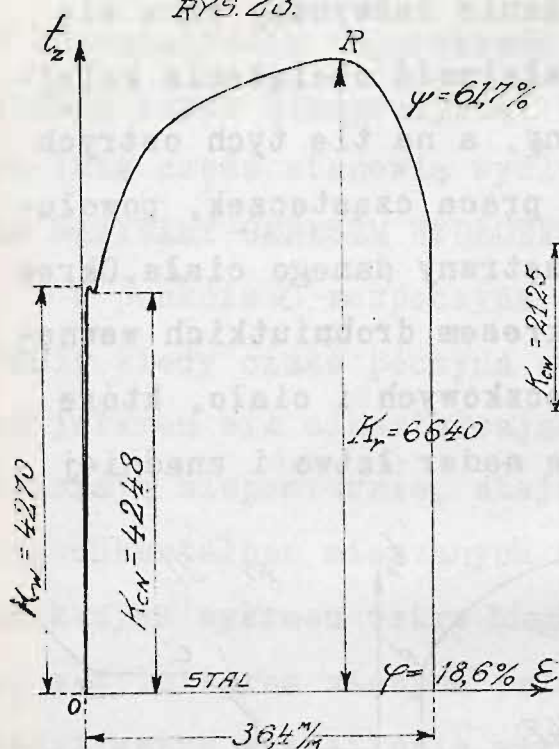
H i C ciało nie podlega więc prawu Hecke'a: mieszane odkształcenia tego okresu zawierają już znacznie większą część niesprężystą, trwałą, aczkolwiek jeszcze ich lwią część stanowią wydłużenia sprężyste. OKRES TEN NAZYWAMY OKRESEM WYDŁUŻEŃ NIEPROPORCJONALNYCH.

W punkcie C rozpoczyna się nowy OKRES CIASTOWATOŚCI; kiedy ciało zaczyna się gwałtownie wydłużać pod jarzmem sił odkształcających; wydłużenia trwałe wzrastają niepomiernie, stając się z kolei lwią częścią odkształceń mieszanych tego okresu. O ile przedtem krzywa wykresu ostro biegła ku górze prawie pionowo, o tyle teraz zaczyna pełzać poziomo; materiał przechodzi ostre przesilenie wewnętrzne - okres zamętu - okres rozchwiania więzów międzycząsteczkowych. Czasami cały ten okres zachodzi przy stałej wartości naprężenia K_c /rys. 20/, niekiedy zaś, jak to widać na wykresie /rys. 22/ rozpoczyna się przy naprężeniu K_{cn} , a kończy przy znacznie mniejszym K_{cn} ; czasami znów mamy kilka wahań naprężeń, przynależnych do tego okresu - wtedy skrajne wahania oznaczamy znów przez K_{cn} i K_{cn} . Naprężenie najwyższe tego okresu K_{cn} zwiemy GÓRNĄ GRANICĄ CIASTOWATOŚCI - odpowiada ono obciążeniu wywołującemu rozluźnienie więzów międzycząsteczkowych, które raz wywołane dokonywa się w dalszym ciągu, ale już przy mniejszej wartości obciążenia i kończy się przy najniższej, odpowiadającej naprężeniu K_{cn} zwanemu DOLNĄ GRANICĄ CIASTOWATOŚCI.

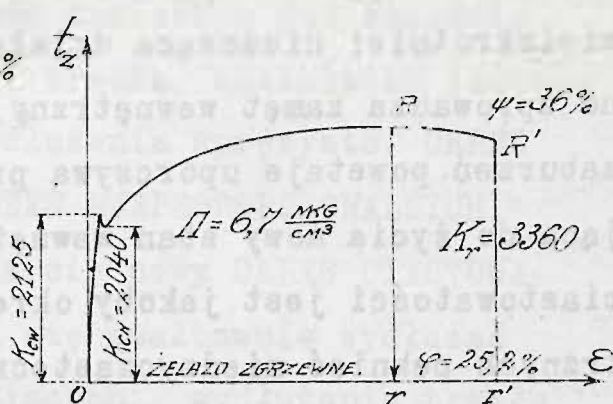
Pomiędzy K_{cw} a K_{cn} naprężenie zazwyczaj waha się wielokrotnie: niszcząca działalność obciążenia kolejno sprowadza zamęt wewnętrzny, a na tle tych ostrych zaburzeń powstaje uporczywa praca cząsteczek, powołująca do życia nowy stan wewnętrzny danego ciała. Okres ciastowatości jest jakoby okresem drobniutkich wewnętrznych pęknięć międzycząsteczkowych i ciało, które ten okres przebyło rdzewieje nader łatwo i snadniej



rys. 23.



rys. 24.

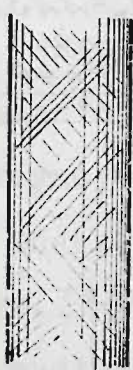


podlega działaniu kwasów, niż przedtem. Polerowana powierzchnia próbki staje się matową, jakby dziurko-

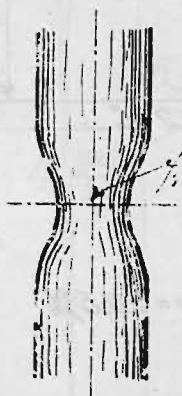
watą - usianą drobnymi porami, które się jawią na tle pęknięć międzycząsteczkowych; temi otworkami przenika wgląd ciała wilgoć lub kwas i niszczy je łatwiej niż przedtem, kiedy powłoka zewnętrzna ciała była gładka i ścisła. Zazwyczaj pęknięcia międzycząsteczkowe występują gromadnie na powierzchni próbki w postaci prążków, pochylonych przeważnie pod kątem 45° względem podłużnej osi próbki. Prążki zjawiają się po obu końcach próbki, idąc ku części środkowej /rys. 25/ - wreszcie znikają po wyjściu próbki z okresu ciastowatości, pozostawiając jednak po sobie niewidzialne dla oka ludzkiego ślady - bo rdza przedewszystkiem występuje w tych

miejscach da-
jąc prążki .
rdzawe tej sa-
mej postaci,
zanim pokry-
je całą po-
wierzchnię
próbki. Kwasy
również po-
czynają swą
działalność,
znacząc pier-

RYS. 25.



RYS. 26.



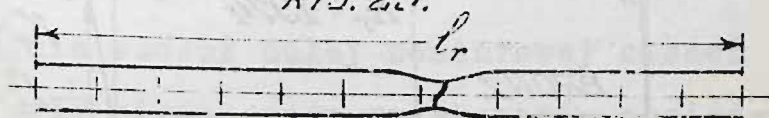
RYS. 27.



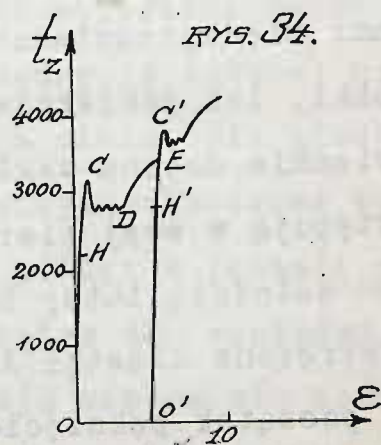
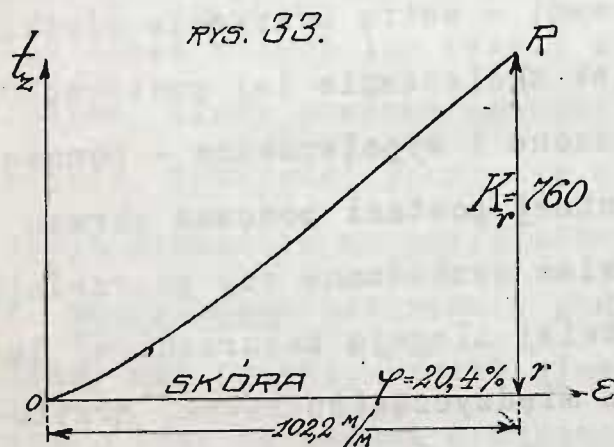
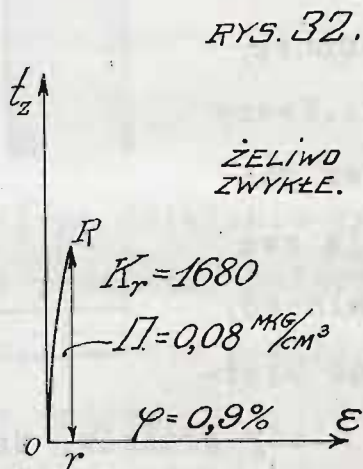
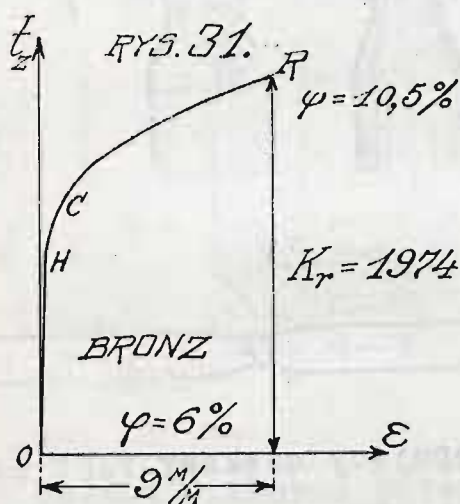
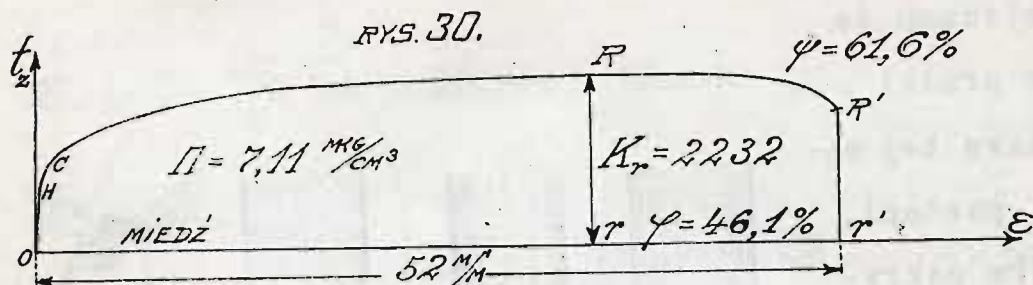
RYS. 28.



RYS. 29.



wotne ślady prążków. Następujący ciekawy fakt poucza
nas, że mamy tu do czynienia z rzeczywistymi pęknię-
ciami międzycząsteczkowymi - ostre uderzenie młotkiem
próbki, lub jakiekolwiek skaleczenie jej powierzchni,
sumiennie do cna zagładzone i wypolerowane - ponownie
występują w swej pierwotnej postaci podczas okresu
ciastowatości; tutaj bowiem uszkodzone czy poprzednio
nadwyreżone cząstki łatwiej ulegają ^(WENIETRZYM) zaburzeniom, da-
jąc początek pęknięciom międzycząsteczkowym. Przyto-
czony tylko co pogląd wyjaśnia poniekąd, dlaczego wy-
dłużenia okresu ciastowatości przynależą do typu od-
kształceń mieszanych, złożonych po większej części
z odkształceń trwałych niesprężystych. Niewątpliwie
wiane są temu wewnętrzne pęknięcia międzycząsteczko-

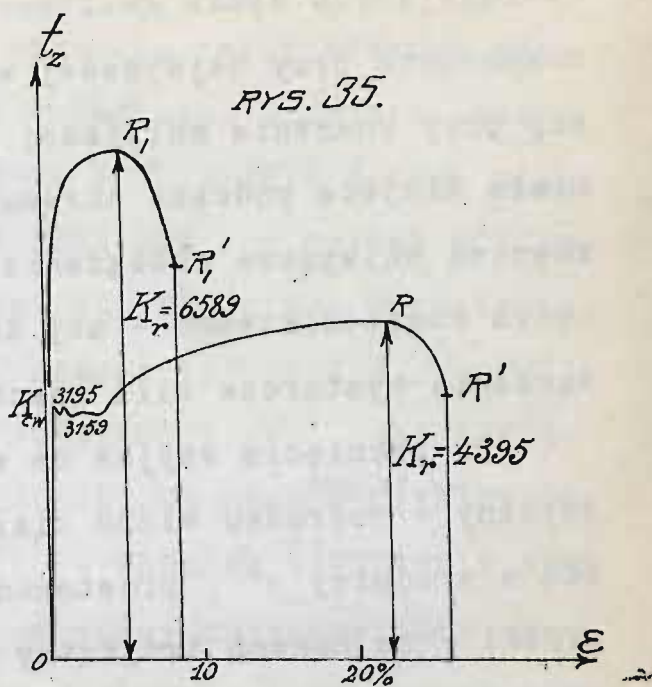


we, pomnażające w sposób trwały odległości międzyczą-
steczkowe. Aby te odkształcenia trwale sprowadzić do
zera, trzeba by rozzerwane cząstki wewnętrznie spoić,
co jak wiadomo na zimno nie daje się skutecznie, bo
metal staje się spawalnym wyłącznie przy bardzo wyso-

kiej temperaturze.

Słowem ciało przeradza się wewnętrznie podczas okresu ciastowatości. Przy dalszym zwiększaniu obciążenia otrzymujemy nowy okres znacz-
WYDŁUŻENIA - *BR/rys.20/*.

W tym okresie wydłu-
żenia rosną nader chy-



żo a jednostajnie wzdłuż całej pomiarowej części próbki nawet przy nieznacznym zwiększaniu obciążenia.

Próbka WYDŁUŻA SIĘ I ZWĘŻA wszędzie jednakowo aż do skrajnego punktu R , zwanego granicą znacznych wydłużeń, a przynależnego do OBCIĄŻENIA ROZRYWAJĄCEGO

R_r , które wyznacza NAPRĘŻENIE ROZRYWAJĄCE $K_r = R_r : \%$. Począwszy od R zależność pomiędzy wydłużeniem a zwężeniem próbki ulega nagłej zmianie; próbka nagle poczyną zwężać się gwałtownie; w jednym, a czasami nawet w kilku punktach próbki tworzy się szyjka lub cały szereg szyjek - przekrój poprzeczny szybko maleje w tych miejscach, następuje ostatni OKRES ROZRYWANIA, kończący się pęknięciem próbki w najbardziej zwężonym przekroju szyjki.

Podczas trwania tego okresu RR' natężenie sił

obciążających spada gwałtownie; dzieło zniszczenia rozpoczęte przy najwyższej wartości R_p , kończy się przy znacznie mniejszej R_p' . To samo zresztą miało miejsce podczas okresu ciastowatości i tutaj również najwyższe obciążenie R_{cw}' idzie na pokonanie oporu cząsteczkowego - aby zaś dokonać dzieła zniszczenia wystarcza siła znacznie mniejsza.

Po pęknięciu szyjka ma wygląd nader charakterystyczny - [rys. 27/28] pośrodku widać ziarnistą powierzchnię płaską o średnicy δ , prostopadłą do osi podłużnej próbki - po bokach trójkątny pasek obrzeżny KK zazwyczaj pozostaje częściowo na obu kawałkach zerwanej próbki. Oba kawałki zetknięte w sposób wskazany na rys. 29 umożliwiają wyznaczenie odległości l_r pomiędzy SKRAJNEMI RYSKAMI pomiarowej części próbki. Będzie to DŁUGOŚĆ ROZERWANEJ pomiarowej części próbki l_r , różna od pierwotnej długości l_0 NIEODKSZTAŁCONEJ. Procentowy stosunek $100[l_r - l_0] : l_0$ nazywamy WYDŁUŻENIEM PRÓBKII ZERWANEJ i oznaczamy przez

$$\varphi = 100[l_r - l_0] : l_0.$$

W podobny sposób oznaczając przez f_r POPRZECZNY PRZEKRÓJ pęknięcia próbki, mierzony w najwęższym miejscu szyjki zerwanej w płaszczyźnie prostopadłej do osi podłużnej próbki otrzymujemy procentowy stosunek $100[f_0 - f_r] : f_0$ zwany ZWĘŻENIEM PRÓBKII ZERWANEJ i oznaczamy go przez $\psi = 100[f_0 - f_r] : f_0$.

Wartości K_r , φ i ψ stanowią cechy odrębne wykresu wytrzymałości danego materiału. Zazwyczaj nazywamy K_r - WYTRZYMAŁOŚCIĄ NA ROZCIĄGANIE danego ciała: φ - jego WYDŁUŻENIEM SKRAJNEM lub wprost ROZCIĄgnięciem, a ψ - ZWĘŻENIEM SKRAJNEM ciała rozpatrywanego. Ponadto rozpatrujemy nieraz NAPRĘŻENIE K_H PRZYNALEŻNE DO GRANICY PROPORCJONALNOŚCI H , oraz NAPRĘŻENIA K_{cw} i K_{cn} PRZYNALEŻNE DO GRANIC CIASTOWATOŚCI, a niekiedy jeszcze K_S - SKRAJNE NAPRĘŻENIE SPRĘŻYSTE, aczkolwiek jak to już wyżej zaznaczyliśmy wykres wytrzymałości naprężeń doskonale sprężystych nie ujawnia. K_S oznacza więc NAPRĘŻENIE SKRAJNE NAJWYŻSZE, PRZYNALEŻNE DO WYDŁUŻENIA MIESZANEGO, ZŁOŻONEGO PRAWIE WYŁĄCZNIE Z ODKSZTAŁCENIA SPRĘŻYSTEGO.

Nazywamy K_H - GRANICĄ PROPORCJONALNOŚCI, K_{cw} i K_{cn} - ODPOWIEDNIO GÓRNĄ I DOLNĄ GRANICAMI CIASTOWATOŚCI, a K_S - GRANICĄ SPRĘŻYSTOŚCI.

W ostatnim dziesięcioleciu poczęto jeszcze w dodatku rozpatrywać PRACĘ WYKRESU, TO JEST JEGO POWIERZCHNIĘ [OCBPA'P'ro], WYRAŻONĄ W KILOGRAMOMETRACH. Jest to niewątpliwie praca naprężeń, a więc sił cząsteczkowych, działających w kierunku odkształceń. Zazwyczaj rozpatrują wartości PRACY JEDNOSTKOWEJ, PRZYNALEŻNEJ DO JEDNOSTKI OBJĘTOŚCI PRÓBKI NIEODKSZTAŁCONEJ i oznaczają przez $\Pi = S : f \cdot l_0$, gdzie wartość S wyznaczamy w KILOGRAMOMETRACH, l_0 - W

CENTYMETRACH, A f_0 - W CENTYMETRACH KWADRATOWYCH, BIERZĄC Π^{MG/CM^3} . Wykresy tylko co opisanego "TYPU A " OTRZYMUJEMY DLA ŻELAZA ZLEWNEGO /rys. 20 / 22 / ZGRZEWNego /rys. 24 / oraz DLA STALI ZLEWNEJ /rys. 23 /.

We wszystkich wypadkach ODCINEK WYKRESU Or' DĄŻE WARTOŚĆ RÓŻNICY $l_r - l_0$ W SKALI WYKRESU.-

TYP " B " WYKRESU.- Tego rodzaju wykres "TYPU B " OTRZYMUJEMY DLA MIEDZI, BRONZU ARMATNIEGO oraz DLA STALI TWARDZONEJ.

Widzimy tu /rys. 30 / mniej lub więcej wyraźnie zaznaczony OKRES PROPORCJONALNOŚCI OH , kończący się poniżej punktu zwrotnego C wykresu, dalej mamy tu OKRES WYDŁUŻEŃ NIEPROPORCJONALNYCH HC , następnie OKRES WYDŁUŻEŃ ZNACZNYCH CP - i wreszcie OKRES ZRYWANIA PRÓBKI PP' , przyczem podczas tego ostatniego okresu tworzy się SZYJKĄ gdziekolwiek na pomiarowej części próbki.-

Wykres tego typu różni się więc od poprzedniego jedynie brakiem wyraźnie zaznaczonego okresu ciastowości - tutaj bowiem okres wydłużeń znacznych rozpoczyna się bezpośrednio po okresie wydłużeń nieproporcjonalnych. Wszystkie poprzednie ustalone CECHY wykresowe można zastosować bez zmiany i do obecnego wykresu, jak również wszystko to, cośmy wyżej powiedzieli o zjawiskach, towarzyszących rozciąganiu próbki;

poninąć należy jedynie objawy okresu ciastowatości, który się nie ujawnia wyraźnie w danym wypadku.

TYP "C" WYKRESU. Tego rodzaju wykres "TYPU C" OTRZYMUJEMY DLA BRONZU ZWYKŁEGO I NAFOSFORZONEGO oraz DLA MOSIĄDZU I STALI SPRĘŻYNOWEJ.

Widzimy tu wyraźny OKRES PROPORCJONALNOŚCI OH /rys. 31/ OKRES WYDŁUŻEŃ NIEPROPORCJONALNYCH HC . wreszcie OKRES WYDŁUŻEŃ ZNACZNYCH CR . Okresu ciastowatości oraz okresu zrywania próbki brak zupełnie. W danym wypadku zazwyczaj szyjka jest bardzo nieznaczna, czasami brak jej zupełnie, a wtedy

$$\psi = 100[d - d_0] : d_0$$

gdzie d - jest średnicą odkształconą próbki, mierzoną gdziekolwiek.

Na zakończenie bierzemy pod uwagę:

TYP "D" WYKRESU.- Tego rodzaju wykres "TYPU D" OTRZYMUJEMY DLA ŻELIWA, SKÓRY, CIĘGIEN WŁÓKNISTYCH, oraz dla KAMIENI. Na /rys. 32/ podana jest wykres typu D dla żeliwa w skali wyżej podanych wykresów typu A. Uderza nas tu przede wszystkim prawie ZUPEŁNY BRAK OKRESU PROPORCJONALNOŚCI: cały wykres stanowi wyłącznie OKRES WYDŁUŻEŃ NIEPROPORCJONALNYCH OR ; bieg krzywej wykresu jest WYPUKŁY WZGLĘDEM OSI $O\epsilon_z$ /rys. 32/ lub też WYPUKŁY WZGLĘDEM OSI $O\epsilon$. jak to ma miejsce dla SKÓRY /rys. 33/. Wykres skóry podajemy w bardzo dużej skali.

Ciała przynależne do tej gromady wykresowej nie ulegają ciastowatości i rozrywają się NIE DAJĄC SZYJEK. Cechą wyróżniającą ich wykresów wytrzymałościowych są nader NIEZNACZNE WARTOŚCI K_r , φ i Π . Ciała tej grupy, wobec prawie zupełnego braku okresu proporcjonalności, nie ulegają prawu HOOKE'A.

Ustalone wyżej cechy K_H , K_S , K_{CW} , K_{CN} , K_r , K_r' , φ , φ' oraz Π określają ZASADNICZE WŁASNOŚCI WYTRZYMAŁOŚCIOWE MATERJAŁU.

NAPRĘŻENIE SKRAJNE K_H USTALA OBSZAR PANOWANIA PRAWA HOOKE'A łącznie zaś z NAPRĘŻENIAMI K_S , K_{CW} i K_{CN} WYZNACZA GRANICĘ STOSOWALNOŚCI DANEGO MATERJAŁU, jak to zresztą wkrótce zobaczymy.

NAPRĘŻENIE K_r daje znów wartość siły zrywającej próbkę i zarazem określa WARTOŚĆ SKRAJNĄ OBCIĄŻENIA STATYCZNEGO, KIEDY SIŁY OBCIĄŻAJĄCE ROSNĄ ZWOLNA, LECZ W SPOSÓB CIĄGŁY AŻ DO NAJWYŻSZEJ WARTOŚCI K_r , jak to ma miejsce w danym wypadku. Możemy więc nazwać K_r - WYTRZYMAŁOŚCIĄ STATYCZNĄ danego materjału. Im wyższe K_r , tem wyższa dopuszczalna wartość obciążenia rozciągającego.

Ciała przynależne do gromady wykresowej " D ", ujawniające nader znikome wartości K_r , NIE POWINNY PRACOWAĆ, JAKO ROZCIĄGANE OGNIWA TWORÓW TECHNICZNYCH. Stosuje się to zwłaszcza do ŻELIWA i wszelkiego rodzaju KAMIENI NATURALNYCH I SZTUCZNYCH, jako to CEMENT, BETON. Stąd bezpośredni

WNIOSEK PIERWSZY. W WYPADKU OBCIĄŻENIA STATYCZNEGO ROZCIĄGAJĄCEGO, ZAKRES STOSOWALNOŚCI MATERJAŁU JEST TYM SZERSZY, IM WYŻSZĄ WARTOŚĆ K_r UJAWNIA WYKRES WYTRZYMAŁOŚCIOWY TEGO MATERJAŁU.

Z kolei zwróćmy uwagę, że wartości φ i φ STANOWIĄ MIARĘ ROZCIĄGLIWOŚCI MATERJAŁU. Duże wartości φ i φ WYZNACZAJĄ MATERJAŁ CIĄGLIWY - "MIĘKKI" - małe wartości - MATERJAŁ NIEROZCIĄGLIWY - "TWARDY".

Wreszcie Π można określić, jako WYTRZYMAŁOŚĆ DYNAMICZNĄ MATERJAŁU. Gdy obciążenie zewnętrzne działa w sposób nagły, to jest, gdy siły rozciągające, z nagłą przyłożone, w nader krótkim przeciągu czasu rozwijają swe natężenie całkowite, wtedy obciążenie nazywamy DYNAMICZNYM, działa ono bowiem jak UDERZENIE, - NAGŁYM WYŁADOWANIEM ENERGJI, KTÓREJ PRZECIWSAWIA SIĘ ENERGJA OPORU CIAŁA OBCIĄŻONEGO.

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 zrywającej. Inaczej rzecz się ma, gdy siły rozciągające działają w SPOB NAGŁY - DYNAMICZNY, jak uderzeniem - rozwijając z nagłą dużą energję odkształcającą, KTÓRA MOŻE SIĘ W DODATKU CAŁKOWICIE WYŁADOWAĆ LI TYLKO W PEWNYM PUNKCIE CIAŁA OBCIĄŻONEGO.

W danym wypadku idzie tu raczej o ZASÓB PRACY NISZCZĄCEJ, NIŻ O NATĘŻENIE SIŁY ZRYWAJĄCEJ: OPÓR MATERJAŁU MUSI BYĆ WYCZERPANY W MIEJSCU ZERWANIA PRÓBK-
KI, przeto WSKAŹNIKIEM WYTRZYMAŁOŚCI DYNAMICZNEJ JEST ZASÓB PRACY WYKRESU Π .

Im większe Π , tem większy zapas wytrzymało-
ści dynamicznej ujawnia dany materiał, tem lepiej wy-
trzymuje on działanie UDERZEŃ, WSTRZĄŚNIEN, tem łac-
niej przeciwdziała obciążeniu dynamicznemu.

Ciała przynależne do gromady wykresowej D , uja-
wniające nader znikomą wartość Π nie powinny być na-
rażone na wstrząśnienia i uderzenia. Tem się tłumacza
nader częste WYPADKI PĘKANIA ŻELIWNYCH CZĘŚCI RUCHU,
oraz surowe przepisy, ZAKAZUJĄCE UŻYWANIA CIĘŻKICH
MŁOTKÓW PRZY OBRÓBCE KAMIENI.

Stąd bezpośrednio:

WNIOSEK DRUGI. W WYPADKU OBCIĄŻENIA DYNAMICZNEGO
ROZCIĄGAJĄCEGO - ZAKRES STOSOWALNOŚCI MATERJAŁU JEST
TYM SZERSZY, IM WYŻSZĄ STAŁOŚĆ Π - UJAWNIA WYKRES
WYTRZYMAŁOŚCI TEGO MATERJAŁU.

Wyżej zaznaczyliśmy przynależność sił rozciąga-
jących próbki wytrzymałościowe do typu obciążeń sta-
tycznych. W tych warunkach otrzymane KRZYWE WYKRESÓW
dają doświadczalną zależność pomiędzy t_z i ϵ , na-
leży więc tylko wyznaczyć warunki, jakie zachować na-
leży przy zdejmowaniu wykresów wytrzymałościowych, aby

otrzymane WYNIKI POSIADAŁY WARTOŚĆ OGÓLNA, a nie dorywczą, wypadkową, inaczej mówiąc trzeba ustalić:

§ 8. WPLYW RÓŻNORODNYCH CZYNNIKÓW FIZYCZNYCH NA BIEG KRZYWEJ WYKRESU WYTRZYMAŁOŚCIOWEGO. TUTAJ PRZEDEWŚY-
STKIEM NALEŻY PODKREŚLIĆ

1-o WPLYW ZMĘCZENIA MATERJAŁU.- Wyżej widzieliśmy, że zjawiska okresu ciastowatości zachodzą na tle międzycząsteczkowych pęknięć, występujących gromadnie w różnych punktach próbki. Te pęknięcia stanowią niejako zapoczątkowanie nowej budowy wewnętrznej materiału, sprzyjającej powstawaniu wydłużeń znacznych, prowadzących do zerwania próbki. Obecność pęknięć międzycząsteczkowych stanowi tak zwane ZMĘCZENIE materiału. Ujawnia się ono, gdy PRZEKROCZYMY GRANICĘ CIASTOWATOŚCI materiału. Następują wtedy wydłużenia trwałe na tle pęknięć międzycząsteczkowych; materiał niejako przestaje być sobą.-

Weźmy PRÓBKĘ ŻELAZA ZLEWNEGO i przekroczmy dla niej granicę ciastowatości otrzymując KRZYWĄ *OHCDE* wykresu. W punkcie *E* tej krzywej, leżącym poza granicą ciastowatości POWSTRZYMUJEMY DALSZY WZROST SIŁ odkształcających i SPROWADZAMY ZWOLNA OBCIĄŻENIE DO ZERA. Krzywa wykresu nie wróci już do pierwotnego punktu wyjścia *O*, JENO POCHYŁO PRAWIE PO PROSTEJ SPŁYNIE DO PUNKTU *O'* PO *EO'*. PRZYZCZEM *OO'* BĘDZIE MIARĄ /RYS. 34/ WYDŁUŻENIA TRWAŁEGO, POZOSTAŁEGO, JAKO ŚLAD PRZEKROCZENIA GRANICY CIASTOWATOŚCI.

Mamy tu więc niejako nowy materiał WYDŁUŻONY TRWALE - zmęczony.

Przy ponownym zwiększaniu obciążenia wyznaczmy na wykresie znów TĘ SAMĄ KRZYWĄ $O'HE$, ujawniającą GRANICĘ PROPORCJONALNOŚCI $O'H'$ WYŻSZĄ OD PIERWOTNEJ OH , OTRZYMANEJ UPRZEDNIO; PRZY DALEJ SZYM ZWIĘKSZANIU OBCIĄŻENIA POZA PUNKT E' - UJAWNIMY NOWĄ GRANICĘ CIĄSTOWATOŚCI C' CIAŁA ZMĘCZONEGO, WYŻSZĄ OD POPRZEDNIO OTRZYMANEJ C .

W ten sposób sztucznie niejako ZWIĘKSZAMY OBSZAR PROPORCJONALNOŚCI danego materiału. Podobnie również otrzymujemy drut żelazny, rozciągając materiał NA ZIMNO poza granicę ciąstowatości. Żelazo zlewne, w ten sposób zmęczone, ujawnia ZNACZNIE PODWYŻSZONE WARTOŚCI K_H i K_T jak to widzimy na rys. 35, gdzie, KRZYWA OPR' STANOWI WYKRES WYTRZYMAŁOŚCIOWY PRÓBKŻELAZA ZLEWNEGO NIEZMĘCZONEGO, A KRZYWA OPR'_1 - PRÓBKŻELAZA ZMĘCZONEGO, BO ROZCIĄGNIĘTEGO POZA GRANICĘ CIĄSTOWATOŚCI.

Widzimy tu znaczne PODWYŻSZENIE WARTOŚCI K_H i K_T , oraz zupełny ZANIK K_{cw} . WYKRES ZMIENIŁ TYP. MATERIAŁ NIEZMĘCZONY DAJE WYKRES TYPU "A" - ZMĘCZONY TYPU "B" w danym wypadku. Ponadto widzimy znaczne ZMNIEJSZENIE SIĘ φ ORAZ Π na tle zmęczenia materiału /o zmniejszeniu się φ wprost z wykresu wyrokować nie możemy - świadczy jednak o tem bezpo -

średnie doświadczenie/. Stąd otrzymujemy bezpośrednio
WNIOSEK PIERWSZY.- MATERJAŁ ZMĘCZONY ROZCIĄGA -
NIEM POZA GRANICĘ CIASTOWATOŚCI, UJAWNIA WYŻSZĄ GRA-
NICĘ PROPORCJONALNOŚCI, WYŻSZĄ WYTRZYMAŁOŚĆ NA ROZ -
CIĄGANIE ORAZ ZMNIEJSZONE WARTOŚCI φ , φ i Π -STA-
JE SIĘ WIĘC TWARDSZYM, MNIEJ CIĄGLIWYM, ORAZ KRUCH-
SZYM, TO JEST MNIEJ WYTRZYMAŁYM NA UDERZENIA.

Pęknięcia wewnętrzne międzycząsteczkowe można
zagoić, poddając zmęczony materiał WYŻARZANIU, które
powoduje SPAWANIE SAMOCZYNNE PĘKNIĘĆ MIĘDZYZĄSTECZ-
KOWYCH, niszczy w ten sposób objawy zmęczenia i przy-
wraca STAN PIERWOTNY, cechujący materiał niezmęczony.
Po wyżarzeniu należy studzić ZWOLNA, aby uniknąć po-
nownego zmęczenia, pojawiającego się zazwyczaj na tle
nierównomiernego ostygnięcia materiału w całej masie.
KRZYWA *OPR'* DAJE WIĘC WYKRES PRÓBKII NATURALNEJ,
LUB WYŻARZONEJ.

Wszelka OBRÓBKA MATERJAŁU NA ZIMNO MĘCZY GO, pod-
czas gdy OBRÓBKA NA GORĄCO NIE POZOSTAWIA PO SOBIE
ŚLADÓW ZMĘCZENIA. Ponieważ nigdy nie możemy być pew-
ni, czy rozpatrywany materiał NIE ULEGŁ ZMĘCZENIU,
przeto PRÓBKII WYTRZYMAŁOŚCIOWE NALEŻY ZAWSZE WYŻARZAĆ
przed otrzymaniem wykresu, chyba że chcemy otrzymać
wykres próbki zmęczonej.-

Stąd bezpośrednio otrzymujemy wskazówkę prakty-
czną o konieczności każdorazowego WYŻARZANIA MATERJA-
ŁÓW, WYTRZYMUJĄCYCH ZNACZNE OBCIĄŻENIA PODCZAS OBRÓB-

KI NA ZIMNO. Z kolei na drugim miejscu podznaczyć należy

2-o WPLYW KSZTAŁTU PRÓBKI WYTRZYMAŁOŚCIOWEJ. Wyżej widzieliśmy, że aż do punktu P wykresu wytrzymałościowego próbki panuje tożsamościowy rozkład naprężeń dla wszystkich punktów próbki wewnętrznych, oraz - jednostajny rozkład wydłużeń wzdłuż osi podłużnej próbki. Prawidłowość ta zostaje zburzona po przekroczeniu punktu P ; o ile bowiem próbka nie uległa zerwaniu, przekrój poprzeczny przestaje być stałym dla jej części pomiarowej. Poczyna się tworzyć szyjka o przekroju gwałtownie malejącym aż do chwili zerwania próbki. Wartości φ i ψ są więc niewątpliwie ZALEŻNE PRZEDEWSZYSTKIEM OD SPOSOBU TWORZENIA SIĘ SZYJKI, A WIĘC OD KSZTAŁTU SAMEJ PRÓBKII, OD JEJ PRZEKROJU POPRZECZNEGO - DANYCH WARUNKUJĄCYCH POWSTAWANIE SZYJKI. Mamy więc prawo oczekiwać RÓŻNYCH WARTOŚCI φ i ψ , a co zatem idzie i Π dla próbek różnorodnych. Liczny materiał doświadczalny stwierdza to niezbicie.

Przytaczamy tu przedewszystkiem DOŚWIADCZENIA INŻ. BARBA dokonywane na próbkach STAŁEJ DŁUGOŚCI ŻELAZNYCH ZLEWNYCH [Z.Z.] oraz STAŁOWYCH ZLEWNYCH [S.Z.] w 1880 roku w CREUZOT. Tutaj jak zwykle zresztą, d_0 oznacza pierwotną średnicę a l_0 takąż długość pomiarową próbki. Biorąc pod uwagę dane zawarte w podanej TABLICY PIERWSZEJ, dochodzimy do

TABLICA PIERWSZA.

MATERIAŁ PRÓBK. I	d_0 CM	l_0 CM	K_r KG/CM ²	φ %
Z.Z. [ZELAZO ZLEWNE.]	2,0	10,0	3700	37,5
	1,0	10,0	3690	30,5
	0,5	10,0	3760	25,0
S.Z. [STAL ZLEWNA.]	2,0	10,0	5930	25,9
	1,0	10,0	5940	21,0
	0,5	10,0	6000	17,0

TABLICA DRUGA.

MATERIAŁ PRÓBK. I	S CM.	G CM	K_r KG/CM ²	φ %
Z.Z. [ZELAZO ZLEWNE.]	2,000	1,015	4270	29,5
	5,985	0,995	4130	35,0
	9,980	1,017	4020	40,0
M. [MIEDŹ]	2,000	1,310	2400	51,5
	5,980	1,308	2380	55,2
	9,990	1,313	2315	59,0

wniosku, że

1-o. PRÓBK. JEDNAKOWEJ DŁUGOŚCI, LECZ RÓŻNYCH ŚREDNIC UJAWNIAJĄ JEDNAKOWĄ WYTRZYMAŁOŚĆ NA ROZCIĄGANIE, drobne bowiem różnice K_r leżą w granicach dokładności doświadczeń.-

2-o. WYDŁUŻENIE φ PRÓBEK JEDNAKOWEJ DŁUGOŚCI RÓŻNIE WRAZ ZE ŚREDNICĄ PRÓBK. I.-

Wyżej podana TABLICA DRUGA daje wyniki, otrzymane przy badaniu PRÓBEK RÓWNIEŻ 10 CM. DŁUGICH O PRZE-

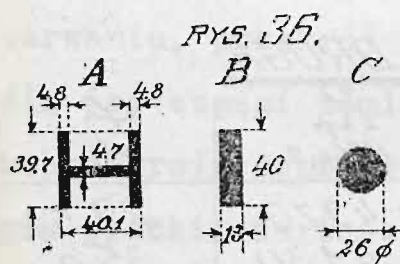
WYTRZYMAŁOŚĆ MATERJAŁÓW - ARKUSZ V.

KROJU PROSTOKĄTNYM $[G]$ - GRUBOŚĆ PRZEKROJU, S - JE-
GO SZEROKOŚĆ $[Z.Z.]$ ŻELAZNYCH ZLEWNYCH $[Z.Z.]$ oraz MIEDZIA-
NYCH $[M]$.

Biorąc pod uwagę dane w tej tablicy zawarte, wi-
dzimy, że PIERWSZE prawo brzmi tutaj:

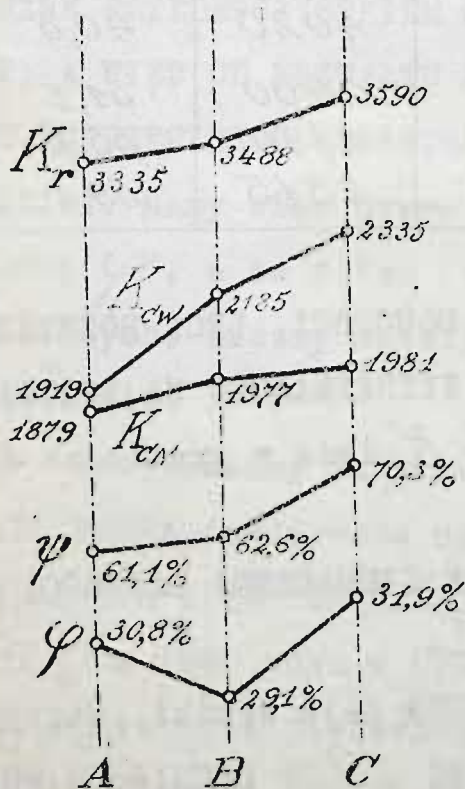
1-o. PRÓBKIE JEDNAKOWEJ DŁUGOŚCI LECZ RÓŻNYCH
PRZEKROJÓW PROSTOKĄTNYCH. UJAWNIAJĄ JEDNAKOWĄ WYTRZY-
MAŁOŚĆ NA ROZCIĄGANIE.-

Nieco większe różnice K_r tłumaczą się gorzszem



nieco umocowaniem próbek te-
go rodzaju w uchwytach. Dru-
gie zaś prawo:

2-o. WYDŁUŻENIE φ PRÓ-
BEK JEDNAKOWEJ DŁUGOŚCI ROŚ-
NIE WRAZ Z POŁEM ICH PROSTO-
KĄTNEGO PRZEKROJU POPRZECZ-
NEGO.



Z kolei podajemy wyniki
doświadczeń tego samego au-
tora, otrzymane w roku 1904
przy badaniu próbek z ŻELAZA
ZLEWNEGO O PRZEKROJACH RÓŻ-
NEJ POSTACI. CHOĆ JEDNAKOWEJ
POWIERZCHNI: A, B, C / rys. 36/.

Wszystkie te próbki wy-
konane są z tego samego ma-

terjału - wymiary podane są na rys. 36.

Poniżej w odpowiednich kolumnach, choć w różnych skalach wyznaczone są wartości $K_r, K_{cw}, K_{cn}, \varphi$ oraz ψ . Po bliższem rozpatrzeniu liczb tu podanych dochodzimy do wniosku następującego:

PRZECHODZĄC OD PRÓBKII O PRZĘKROJU DWUTEOWYM DO PRÓBKII PROSTOKĄTNEJ, A NASTĘPNIE DO CYLINDRYCZNEJ, SPOSTRZEGAMY:

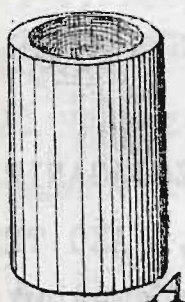
- WYRAŹNY WZROST WYTRZYMAŁOŚCI NA ROZCIĄGANIE. -
WYRAŹNY WZROST OBU GRANIC CIASTOWATOŚCI, JAKO TEŻ I
RÓŻNICY OBU TYCH GRANIC - WYRAŹNY WZROST ZWĘŻENIA
PRZĘKROJU ψ , ORAZ LEDWIE POSTRZEGALNY I WAHLIWY
PRZYROST WYDŁUŻENIA φ .

Stąd bezpośrednio otrzymujemy wskazówkę praktyczną O PRZEWADZIE WYTRZYMAŁOŚCIOWEJ PRĘTA O PRZĘKROJU KOŁOWYM POPRZECZNYM, który stanowi najczęściej spotykane ogniwo rozciągane.-

Wyrażna różnica wyników otrzymanych dla próbek A, B i C zdaje się przeczyć na pierwszy rzut oka wyżej ustalonej teorii rozciągania prętów, gdzie mówiliśmy o niezależności rozkładu naprężeń od postaci przekroju poprzecznego: po bliższym jednak wejrzeniu w istotę zachodzących zjawisk, dochodzimy do przekonania, że sprzeczność ta jest jedynie pozorną. W samej rzeczy, wyżej ustaliliśmy istnienie poprzecznego skurczu pręta rozciąganego. Skurcz lub zwężenie przekro-

ju poprzecznego odbywa się, jakieśmy to mówili wyżej, zawsze symetrycznie względem osi podłużnej pręta NA TLE JEDNOSTAJNEGO SKRACANIA SIĘ PROMIENI WODZĄCYCH PRZEKROJU.-

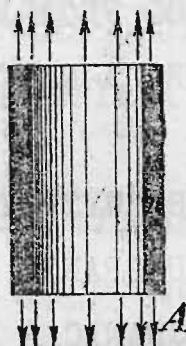
RYS. 37.



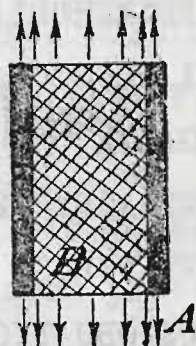
RYS. 38.



RYS. 39.



RYS. 40.



GDY W JAKIKOLWIEK SPOSÓB ZAHAMUJEMY SKURCZ POPRZECZNY PRĘTA, TYM SAMYM PODWYŻSZYMY JEGO WYTRZYMAŁOŚĆ NA ROZCIĄGANIE, o czym możemy się przekonać na drodze czysto doświadczalnej, poddając działaniu sił rozciągających RURĘ CYLINDRYCZNĄ *A* /rys. 37 / POCZĄTKOWO PUSTĄ WEWNĄTRZ, JAK TO WSKAZUJE /rys. 39/, A NASTĘPNIE NASADZONĄ NA PEŁNY CYLINDER *B* /rys. 38, 40/ SZCZELNIE WYPEŁNIAJĄCY JEJ WNĘTRZE, JAK TO WIDĄC NA RYS. 40 . GDZIE OBA CYLINDRY NARYSOWANO W PRZEKROJU. Okazuje się, że w pierwszym wypadku otrzymamy ZNACZNIE NIŻSZĄ WARTOŚĆ K_r dla pustego cylindra *A* niż w drugim, gdy cylinder *A* jest szczelnie wypełniony wewnątrz, a więc GDY SKURCZ POPRZECZNY CYLINDRA *A* JEST ZAHAMOWANY OBECNOŚCIĄ CYLINDRA *B*, NIEULEGAJĄCEGO ZWĘŻENIU POPRZECZNEMU, BO

NIE OBCIĄŻONEGO DZIAŁANIEM SIŁ ZEWNĘTRZNYCH, JAK TO ZRESZTĄ WIDAC NA RYS. 40.

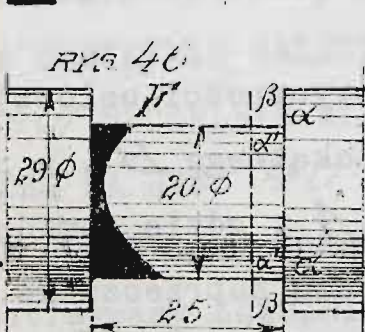
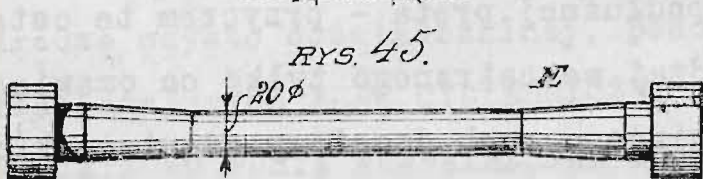
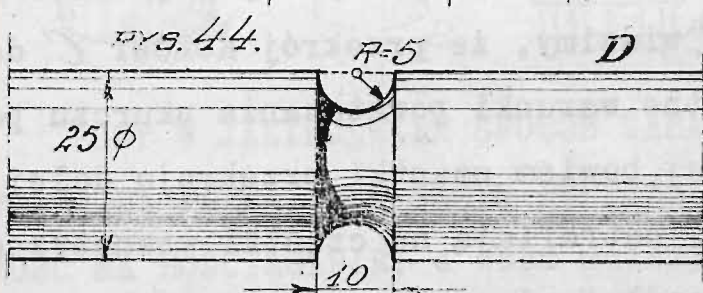
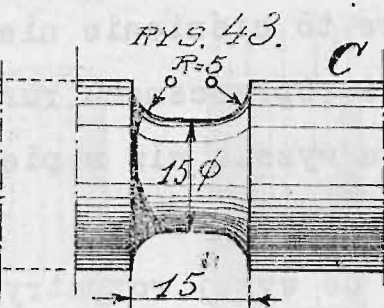
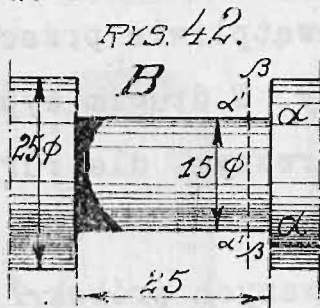
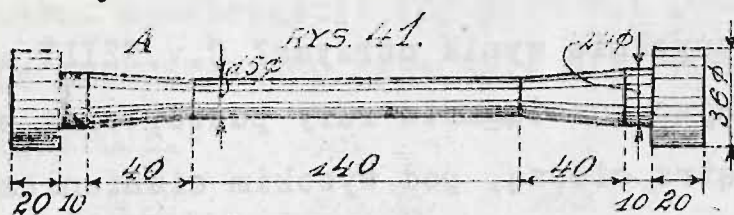
Ten sam zupełnie wynik otrzymał C.v.SZILF w roku 1901, poddając rozciąganiu rury puste, oraz wypełnione wewnątrz cieczą, pod wysokim ciśnieniem pozostającą, które to ciśnienie niewątpliwie przeciwdziała skurczowi poprzecznemu rury. W drugim wypadku wartość K_r była wyższa niż w pierwszym, dla rury nie rozpychanej wewnątrznie.

Powracając do wyżej rozpatrywanych próbek *A, B* /rys. 36/, widzimy, że przekrój KOŁOWY *C* daje najmniej korzystne warunki powstawania skurczu poprzecznego, tutaj bowiem cząstki przekroju dalej od osi umieszczone, natrafiają na cząstki wewnętrzne, bliższe do osi podłużnej pręta - przyczem te ostatnie stanowią rodzaj wewnętrznego tylko co omawianego cylindra hamującego ruch doosiowy cząsteczek dalszych.

Lepsze już, dzięki niesymetryczności osiowej warunki mamy dla przekroju prostokątnego *B*, a najlepsze dla przekroju dwuteowego *A*, gdzie ramiona boczne mają zupełną swobodę skurczu poprzecznego. Ta okoliczność tłumaczy różnice wartości K_r oraz potwierdza naszą teorię prętów rozciąganych.

W ten sam zupełnie sposób możemy również objaśnić ciekawe wyniki doświadczeń C.v.BACHA, otrzyma-

ne w roku 1890 przy badaniu próbek naszkicowanych na rys. 41--47.



Jako punkt wyjścia mamy tu przede wszystkim ZWYKŁE PRÓBKİ wytrzymałościowe A i E o średnicach pomiarowych odpowiednio 15 i 20 m/m. PRÓBKİ B i F średnicy 25 i 29 m/m. wytoczone są na szerokości 25 m/m. Z ZACHOWANIEM OSTRYCH KANTÓW do średnic 15 i 20 m/m.

TABLICA TRZECIA.

PRÓBKA	ŻELAZO ZLEWNE		ZGRZEWNIE	
	K_p $\frac{kg}{cm^2}$	ψ %	K_p $\frac{kg}{cm^2}$	ψ %
A	4254	66	3670	30
B	4418	63	3687	12
C	5016	55	4036	23
D	5894	50	4474	14

TABLICA CZWARTA.

PRÓBKA	SZARE ŻELIWO	
	K_p $\frac{kg}{cm^2}$	ψ %
E	1545	WARTOŚCI ψ NIEZNANE.
F	1471	
G	1436	

Próbka ϵ średnicy 25 m/m. wytoczona jest na szerokości 15 m/m. do średnicy 15 m/m. z ZACHRAĞLENIAMI o promieniu $R = 5$ m/m.; wreszcie PRÓBKI D i G średnicy 25 i 29 m/m. zatoczone są OBRACZKOWO do średnicy 15 i 20 m/m. - szerokość zatoczenia równa jest tu podwójnemu promieniowi zatoczenia $R = 5$ m/m.

Załączane wyżej TABLICE TRZECIA I CZWARTA podają wartości K_r i ψ dla tylko co opisanych próbek ŻELAZNYCH I STALOWYCH ZLEWNYCH oraz ŻELIWNYYH.

Biorąc pod uwagę dane TABLICY TRZECIEJ, dochodzimy do wniosku, że:

1-o. WARTOŚĆ K_r DLA PRÓBKI PODSTAWOWEJ "A" JEST NIŻSZA, NIŻ DLA PRÓBEK ZATOCZONYCH.

2-o. WARTOŚĆ ψ DLA PRÓBKI PODSTAWOWEJ JEST WYŻSZA, NIŻ DLA PRÓBEK ZATOCZONYCH.

3-o. WARTOŚĆ K_r JEST TYM WYŻSZA, IM WĘŻSZE ZATOCZENIE PRÓBKI.

4-o. WARTOŚĆ ψ JEST TYM MNIEJSZA, IM WĘŻSZE ZATOCZENIE PRÓBKI.

Wniosek ostatni niezbicie świadczy o HAMUJĄCYM WPŁYWIE ZATOCZENIA NA SKURCZ POPRZECZNY, niewątpliwie bowiem CZĄSTECZKI ZWĘŻONEGO PRZEKROJU $\alpha\alpha$ RYS.

42, 46/ OKOLONE PIERŚCIENIEM CZĄSTEK β . NIE MAJĄ SWOBODY RUCHÓW DOŚRODKOWYCH, BO PIERŚCIEŃ β WSTRZYMUJE CZĄSTECZKI α SIŁAMI WIĄŻĄCEMI.

ZAHAMOWANY W TEN SPOSÓB PRZEKRÓJ $\alpha\alpha$ z kolei

UTRUDNIA SWĄ NIEPODATLIWOŚCIĄ POPRZECZNĄ SWOBODNE KURCZENIE SIĘ NASTĘPNEGO PRZEKROJU $\alpha\alpha'$, KTÓRY ZNÓW, CHOĆ JUŻ ZNACZNIE SŁABIEJ, UTRUDNIA ZWĘŻANIE SIĘ PRZEKROJÓW DALSZYCH.

Im więc zatoczenie jest węższe, tem dalej sięga wpływ cząsteczek β , tem mniejszy jest skurcz poprzeczny przekrojów zatoczenia - TEM SŁABSZĄ WARTOŚĆ ψ wykazuje próbka zatoczona. Ponieważ zaś ZAHAMOWANIE SKURCZU POPRZECZNEGO WPŁYWA NA POWIĘKSZANIE SIĘ K_r , przeto oczekiwać należy NAJWYŻSZEJ WARTOŚCI K_r tam, gdzie skurcz poprzeczny jest najbardziej utrudniony, gdzie wpływ cząsteczek β najdalej sięga, a więc dla próbki NAJWĘŻSZEJ ZATOCZONEJ.

Tylko co wypowiedziane wnioski w zupełności tłumaczą wyżej otrzymane wyniki doświadczalne, uwydatniając ROLĘ SKURCZU POPRZECZNEGO, stanowiącego PODKŁAD PRZYCZYNOWY postrzeganych zjawisk. Niewątpliwie zatem dla materiałów ujawniających skurcz poprzeczny w nieznacznej tylko mierze - wszystko to, cośmy wyżej powiedzieli, traci swą wartość całkowitą. Tworzywem tego rodzaju jest w pierwszym rzędzie ŻELIWO. Dla tego materiału skurcz poprzeczny jest nader nieznaczny, to też w danym wypadku, jak to z TABLICY CZWARTEJ postrzec się daje, OTRZYMUJEMY ZGOŁA ODMIENNE WYNIKI DOŚWIADCZALNE. A mianowicie tutaj:

1-o. WARTOŚĆ K_r DLA PRÓBKII PODSTAWOWEJ JEST WYŻSZA, NIŻ DLA PRÓBEK ZATOCZONYCH.

2-o. WARTOŚĆ K_r JEST TEM WYŻSZA, IM SZERSZE ZATOCZENIE PRÓBKII.

Tutaj więc zjawiska zachodzą w kierunku odwrotnym - próbka podstawowa jest najbardziej wytrzymała, aczkolwiek różnice wartości K_r są wogóle nieznaczne.

Powstają one niewątpliwie na tle znacznie gorszego rozkładu naprężeń w przekrojach $\alpha\alpha$, gdzie niewątpliwie ujawnia się ZAMĘT W JEDNOLITOŚCI ROZKŁADU NAPRĘŻEŃ NA TLE NAGŁEGO PRZYROSTU POŁA PRZEKROJU:

$\Delta S = S - \Sigma$, gdzie przez S oznaczyliśmy PRZEKRÓJ POPRZECZNY ZATOCZENIA, a przez Σ - PEŁNY PRZEKRÓJ PRÓBKII.

Ta przerwa ciągłości przekroju WARUNKUJE PRZERWĘ CIĄGŁOŚCI NAPRĘŻEŃ W PRZEKROJU $\alpha\alpha$, bowiem dla SZERSZYCH PRZEKROJÓW MAMY NAPRĘŻENIE $R_z : S$, a dla WĘŻSZYCH: $R_z : \Sigma$, różniące się O WARTOŚĆ SKOŃCZONĄ PRZY PRZEJŚCIU PRZEZ PRZEKRÓJ $\alpha\alpha$, co wprowadza rzeczony zamęt do rozkładu naprężeń wewnętrznych.

Mamy więc do czynienia z dwoma czynnikami gmatwającymi prawidłowość zjawisk przy badaniu wytrzymałości PRÓBKII PODTOCZONEJ.

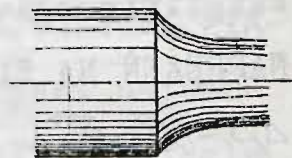
1-o. WPŁYW ZAHAMOWANIA SKURCZU PRZEKROJU oraz

2-o. WPŁYW NIEJEDNOLITEGO ROZKŁADU NAPRĘŻEŃ.

Dla tworzyw, dających znaczny skurcz poprzeczny PRZEWAGA WPLYW PIERWSZY powodując zjawiska wyżej opisane, natomiast dla tworzyw o słabej wartości ψ przeważa wpływ drugi - i zjawiska zachodzą w kierunku odwrotnym. W obu wypadkach warunki układają się anormalnie i materiał pręta pracuje RÓŻNOLICIE, NIE WSZĘDZIE JEDNAKOWO, SŁOWEM NIEODPOWIEDNIO, Z RÓŻNYM STOPNIEM WYKORZYSTANIA WYTRZYMAŁOŚCI TWORZYWA. Stąd mamy wskazówkę praktyczną: NALEŻY UNIKAĆ

ZATOCZEŃ, LUB NAGŁYCH USKOKÓW PRZEKROJU POPRZECZNEGO, A KAŻDORAZOWO ŁAGODZIĆ JE MIĘKKIM PRZEJŚCIEM PARABOLICZNYM LUB ŁUKOWYM JAK TO WSKAZUJE RYS. 48.

RYS. 48.



Na mocy wyników dotychczas otrzymanych widzimy, iż KSZTAŁT PRÓBKII NADER POWAŻNIE ZMIENIA DANE DOŚWIADCZEŃ wytrzymałościowych. NALEŻY WIĘC USTALIĆ TYP PRÓBKII, aby się wyzbyć zależności od chwilowych jej wymiarów. Pewną wskazówkę w tym wypadku dają nam doświadczenia inż. BARBA, otrzymane dla próbek żelaznych i stalowych zlewnych, a dobranych tak, aby STOSUNEK ICH DŁUGOŚCI POMIAROWEJ l_0 DO ŚREDNICY d_0 BYŁ STAŁY: $l_0:d_0 = 7,24$.

Biorąc pod uwagę wyniki tych doświadczeń, zestawione na TABLICY PIĄTEJ przychodzimy do wniosku, że: PRÓBKII GEOMETRYCZNIE PODOBNE ZACHOWUJĄ SIĘ PODOBNIŁE PRZY ROZCIĄGANIU, SĄ WIĘC PODOBNE WYTRZYMAŁOŚCIOWO

TABLECICA PIĄTA.

MATERIAŁ PRÓBK:			ŻELAZO ZLEWNE.			STAŁ ZLEWNA.		
PRÓBKA N ^o	l_0 CM.	d_0 CM.	K_r KG/CM ²	ψ %	φ %	K_r KG/CM ²	ψ %	φ %
1	5,0	0,690	4220	69,3	32,8	6480	36,5	20,0
2	7,5	1,035	4200	69,0	33,2	6490	38,0	18,8
3	10,0	1,380	4210	69,7	33,0	6390	37,4	18,2
4	12,5	1,725	4170	68,6	33,5	6330	38,4	18,1
5	15,0	2,070	4160	69,2	33,6	6350	31,8	18,0
6	17,5	2,415	4090	69,7	33,2	6200	35,8	18,1
7	20,0	2,760	4000	68,8	33,0	6320	34,4	19,5
8	22,5	3,105	3960	69,5	34,0	—	—	—
ŚREDNIA WARTOŚĆ:			4130	69,2	33,3	6360	36,1	18,6

W WYPADKU ROZCIĄGANIA.

Najczęściej obecnie używaną próbkę podaje rys.

16. Jej długość pomiarowa wynosi 200 m/m., średnica 20 m/m. Długość pomiarowa l_0 i średnica d_0 jakiejkolwiek innej próbki czynić więc winny zadość równaniu

$$l_0 : d_0 = 10 : 1.$$

Rozszerzając to prawo NA PRÓBKĘ O DOWOLNYM PRZEKROJU poprzecznym f_0 - niekoniecznie kołowym, oraz o DŁUGOŚCI POMIAROWEJ l_0 mamy tutaj WARUNEK $l_0 : \sqrt{f_0} = 200 : \sqrt{\frac{\pi \cdot 20^2}{4}}$ skąd $l_0 = 11,3 \sqrt{f_0}$ m/m. W tych warunkach jedynie, jak nas uczy doświadczenie MOŻEMY PORÓWNYWAĆ dane doświadczalne prób wytrzymałościowych, gdy próbki czynią zadość warunkom tu wyłuszczonym.

Z kolei zaznaczyć należy:

3-o. WPŁYW DŁUGOTRWAŁOŚCI OBCIĄŻENIA. Wielokrot-

nie wykonywane doświadczenia świadczą o zależności wyników prób wytrzymałościowych od długotrwałości działania sił rozciągających, choć wpływowi temu podlegają ciała w nader niejednakowej mierze. Dla żelaza i stali wydłużenia zachodzą prawie natychmiastowo, bo już po upływie kilku minut dochodzą do swej ostatecznej wartości. Tak samo zachowują się również metale: miedź, bronz i mosiądz; natomiast inne ciała mniej sprężyste: skóra, liny konopne i metalowe ujawniają WYDŁUŻENIA ROSNĄCE Z CZASEM pod wpływem obciążenia i osiągające ostateczne wartości dopiero po upływie dłuższego przeciągu czasu.

Badana przez BACHA lina konopna 750 m/m. długa, średnicy 500 m/m. obciążona stopniowo do 500 kg. WYDŁUŻYŁA SIĘ

PO UPŁYWIE:	10min.	1godz.	7	26	50	82 i 120
DZIN ODPOWIEDNIO D:	38,4	39,7	41,8	43,2	44,5	45,8 i 46,5%
CZYLI O	5,12	5,29	5,57	5,76	5,93	6,10 i 6,20%

SWEJ DŁUGOŚCI PIERWOTNEJ. Odciążona następnie zwolna do 100 klg. SKRÓCIŁA SIĘ W CIĄGU 10 MINUT O 4,6 m/m. TO JEST DO 791,9 m/m., A PO UPŁYWIE 34 GODZIN DO 790,8 m/m.

Stąd wnioskujemy, że CIAŁA TEGO TYPU UJAWNIAJĄ WYDŁUŻENIA ZALEŻNIE OD DŁUGOTRWAŁOŚCI OBCIĄŻENIA - IM ONO KRÓCEJ DZIAŁA TEM MNIEJSZE OTRZYMUJEMY WYDŁUŻENIA, TEM TRUDNIEJ CIAŁO ULEGA ZERWANIU. LELOUTRE

stwierdził to w r.1884. Próba wykazała, że PAS SKÓ-
RZANY zerwał się po upływie 96 minut pod obciąże-
niem 301 kg, natomiast potrzeba było aż 166 dni, aby
ten sam pas uległ zerwaniu pod działaniem siły 200
kg.

To samo zjawisko zachodzi i przy badaniu próbek
żelaznych.

PRÓBKİ OBCIĄŻANE POŚPIESZNIE DAJĄ WARTOŚCI K_r
ZNACZNIE WYŻSZE, ORAZ WARTOŚCI φ i ψ WOGÓLE NIŻ-
SZE, NIŻ PRÓBKİ Z TEGO SAMEGO MATERJAŁU, BADANE
ZWOLNA. Niezbicie o tem świadczy następujący szereg
cyfr dotyczących doświadczeń GOEDICKE z 1883 roku:

TABLICA SZÓSTA.

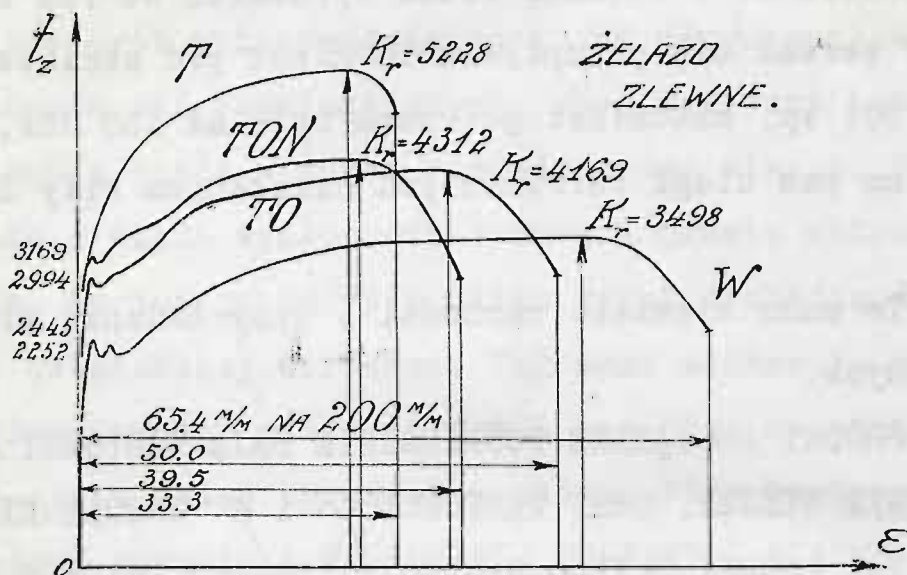
PRÓBKİ Z	ŻELAZA ZLEWNEGO				SPAWALNEGO		STALI WOLFRAMOWEJ.		
	$I K_r$ $\frac{kg}{cm^2}$	$\varphi\%$	$II K_r$	$\varphi\%$	K_r $\frac{kg}{cm^2}$	$\varphi\%$	$I K_r$	$II K_r$	$III K_r$
POŚPIESZNIE:	4990	22,0	4340	23,3	3720	30,4	14350	13270	11359
ZWOLNA:	4493	25,2	3770	28,8	3516	35,2	12300	11339	10230

Podobne wyniki dają doświadczenia BARBA z 1880
roku:

CZAS TRWANIA PRÓBY ZERWANIA $\left\{ \begin{array}{l} 2\frac{1}{2} \text{ MINUTY} - K_r = 3935 - \varphi = 32\% \\ \text{PRÓBKİ ŻELAZNEJ ZLEWNEJ: } 75 \text{ MINUT} - K_r = 3720 - \varphi = 34\% \end{array} \right.$

Wyżej podane wnioski wyjaśniają dosyć częste
wypadki pękania ogniw tworów technicznych, zdarzają-
ce się nieoczekiwanie po długotrwałej prawidłowej
pracy, nie nastroczającej przedtem żadnych powodów.

RYS. 49.



do obaw.

W dalszym ciągu rozpatrujemy:

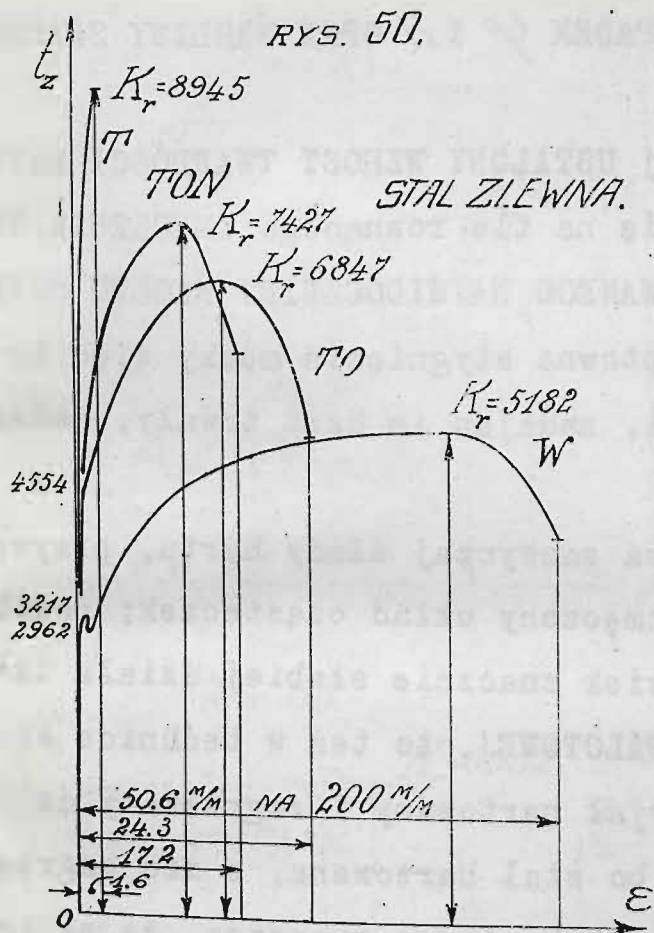
4-o. WPŁYW HARTOWANIA NA WYTRZYMAŁOŚĆ PRÓBK.

Podane niżej wykresy i tablice streszczają dane doświadczeń Bacha z 1910 roku, dotyczących WPŁY-
WU HARTOWANIA I PONOWNEGO ZAGRZEWANIA na próby ŻE-
LAZA ZLEWNEGO /rys. 49 i tabl. VII/ oraz STALI ZLE-
WNEJ /rys. 50 i ta sama tablica/.

TABLICA SIÓDMA.

MATERIAŁ	PRÓBKA	K_{CN} $\frac{KG}{CM^2}$	K_{CN} $\frac{KG}{CM^2}$	K_p $\frac{KG}{CM^2}$	$\varphi\%$	$\psi\%$	Π $\frac{MG}{CM^3}$
<u>ŻELAZO</u> <u>ZLEWNE.</u>	W	2445	2252	3498	34,5	72,2	8,3
	TO	3089	2994	4169	25,3	69,7	7,4
	TON	3248	3169	4312	21,9	70,8	5,7
	T	—	—	5228	16,7	35,3	6,6
<u>STAL</u> <u>ZLEWNA.</u>	W	3217	2962	5182	26,05	57,0	9,3
	TO	4554	—	6847	12,4	59,6	4,7
	TON	—	—	7427	8,5	52,3	3,7
	T	—	—	8945	0,7	0,0	1,4

RYS. 50.



Poszczególne wykresy oznaczono literami:

W- dla próbki WYŻARZONEJ, to jest ogrzanej do barwy wiśniowej i zwolna w popiele ochłodzonej.

T- dla próbki HARTOWANEJ, to jest ogrzanej do barwy wiśniowej i zagnęta ostudzzonej w wodzie 15°C .

TD- dla próbki HARTOWANEJ W OLIWIE, to jest ogrzanej do bar

wy wiśniowej i ochłodzonej w oliwie, wreszcie,

TON- dla próbki HARTOWANEJ /jak próbka **T**/, a następnie ZAGRZANEJ do niebieskiego nalotu i zanurzonej w wodzie.

IDĄC KOLEJNO OD PRÓBKI **W** - PRZEZ **TD** - **TON** DO **T** POSTRZEGAMY:

1-o. WYRAŹNY WZROST K_{cw} I K_{cn} AŻ DO ZUPEŁNEGO ZANIKU OBU GRANIC CIASTOWATOŚCI;

2-o. RÓWNIEŻ WYRAŹNY WZROST K_r , WRESZCIE

3-o. WYRAŹNY SPADEK φ i Π ORAZ WAHLIWY SPADEK ψ .

Mamy więc tutaj USTALONY WZROST TWARDOŚCI MATERJAŁU, ujawniający się na tle rosnącego ZMĘCZENIA WEWNĘTRZNEGO, SPOWODOWANEGO NAJWIDOCZNIEJ NAGŁEM OZIĘBIENIEM CZĄSTEK. Raptowne stygnięcie męczy więc żelazo zlewne lub stal, nadając im hart trwały, nader cenny praktycznie.

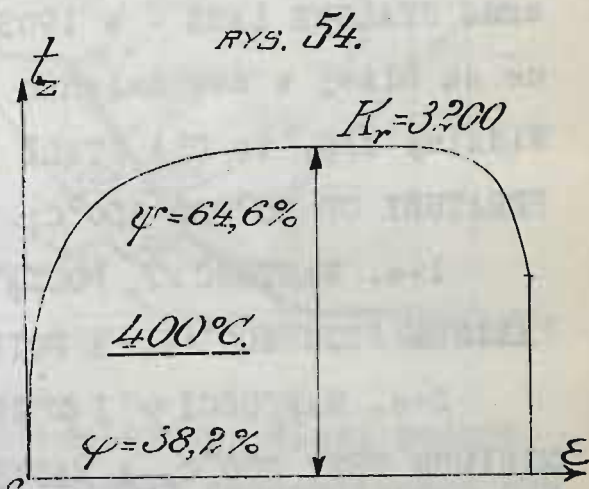
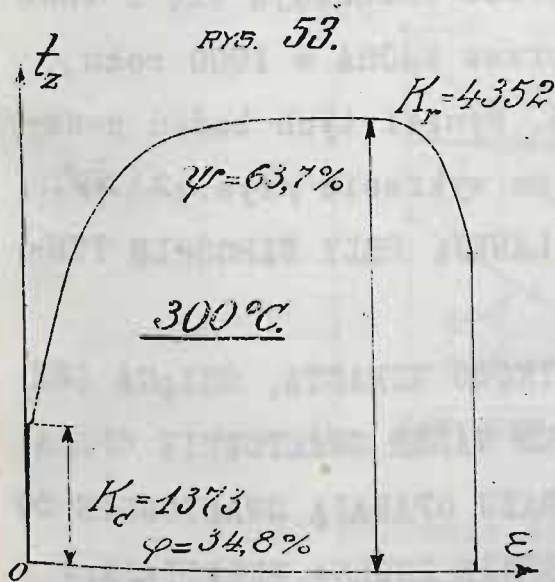
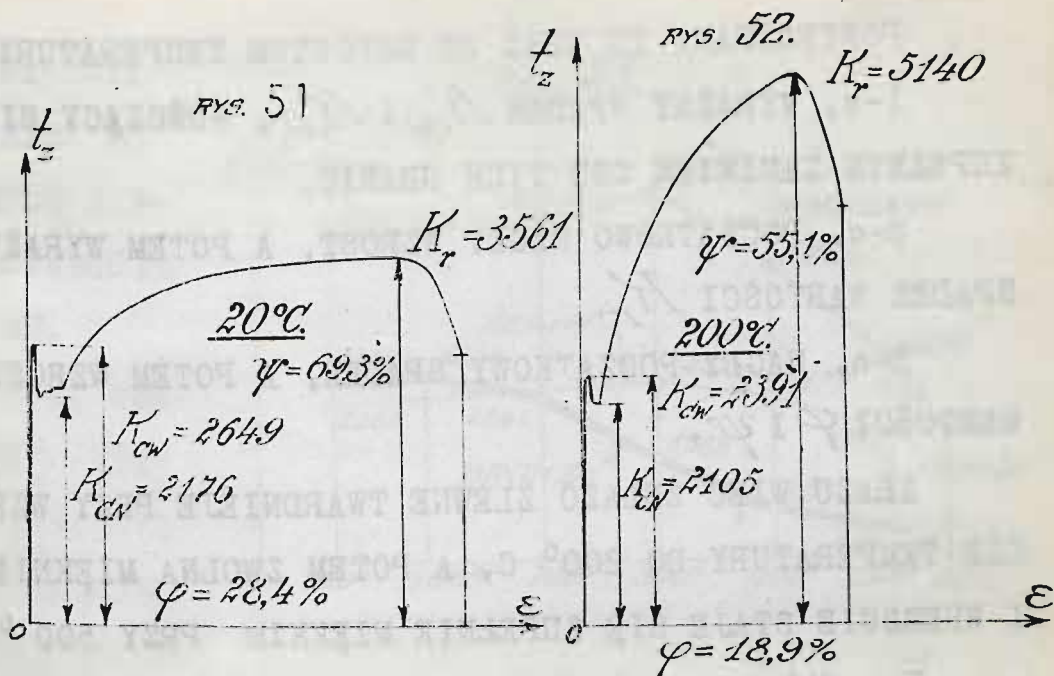
Wyżarzenie usuwa zazwyczaj ślady hartu, przywracając pierwotny niezmechanizowany układ cząsteczek; podobnie również, aczkolwiek znacznie słabiej działa ZAGRZEWANIE DO BARWY NALOTOWEJ, to też w technice stosuje się stale materiały hartowane i zagrzewane do pewnej temperatury, bo stal hartowana, a nie zagrzewana tak jest krucha, tak nieraz zmęczona, że za ledwa wstrząśnięciem pęka pod działaniem trwałych naprężeń wewnętrznych.

Podobne do tylko co opisanych wyniki mamy rozpatrując:

5-o. WPŁYW TEMPERATURY PRÓBKI NA JEJ WYTRZYMAŁOŚĆ.

Bierzemy tu pod uwagę wykresy, otrzymane przez BACHA w 1903 roku przy badaniu PRÓBEK ŻELAZNYCH ZLEWNYCH RÓŻNEJ TEMPERATURY.

Podane tu wykresy [rys. 51-54] oraz TABLICA



Wszystkie powyższe wykresy stanowią wspólnie całokształt wyników tych badań.

ŻELAZO ZLEWNE.

TABLICA VI.

N ^o WYKRESU	TEMPERATURA	$K_{CN} \frac{kg}{cm^2}$	$K_{CN} \frac{kg}{cm^2}$	$K_r \frac{kg}{cm^2}$	$\varphi\%$	$\psi\%$
WYKRES RYS. 51	20°C	2176	2649	3561	28,4	69,3
WYKRES RYS. 52	200°C	2105	2391	5140	18,9	55,1
WYKRES RYS. 53	300°C	—	1373	4352	34,3	63,7
WYKRES RYS. 54	400°C	—	—	3200	38,2	64,6

POSTRZEGAMY TU WRAZ ZE WZROSTEM TEMPERATURY :

1-o. WYRAŹNY SPADEK K_{CW} i K_{CN} , KOŃCZĄCY SIĘ ZUPEŁNYM ZANIKIEM OBU TYCH GRANIC.

2-o. POCZĄTKOWO NAGŁY WZROST, A POTEM WYRAŹNY SPADEK WARTOŚCI K_r .

3-o. NAGŁY POCZĄTKOWY SPADEK, A POTEM WZROST WARTOŚCI φ i ψ .

ZRAZU WIĘC ŻELAZO ZLEWNE TWARDNIEJE PRZY WZROŚCIE TEMPERATURY DO 200° C, A POTEM ZWOLNA MIĘKNIE I WRESZCIE STAJE SIĘ ZUPEŁNIE MIĘKKIM PRZY 500 ° C.

W podobny zupełnie sposób zachowują się i inne próbki: BRONZOWE, badane przez BACHA w 1900 roku, oraz STALOWE LANE - w 1903. Wyniki tych badań podane są niżej w zestawieniu na wykresie /rys. 55, 56/. Widzimy że, że DLA STALI LANEJ, PRZY WZROŚCIE TEMPERATURY OD 20° DO 550°C:

1-o. WARTOŚĆ K_r POCZĄTKOWO WZRASTA, OSIĄGA SWE MAXIMUM PRZY 300° C, A POTEM NADER GWAŁTOWNIE OPADA.

2-o. WARTOŚCI φ i ψ ZRAZU OPADAJĄ GWAŁTOWNIE DO MINIMUM PRZY 200°C, A NASTĘPNIE ZWOLNA WZRASTAJĄ I POWRACAJĄ PRZY 550°C DO POZIOMU PIERWOTNEGO.

Wobec gwałtownego opadania K_r STAL LANA NIE MOŻE BYĆ STOSOWANA POWYŻEJ 500°C W TECHNICE.

Rozpatrując w dalszym ciągu wykresy /rys. 55, 56/ widzimy również, że DLA BRONZU W GRANICACH OD 20° DO 500°C:

1-o. WARTOŚĆ K_r POCZĄTKOWO SŁABO WZRASTA, POTEM

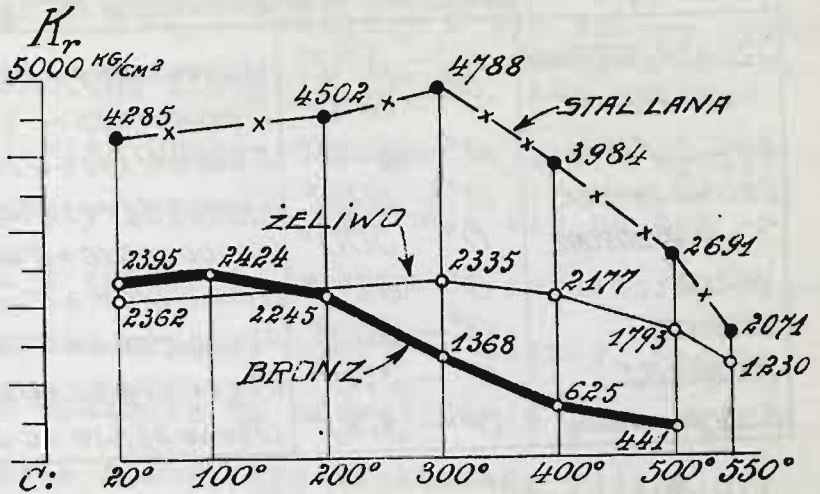
SPADA GWALTOWNIE DO BARDZO NIEZNACZNEGO POZIOMU.

2-o. WARTOŚĆ φ ZRAZU NIEZNACZNIE MALEJE; PO CZĄSZY OD 200°C GWALTOWNIE OPADA, STAJĄC SIĘ ZEREM DLA 400°C.

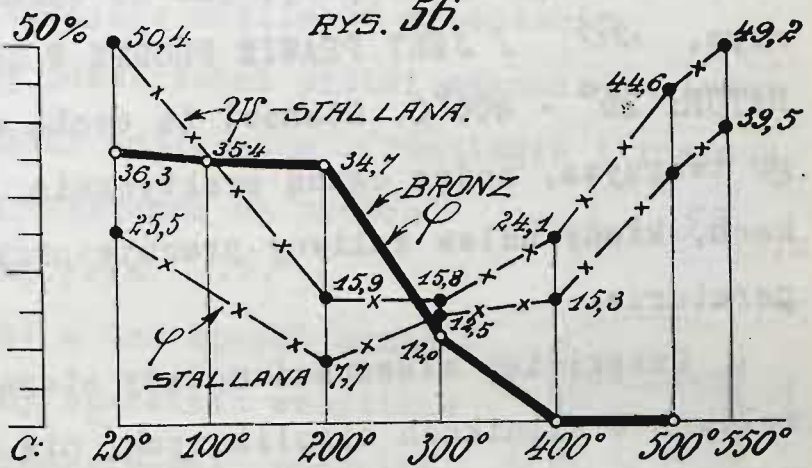
Zakres stosowności bronzu jest przede znacznie szczuplejszy. Niżej podana

TABLICA DZIEWIĘTA WYZNACZA GRANICE STOSOWALNOŚCI CIEPLIKOWEJ najczęściej używanych metali, oraz ich WSPÓŁCZYNNIKI ROZSZERZALNOŚCI CIEPLIKOWEJ α , UZALEŻNIONE OD TEMPERATURY t . W tylko co wyżej rozpatrywanym wypadku, KRZYWA φ , zbiegając do osi temperatur świadczy o zupełnym zaniku CIĄGLIWOŚCI BRONZU przy wysokich temperaturach.

RYS. 55.



RYS. 56.



TABLICA DZIEWIĄTA. ^{x/}

MATERIAŁ	ZAKRES STOSOWANIA	WSPÓŁCZYNNIK ROZSZERZALNOŚCI CIEPŁOTY $= \alpha_c$
ŻELAZO ZGRZEWNE	0°—500°	0'000011691 + 0'0000000047.t
— » — ZLEWNE	0°—500°	0'000011475 + 0'0000000053.t
STAŁ ZLEWNA	0°—500°	0'000011181 + 0'00000000526.t
ŻELIWO ZWYKŁE	0°—500°	0'000009794 + 0'00000000566.t
» — WYBUDOWE	0°—500°	0'000009816 + 0'00000000611.t
NIEDŹ	0°—625°	0'00001607 + 0'00000000403.t
BRONZ	0°—500°	0'000017044 + 0'00000000434.t
MOSIĄDZ	0°—375°	0'000017487 + 0'00000000876.t
GLIN [ALUMINIUM]	0°—500°	0'000023536 + 0'000000007071.t

Pozostaje nam jeszcze wspomnieć o krzywej K_r dla żeliwa. Bieg tej krzywej, jak to wskazuje wykres /rys. 55 / JEST PRAWIE PROSTY W GRANICACH TEMPERATUR: 20° - 400°C. Stanowi to cechę wyróżniającą tego tworzywa, nader cenną praktycznie, w tych wypadkach, kiedy odlew żeliwny pracuje przy wysokiej temperaturze.

Dzięki tej własności możemy stosować cylindry żeliwne w silnikach cieplikowych, nie obawiając się zmniejszenia wytrzymałości ścianek na tle działania wysokiej temperatury wewnętrznej.

Na tem kończymy badania wykresów wytrzymałościowych próbek rozciąganych i rozpatrujemy z kolei

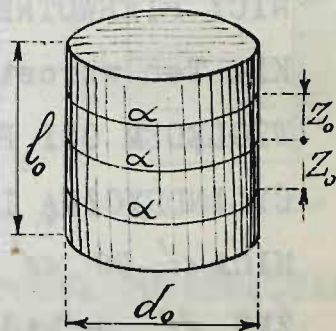
§ 9 ŚCISKANIE WALCA PROSTEGO.

Aby otrzymać możliwie ściśle, wyznaczony teoretycznie w paragrafie drugim niniejszego działu - rodzaj obciążenia pręta cylindrycznego prostego, nadajemy próbce wytrzymałościowej postać walca o stosun-

kowo DUŻEJ ŚREDNICY d_0 I MAŁEJ WYSOKOŚCI l_0 . przytem zazwyczaj bywa $l_0 = d_0$. Nadajemy w ten sposób próbkom KSZTAŁT SKRÓCONY ZUPEŁNIE CELOWO, aby uniknąć powstawania zjawisk ubocznych, gmatwających wyniki prób. Długie pręty ściskane wyginają się na bok - wybaczają się. Z łatwością możemy to sprawdzić, cisnąc ręką na pręcik okrągły oparty o ziemię. Wygina się on łukowo. Wykracza to niewątpliwie poza krąg zjawisk ściskania i musi być traktowane oddzielnie; obecnie - badamy zatem wyłącznie próbki NIEWIELKIEJ DŁUGOŚCI, wykluczające możliwość wyboczenia.

Na bocznej powierzchni próbki zaznaczamy ledwo dostrzegalne RYSKI poprzeczne \propto równoległe i równoodległe o $\approx 0,5$ m/m, mierzone na próbce nieodkształconej. [rys. 57].

rys. 57.



Za pomocą próbki w ten sposób przygotowanej możemy sprawdzić wszystkie nasze wnioski teoretyczne, poddając ją działaniu sił ściskających między płytami płaskimi maszyny odkształcającej. W tym celu na dolnej nieruchomej płycie ustawiamy próbkę rozpatrywaną w pozycji pionowej i doprowadzamy górną płytkę ruchomą do zetknięcia się z górnym denkiem próbki. Wywierając nacisk na płytę ruchomą - ściskamy próbkę. Nader dokładne przyrządy pozwalają mierzyć odkształcenie próbki. Okazuje się, że DLA BARDZO SZEROKICH GRANIC OBCIĄŻENIA ODKSZTAŁCAJĄCE

GO:

1-o. RYSKI α SĄ RÓWNOLEGŁE I PO ODKSZTAŁCENIU, co potwierdza wniosek teoretyczny wyżej wzmiankowanego paragrafu.

2-o. PRZY ODKSZTAŁCANIU PRĘTA ODLEGŁOŚCI POMIĘDZY RYSKAMI POSZCZEGÓLNEJ JEDNAKOWO MALEJĄ DO WARTOŚCI WSPÓLNEJ $Z < Z_0$. Stąd wynika, że $\varepsilon = [Z - Z_0] : Z_0$, JEST STAŁE WZDŁUŻ CAŁEJ DŁUGOŚCI POMIAROWEJ PRÓBKII, co stanowi dowód wniosku drugiego paragrafu wyżej wspomnianego, a zarazem, wobec jednostajności wartości ε wzdłuż próbki wyznacza wartość $\varepsilon = [l - l_0] : l_0$ SKRÓCENIA JEDNOSTKOWEGO próbki, bo w danym wypadku długość próbki odkształconej l jest mniejsza od l_0 . Wreszcie:

3-o. STWIERDZAMY NIEZNACZNE A JEDNOSTAJNE WZDŁUŻ CAŁEJ CZĘŚCI CYLINDRYCZNEJ PRÓBKII ZWIĘKSZENIE SIĘ ŚREDNICY PIERWOTNEJ d_0 NA TŁE ROZSZERZENIA PRZEKROJU PRÓBKII. Ten wzrost średnicy jest zupełnie SYMETRYCZNY WZGLĘDEM OSI PODŁUŻNEJ PRÓBKII; PRÓBKA WIĘC POZOSTAJE CYLINDRYCZNĄ I PO ODKSZTAŁCENIU; ROŚNIE JENO JEJ ŚREDNICA d_0 DO $d' > d_0$ NA TŁE ODOSIOWEGO DZIAŁANIA NAPRĘŻEŃ ν , o których wyżej mówiliśmy dosyć szeroko. I tu więc zjawiska zachodzą podobnie, jak to miało miejsce dla próbki rozciąganej, ale w ODWROTNYM KIERUNKU.-

Oznaczmy przez $\delta = [d' - d_0] : d_0$ - ROZSZERZENIE JEDNOSTKOWE próbki. Wartości ε i δ są WIĘC NIEZMIENNE DLA CAŁEJ DŁUGOŚCI PRÓBKII. I tu również możemy napisać

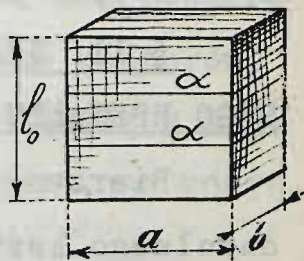
$\varepsilon = -m \cdot \delta$, przyczem jak dawniej m będzie zawarte w granicach $3 \div 4$, a dla żelaza zlewnego i stali $m = \frac{10}{3}$.

Choć i w danym wypadku uogólnić otrzymane wyniki, rozpatrujemy:

§ 10. ŚCISKANIE PRĘTÓW PROSTYCH O STAŁYM PRZEKROJU POPRZECZNYM.

Z punktu widzenia teoretycznego wyniki powyżej wyłuszczone dotyczą również i prętów prostych o jakimkolwiek przekroju poprzecznym stałym. PRĘTÓW KRÓTKICH BO DŁUGIE ULEGAJĄ WYBOCZENIU. Mamy więc próbki różnorodnej postaci; - najczęściej używamy jednak KOSTKI /rys. 58./ zazwyczaj SZEŚCIENNEJ, dla której WYSOKOŚĆ l_0 = SZEROKOŚCI a = DŁUGOŚCI b PODSTAWY.

RYC. 58.



W danym wypadku na powierzchni bocznej próbekznaczmy ryski równoległe kwadratowe dla kostki, eliptyczne dla próbek o eliptycznym przekroju poprzecznym i t.p. Dla wszystkich próbek PO ODKSZTAŁCENIU RYSKI POZOSTAJĄ RÓWNOLEGŁE I RÓWNOODLEGŁE; ponadto promienie wzdłuż przekroju poprzecznego wydłużają się jednakowo, dając OSIOWE ROZSZERZENIE PRZEKROJU ODKSZTAŁCONEGO.- Stwierdzamy tu zatem, że DLA BARDZO SZEROKICH GRANIC OBCIĄŻENIA ZEWNĘTRZNEGO, ODKSZTAŁCAJĄCEGO:

1-o. PRZEKROJE POPRZECZNE PRÓBEK POZOSTAJĄ PŁA-

SKIE, A RÓWNOLEGŁE DO OSI PODŁUŻNEJ PRĘTA PO ODKSZTAŁCENIU.

2-o. SKRÓCENIE JEDNOSTKOWE ϵ JEST STAŁE NA CAŁEJ DŁUGOŚCI PRĘTA, ORAZ

3-o. ROZSZERZENIE JEDNOSTKOWE δ MA WARTOŚĆ JEDNAKOWĄ DLA WSZYSTKICH ODCINKÓW PROSTYCH PRZECHODZĄCYCH PRZEZ ŚRODEK MASY POPRZECZNEGO PRZEKROJU, A KONCAMI OPARTYCH NA OBWODZIE PRZEKROJU - SŁOWEM DLA WSZYSTKICH ŚREDNIC PRZEKROJU.

4-o. WYNIKI TE NIE ZALEŻĄ OD KSZTAŁTU PRZEKROJU POPRZECZNEGO.

Wszystkie wnioski obu ostatnich rozdziałów stanowią zarazem dowód doświadczalny trafności wyboru funkcji χ, φ, α dla wypadku rozciągania. Aby z kolei przejść do ogólnego wypadku, bierzemy pod uwagę:

§ 11. ŚCISKANIE PRZEKROJU PŁASKIEGO BRYŁY DOWOLNEGO KSZTAŁTU.

Bierzemy pod uwagę bryłę B /rys. 59/ zupełnie dowolnego kształtu, pozostającą pod jarzmem sił zewnętrznych i zakładamy, że w tej bryle PO ODKSZTAŁCENIU MOŻNA WYZNACZYĆ DWA PRZEKROJE PŁASKIE A I A' RÓWNOLEGŁE, ZNIKOMO ODLEGŁE O dz . ABY:

1-o. ŚRODKI MASY OBU TYCH PRZEKROJÓW LEŻAŁY NA WSPÓLNEJ PROSTOPADŁEJ DO OBU PRZEKROJÓW, aby

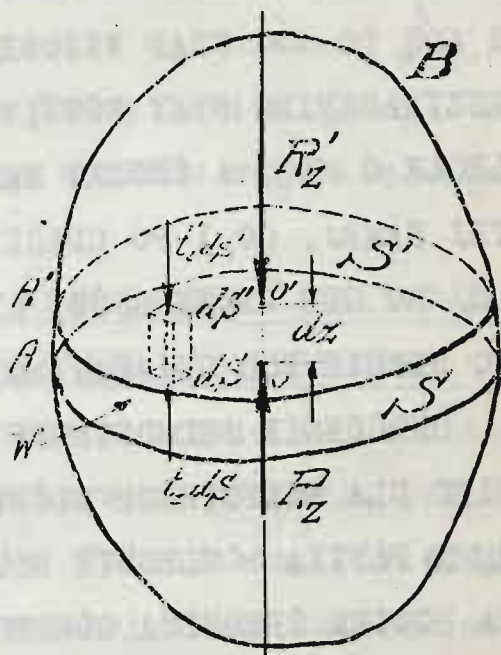
2-o. UKŁADY SIŁ ZEWNĘTRZNYCH, ODKSZTAŁCAJĄCYCH SPROWADZAŁY SIĘ DO WYPADKOWYCH R_z ORAZ $R'_z = R_z + dR_z$, LEŻĄCYCH NA TEJ WSPÓLNEJ PROSTOPADŁEJ, PRZYŁOŻONYCH

DO ŚRODKÓW MASY ODNOŚNYCH
PRZEKROJÓW, A SKIEROWANYCH
KU SOBIE.

RYC. 59.

Wreszcie aby:

3-o. KONTURY OBU PRZE-
KROJÓW NIEZNACZNIE TYLKO
RÓŻNIŁY SIĘ POMIĘDZY SOBĄ,
INACZEJ MÓWIĄC, ABY OBWÓD
GÓRNEGO POŁA S' PRAWIE PO-
KRYWAŁ W RZUCIE OBWÓD POŁA
DOLNEGO S , A RÓŻNICA PÓŁ
 $S'-S$ BYŁA PORZĄDKU dS .



W tych warunkach DOLNE jakiekolwiek POLETKO dS
w polu S BĘDZIE RZUTEM POLETKA górnego dS' POŁA S' .

To ma miejsce dla wszystkich poletek obu przekro-
jów, prócz skrajnych poletek, dotykających konturów,
gdzie dS' mogą się różnić od dS O MAŁE WYŻSZYCH RZĘ-
DÓW - NA TLE NIEZNACZNEJ RÓŻNICY KSZTAŁTU OBU KONTU-
RÓW.

W ten sposób ilości poletek obu pól są jednako-
we; możemy więc płytkę W , wyodrębnioną w powyżej
opisany sposób z bryły, rozpatrywać jako złożoną z
włókienek $[dS'-dS]$, podległych działaniu SIŁ
ŚCISKAJĄCYCH $t'_z dS'$ oraz $t_z dS$, ^{PRZYCZEM} $t'_z = R'_z : S'$
oraz $t_z = R_z : S$ - NAPRĘŻENIA t'_z ORAZ t_z RÓŻNIĄ SIĘ
NADER NIEZNACZNIE POMIĘDZY SOBĄ, BO $R_z \cong R'_z$, ORAZ
 $S \cong S'$. WSZYSTKIE ZATEM WŁÓKIENKA $[dS'-dS]$, JAKO

ZNAJDUJĄCE SIĘ W TYCH SAMYCH WARUNKACH OBCIĄŻENIA - ULEGŁY ODKSZTAŁCENIOM TOŻSAMOŚCIOWYM - SKRÓCIŁY SIĘ Z dx_0 DO dx . STĄD WNIOSEK, ŻE POLA S I S' PRZED ODKSZTAŁCENIEM BYŁY RÓWNIŻ RÓWNOLEGŁE, CHOĆ TYLKO ODLEGŁE O dx_0 , A ŚRODKI MAS TYCH PÓŁ RÓWNIŻ TKWIŁY NA TEJ SAMEJ, CO I PO ODKSZTAŁCENIU WSPÓLNEJ PROSTOPADŁEJ DO OBU PRZEKROJÓW, KTÓRE ZBLIŻYŁY SIĘ RÓWNOLEGŁE DO SIEBIE POD DZIAŁANIEM SIŁ ŚCISKAJĄCYCH.

SKRÓCENIE JEDNOSTKOWE $\varepsilon = [dx - dx_0] : dx_0$ BĘDZIE WIĘC DLA WSZYSTKICH WŁÓKIEN $[dS' - dS]$ JEDNAKOWE, PONADTO PŁYTKA W ULEGNIE ROZSZERZENIU ODŚRODKOWEMU, KAŻDA BOWIEM ŚREDNICA GÓRNEGO ORAZ DOLNEGO PRZEKROJU UJAWNI JEDNAKOWE ROZSZERZENIE JEDNOSTKOWE.

Podobny wypadek rozpatrywaliśmy w teorii rozciągania. Na zakończenie należy i tutaj wyznaczyć związek, zachodzący pomiędzy odkształceniem, a naprężeniem ciskącym. Poznajmy więc:

§ 12. PIERWSZE PRAWO HOOKE'A W ZASTOSOWANIU DO ODKSZTAŁCENIA CIAŁA ŚCISKANEGO. W tylko co wyżej rozpatrywanych wypadkach ŚCISKANIA, MIARĄ ODKSZTAŁCENIA JAWI SIĘ SKRÓCENIE JEDNOSTKOWE; Możemy więc napisać PRAWO HOOKE'A w postaci $t_z = E \cdot \varepsilon$, gdzie WSPÓŁCZYNNIK PROPORCJONALNOŚCI E nosi miano współczynnika sprężystości. Pisząc $E = \alpha$ mamy $\varepsilon = \alpha t_z$, gdzie współczynnik α nazywamy WSPÓŁCZYNNIKIEM ŚCISLIWOŚCI. Dla odróżnienia od podobnych współczynników rozpatrywanych w teorii rozciągania możemy tutaj znakować E' i α' .

gdy te wartości dotyczą zjawisk ściskania, a pisać E_r i α_r , gdy mamy na uwadze zjawiska rozciągania.

Doświadczalne wyznaczenie wartości E_N i α_N zakończy badanie ściskania. Wzory bowiem $t_z = R_z \cdot S$ oraz $\varepsilon = \alpha_N \cdot t_z$ rozwiązują w danym wypadku wszelkie zagadnienia.

§ 13. DOŚWIADCZALNE WYZNACZANIE ZALEŻNOŚCI POMIĘDZY SKRÓCENIEM A NAPRĘŻENIEM JEDNOSTKOWYMI.

Kostka, a raczej sześćcian prawie że do ostatnich czasów był wyłącznie używaną postacią próbki wytrzymałości na ściskanie. Umieszczony pomiędzy taflami maszyny odkształcającej ulega działaniu sił ciskających, odkształcających, równomiernie rozłożonych wzdłuż obu płaszczyzn dotyku: ścian górnej i dolnej sześcianu. Na pozostałych ściankach znaczymy ryski α i ustawiamy przyrząd nierzący wydłużenia. Celowo zbudowany ustrój dźwigni przenosi zwielokrotnione ruchy przyrządu mierniczego na papier nawinięty na bębenku, gdzie ołówek znaczy samoczynnie natężenia sił ściskających.

W ten sposób otrzymujemy wykres wytrzymałościowy w układzie osi prostokątnych. Na jego osi poziomej mamy skrócenia części próbki ujętej w ostrza przyrządu mierniczego: dzieląc te skrócenia przez odległość pierwotną ostrzy przyrządu mierniczego, otrzymujemy w skali SKRÓCENIA JEDNOSTKOWE PRÓBKII. Oś poziomą zowiemy przeto OŚIĄ SKRÓCEN JEDNOSTKO-

WYCH. OSIĄ σ . Druga oś wyznacza natężenie sił ścis-
skających. Te siły, dzielone przez przekrój pierwotny
próbki, dają w skali - wartości naprężeń jednostko-
wych. Będzie to więc OŚ NAPRĘŻEŃ JEDNOSTKOWYCH

OŚ σ_z .

I tu również, jak w wypadku sił rozciągających
należałoby właściwie mówiąc dzielić siły odkształca-
jące przez odkształcony przekrój, przynależny do da-
nej wartości obciążenia; wobec jednak słabej dokład-
ności tych pomiarów, DZIELIMY SIŁĘ ODKSZTAŁCAJĄCĄ
 R_z ZAWSZE PRZEZ PRZEKRÓJ F_0 - NIEODKSZTAŁCONY,
PIERWOTNY.

W ten sposób otrzymane WYKRESY WYTRZYMAŁOŚCIOWE
zasadniczo nieraz różnią się między sobą. Musimy więc
poznać dwa:

§ 14. TYPY WYKRESÓW WYTRZYMAŁOŚCIOWYCH. ZDEJMO-
WANYCH PRZY ŚCISKANIU PRÓBEK SZEŚCIENNYCH.-Typy opi-
sujemy w porządku następującym:

Dla materiałów CIĄGLIWYCH, do których należą
ŻELAZO ZLEWNE, STAŁ ZLEWNA, OŁÓW, MIEDŹ, a po części
i ŻELAZO SPAWALNE, mamy:

A. TYP „A” WYKRESU WYTRZYMAŁOŚCIOWEGO.

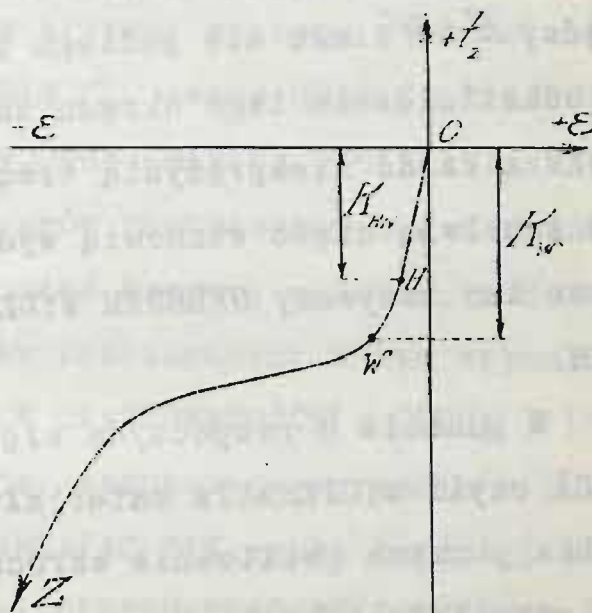
Dla odróżnienia od naprężeń rozciągających
oraz wydłużeń jednostkowych naprężenia ciskące - σ_z
oraz skrócenia jednostkowe - ϵ będziemy odkładali,
jako ujemne w kierunku ujemnych osi σ_z i ϵ

Z początku dla małych naprężeń rosnących od ze-

ra - bieg wykresu wykazuje nieznaczne tylko wartości SKRÓCEŃ JEDNOSTKOWYCH, a linja wykresu opada na dół prostolinijnie aż do punktu H , jak to widzimy na rys. 60. Mamy

RYG. 60.

tu więc ścisłą proporcjonalność pomiędzy ε i t_z aż do granicy proporcjonalności, to jest do punktu H . Ta część wykresu OH stanowi zatem OKRES SKRÓCEŃ PROPORCJONALNYCH, kiedy cie-



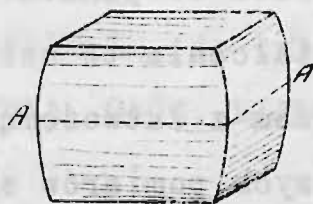
ło zachowuje się podług prawa HOOKE'A. Skrócenia ε , przynależne do tego okresu są prawie doskonale sprężyste, po usunięciu bowiem sił obciążających, ołówek wykresu powraca do punktu O po tej samej prostej OH . Odkształcenia te należą jednak do typu mieszanych, o czym z łatwością przekonać się można za pomocą czulszych pomiarów optycznych, wtedy bowiem dają się wyznaczyć niewyczuwalne na wykresie skrócenia trwałe, nader zresztą nieznaczne, bo lwią część skróceń tego okresu stanowią odkształcenia sprężyste.

Począwszy od punktu H krzywa wykresu stycznie porzuca linję prostą OH i skłaniając się nieco ku

osi OE , bieży w dół aż do punktu W . Ten drugi okres WYDŁUŻEŃ NIEPROPORCJONALNYCH stanowi niejako przejście od okresu proporcjonalności do nowego typowego okresu, poczynającego się w punkcie W . Po między H i W ciało nie podlega prawu HOOKE'A: mieszane odkształcenia tego okresu zawierają już znacznie większą część niesprężystą trwałą, aczkolwiek jeszcze ich lwią część stanowią wydłużenia sprężyste. Okres ten nazywamy OKRESEM WYDŁUŻEŃ NIEPROPORCJONALNYCH.

W punkcie W rozpoczyna się nowy OKRES CIASTOWATOŚCI czyli WYCIEKANIA materiału na boki, kiedy próbka poczyną gwałtownie skrócić się pod jarzmem sił odkształcających. Tutaj skrócenia trwałe wzrastają niepomniernie, stając się z kolei lwią częścią odkształceń mieszanych tego okresu. Gwałtowne skracanie się próbki zachodzi na tle wyciekania bocznego materiału próbki; próbka cylindryczna staje się nagle BECZKOWATĄ, próbka SZEŚCIENNA uwypukla swe płaskie ściany w sposób wskazany na rys. 61/62.

RYC. 61.



RYC. 62.

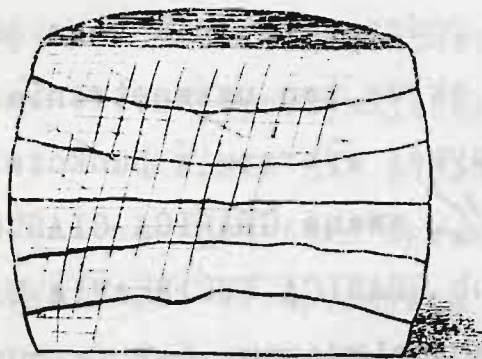


I tutaj również jak i przy rozciąganiu materiał przechodzi ostre przesilenie wewnętrzne na tle częściowego zaniku więzów międzycząsteczkowych; i tu również postrzegamy zjawiska towarzyszące zazwyczaj

pojawianiu się ciastowatości - podobne do zjawisk zachodzących przy rozciąganiu; i tu również ciało przeradza się wewnątrznie podczas trwania tego okresu. Zazwyczaj na wykresie okres ten uzewnętrznia się gwałtownym przegięciem krzywej wykresu w punkcie W' , wyznaczającym **NAPRĘŻENIE** $H_{W'}$, zwane **GRANICĄ CIASTOWATOŚCI** ciała ściskanego, lub **GRANICĄ WYCIEKANIA MATERJAŁU** na boki; czasami znów postrzegamy tuż za punktem W' jedno lub kilka wahnięć krzywej wykresu, podobnie jak to widzieliśmy przy rozciąganiu. W tym wypadku wyznaczamy **DWIE GRANICE CIASTOWATOŚCI** : **GÓRNĄ I DOLNĄ**

Uwypuklenie boczne, zaznaczone wyraźnie w punkcie W' trwa nadal **ZWIĘKSZAJĄC SIĘ** coraz bardziej podczas następnego z kolei **OKRESU SKRÓCEŃ ZNACZNYCH** WZ' , który dla tworzyw tutaj rozpatrywanej gromady **MOŻNA PRZEDŁUŻAĆ NIEOGRANICZENIE**, jak to wskazuje strzałka na wykresie. To wymaga pewnych objaśnień ogólnych, a przede wszystkim ustalenia rodzaju zjawisk wewnątrznie zachodzących w próbce, ujawniającej wyciekanie materiału na boki. W tym celu budujemy model sztuczny próbki, układając stos plasterków ołowianych okrągłych, zlekka przypudrowanych proszkiem kredowym. Tak zbudowaną próbkę poddajemy działaniu sił odkształcających, powodując trwałe uwypuklenie próbki, a następnie rozcinamy ją przez środek. Otrzymany w ten sposób przekrój wyraźnie uzewnętrznia odkształcony układ krążków, bo powierzchnie styku dzięki przypudrowaniu

rys. 63.

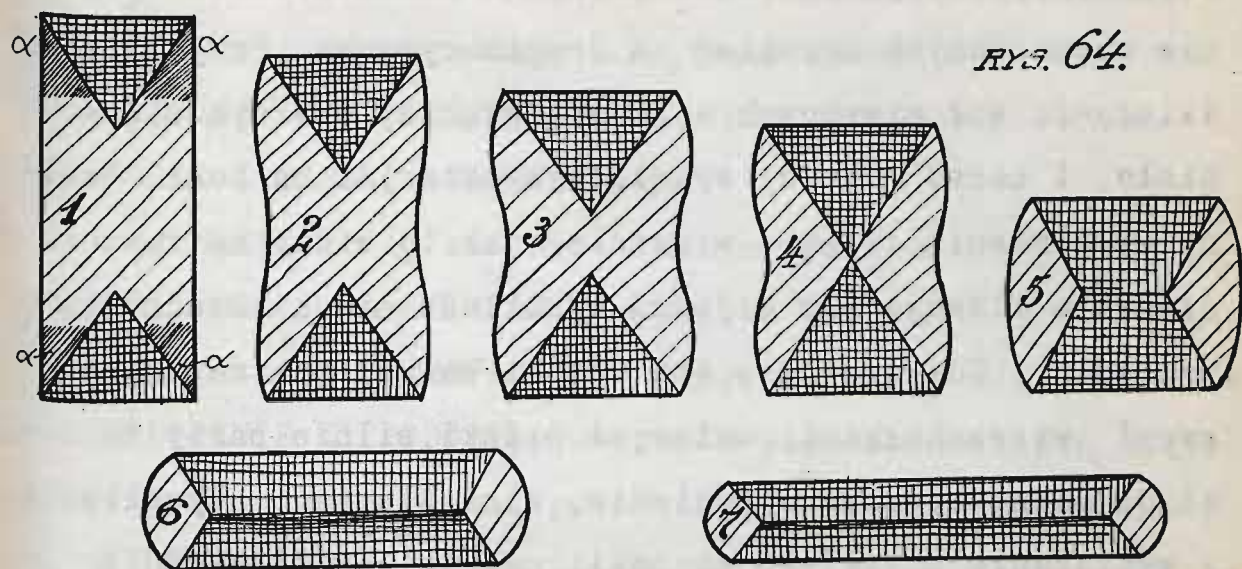


jasno się odznaczają w przekroju /rys. 63 /.

Postrzegamy tu wyraźną prostolinjowość linii środkowego styku oraz lekkie uwypuklenia linii styku sąsiednich, powstałe najwidoczniej na tle wypchnięcia

cząsteczek ze środka na boki. Dalsze linie styku ujawniają znacznie już wyraźniejsze zakłócenia, zaznaczające wreszcie dwie skrajne wypukłości, utworzone z odkształconych krążków podstawowych. Wrzynają się one wgłąb próbki i wytłaczają materiał na boki.

Tylko co opisane zjawiska można objaśnić w sposób następujący, jak to czyni R I E D E L : Podczas ściskania próbki słupkowej, a więc kostki-sześcianu lub cylindra krótkiego, górne dna próbki przylegają ściśle do płyt maszyny odkształcającej, są więc niejako unieruchomione siłą tarcia o płyty cisnące. Zewnętrzna warstwa cząsteczek obu den próbki nieruchomo przywarta do płyt powoduje z kolei unieruchomienie następnej warstewki cząsteczek, głębiej w ciełe położonych, aczkolwiek ta POŚREDNIO unieruchomiona warstewka cząsteczek z natury rzeczy już jest mniej rozległa, jako oparta na poprzedzającej warstwie. Ta nowa warstwa unieruchomionych cząsteczek działa znów w podobny sposób na warstwę następną, jeszcze głębszą,



choć już znacznie węższą; słowem tworzą się w ciele niejako dwie piramidy, oparte o dna próbki, jako o podstawy i obrócone wierzchołkami wewnątrz próbki. Upodobnić to można do kupy żwiru, tylko że tu działanie sił jest wprost odwrotne. Przy ściskaniu próbek cylindrycznych tworzą się stożki, miasto piramid, jak to schematycznie oznaczono na rys. 64, gdzie w przekroju wyodrębniliśmy stożki od cząstek pozostałych. Te stożki, a w innych próbkach piramidy, tworzą się niewątpliwie wtedy, gdy wkraczamy w okres ciastowatości - wtedy bowiem na tle zamętu wewnętrznego więzy międzycząsteczkowe słabną - nastają zatem warunki sprzyjające nieprawidłowym rozkładowi naprężeń: górne CZĄSTECZKI DEN ZBIJAJĄ DO KUPY CZĄSTKI PRZED NIEMI LEŻĄCE - tworzą się więc dwa ostre kliny cząsteczek, wrzynające się jak ostrza noży w głąb próbki. W najgorszych warunkach znajdują się cząsteczki α , zaznaczone ukośnemi kreskami na rysunku. Nie powstrzymywane niczem, wypierane na boki parciem cząsteczek

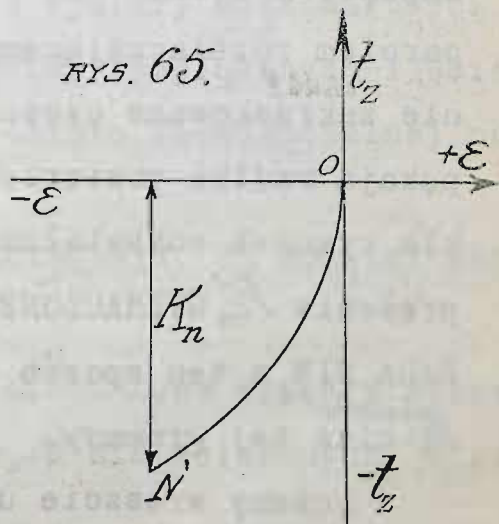
stożka, zwypuklają one boki próbki w postaci dwóch wyraźnie zaznaczonych zgrubień na drugim rysunku. Przy dalszym działaniu sił ciskających - stożki głębiej wżerają się w ciało, i coraz silniej wygniatają materiał na boki. Boczne uwypuklenia rosną i wreszcie, jak to widać na rysunku czwartym zlewają się w jedną wypukłość nieco zapadniętą pośrodku. Gdy wreszcie oba stożki wewnętrzne dotkną się swymi wierzchołkami, materiał próbki, silnie party na boki da mocne boczne uwypuklenie, a na tle tego uwypuklenia i wyciekania materiału na boki, nastąpi ROZCIĄGNIĘCIE PODSTAW obu stożków, jak to uwydatniono na rysunku.- Przy dalszym ściskaniu próbki nastąpi wzajemne spłaszczanie się stożków, połączone z coraz to wyraźniejszym bocznym uwypuklaniem próbki, oraz rozszerzaniem podstaw stożków. Te zjawiska zachodzą stale w jednym kierunku, dając wreszcie PŁYTKĘ O BRZEGACH ZAOKRĄGLONYCH, która znów przechodzi w BLASZKĘ, papierek i t.d. W ten sposób okres skróceń znacznych WZ możemy przedłużać dowolnie - PROWADZĄC ROZPŁASZCZANIE PRÓBKII coraz to dalej i dalej.

Ten więc rodzaj wykresu pozwala wyznaczyć następujące dane doświadczalne, stanowiące jego cechy wyróżniające: po pierwsze NAPRĘŻENIE $K_{\frac{1}{2}}$, jako GRANICĘ PROPORCJONALNOŚCI, po drugie NAPRĘŻENIE K_w jako GRANICĘ WYCIEKANIA MATERIAŁU NA BOKI. Ponadto rozpatrujemy niekiedy jeszcze NAPRĘŻENIE K_{su} , jako GRANICĘ SPRĘŻYSTOŚCI NA ŚCISKANIE - jest to naprężenie przynależne do skrajnego wydłużenia sprężystego. Ponieważ jednak, jak to wyżej nadmieniliśmy, wykres

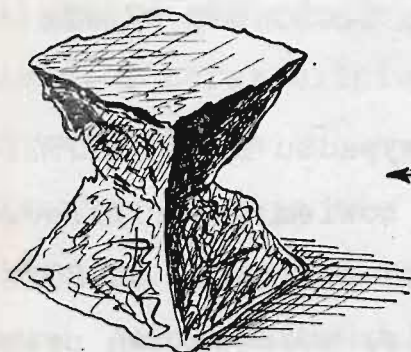
nasz ujawnia li tylko i wyłącznie wydłużenia mieszane, przeto zazwyczaj określamy K_{sn} jako NAPRĘŻENIE SKRAJNE, PRZYNALEŻNE DO WYDŁUŻENIA MIESZANEGO, ZŁOŻONEGO PRAWIE WYŁĄCZNIE Z CZĘŚCI SPRĘŻYSTEJ.

NAPRĘŻENIE K_n stanowi w danym wypadku MIARĘ WYTRZYMAŁOŚCI PRÓBKI NA ŚCISKANIE - próbka bowiem po przekroczeniu tej granicy PRZESTAJE BYĆ SOBĄ, bo staje się do SIEBIE GEOMETRYCZNIE NIEPODOBNA; wypukła się, zmienia swą postać pierwotną na beczkowatą, podobnie jak próbka rozciągana po przekroczeniu granicy K_T traci również swą postać pierwotną, zwiężając się w szyjkę umiejscowioną w pewnym punkcie próbki. Czasami przeto nazywamy K_n WYTRZYMAŁOŚCIĄ PRÓBEK CIĄGLIWYCH NA ŚCISKANIE I OZNACZAMY PRZEZ K_n . Wszystkie tu przytoczone naprężenia wyznaczamy w KG/CM^2 . Z kolei rozpatrujemy B TYP,, B'' WYKRESU. Tego rodzaju wykres otrzymujemy dla TWORZYW KRUCHYCH, a więc dla ŻELIWA, KAMIENI NATURALNYCH I SZTUCZNYCH. Na rys. 65 podany jest wykres tego typu

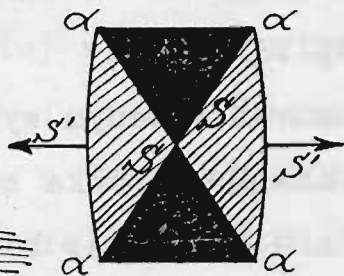
Uderza nas tu przede wszystkim prawie zupełny BRAK OKRESU PROPORCJONALNOŚCI - natomiast mamy tu wyłącznie niejako OKRES WYDŁUŻEŃ NIEPROPORCJONALNYCH ON ; bieg krzywej jest wypukły względem osi ujemnych naprężeń. Ciała należne do tej gromady prawie nie ulegają ciastowatości i nie przekształcają się w płytki a PEKAJĄ POD OBCIĄŻENIEM CISKĄCEM.



rys. 66.



rys. 67.



Pochodzi to stąd, że ciała tej gromady wykazują nader SŁABE ROZSZERZANIE PRZEKROJU POPRZECZNEGO oraz małą wytrzymałość na rozrywanie, ponieważ należą do gromady o

typowym wykresie σ na rozzerwanie. To też gdy wewnątrz próbki utworzą się owe dwa DRAŻĄCE KLINY SS /rys. 67 /, o których wyżej mówiliśmy, TWORZYWO PRÓBKII NIEDOSTATECZNIE SZYBKO WYCIEKA NA BOKI, następuje mniej lub więcej wyraźne WYODRĘBNIENIE STOŻKÓW z ciała próbki połączone z pękaniem próbki wzdłuż powierzchni przekątnych $\alpha\alpha$, a cząstki boczne w postaci stożków lub piramid dopełniających ODSKAKUJĄ od próbki. To pęknięcie próbki wzdłuż POWIERZCHNI BOCZNYCH DRAŻĄCYCH STOŻKÓW LUB PIRAMID z łatwością objaśnić możemy parciem rozłaczającym stożków, przyczem niewątpliwie bocznie zakreskowane części próbki, parte w kierunku strzałek pękają wzdłuż powierzchni granicznych. Najlepiej to uwypukla rysunek odkształconej próbki żeliwnej /rys. 66 /. Naprężenie R_z WYZNACZONE Z WYKRESU, przy którym próbka ROZPADA SIĘ, w ten sposób stanowi jedyną cechę charakterystyczną ^{WYKRESÓW} ciał tej gromady.

Możemy wreszcie ustalić ostatni

C. TYP „C” WYKRESU. Dla gromady CIAŁ WŁÓKNISTYCH, ŚCISKANYCH W KIERUNKU WŁÓKIEN. Tutaj należą ŻELAZO ZGRZEWNE oraz DRZWI

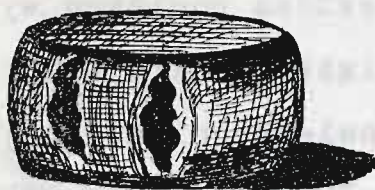
WO WSZELKIEGO RODZAJU. Wykres tego typu niczem się nie różni od wykresu „A” wyżej rozpatrywanego, jednak prócz naprężeń K_{Hn} , K_W i K_{Sn} możemy tu jeszcze poniekąd wyznaczyć naprężenie K_n , odpowiadające obciążeniu skrajnemu, kiedy poszczególne włókna uwypuklonej powierzchni bocznej próbk jak to zresztą widać na rys. 68, POCZYNAJĄ SIĘ ROZDZIA-
WIAĆ, TWORZĄC OTWORY PODŁUŻNE, zrosnięte u góry i u dołu, a najszerszej rozwarte w środkowej części próbki na rysunk - żelaznej ZGRZEWNEJ. Zazwyczaj jednak ciała tego typu za-
liczamy do gromady ciał typu „A” wykresowego, wobec trudno-
ści postrzegania pęknięć zrazu zwykle nader nieznacznych,
oraz wobec wyraźnie zaznaczonej granicy K_W , zawsze miaro-
dajnej, jakieśmy to już wyżej zaznaczyli. Możemy więc osta-
tecznie liczbę typów wykresów ograniczyć do DWÓCH PIERW-
SZYCH: do gromady typu „A” należą tworzywa wszystkich gro-
mad wykresowych próbek rozciąganych za wyjątkiem gromady
typu „D”, bo tworzywa tej gromady przynależą tutaj do gro-
mady wykresowej typu „B”.

Biorąc pod uwagę stosunkowe wymiary oraz wartości
cech wyróżniających wykresów próbek rozciąganych i ściska-
nych, możemy ustalić na drodze czysto doświadczalnej nastę-
pujący wniosek:

TWORZYWA WYTRZYMAŁE NA ROZCIĄGANIE, SĄ RÓWNIEŻ WYTRZY-
MAŁE I NA ŚCISKANIE.

Ponadto, biorąc pod uwagę stosunkowe wymiary wykresów
„D” dla próbek rozciąganych, oraz „B” dla ściskanych, otrzymu-
jemy nowy wniosek praktyczny:

rys. 68.



Tworzywa, mało wytrzymałe na rozciąganie, ujawniają znacznie wyższą wytrzymałość na ściskanie.

Dotyczy to żeliwa oraz kamieni naturalnych i sztucznych, używanych w budownictwie, gdzie obciążenie ogniw stanowią wyłącznie siły cisnące. Tem się tłumaczy szerokie zastosowanie tworzyw tego typu.

Krzywe wykresów na ściskanie dają zależność doświadczalną pomiędzy $-\epsilon_z$ i $-\epsilon$, należy więc tylko wyznaczyć warunki, jakie zachować należy przy zdejmowaniu wykresów, aby w ten sposób otrzymane wyniki posiadały wartość możliwie najbardziej ogólną. Należy więc określić:

§ 15. WPŁYW PÓŻNORÓDNYCH CZYNNIKÓW NA WYNIKI PRÓB WYTRZYMAŁOŚCIOWYCH. Przedewszystkiem na pierwszym miejscu należy w tym wypadku rozpatrzyć:

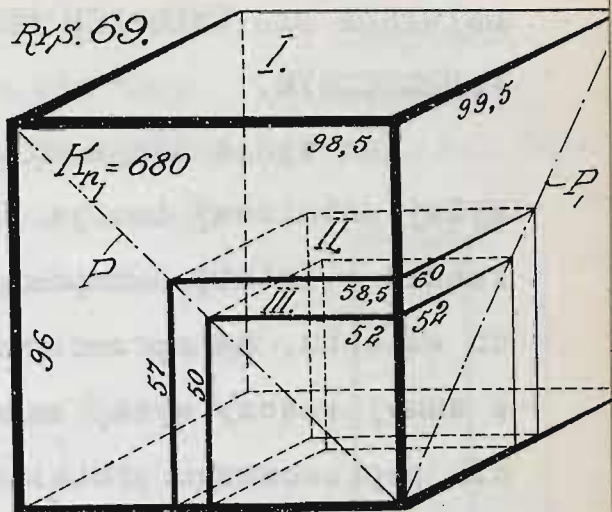
1-o WPŁYW KSZTAŁTU PRÓBKI WYTRZYMAŁOŚCIOWEJ. I tutaj podobnie jak dla rozciągania, otrzymujemy prawo podstawowe, określające kształt podstawowy próbek wytrzymałościowych. Prawo to można wypowiedzieć tak:

PRÓBKIE GEOMETRYCZNIE PODOBNE ZACHOWUJĄ SIĘ RÓWNIEŻ PODOBNIIE WYTRZYMAŁOŚCIOWO PRZY ŚCISKANIU.

Jako dowód doświadczalny tylko co wypowiedzianego twierdzenia przytaczamy wyniki doświadczeń BAUSCHINGER'A z 1876 roku. Kostki geometrycznie podobne, wycięte z SZAREGO PIASKOWCA SZWAJCARSKIEGO podane są obrazowo na rys. 69. Cyfry umieszczone popod i ponad bokami kostek ozna-

czają wymiary odnośnych boków w milimetrach.

Wszystkie trzy kostki są w przybliżeniu podobne i ujawniają te same wartości K_n obocznie wypisane. Drobne różnice wartości K_n idą na karb niezupełnej jednolitości piaskowca i leżą w



$$K_n = 670$$

$$K_n = 690 \text{ kg/cm}^2$$

granicach dokładności doświadczalnej. O podobieństwie kostek I, II i III możemy przekonać się z łatwością, prowadząc przekątne P_i P_j , które przechodzą przez rogi kwadratów bocznych ścian wszystkich trzech kostek. Stąd wypływa bezpośrednio, że próbki geometrycznie do siebie niepodobne, zachowują się różnie wytrzymałościowo przy ścisaniu. Aby to doświadczalnie sprawdzić, przytaczamy wyniki doświadczeń BAUSCHINGER'A z 1876 r. unaocznione na rys. 70 oraz BACHA z 1910 r. - uwidocznione na rys. 71. Pierwsze dotyczą próbek słupkowych kwadratowych z SZAREGO PIASKOWCA SZWAJCARSKIEGO, drugie ŻELIWNYCH WAŁKÓW. W obu wypadkach przekroje poprzeczne próbek są jednakowe - zmienna jedynie wysokość próbek, jak to zresztą wyraźnie wskazują cyfry, określające wymiary próbek w milimetrach. Obocznie podane są odnośne wartości K_n w kg/cm^2 . Pozwalają one wypowiedzieć następujące prawo ogólne:

WYTRZYMAŁOŚĆ NA ŚCISKANIE JEST WIĘKSZA DLA NIZKICH A

MNIEJSZA DLA WYSOKICH PRÓBEK PRZY JEDNAKOWYM PRZĘKROJU POPRZECZNYM.

Ten wynik zdaje się na pierwszy rzut oka przeczyć wyżej ustalonej teorii ściskania, po bliższem jednak wejściu w istotę zachodzących tutaj zjawisk, dochodzimy do wniosku, że sprzeczność ta jest pozorną jedynie.

W samej rzeczy wyżej zaznaczyliśmy istnienie rozszerzenia poprzecznego próbki ściskanej, zachodzącego zawsze symetrycznie względem osi pionowej próbki na tle jednostajnego wydłużania się promieni wzdłużnych przekroju.

Gdy w jakikolwiek sposób zahamujemy rozszerzenie poprzeczne próbki, tem samem podwyższymy jej wytrzymałość na ściskanie. Weźmy jako przykład krążek ołowiu, ściskany pomiędzy dwiema płytami odkształcającymi /rys. 72/, a otrzymamy zgodnie z doświadczeniami BACHA z 1884 roku, granicę wyciekania tworzywa na boki $K_w = 126 \text{ kg/cm}^2$, podczas gdy taki sam krążek ołowiany, umieszczony na dnie tulei stalowej ściśle dopasowanej do średnicy krążka i naciskany tłoczkiem stalowym /rys. 73/ wytrzymuje z łatwością obciążenie dwukrotnie, a nawet trzykrotnie wyższe na tle zahamowania wypływu bocznego, zachodzącego uprzednio bez żadnych przeszkód. Zupełnie to samo zjawisko zachodzi przy próbach na ściskanie: górna i dolna powierzchnie próbek słupkowych, przywarte mocno do płyt ciskających, nie mogą swobodnie rozszerzać się odśrodkowo, bo siła tarcia sprzeciwia się temu, są więc niejako zahamowane w rozszerzaniu odśrodkowem, a tem samem, z ko-

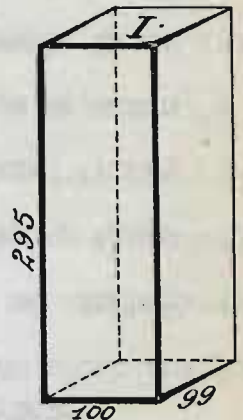
lei hamują cząsteczki sąsiednie głębiej ku środkowi próbki leżące. Na tle tego mniej lub więcej głęboko sięgającego zahamowania rozszerzania się odśrodkowego próbki zachodzi odpowiednie podwyższenie wartości K_n , tem znaczniejsze, im w większym stopniu działanie hamujące ujawnia się w próbce; a więc im próbka jest niższa - tem bliżej środka próbki sięga wpływ hamujący powierzchni, przywartych do płyt obciążających, natomiast im próbka wyższa, tem ten wpływ płyciej w niej się rozprzestrzenia. Dla próbek niskich mamy więc K_n wyższe, niż dla próbek wysokich przy jednakowym przekroju poprzecznym.

To tłumaczenie zjawisk odpowiada warunkom istotnym. Aby to jaśniej wykazać FOPPL badał próbki kamienne - kostki SMAROWANE na powierzchniach dotyku, aby zniszczyć przywieranie do płyt ciśnień. Otrzymywał on przytem DWA do CZTERECH RAZY MNIEJSZE K_n NIŻ DLA KOSTEK NIESMAROWANYCH, co w dosta-

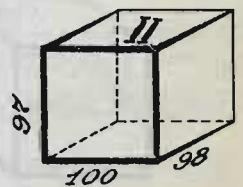
RYS. 70.

PIĄSKOWIEC.

$$K_n = 444 \frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}$$



$$K_n = 602 \frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}$$

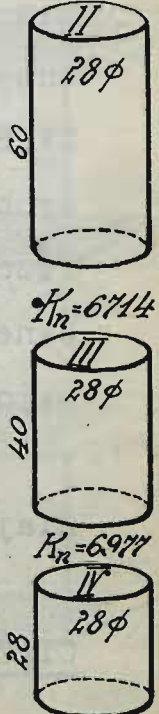
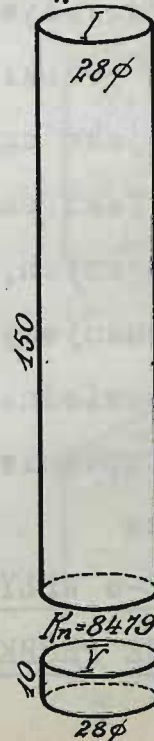


RYS. 71.

ŻELIWO.

$$K_n = 6197$$

$$K_n = 6458$$

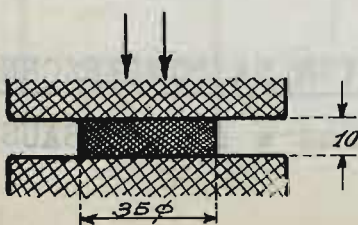


$$K_n = 6714$$

$$K_n = 6977$$

$$K_n = 8479$$

RYS. 72.



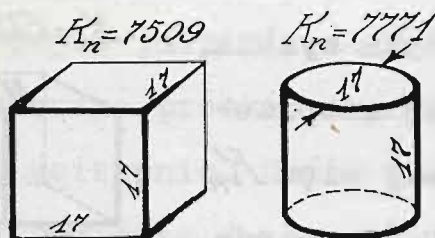
RYS. 73.



tecznej mierze stwierdza poglądy wyżej wyłuszczone.

W taki sam sposób ujawnia się również WPLYW KSZTAŁTU PRZEKROJU POPRZECZNEGO PRÓBKII: krótki walec żeliwny inną wykazuje wartość K_n niż z tego samego żeliwa wykonana kostka, niewątpliwie bowiem kołowa powierzchnia dotyku, przywarta do płyty cisnącej, znajduje się w warunkach rozszerzalności poprzecznej zupełnie innych, niż, dajmy na to, powierzchnia kwadratowa próbki ściśle tej

rys. 74.
ŻELIWCO.



samej wysokości. Aby to stwierdzić doświadczalnie, BACH wykonał szereg doświadczeń w 1884 r. Próbkii ŻELIWNE jednakowej wysokości o przekroju poprzecznym kwadratowym /rys. 74 / 17 x 17 x 17

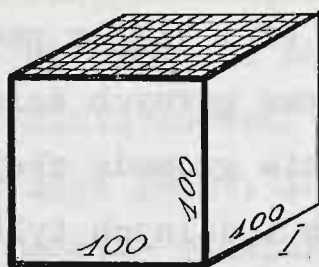
m/m wykazały znacznie niższe wartości K_n , niż próbki walcowe 17 ϕ m/m. Zjawisko to z łatwością tłumaczymy odmiennym oddziaływaniem hamującym skrajnych powierzchni obciążonych próbki. PRZEMAWIA ONO NA KORZYŚĆ PRÓBEK CYLINDRYCZNYCH, jako ogień pracujących pod obciążeniem sił cisnących. Taki sam wynik otrzymaliśmy również i dla próbek rozciąganych; to też zazwyczaj pręty rozciągane lub ściskane budujemy o przekroju kołowym, jako wytrzymałościowo najodpowiedniejszym.

Zupełnie w podobny sposób tłumaczymy zjawiska ujawniające

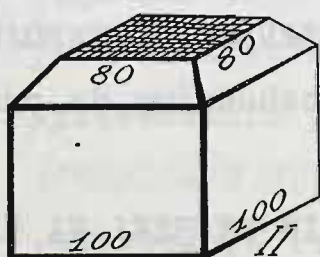
2-o WPLYW ROZKŁADU SIŁ CISNĄCYCH NA POWIERZCHNIE OB
CIĄŻONE PRÓBKII WYTRZYMAŁOŚCIOWEJ: Już w r. 1876 BAUSCHIN-

GER spostrzegł zależność wartości K_n od sposobu obciążenia ścianek kostki. Wyniki jego doświadczeń obrazowo zestawione są na rys. 75, gdzie cyfry oznaczają, odnośne wymiary PRÓBEK wykonanych z SZAREGO PIASKOWCA szwajcarskiego.

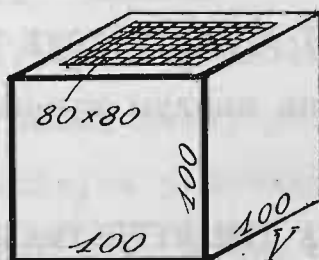
Wymiary podano w mm a K_n w kg/cm^2 . Mimo drobne wahania, zwykle dla tego rodzaju tworzyw niejednorodnych, wyniki tu podane są najzupełniej zgodne. Przedewszystkiem mamy tu próbkę zwykłą kostkową /I/ ściskaną w płý



$$K_n = 680 \text{ kg/cm}^2$$



$$K_n = 477 \text{ kg/cm}^2$$

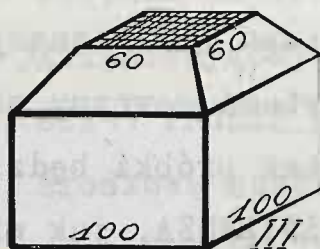


$$K_n = 477 \text{ kg/cm}^2$$

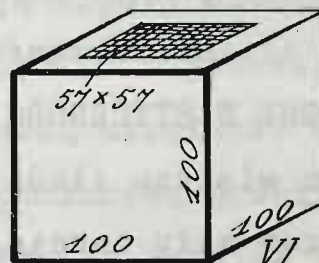
PRÓBKÍ Z SZAREGO PIASKOWCA SZWAJCARSKIEGO.

RYŚ. 75.

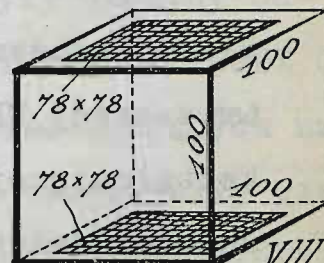
OBCIĄŻONE POWIERZCHNIE ZAKREŚKOWANO!



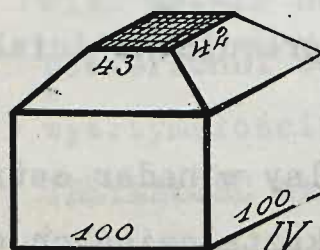
$$K_n = 335 \text{ kg/cm}^2$$



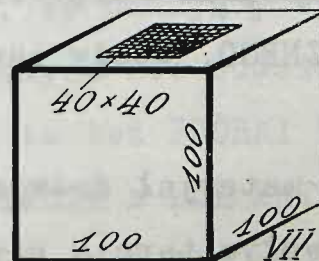
$$K_n = 308 \text{ kg/cm}^2$$



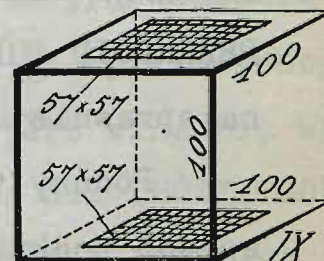
$$K_n = 377 \text{ kg/cm}^2$$



$$K_n = 219 \text{ kg/cm}^2$$



$$K_n = 162 \text{ kg/cm}^2$$



$$K_n = 162 \text{ kg/cm}^2$$

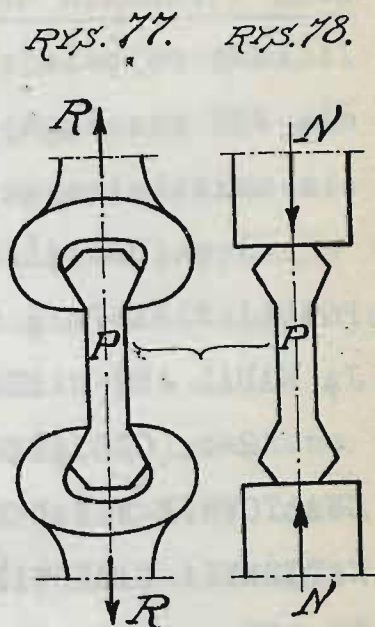
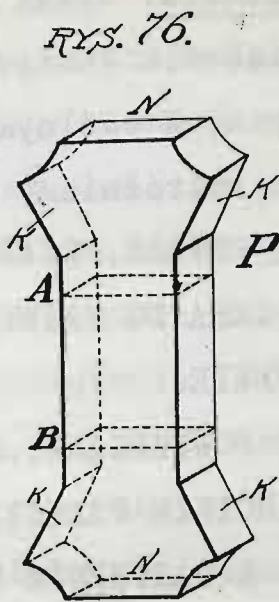
tach maszyny odkształcającej wzdłuż obu ścian górnej i dolnej; następnie mamy tu próbki /II, III i IV/ tej samej wysokości, poobcinane ukośnie u góry na kantach. Te próbki obciążone są u dołu wzdłuż całej podstawy, a u góry wzdłuż ściany, pozostałej po obcięciu kantów bocznych. Do trzeciej gromady należą próbki /V, VI i VII/ o podstawach dolnych całkowicie obciążonych oraz górnych ścianach obciążonych częściowo; wreszcie ostatnia gromada obejmuje próbki /VIII i IX/ o ściankach górnych i dolnych tylko częściowo obciążonych. Wymiary ścian obciążonych oraz sam rodzaj obciążenia wskazano dokładnie na rysunku. Biorąc pod uwagę WARTOŚCI K_n WYLICZONE DLA PEŁNEGO PRZEKROJU PRÓBKII, a podane na naszym rysunku, dochodzimy do przekonania, że

PRÓBKII KOSTKOWE SĄ TEM WYTRZYMAŁSZE, IM SZERZEJ NA OBIE ICH ŚCIANY OBCIĄŻONE ROZKŁADAJĄ SIĘ SIŁY CISNĄCE.

Wynik ten jest zupełnie zrozumiały, im szerzej bowiem rozłożymy na ścianki obciążone układ sił cisnących, tem szerzej WEJDĄ ONE W STYCZNOŚĆ z płytami maszyny odkształcającej, tem większa ilość cząstek próbki będzie unieruchomiona przez siły tarcia, co ZWIĘKSZA, jak wiemy, wytrzymałość próbki. Stąd wskazówka praktyczna, że OGNIWA ŚCISKANE NALEŻY OBCIĄŻAĆ MOŻLIWIE NA CAŁEJ POWIERZCHNI PRZEKROJU POPRZECZNEGO, wtedy bowiem pracują na ściskanie najskuteczniej.

Podany tutaj materiał doświadczalny w nader ostry sposób podkreśla wpływ tarcia płyt odkształcających o

ścianki obciążone próbki. Prowadzi to nas do wniosku, że dane doświadczalne otrzymywane przy badaniu kostek, nie są zbyt pewne, inaczej mówiąc zmuszeni jesteśmy uznać wybór tego kształtu próbki



jako niezbyt szczęśliwy. Tej okoliczności zawdzięczamy wprowadzenie przez BACHA nowej postaci próbek /rys. 76 UMOŻLIWIAJĄCEJ kolejne probowanie danego tworzywa na rozciąganie i na ściskanie. W tym celu zrazu mocujemy próbkę w uchwyty obcęgowe /rys. 77/ rozciągające a następnie ustawiamy ją między cisnące płyty maszyny odkształcającej /rys. 78/. W pierwszym WYPADKU KLINOWE CZĘŚCI K PRÓBKII przenoszą działanie sił rozciągających na środkową część AB pomiarową próbki - w drugim, siły cisnące wywierają nacisk na skrajne płaszczyzny NN próbki, dostatecznie oddalone od jej części pomiarowej; możemy więc śmiało uważać, że hamujący wpływ unieruchomienia powierzchni obciążonych nie oddziałują na wyniki próby wytrzymałościowej, to też PRÓBKII TEGO TYPU WYKAZUJĄ WYTRZYMAŁOŚĆ NA ŚCISKANIE o 20% MNIEJSZĄ, NIŻ PRÓBKII KOSTKOWE. Ponadto próbki tego rodzaju pozwalają ustalić:

§ 16. NAPRĘŻENIA SKRAJNE DOPUSZCZALNE W RÓŻNOROD-

NYCH WYPADKACH OBCIĄŻENIA. Wyżej w ustępie siódmym ustaliliśmy pojęcie obciążenia statycznego oraz dynamicznego dla sił rozciągających. W ogólnym wypadku jakichkolwiek sił odkształcających rozróżniamy trzy gatunki obciążenia:

1-o. OBCIĄŻENIE TRWAŁE, KIEDY SIŁY ZEWNĘTRZNE NADER POWOLI WZRASTAJĄ OD ZERA DO NAJWYŻSZEGO NATEŻENIA I TRWAJĄ NADAŁ JUŻ NIEZMIENNIE.

2-o. OBCIĄŻENIE POWTARZANE, KIEDY SIŁY ZEWNĘTRZNE GWAŁTOWNIE W NADER KRÓTKIM PRZECIĄGU CZASU ROZWIJAJĄ SWE NATEŻENIA CAŁKOWITE, A NASTĘPNIE RÓWNIEŻ SZYBKO MALEJĄ DO ZERA, ABY ZNÓW NAGLE WZROSNAĆ DO NAJWYŻSZEGO NATEŻENIA I PONOWNIE PRZESTAĆ DZIAŁAĆ; MAMY TU WIĘC KOLEJNĄ, MNIEJ LUB WIĘCEJ SZYBKO ZACHODZĄCĄ ZMIANĘ NATEŻENIA SIŁ ODKSZTAŁCAJĄCYCH, ROSNĄCYCH OD ZERA DO NAJWYŻSZEJ WARTOŚCI DOWOLNĄ ILOŚĆ RAZY. Wreszcie

3-o OBCIĄŻENIE WAHLIWE, KIEDY SIŁY ZEWNĘTRZNE FAŁUJĄ MNIEJ LUB WIĘCEJ SZYBKO W GRANICACH SWYCH SKRAJNYCH NATEŻEŃ ODWROTNYCH ZNAKÓW, DOWOLNĄ ILOŚĆ RAZY. W zastosowaniu do sił ROZCIĄGAJĄCYCH I ŚCISKAJĄCYCH rozróżniamy odpowiednio:

1-o OBCIĄŻENIE TRWAŁE SIŁAMI ROZCIĄGAJĄCEMI LUB ŚCISKAJĄCEMI O STAŁEM OBCIĄŻENIU CZYLI „OBCIĄŻENIE I.”

2-o OBCIĄŻENIE POWTARZANE SIŁAMI ROZCIĄGAJĄCEMI LUB ŚCISKAJĄCEMI ZMIENNEMI W GRANICACH OD ZERA DO NAJWYŻSZEGO NATEŻENIA, CZYLI „OBCIĄŻENIE II.”

3-o OBCIĄŻENIE WAHLIWE W GRANICACH SKRAJNYCH RÓWNYCH NATEŻEŃ SIŁ NAPRZEMIEN ROZCIĄGAJĄCYCH I ŚCISKAJĄ-

CYCH, CZYLI „OBCIĄŻENIE III.”

Obciażenie kolumny, podtrzymującej strop jest niewątpliwie trwałe, bo siły cisnące nie zmieniają natężenia - mamy więc przykład obciążenia I siłami cisnącymi; natomiast tłoczysko silnika parowego kolejno popychane to w tę to w ową stronę stanowi przykład ciała, znajdującego się pod jarzmem obciążenia III wahliwego.

Wyżej widzieliśmy, że pewne tworzywa są jednakowo wytrzymałe na rozciąganie jakoteż i na ściskanie; inne znów ujawniają nader słabą wytrzymałość na rozerwanie przy wielokrotnie wyższej wytrzymałości na ściskanie. Pierwsze więc pracować mogą pod obciążeniem wszystkich trzech typów - ostatnie nie znoszą obciążenia wahliwego. Należy więc z góry ustalić ZAKRES STOSOWALNOŚCI DANEGO TWORZYWA zarówno w dziedzinie sił rozciągających, jakoteż i ściskających, podając SKRAJNE WARTOŚCI NAPRĘŻEŃ, PRZYNALEŻNYCH DO ODKSZTAŁCEŃ PRAKTYCZNIE DOPUSZCZALNYCH DLA OBU DZIEDZIN.

Zazwyczaj dopuszczalne odkształcenia ogniw tworów budowlanych czy technicznych są nader nieznaczne, a zatem naprężenia skrajne, praktycznie dopuszczalne są nie zbyt wielkie, a w każdym razie wielokrotnie NIŻSZE OD SKRAJNYCH NAPRĘŻEŃ K_r , K_n wykresowych. Oznaczając przeto przez k_r - SKRAJNE DOPUSZCZALNE NAPRĘŻENIE ROZCIĄGAJĄCE a przez k_n - także NAPRĘŻENIE ŚCISKAJĄCE, możemy napisać $k_r = K_r : j_r$ oraz $k_n = K_n : j_n$, gdzie stosunek $j_r = K_r : k_r$ NAZYWAMY STOPNIEM BEZPIECZEŃSTWA NA ROZERWANIE, a stosu-

nek $f_n = K_n : R_n$ - STOPNIEM BEZPIECZEŃSTWA NA ŚCISKANIE dla danego tworzywa. Gdy ono jest wytrzymałe na rozciąganie lub ściskanie, możemy wyznaczyć stosunkowo NIEWIELKIE WARTOŚCI dla f_r lub f_n , bo wtedy K_r oraz R_n mogą niewątpliwie mieć wartości znaczne; gdy tworzywo jest jednakowo wytrzymałe w obu tych dziedzinach, czynimy $f_r = f_n$; skoro zaś mamy do czynienia z tworzywem mało wytrzymałym na rozciąganie lub ściskanie, dajemy znaczniejsze wartości f_r lub f_n , ZWIĘKSZAMY STOPIEŃ BEZPIECZEŃSTWA, bo wtedy K_r oraz R_n muszą mieć znacznie mniejsze wartości. Ponadto wartości f_r oraz f_n ZALEŻĄ OD TYPU OBCIĄŻENIA, jak to wkrótce zobaczymy, w pierwszej mierze jednak wartości te ustala zakres stosowności danego tworzywa, określany na drodze wyłącznie doświadczalnej. Aby go wyznaczyć należy poznać własności wytrzymałościowe danego tworzywa w granicach skrajnych naprężeń dopuszczalnych. W tym celu znakomite usługi oddaje wyżej opisana PRÓBKA BACHA, ponieważ umożliwia badanie zjawisk rozciągania i ściskania próbki. Stosujemy zazwyczaj sposób rejestracji, to jest wyznaczamy doświadczalnie wartość odkształcenia, przynależną do pewnej z góry ustalonej wartości obciążenia; dane w ten sposób zebrane zestawiamy w wykres porównawczy. Z tego wykresu możemy z łatwością określić zakres stosowności tworzywa, biorąc pod uwagę w większości wypadków wyłącznie dziedzinę odkształceń sprężystych, jako jedynie dopuszczalnych dla ogniów. Miarodajne wskazówki w tym kierunku dają:

§ 17. GRANICE SKRAJNYCH NAPRĘŻEŃ SPRĘŻYSTYCH ROZCIĄGAJĄCYCH I ŚCISKAJĄCYCH. Z pomiędzy tworzyw stosowanych w technice jedynie tylko ŻELAZO ZGRZEWNE i DRZEWO UJAWNIAJĄ tak zwaną PIERWOTNĄ GRANICĘ SPRĘŻYSTOŚCI, to znaczy że DO PEWNEGO SKRAJNEGO NAPRĘŻENIA K_s ZACHOWUJĄ SIĘ JAK CIAŁA DOSKONALE SPRĘŻYSTE, nie dając odkształceń trwałych, jeno wyłącznie sprężyste, proporcjonalne do naprężeń zarówno rozciągających jako też i ściskających, a więc zgodne z prawem HOOKE'A.

Inne ciała natomiast w stanie naturalnym, lub wyważone, PRZY PIERWSZYM OBCIĄŻENIU NAWET DLA BARDZO MAŁYCH NAPRĘŻEŃ ODRAZU DAJĄ ODKSZTAŁCENIA MIESZANE, ZŁOŻONE Z ODKSZTAŁCENŃ SPRĘŻYSTYCH I TRWAŁYCH. Ciała te są więc tylko CZĘŚCIOWO SPRĘŻYSTE: ich WYDŁUŻENIA CAŁKOWITE ε_0 STANOWIĄ SUMMĘ WYDŁUŻEŃ TRWAŁYCH ε_t I SPRĘŻYSTYCH ε_s ; możemy zatem napisać $\varepsilon_0 = \varepsilon_t + \varepsilon_s$. STOSUNEK $\varepsilon_s : \varepsilon_0 = \mu$ nazywany zazwyczaj MIARĄ SPRĘŻYSTOŚCI WYDŁUŻEŃ tych ciał, PRZYNALEŻNĄ DO NAPRĘŻENIA, odpowiadającego wydłużeniom ε_t i ε_s . Wyżej mówiliśmy, rozpatrując wykresy wytrzymałościowe, że do małych naprężeń przynależą odkształcenia prawie wyłącznie sprężyste, a do znacznych naprężeń - trwałe; stąd wniosek ogólny:

MIARA SPRĘŻYSTOŚCI JEST TYM BLIŻSZA DO JEDNOŚCI, IM MNIEJSZE NAPRĘŻENIE, DO KTÓREGO PRZYNALEŻY. Możemy więc przypuścić, że dla dostatecznie małych naprężeń, a więc w nader nieznacznym obszarze, KAŻDE CIAŁO JEST DOSKONALE SPRĘŻYSTE, inaczej mówiąc, ujawnia ono w tym obszarze wartość

$\mu = 1$. Stąd wypływa bezpośrednio, ŻE KAŻDE CIAŁO POSIADA GRANICĘ SPRĘŻYSTOŚCI PIERWOTNĄ, nieraz nader niską przy pierwszej próbie wytrzymałościowej. Ponawiając jednak obciążenia PO RAZ DRUGI, a czasami dopiero PO KILKU OBCIĄŻENIACH I ODCIĄŻENIACH, MOŻEMY PODNIEŚĆ PIERWOTNĄ GRANICĘ SPRĘŻYSTOŚCI w myśl prawa następującego, które zawdzięcza my BAUSCHINGEROWI i oznaczamy jako:

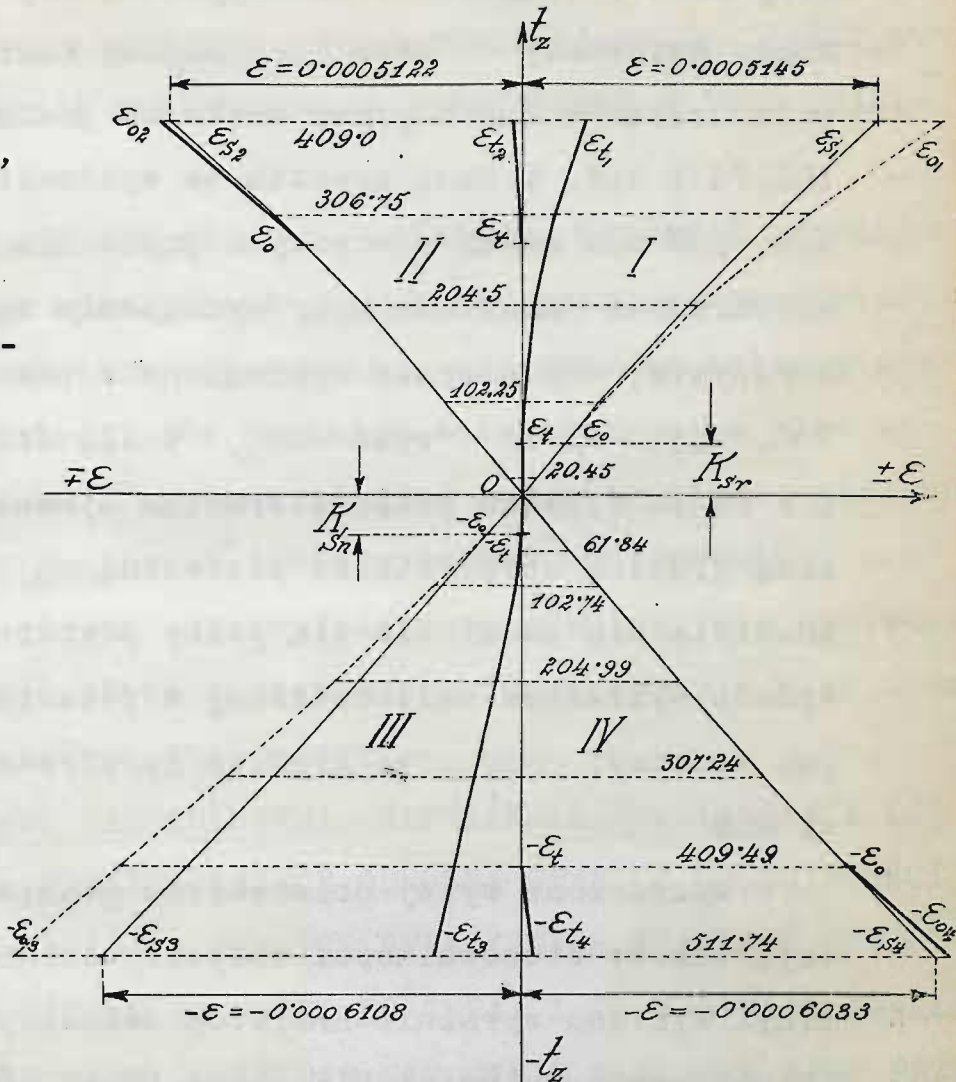
PIERWSZE PRAWO BAUSCHINGERA. PRZEZ PONAWIANIE OBCIĄŻEŃ OD ZERA DO PEWNEJ WYŻSZEJ GRANICY, DOCHODZĄCEJ DO PIERWOTNEJ GRANICY SPRĘŻYSTOŚCI DANEGO TWORZYWA, A NAWET MNIEJ LUB WIĘCEJ PRZEKRACZAJĄCEJ JĄ, MOŻNA PIERWOTNĄ GRANICĘ SPRĘŻYSTOŚCI PODNIEŚĆ TEM WYŻEJ, IM WIĘKSZA BYŁA LICZBA PONAWIANYCH OBCIĄŻEŃ, JEDNAK TYLKO DO PEWNEJ SKRAJNEJ GRANICY, KTÓREJ PRZEKROCZYĆ NIE MOŻNA.

Aby to stwierdzić doświadczalnie, przytaczamy tu jeden z wykresów wytrzymałościowych BACHA z 1898 roku dla PRÓBKII ŻELIWNEJ, która pierwotnie poddana była rozciąganiu. Podczas tej próby naprężenia wzrastały od zera do 409 kg/cm^2 stopniowo, jak na to wskazują linje poprzeczne rys. 79 z liczbami $20,45$; $102,25$ i t.d. wyznaczającymi kolejno rosnące naprężenia rozciągające. Dla tych naprężeń każdorazowo określano były wydłużenia ogólne ϵ_0 , trwałe ϵ_t , oraz sprężyste ϵ_s . Wartości tych wydłużeń podane są w pierwszej /I/ ówiartce wykresu w postaci krzywych $\epsilon_0 \epsilon_0$, $\epsilon_t \epsilon_t$ oraz $0 \epsilon_s$. Bieg krzywej $\epsilon_t \epsilon_t$ wykazuje nader nieznaczne wartości wydłużeń trwałych, przynależne do małych naprężeń, świadczące o znikomej granicy sprężystości

pierwotnej K_{sr} .

RYS. 79.

Próba ta następnie była ponowiona, a więc po uprzednim, prawie zupełnem odciążeniu próbki zwiększano obciążenia w taki sposób, aby otrzymać ściśle te same kolejno po sobie idące naprężenia



rozciągające, przyczem za każdym razem mierzono również wydłużenia ogólne, trwałe i sprężyste. Wartości tych wydłużeń podają odpowiednio krzywe $\epsilon_0 \epsilon_{02}$, $\epsilon_t \epsilon_{t2}$ oraz $0 \epsilon_{sr}$, wykreślone w II ćwiartce wykresu jedynie tylko dla łatwiejszego porównania. Powtórna ta próba ujawnia, jak widzimy ZNACZNE PODNIESIENIE granicy sprężystości wzrastającej praktycznie prawie do 300 KG/CM^2 , co służy jako dowód wyżej wypowiedzianego prawa.

Z kolei wykonano próbę na ściskanie, zwiększając

stopniowe obciążenie w taki sposób, aby naprężenia ci-
snące wzrastały od zera do skrajnej wartości $511,74 \frac{KG}{CM^2}$
przechodząc kolejno przez wartości pośrednie $61,84$;
 $102,74$ i t.d. podane zresztą na wykresie w podobny spo-
sób, jak dla dwóch pierwszych prób. Dla tych naprężeń
každorazowo określano były wydłużenia ogólne, trwałe i
sprężyste, odpowiednio wykreślone w postaci krzywych
 $-\epsilon_0 - \epsilon_{0g}$, $-\epsilon_t - \epsilon_{tg}$ oraz $0\epsilon_{sg}$ w III ćwiartce wykresu.
I w danym wypadku próba pierwotna ujawnia nader niezna-
czną granicę sprężystości pierwotną K_{sz} , która jednak
znacznie się podniosła dla próby powtórnej, w taki sam
sposób wykresowo uwidocznionej w ćwiartce IV, gdzie,
jak widzimy, mamy nową granicę sprężystości, sięgającą
do $400 \frac{KG}{CM^2}$.

Wyznaczone wyżej obie wtórne granice sprężystości
dają zakres stosowalności rozpatrywanego żeliwa; bieg
linji wykresu wyraźnie KRZYWYCH świadczy ponadto, że
rozpatrywany materiał NIE ULEGA PRAWU HOOKE'A, jak, daj-
my na to, ŻELAZO ZLEWNE lub STAL, dla których linje wy-
kresu są proste.

Mimo to żelazo zlewne i stal również wykazują sto-
sunkowo NIEZNACZNĄ PIERWOTNĄ GRANICĘ SPRĘŻYSTOŚCI, którą
jednakowoż podnosi się nieraz nader wysoko przy ponawia-
niu próby.

W ten sam zupełnie, czysto doświadczalny sposób, mo-
żemy łatwo stwierdzić również i następujące prawo, znan-
ne jako:

DRUGIE PRAWO BAUSCHINGERA. PRZEZ PONAWIANIE OBCIĄ-
ŻEŃ RÓWNOMIERNIE ROSNĄCYCH, A ZMIENNYCH W PEWNYCH NIE-
ZNACZNYCH GRANICACH, CIAŁA PIERWOTNIE LI TYLKO CZĘŚCIOWO
SPRĘŻYSTE STAJĄ SIĘ DOSKONAŁE SPRĘŻYSTEMI W TYCH GRANI-
CACH.

Ponadto poddając ciało działaniu naprężeń rozciąga-
jących nieco wyższych od pierwotnej granicy sprężystości,
tym samym podnosimy tę granicę, ale wzamian zniżamy gra-
nicę sprężystości dla naprężeń ściskających, a więc od-
wrotnego znaku. Tak samo również poddając ciało działaniu
naprężeń ściskających nieco wyższych od pierwotnej gra-
nicy sprężystości - podwyższamy tę granicę, ale obniżamy
granicę sprężystych naprężeń rozciągających, a więc znów
odwrotnego znaku. Stąd mamy:

TZRECIE PRAWO BAUSCHINGERA. NAPRĘŻENIA ROZCIĄGAJĄCE LUB
ŚCISKAJĄCE, PRZEKRACZAJĄCE ODNOŚNĄ GRANICĘ SPRĘŻYSTOŚCI
PIERWOTNĄ, OBNIŻAJĄ GRANICĘ SPRĘŻYSTYCH NAPRĘŻEŃ ODWROT-
NEGO ZNAKU NIERAZ AŻ NAWET DO ZERA, I TO W SPOSÓB TRWAŁY
PONIEWAŻ WYWOŁANE OBNIŻENIE NIE GINIE Z CZASEM SAMO PRZE-
SIĘ.

W ten sposób obniżona granica sprężystości może być
znowu podwyższona, jak tego dowodzi następujące:

CZWARTE PRAWO BAUSCHINGERA. OBNIŻONA SZTUCZNIE GRANICA
NAPRĘŻEŃ SPRĘŻYSTYCH PRZEZ DZIAŁANIE NAPRĘŻEŃ RÓŻNEGO
ZNAKU, MOŻE BYĆ ZNOWU PODWYŻSZONA PRZEZ RÓWNOMIERNIE RO-
SNĄCE, A STAŁE POMIĘDZY ROZCIĄGANIEM A ŚCISKANIEM FALUJĄ-
CE OBCIĄŻENIA, JEDNAK TYLKO DO PEWNEJ GRANICY, NIERAZ

ZNACZNIE NIŻSZEJ OD PIERWOTNEJ GRANICY SPRĘŻYSTOŚCI OBNIŻONEJ SZTUCZNIE.-

Widzimy stąd, że granice sprężystości pierwotna, a nawet i wtórna nie są bynajmniej STAŁE dla każdego tworzywa. Nie mogą być zatem brane wyłącznie pod uwagę przy wyznaczaniu wartości R_p oraz R_n , zbyt bowiem na nie wpływa rodzaj obciążenia tworzywa, a zwłaszcza częstotliwość ponawiania obciążeń. Aby więc ostatecznie ustalić skrajne dopuszczalne wartości naprężeń rozciągających i ściskających należy poznać

§ 18 PRAWA WOEHLLERA.

W 1870 roku Woehler podał wyniki swych prób wytrzymałościowych dla stali i żelaza różnorodnie obciążanych. Doświadczenia prowadzone były w następujący sposób: próbki ŻELAZNE KUTE LUB STALOWE poddawane były OBCIĄŻENIOM I, II i III. Każdorazowo ściśle wyznaczaną była wartość naprężenia skrajnego materiału próbki $K_I, K_{II} : K_{III}$, przy której próbka ulegała zniszczeniu na tle działania odpowiednich obciążeń I, II i III. A zatem K_I oznacza skrajną wartość naprężenia, odpowiadającą pęknięciu próbki pod obciążeniem trwałem, kiedy na próbkę działają siły zewnętrzne niezmiennego natężenia jednorazowo przyłożone; z kolei K_{II} oznacza skrajną wartość naprężenia, przy którym próbka, ulegając obciążeniu II, po dostatecznie wielkiej liczbie pełnych obciążeń, oraz mniej lub więcej zupełnych odciążeń próbki naprzemian po sobie idących. Wreszcie K_{III} oznacza skrajną wartość naprężenia, przy której następuje

pęknięcie próbki pod jarzmem obciążenia III po dostatecznie wielkiej liczbie falowań obciążenia w granicach skrajnych natężeń różnych znaków. Doświadczenia te dotyczyły wszelkich typów odkształceń prostych i dały dosyć zgodne wyniki, sprawdzone później przez Bauschingera i przezeń wypowiedziane w następującej postaci:

PIĄTE PRAWO BAUSCHINGERA - WOHLERA. TWORZYWO WYTRZYMUJE DOWOLNIE WIELKĄ ILOŚĆ FALOWAŃ OBCIĄŻENIA W GRANICACH SKRAJNEGO NATĘŻENIA I ZUPEŁNEGO ODCIĄŻENIA, O ILE POWSTAJĄCE PRZY TEM NAPRĘŻENIA NIE PRZEKRACZAJĄ PIERWOTNEJ GRANICY SPRĘŻYSTOŚCI TWORZYWA, A SAMO TWORZYWO NIE MA WAD WEWNĘTRZNYCH.

SZÓSTE PRAWO BAUSCHINGERA - WOHLERA. TWORZYWO WYTRZYMUJE DOWOLNIE WIELKĄ ILOŚĆ FALOWAŃ OBCIĄŻENIA W GRANICACH ZUPEŁNEGO ODCIĄŻENIA ORAZ SKRAJNEGO NATĘŻENIA SIŁ ODKSZTAŁCAJĄCYCH, WYWOŁUJĄCYCH NAPRĘŻENIA WYŻSZE OD PIERWOTNEJ GRANICY SPRĘŻYSTOŚCI TWORZYWA, O ILE NASTĄPI SAMOCZYNNE PODWYŻSZENIE GRANICY SPRĘŻYSTOŚCI PONAD POZIOM NAPRĘŻEŃ; W PRZECIWNYM BOWIEM WYPADKU TWORZYWO ULEGA ZNISZCZENIU PO PEWNEJ, NIERAZ JEDNAK BARDZO WIELKIEJ LICZBIE FALOWAŃ.

Widzimy stąd, że zwiastunem i zarodkiem zniszczenia jawi się odkształcenie trwałe niesprężyste, nawet znikomo małe. Tego rodzaju odkształcenia, nieszkodliwe dla tworzyw trwale obciążonych, stanowią groźne niebezpieczeństwo dla ciał obciążonych siłami o natężeniu zmiennem, ponieważ KAŻDA FALA OBCIĄŻENIA DORZUCA NOWE ODKSZTAŁCENIA TRWAŁE, które narastają w końcu do granic nadmiernych i wywołują znisz-

czenie tworzywa. DLA OBCIĄŻEŃ ZMIENNYCH WINNIŚMY WIĘC STAŁE POZOSTAWAĆ W DZIEDZINIE ODKSZTAŁCEŃ SPRĘŻYSTYCH -

- Wszelkie wyłamanie się z pod tego prawa tem prędzej sprowadza zniszczenie IM WIĘKSZA JEST LICZBA FALOWAŃ OBCIĄŻENIA I WIĘKSZA RÓŻNICA SKRAJNYCH NATĘŻEŃ SIŁ ODKSZTAŁCAJĄCYCH. Ta różnica jest niewątpliwie NAJWIĘKSZA DLA OBCIĄŻENIA III, A NAJMNIEJSZA DLA I, to też jest zupełnie zrozumiałem, że WOEHLER OTRZYMAŁ STOSUNEK DOŚWIADCZALNY

$$K_I : K_{II} : K_{III} = 3 : 2 : 1$$

prawie jednakowy dla wszystkich rozpatrywanych tworzyw.

Jeżeli więc oznaczmy przez K SKRAJNE DOPUSZCZALNE NAPRĘŻENIE TWORZYWA, POZOSTAJĄCEGO POD JARZMEM OBCIĄŻENIA I TO W WYPADKU OBCIĄŻENIA, II SKRAJNEM NAPRĘŻENIEM DOPUSZCZALNEM WINNO BYĆ $\frac{2}{3} K$, a W WYPADKU OBCIĄŻENIA III - $\frac{1}{3} K$.

Dosyć jest więc określić K dla obciążenia I, aby otrzymać pozostałe wartości skrajnych naprężeń dopuszczalnych dla obciążeń II i III. Ponieważ przy próbach wytrzymałościowych mamy zazwyczaj do czynienia z obciążeniem I, możemy więc w ten sposób z całą pewnością wyznaczyć zakres stosowności dla danego tworzywa, podając odpowiednie wartości współczynników K . Dla sił rozciągających i ściskających będą to współczynniki K_t i K_n .

Ponadto należy zawsze ustalić, czy rozpatrywane tworzywo ulega prawu Hooke'a w tej dziedzinie, a to najłatwiej uczynić można, wyznaczwszy współczynniki α lub E ze wzoru $\epsilon = \alpha t$. Rozpatrzmy więc:

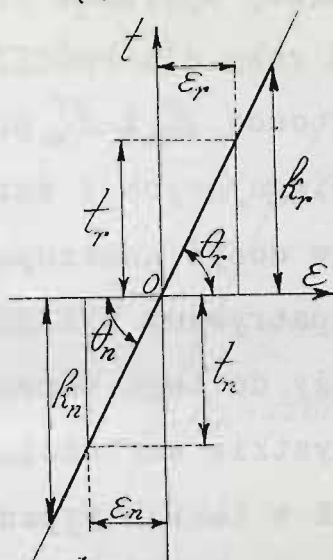
§ 19. WYZNACZANIE WARTOŚCI WSPÓŁCZYNNIKÓW α i E z

WYKRESÓW WYTRZYMAŁOŚCIOWYCH.

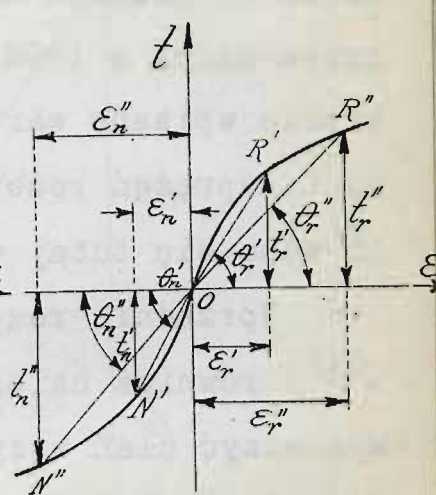
W tym celu bierzemy pod uwagę wykres, jednoczący dziedziny rozciągania i ściskania aż po skrajne naprężenia k_r i k_n /rys. 80/.

Dla tworzyw zachowujących się podług prawa HOOKE'A krzywa wykresu będzie linią prostą i dla JAKIEGOKOLWIEK ϵ_r lub ϵ_n , PRZYNALEŻNEGO DO t_r lub t_n będziemy mieli:

RYS. 80.



RYS. 81.



$\epsilon_r = \alpha_r t_r$; $\epsilon_n = \alpha_n t_n$ skąd: wobec $\alpha_r = \frac{1}{E_r}$, oraz $\alpha_n = \frac{1}{E_n}$ mamy bezpośrednio

$$E_r = t_r : \epsilon_r = \operatorname{tg} \theta_r \quad \text{oraz podobnie}$$

$$E_n = t_n : \epsilon_n = \operatorname{tg} \theta_n \quad - \text{co umożliwia wyznaczenie}$$

α_n, α_r lub E_r, E_n .

Dla żelaza kutego i stali, oraz wielu innych tworzyw ulegających prawu HOOKE'A, zazwyczaj mamy $\alpha_r = \alpha_n = \alpha$ oraz $E_r = E_n = E$.

Inaczej rzecz się ma, gdy tworzywo nie ulega prawu Hooke'a w granicach stosowności praktycznej, wtedy bowiem krzywa wykresu nie jest już linią prostą - możemy więc wyznaczyć dla punktów $R', R'', \dots, N', N'', \dots$ /rys. 81/ kąty odpowiednie $\theta_r', \theta_r'', \dots, \theta_n', \theta_n'', \dots$ wtedy wobec $\epsilon_r' = \alpha_r' t_r', \epsilon_r'' = \alpha_r'' t_r'', \dots, \epsilon_n' = \alpha_n' t_n', \epsilon_n'' = \alpha_n'' t_n'', \dots$

mamy odpowiednio:

$$\begin{aligned} E_r' = 1 : \alpha_r' &= \lg \theta_r', & E_r'' = 1 : \alpha_r'' &= \lg \theta_r'', \\ E_n' = 1 : \alpha_n' &= \lg \theta_n', & E_n'' = 1 : \alpha_n'' &= \lg \theta_n'', \end{aligned}$$

WSPÓŁCZYNNIKI zatem α i E SĄ TU ZMIENNE, jak to zresztą widać na podanym niżej wykresie /rys. 82/, otrzymanym przez BACHA w 1897 roku dla PRÓBKII MARMUROWEJ. Na tym wykresie wpisano wartości E_r i E_n przynależne do poszczególnych naprężeń rozciągających i ściskających. Widzimy, że E waha się tutaj w dosyć znacznych granicach.

Uprzednio rozpatrywany WYKRES PRÓBKII ŻELIWNEJ /rys.

79/ również należy do tego samego typu. Moglibyśmy więc wyznaczyć dlań wszystkie wartości E w zależności od naprężeń. Czasami jednak w takich wypadkach stosują PRAWO SCHÜLE-BACHA, WYZNACZAJĄCE ZALEŻNOŚĆ POMIĘDZY ODKSZTAŁCENIEM A NAPRĘŻENIEM W POSTACI $\epsilon = \alpha t_z^m$, gdzie $m \neq 1$. Za pomocą tego nowego prawa, będącego poniekąd uogólnieniem prawa HOOKE'A, możemy wyznaczyć krzywe wykresu wytrzymałościowego z wystarczającą dokładnością. Tak na przykład dla wykresu /rys. 79/ mamy wzór $\epsilon = \frac{1}{1338000} t_z^{1,083}$ dla KRZYWEJ

$$OE_{s2} \text{ ćwiartki II oraz } \epsilon = \frac{1}{1043000} t_z^{1,035} \text{ dla krzywej}$$

$$OE_{s4} \text{ ćwiartki IV. Te wzory dają dużą dokładność, nie są}$$

jednak chętnie stosowane wobec utrudnień matematycznej natury, jakie wnikają wzory wytrzymałości przy wszelkiem m różnem od jedności. Wygodniej przeto jest stosować ZWYKŁY WZÓR $\epsilon = \alpha t$ i w tych wypadkach, WYZNACZAJĄC CAŁY SZEREG WARTOŚCI WSPÓŁCZYNNIKA α , dla poszczególnych dziedzin wykresu.

W KURSIE ĆWICZEŃ

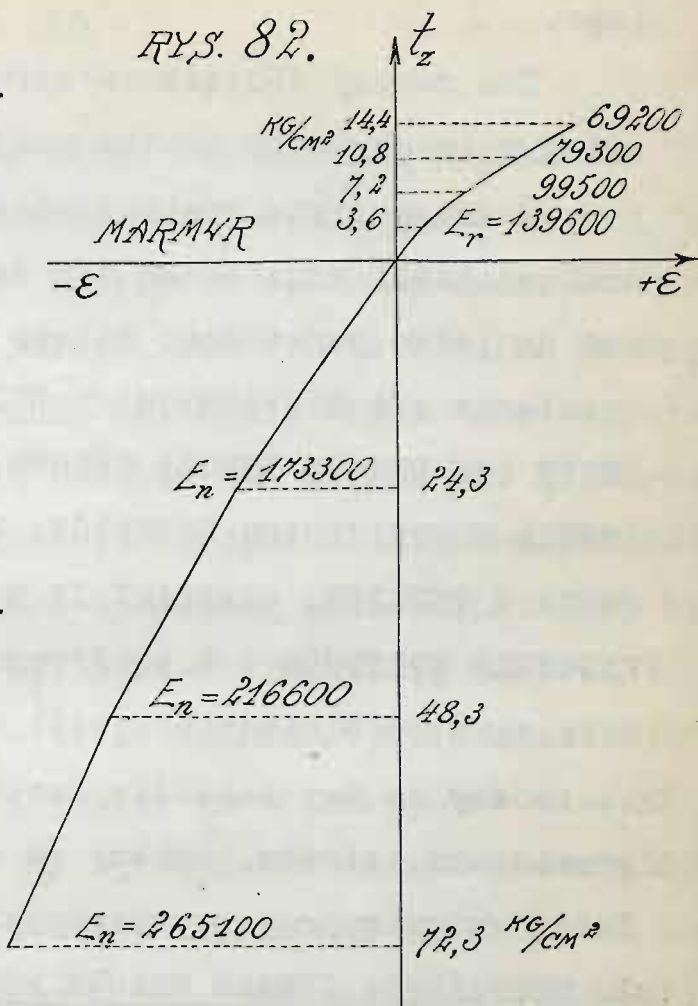
podajemy obszerne tablice współczynników wytrzymałościowych wszelkiego rodzaju dla tworzyw częściej stosowanych w technice tu, u nas w kraju. Obecnie kończymy teorię ściskania i rozciągania i rozpatrujemy jej zastosowania. Przedewszystkiem bierzemy pod uwagę

§ 20. OBCIĄŻENIE

RZECZYWISTE PRĘTÓW ROZCIĄGANYCH I ŚCISKANYCH.

Wyżej rozpatrywane obciążenia prętów prostych rozciąganych lub ściskanych trudno dają się urzeczywistnić w życiu codziennem - zazwyczaj bowiem poddajemy pręt prosty działaniu dwóch sił równych a skierowanych przeciwnie wzdłuż osi pręta podłużnej. Siły te, przyłożone do środków ciężkości obu den mogą być skierowane wewnątrz lub nazewnątrz pręta; w pierwszym wypadku pręt jest ściskany, w drugim - rozciągany. W razie kolejnego następstwa obu sposobów obciążenia będziemy mieli do czynienia z obciążeniem wahliwym typu trzeciego. Wszystkie tylko co wymienione rodzaje obciążeń nazywamy krótko OBCIĄŻENIAMI OSIOWEMI pręta pros-

RY. 82.



tego.

Ten rodzaj obciążenia sprowadza się wprawdzie do R_z sił przyłożonych do środka masy jakiegokolwiek przekroju poprzecznego pręta, natomiast siły R_z działają jeno na drobne ilości cząsteczek obu den pręta - teoretycznie nawet na jeden punkt dna; należy więc, o ile się to da, działanie sił SKUPIONYCH R_z ROZPROWADZIĆ NA CAŁĄ POWIERZCHNIĘ OBU DEN ZA POMOCĄ CELOWO ZBUDOWANYCH UCH, HAKÓW LUB INNYCH ODPOWIEDNICH UCHWYTÓW. W TYM CELU ZAWIJAMY KOŃCE PRĘTA W PĘTLICE, OSADZAMY JE W MUFY, DAJEMY PODSTAWY I KAPITELE KOLUMNOM i t.p. Przypuśćmy więc, żeśmy w jakikolwiek sposób ujednolitali obciążenie pręta wewnętrzne i chcemy na tej zasadzie zastosować doń wzory wyżej wprowadzone, słowem, chcemy go obliczyć wytrzymałościowo. Tutaj rozpatrujemy przedewszystkiem:

A. OBCIĄŻENIA TRWAŁE OSIOWE PRĘTÓW PROSTYCH siłami o niezmiennem obciążeniu. Może się przytem okazać, że

WOBEC WYSOKIEJ WARTOŚCI SIŁ OSIOWYCH ODKSZTAŁCAJĄCYCH Z GÓRY MOŻEMY POMINĄĆ WAGĘ WŁASNĄ PRĘTA OBCIĄŻONEGO. W danym wypadku położenie pręta nie gra żadnej roli i dwie równe a przeciwnie skierowane SIŁY OSIOWE STAŁE P jednakowo niewątpliwie działają na pręt prosty pionowy, poziomy, czy skośny, skoro nie wchodzi w grę jego waga własna. Zazwyczaj rozpatrujemy tu dwa wypadki, kiedy:

1-o PRZEKRÓJ POPRZECZNY PRĘTA JEST STAŁY I RÓWNY

$f_0 \text{ cm}^2$ Mamy więc dla każdego przekroju poprzecznego

$$t_z = R_z : f_0 \text{ kg/cm}^2. \quad \text{Ponieważ } R_z = P = \text{STAŁEJ, prze-}$$

to CAŁY PRĘT JEST WEWNĄTRZ ZUPEŁNIE JEDNOSTAJNIE OBCIĄŻO-

NY.

Wyznamy z tablic KURSU ĆWICZEŃ DLA OBCIĄŻENIA "I" skrajne naprężenia dopuszczalne $R_r = R_r: f_r$ lub $R_n = R_n: f_n$. Dla uniknięcia ciągłego omawiania będziemy nadal pisali wprost R , każdorazowo POMNĄC, że $R = R_r$ w WYPADKU ROZCIĄGANIA, oraz $R = R_n$ w WYPADKU ŚCISKANIA PRĘTA. Stąd wypływa bezpośrednio, że t_z NIE POWINNO BYĆ WYŻSZE OD $R^{1/2}$. Gdy $t_z = R$ - PRĘT JEST NALEŻYCIIE OBCIĄŻONY WYTRZYMAŁOŚCIOWO, bo wytrzymałość jego jest wyczerpana w stopniu z góry wyznaczonym, GDY $t_z < R$ PRĘT JEST ZBYT SOWICIE ZBUDOWANY, wreszcie GDY $t_z > R$ - WYTRZYMAŁOŚĆ PRĘTA UWAŻANA BYĆ MÓŻE ZA NIEDOSTATECZNĄ, i lepiej go w ten sposób nie obciążać. Ponieważ $f_0 = R_z: t_z = P: t_z$, zatem czysto oszczędnościowe względy wskazują WYBÓR JAKNAJWIĘKSZEGO t_z , co też czynimy zazwyczaj, biorąc $t_z = R$. Zatem STAŁY PRZEKRÓJ PO PRZECZNY PRĘTA wyznaczy się w postaci

$$f_0 = P: R \text{ cm}^2.$$

DŁUGOŚĆ PRĘTA ODKSZTAŁCONEGO l wyznaczymy z łatwością, mierząc jego DŁUGOŚĆ PIERWOTNĄ l_0 . Wtedy

$$\{l - l_0\}: l_0 = \varepsilon,$$

gdzie

$\varepsilon = \alpha t_z = \alpha P: f_0$. Ponieważ przy ściskaniu pręta $l < l_0$ a przy rozciąganiu $l > l_0$, przeto w pierwszym wypadku $\varepsilon < 0$ a w drugim $\varepsilon > 0$. Należy więc SIŁOM P ŚCISKAJĄCYM PRZYPISYWAĆ WARTOŚĆ UJEMNĄ, A ROZCIĄGAJĄCYM - DODATNIĄ, zawsze więc i nadal pamiętać będziemy, że siły odkształcające mogą być $P \geq 0$. TUTAJ więc $l = l_0(1 + \varepsilon) = l_0[1 + \alpha P: f_0]$ - cm.

Wobec stałej wartości P i t_z jest stałe, spotykamy t

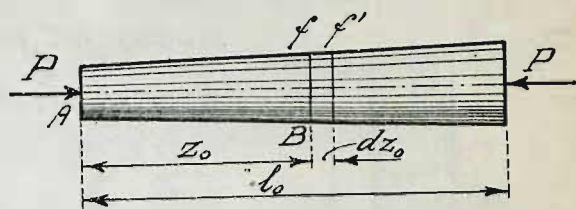
więc po raz pierwszy przykład CIAŁA WYTRZYMAŁOŚCI STAŁEJ, które określamy, jako PRĘT PROSTY, OSIOWO TRWALE OBCIĄŻONY, A UJAWNIAJĄCY JEDNOSTAJNĄ WARTOŚĆ NAPRĘŻENIA t_z . Ciałem stałej wytrzymałości nie będzie już zatem PRĘT NIEWAŻKI, TRWALE OSIOWO OBCIĄŻONY, GDY JEGO:

2-o PRZEKRÓJ POPRZECZNY JEST ZMIENNY I RÓWNY $f \text{ cm}^2$ W ODLEGŁOŚCI Z_0 OD JEDNEGO Z DEN PRĘTA NIEODKSZTAŁCONEGO. I tu również mamy: $R_z = P = \text{STAŁEJ}$, lecz otrzymane stąd naprężenie $t_z = R_z : f = P : f \text{ kg/cm}^2$ NIE JEST WIELKOŚCIĄ STAŁĄ, lecz zmienia się wzdłuż pręta wraz z f , przyczem niewątpliwie WARTOŚĆ NAJWYŻSZA NAPRĘŻENIA $t_{z \text{ MAX.}}$ PRZYNALEŻY DO NAJMNIEJSZEGO PRZEKROJU $f_{\text{MIN.}}$, bo $t_{z \text{ MAX.}} = P : f_{\text{MIN.}}$. CZYNIĄC $t_{z \text{ MAX.}} = k$, MAMY DLA WSZYSTKICH INNYCH PRZEKROJÓW POPRZECZNYCH $t_z < k$. WYMIAR $f_{\text{MIN.}}$, czyli tak zwany PRZEKRÓJ NIEBEZPIECZNY WYZNACZYMY ZE WZORU POWYŻSZEGO, PI-SZĄC $f_{\text{MIN.}} = P : k \text{ cm}^2$.

W danym wypadku, wobec ZMIENNOŚCI PRZEKROJÓW POPRZECZNYCH PRĘTA, WYDŁUŻENIE ε NIE BĘDZIE STAŁE WZDŁUŻ PRĘTA, A ZMIENNE, ponieważ $\varepsilon = \alpha t_z = \alpha P : f$. Oznaczmy przez dz ODKSZTAŁCONĄ ODLEGŁOŚĆ DWÓCH SĄSIEDNICH PRZEKROJÓW POPRZECZNYCH, PIERWOTNIE ODLEGŁYCH OD SIEBIE o dz_0 , wtedy $\varepsilon = [dz - dz_0] : dz_0 = \delta z : dz_0$, skąd bezpośrednio $\delta z = \varepsilon dz_0 = [\alpha P : f] dz_0$. DODAJĄC WYDŁUŻENIA dz WZDŁUŻ Z_0 , otrzymujemy WYDŁUŻENIE CZĘŚCI AB PRĘTA $\int_{Z_0}^Z P \frac{dz_0}{f}$, A WYDŁUŻENIE CAŁEGO PRĘTA BĘDZIE $\Delta Z = \int_0^L P \frac{dz_0}{f}$, gdzie przez L oznaczyliśmy DŁUGOŚĆ PIERWOTNĄ PRĘTA, a f jest wyrażone W ZALEŻNOŚCI OD Z_0 /rys. 83/. Gdy obciążenie nie

przekracza granicy dla odkształceń proporcjonalnych współczynnik α POSIADA WARTOŚĆ STAŁĄ, możemy więc napisać $\Delta Z = \alpha P \int_0^{l_0} \frac{dz_0}{f}$ stąd ODKSZTAŁCONA DŁUGOŚĆ PRĘTA

rys. 83.



$$l = l_0 + \Delta Z = l_0 \left\{ 1 + \frac{\alpha P}{l_0} \int_0^{l_0} \frac{dz_0}{f} \right\}.$$

Widzimy więc, że w danym wypadku zaledwie jeden jedyny przekrój f_{min} jest wyzyskany wytrzymałościowo: POZOSTAŁE SĄ ZBYT SOWITE, ciało jest przeładowane materiałem, budowa się jego jest nieoszczędna. Należy zatem unikać tego rodzaju ogniw, każdorazowo stosując pręty o przekroju stałym.

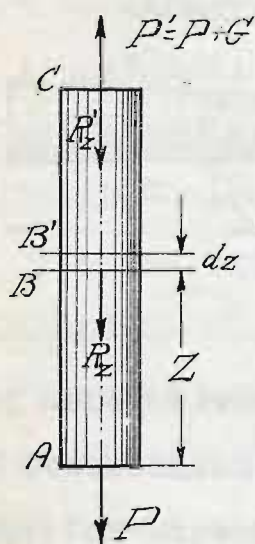
Z kolei może się znowu okazać, że:

B. WAGĘ WŁASNĄ PRĘTA NALEŻY PRZYJĄĆ POD UWAGĘ: W danym wypadku, prócz układu sił zewnętrznych mamy tu jeszcze siły ciężkości, które łącznie z siłami zewnętrznymi P , mogą być dla jakiegokolwiek przekroju poprzecznego sprowadzone do wypadkowej R_z , leżącej na podłużnej osi pręta li tylko wyłącznie wtedy, gdy PRĘT JEST USTAWIONY PIONOWO, co zresztą jest zupełnie zrozumiałe samo przez się. I tutaj znowu rozpatrujemy wypadek, kiedy:

1-o. PRZEKRÓJ POPRZECZNY PRĘTA JEST STAŁY I RÓWNY

$f_0 \text{ cm}^2$. Weźmy pod uwagę przekrój B , odległy od dolnego dna pręta odkształconego o Z /rys. 84/. Na dno A pręta działa siła osiowa $P \geq 0$, na dno górne odwrotnie skierowana siła P' . Obciążenie przekroju B składa się więc z si-

RYS. 84.



ły P oraz wagi części AB pręta, to jest z siły dodatkowej G_{AB} . Obie te siły sprowadzamy do wypadkowej R_z , przyłożonej do środka ciężkości przekroju B , przyczem

$$R_z = P + G_{AB}.$$

Niech odkształconej długości Z odpowiada długość nieodkształcona Z_0 ; oznaczając przez f_0 CIĘŻAR WŁAŚCIWY MATERJAŁU PRĘTA NIEODKSZTAŁCONEGO W KILOGRAMMACH NA CENTYMETR SZEŚCIENNY, mamy $G_{AB} = f_0 Z_0 f_0$.

Dla górnego dna pręta będziemy mieli $G_{AC} = G = f_0 l_0 f_0$, gdzie l_0 oznacza PIERWOTNĄ NIEODKSZTAŁCONĄ DŁUGOŚĆ PRĘTA W CM., a G JEGO WAGĘ W KLGM. Stąd wypadkowa, przyłożona do górnego dna pręta $R_z' = P + G$. Siła ta równoważy siłę P' obciążenia zewnętrznego, działającą na górne dno pręta - przeto $P' = P + G$. - stanowi warunek równowagi pręta ODKSZTAŁCONEGO, co zresztą można przewidzieć było i wprost bezpośrednio. NAPRĘŻENIE, PANUJĄCE W PRZEKROJU B będzie

$$t_{zB} = \frac{R_z}{f_0} = \frac{P}{f_0} + f_0 Z_0. \quad \text{A DLA GÓRNEGO DNA}$$

$$t_{zC} = \frac{P}{f_0} + l_0 f_0, \quad \text{podczas gdy u spodu pręta, a więc dla dna dolnego } t_{zA} = \frac{P}{f_0}. \quad \text{W WYPADKU ROZCIĄGANIA, KIEDY}$$

$P > 0$ NAJWYŻSZE NAPRĘŻENIE PANOWAĆ BĘDZIE niewątpliwie W PRZEKROJU GÓRNYM, GDZIE $t_z = t_{zC} = \frac{P}{f_0} + l_0 f_0 = t_{z \text{ MAX}}$; należy więc tutaj uczynić $t_{z \text{ MAX}} = k_r$. ABY WSZĘDZIE BYŁO $t_z \leq k_r$. PRZEKRÓJ NIEBEZPIECZNY LEŻY WIĘC U DNA GÓRNEGO; Równanie $k_r = \frac{P}{f_0} + f_0 l_0$ wyznacza jego wartość $f_0 = \frac{P}{k_r - f_0 l_0}$ cm.

Tylko co rozpatrywany wypadek $P > 0$ dotyczy obciążenia rozciągającego, bo wtedy siła P jest jednego znaku z G , i tu możemy, jak poprzednio napisać $\delta Z = \varepsilon dz_0$, rozpatrując PRZEKRÓJ B' ODLEGŁY OD B o dz , KTÓRA TO ODLEGŁOŚĆ PRZED ODKSZTAŁCENIEM WYNOŚIŁA PIERWOTNIE dz_0 , przyczem $\delta Z = dz - dz_0$. Wobec $\varepsilon = \alpha t_z$ mamy tutaj $\delta Z = \alpha \frac{P}{f_0} dz_0 + \alpha \gamma Z_0 dz_0$. JEST TO WYDŁUŻENIE; dodając WYDŁUŻENIA δZ wzdłuż całego pręta otrzymujemy WYDŁUŻENIE PRĘTA ODKSZTAŁCONEGO $\Delta Z = \int_0^{\ell_0} [\alpha \frac{P}{f_0} + \alpha \gamma Z_0] dz_0$, gdzie przez ℓ_0 oznaczyliśmy PIERWOTNĄ DŁUGOŚĆ PRĘTA NIEODKSZTAŁCONEGO. Gdy rozciąganie nie wykracza poza granicę odkształceń proporcjonalnych, współczynnik α MA WARTOŚĆ STAŁĄ, możemy więc napisać $\Delta Z = \alpha \frac{P \ell_0}{f_0} + \gamma \alpha \frac{\ell_0^2}{2} = = \frac{\alpha \ell_0}{f_0} [P + \frac{1}{2} \gamma \ell_0 f_0] = \frac{\alpha \ell_0}{f_0} [P + \frac{1}{2} G]$. ~

W wypadku rozciągania, pręt o stałym przekroju nie jest więc ciałem równej wytrzymałości.

Tylko co wyprowadzone wzory dotyczą również wypadku, kiedy $P < 0$. Tutaj wobec RÓŻNEGO ZNAKU sił P i G MOŻE SIĘ OKAZAĆ, iż dla pewnej wartości $Z = Z_K$, przynależnej do przekroju K , będzie $\frac{P}{f_0} + \gamma Z_K = 0$, a wtedy naprężenie, panujące w tym przekroju $t_{Z_K} = \frac{P}{f_0} + \gamma Z_0$ będzie RÓWNE ZERU - cały zaś przekrój będzie ODCIĄŻONY. Zazwyczaj przekrój odciażony, gdzie panują naprężenia równe zeru, nazywamy PRZEKROJEM OBOJĘTNYM.

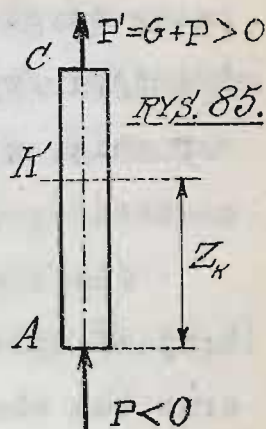
Dla wszelkiej wartości $Z_1 > Z_K$, to jest dla przekrojów leżących powyżej K , będziemy mieli $t_{Z_1} > 0$, natomiast dla wszelkiego $Z_2 < Z_K$, to jest dla przekro-

jów leżących poniżej przekroju obojętnego, będzie $\frac{\Delta Z}{Z_0} < 0$: PRĘT ŚCISKANY W DOLNEJ SWEJ CZĘŚCI AK BĘDZIE ROZCIĄGANY W GÓRNEJ KC . Tego rodzaju wypadek zachodzi li tylko wtedy, gdy przekrój obojętny leży pomiędzy A i C , to jest gdy Z_K jest mniejsze od ℓ_0 . Ponieważ $Z_K = P : f \gamma_0$, przeto wobec $Z_K < \ell_0$, mamy $[-P] : f \gamma_0 < \ell_0$ - skąd $-P < G$, bo $f \gamma_0 \ell_0$ - stanowi WAGĘ PRĘTA. Tutaj więc waga pręta musi być większa od siły cisnącej na dolne denko pręta. Wynika stąd, że siła $P' = G + P$ jest dodatnia rozciągająca, a więc skierowana nazewnątrz pręta. Skowem WAŻKI PRĘT ZAWIESZONY ZA DNO GÓRNE, WSPIERA SIĘ PONADTO NA DNIIE DOLNEM. Wobec $G = P' - P$ wnioskujemy, że waga pręta równoważy obie siły P i P' możemy więc ULżyć PODSTAWIE PRĘTA, WIESZAJĄC GO DODATKOWO za dno górne.

Z kolei, gdy $Z_K = \ell_0$, mamy $-P = G$, a więc $P + G = P' = 0$: PRĘT CAŁYM SWYM CIĘŻAREM SPOCZYWA NA PODSTAWIE, wreszcie gdy $Z_K > \ell_0$, wtedy $[-P] : f \gamma_0 > \ell_0$ - skąd $-P > G$ t.j. siła cisnąca na dno pręta jest większa od jego wagi własnej, przeto i $P' = P + G$ jest również ujemne, jak i samo P , a PRĘT NA CAŁEJ SWEJ DŁUGOŚCI - JEST ŚCISKANY. Wyżej wyprowadzony wzór dla ΔZ stosuje się również i do danego wypadku.

Gdy siła P , cisnąca na dno pręta jest WIĘKSZA OD POŁOWY WAGI PRĘTA, wtedy $\Delta Z = \frac{\alpha \ell_0}{f} [P + \frac{1}{2} G] < 0$: PRĘT SKRACA SIĘ pod jarzmem obciążenia; gdy zaś bezwzględna wartość P jest MNIEJSZA od połowy wagi pręta, wtedy $\Delta Z > 0$ - PRĘT WYDŁUŻA SIĘ na tle rozciągającego

działania siły $P' = P + G > 0$ /rys. 85/;
wreszcie, gdy $P + \frac{1}{2}G = 0$, CAŁKOWITA DŁU-
GOŚĆ PRĘTA OBCIĄŻONEGO NIE ULEGA ŻADNEJ
ZMIANIE. Ma to miejsce wtedy, gdy $P = -\frac{1}{2}G$,
a więc również, gdy $P' = G - \frac{1}{2}G = \frac{1}{2}G$,
stad $Z_H = \frac{P}{\rho_0 \gamma_0} = \frac{1}{2} \frac{G}{\rho_0 \gamma_0} = \frac{1}{2} \frac{\rho_0 \gamma_0 l_0}{\rho_0 \gamma_0} = \frac{1}{2} l_0$:
POŁOWA DOLNA PRĘTA JEST ŚCISKANA SIŁĄ



PODPIERAJĄCĄ, podczas gdy POŁOWA GÓRNA JEST ROZCIĄGANA
SIŁĄ P' ZAWIESZENIA PRĘTA. OBA DZIAŁANIA WZAJEMNIE SIĘ
ZNOSZĄ; chcąc więc otrzymać pręt o NIEZMIENNEJ DŁUGOŚCI
ODKSZTAŁCONEJ, należy zawiesić go za dno górne i podry-
wać do góry SIŁĄ RÓWNĄ POŁOWIE JEGO WAGI, a z dołu PRĘT
PODEPRZEĆ. Zazwyczaj jednak waga własna prętów ściska-
nych jest nader nieznaczna w porównaniu do obciążenia
odkształcającego - całe więc powyższe rozpatrywanie nie
wielką ma wartość praktyczną. I w danym wypadku również
pręt o przekroju stałym nie jest ciałem równej wytrzyma-
łości, należy więc wziąć

pod uwagę wypadek, gdy:

2-o. PRZĘKRÓJ POPRZECZNY

PRĘTA JEST ZMIENNY I RÓW-

NY $f_0 \text{ cm}^2$ W ODLEGŁOŚCI

$Z_0 \text{ cm}$ OD DNA PRĘTA NIE

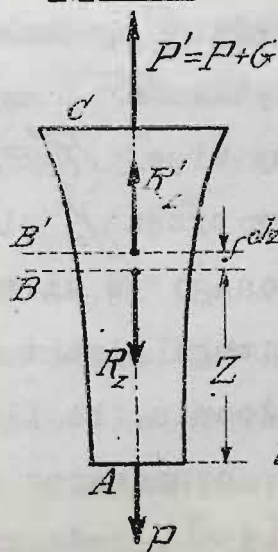
ODKSZTAŁCONEGO, NA KTÓ-

RE DZIAŁA SIŁA ZEWNĘTRZ-

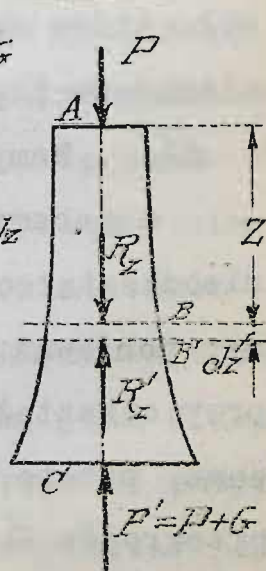
NA P . Dla uniknięcia

powtarzań zbytecznych bie-

RYS. 86.



RYS. 87.



rzemy odrazu pod uwagę PRĘT ROZCIĄGANY /rys. 86/ i ŚCISKANY /rys. 87/. W pierwszym wypadku siła P jest dodatnia, w drugim ujemna - w obu współdziała siłom ciężkości, jak to zresztą widać z rysunku.

Jak w wypadku poprzedzającym rozpatrujemy przekrój B odległy od dna A pręta odkształconego o Z , oraz tuż obok leżący przekrój sąsiedni B' , odległy od B o dZ . Obciążenie zewnętrzne, przyłożone do części AB rozpatrywanego pręta, sprowadzamy do wypadkowej R_z , działającej w środku masy przekroju B , przy-
czem niewątpliwie R_z i P są jednokierunkowe. Stąd wartość jednolitego naprężenia przekroju B wyznaczamy w postaci $\epsilon_z = R_z / f$, gdzie przez f oznaczamy pole przekroju B . —

Aby otrzymać wartość naprężenia w przekroju sąsiednim ponownie wyznaczamy wypadkową R'_z , przyłożoną do środka masy tego przekroju, a skierowaną przeciwnie, niż R_z . Ta siła R'_z jest WIĘKSZA OD R_z , ponieważ do sił, które dały R_z , dochodzą tu jeszcze nowe siły ciężarowe płytki BB' , ograniczonej przekrojami B i B' . Mamy więc $R'_z = R_z + dR_z$. —

Oznaczmy przez γ ciężar właściwy tworzywa pręta nieodkształconego w kilogramach na centymetr sześcienny; ponieważ waga płytki BB' nie mogła ulec zmianie przy odkształceniu, bo ilość cząsteczek pozostała ta sama, przeto, oznaczając przez dZ_0 pierwotną odległość przekrojów B i B' , będziemy mieli wagę płytki BB'

w postaci: $\gamma_0 f_0 Z_0$, czyli że $dR_z = \gamma_0 f_0 dz_0$. —

Z kolei wyznaczamy naprężenia przekroju B' , pisząc $t'_z = R'_z : f'$, gdzie f' oznacza pole przekroju B' . Wobec znikomości dz mamy $t'_z = t_z + dt_z$ oraz $f' = f + df$. Ponieważ $R_z = t_z f$ oraz $R'_z = t'_z f' = (t_z + dt_z)(f + df) = t_z f + f dt_z + t_z df + df dt_z = t_z f + d(t_z f) + df dt_z \cong t_z f + d(t_z f)$, przeto $dR_z = d(t_z f) = \gamma_0 f_0 dz_0$. —

Chcąc w danym wypadku otrzymać ciało stałej wytrzymałości, należy dobrać przekroje poprzeczne w taki sposób, aby t_z miało wszędzie wartość stałą $t_z = k$, a zatem $d(t_z f) = d(kf) = k df = \gamma_0 f_0 dz_0$. Ponadto możemy śmiało napisać, że $df = df_0$ ponieważ niewątpliwie RÓNICA PÓŁ PRZEKROJÓW ZNIKOMO BLIZKICH pręta odkształconego różni się najwyżej o małe wyższych rzędów od różnicy pól tych samych przekrojów pręta nieodkształconego. Stąd wynika $df_0 : f_0 = [\gamma_0 : k] dz_0$. Całkując, mamy tu: $\lg f_0 = \frac{\gamma_0 Z_0}{k} +$ stała, co daje ostatecznie :

$$f_0 = C \cdot e^{[\gamma_0 Z_0 : k]} = C \cdot e^W, \text{ gdzie } W = \gamma_0 Z_0 : k. —$$

Stałą całkowania C wyznaczymy, biorąc pod uwagę obciążenie dna A , gdzie siła P rozłożona być winna na cały przekrój f_A tego dna - stąd $f_A = P : k$. Tę samą wartość otrzymujemy ze wzoru $f_0 = C \cdot e^W$, czyniąc w nim $Z_0 = 0$, co daje $W = 0$ a więc i $f_A = C$. Ostatecznie $f_0 = \frac{P}{k} \cdot e^{[\gamma_0 Z_0 : k]}$. Jest to równanie LINII LOGARYTMICZNEJ, wyznaczające kształt boczny profilu pręta, jako CIAŁA STAŁEJ WYTRZYMAŁOŚCI w danym wypadku. Zarysy te przypominają kształty stalaktytów i stalagmitów pieczar pod-

ziemnych, rzeźbionych ręką przyrody.

I tu, jak pierwej, otrzymujemy wartość siły zewnętrznej P' , przyłożonej do drugiego dna C pręta, pisząc $P' = P + G$, gdzie przez G oznaczyliśmy WAGĘ PRĘTA.

Na zakończenie rozpatrujemy:

B. WYPADKI POWTARZANEGO LUB WAHLIWEGO OBCIĄŻENIA PRĘTÓW ROZCIĄGANYCH LUB ŚCISKANYCH.

Zazwyczaj waga własna bywa tu pomijana wobec dużych wartości sił odkształcających, a pręt używany -
- PROSTY O STAŁYM PRZEKROJU POPRZECZNYM f_0 . Mamy tu

więc gdziekolwiek na dowolnym przekroju poprzecznym $l_z = R_z : f_0$. Wypadkowa R_z winna być wyznaczona dla NAJWYŻSZEJ WARTOŚCI OBCIĄŻENIA, należy więc brać $R_z = P$ dla obu wypadków, gdy siły odkształcające wahają się w granicach sił P różnych znaków, lub też zmieniają się w granicach od zera do $\pm P$. Poniedto czynimy tu $l_z = R$, wyznaczając R z tablic dla "OBCIĄŻENIA II" lub "III".- Stąd przekrój pręta $f_0 = P : R$. —

Tutaj odkształcenia zachodzą okresowo, odpowiednio do działania sił odkształcających. Powodują one DRGANIA CZĄSTECZKOWE o rozległości, którą z łatwością wyznaczyć można, biorąc pod uwagę wartość wydłużenia jednostkowego ϵ , przynależnego do skrajnych natężeń sił odkształcających.

Przykłady i zastosowania praktyczne podanych tu wypadków opracowane są w kursie ĆWICZEŃ, tutaj zaś obecnie należy powiedzieć kilka słów o działaniu ob-

ciężenia na powierzchnię ciała, powodującym tak zwane:

§ 21. ZGNIECENIE POWŁOKI ZEWNĘTRZNEJ CIAŁA OBCIĄŻONEGO.

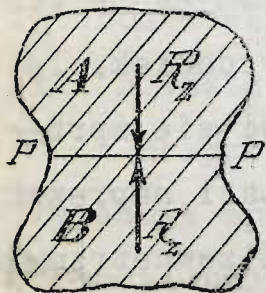
Dotychczas mówiliśmy zwykle o obciążeniu zewnętrznym, nie określając bliżej rodzaju działania sił odkształcających na ciało obciążone. Wiemy z fizyki, że siły mogą działać na dane ciało bezpośrednio przez dotyk dwóch ciał, oraz na odległość, jak magnes na żelazo z oddali, dwa prądy na siebie w dwóch równoległych przewodnikach, lub słońca na planety - działają siłami przyciągającymi. Tego rodzaju wypadki działania na odległość dotychczas jeszcze nie weszły w zakres badań wytrzymałościowych, gdzie rozpatrujemy wyłącznie li tylko oddziaływanie bezpośrednie jednego ciała na drugie przez dotyk.

Wyżej w zagajeniu widzieliśmy, że na tle obciążenia zewnętrznego powstają naprężenia zewnętrzne w powłoce ciała obciążonego siedliskujące, a równoważące siły obciążenia. Właściwiej mówiąc CISNĄCY DOTYK CIAŁA OBCIĄŻAJĄCEGO WYWOŁUJE ODKSZTAŁCENIE POWŁOKI CIAŁA ODKSZTAŁCZONEGO - cząsteczki zewnętrzne uginają się pod naciskiem - wtlaczane są wgłąb ciała, pracując na ściskanie powierzchniowe, czyli na tak zwany docisk, lub ZGNIECENIE. Na tle tego odkształcenia jawi się sprzeciw w powłoce ciała odkształcanego w postaci naprężeń przeciwdziałających siłom dotyku naprężeń zewnętrznych. Gdy te naprężenia zrównoważą nacisk sił odkształcają-

cych, następuje trwały stan równowagi na powierzchni ciała obciążonego; gdy zaś powłoka nie może rozwinąć naprężeń dostatecznych, aby obezwładnić siły gniotące - następuje zniszczenie powłoki zewnętrznej ciała obciążonego - ciało ULEGA ZGNIECENIU, CZYLI ZMIĘCIU CZĄSTECZEK ZEWNĘTRZNYCH, czego należy unikać bezwzględnie.

Niechaj więc DOTYK BEZPOŚREDNI dwóch ciał zachodzi wzdłuż pewnej POWIERZCHNI PŁASKIEJ S , na tle siły ciśnącej R_z , prostopadłej do powierzchni dotyku S ciała ciśnącego, a przyłożonej do środka masy pola S . Wobec ustalonej równowagi odkształconej powstaje w powłoce ciała obciążonego B sprzeciw w postaci siły równej sile R_z . Ta siła sprzeciwu jest prostopadła do wspólnej powierzchni dotyku S obu ciał i przyłożona do środka masy pola S w kierunku przeciwnym kierunkowi siły R_z . W ten sposób powierzchnia dotyku ciał A i B stanowi niejako przekrój PP PŁASKI o dwóch powłokach cząsteczek, przynależnych do dwóch ciał różnorodnych; obie powłoki powiązane są siłami naprężeń międzycząsteczkowych, znoszą-

Rys. 88.



ych się wzajemnie. Choć więc cząsteczki obu powłók przekroju /rys. 88/ są różnorodne, to jednak przekrój płaski PP zachowuje się jak zwykły przekrój ciała odkształconego, a naprężenie, panujące w tym przekroju wyznacza się w postaci $\epsilon_z = R_z : S$. Że istotnie tak jest, przekonywa-

my się, biorąc pod uwagę całkowitą bryłę AB JEDNORODNĄ,

z jednego tworzywa zbudowaną, a obciążoną w przekroju PP siłami R_z ściskającymi. Tutaj w przekroju płaskim PP panować będą naprężenia $\epsilon_z = R_z / S$ - stałe dla całego przekroju, a wartość ich niewątpliwie nie ulegnie zmianie, skoro zmienimy materiał części A , nie zmieniając w niczem jej kształtu ani obciążenia.

Póki w ten sposób wyznaczona wartość ϵ_z^I naprężenia dotyku, nie przekroczy wartości skrajnej naprężenia dopuszczalnego ciskącego, póty zgniecenia powierzchni dotyku obawiać się nie należy. Czynimy więc $\epsilon_z = R_n$ i wyznaczamy R_n - skrajne dopuszczalne naprężenie ciskące z tablic BACHA DLA TWORZYWA MNIEJ WYTRZYMAŁEGO. Skoro więc część A lub B jest stalowa, a druga część żelazna zgrzewna, należy z tablic brać WARTOŚĆ R_n MNIEJSZĄ, WŁAŚCIWĄ ŻELAZU ZGRZEWNEMU, ponieważ zgnieceniu jednakowo mogą ulec oba ciała stykające się wzdłuż powierzchni dotyku. Wypadek tu rozpatrywany stanowi zatem szczególną odmianę ściskania, gdy ciała ciskną na siebie, stykając się wzdłuż płaskiej powierzchni DOTYKU.

Zupełnie inaczej rzecz się ma, gdy powierzchnia dotyku nie jest płaszczyzną; w tym wypadku każdorazowo należy zbadać i wyznaczyć rozkład naprężeń na powierzchni dotyku. Czynimy to zazwyczaj doświadczalnie opierając się na wzorach teoretycznych, a raczej określając doświadczalnie współczynniki tych wzorów. Jako przykład możemy tu przytoczyć prawo STRIBECK'A, oparte na teoretycznych wywodach HERTZ'A. DLA KULEK ODKSZTAŁCONYCH PRZEZ KULKI.

PLYTKI LUB CZARKI WKŁĘSŁE podaje STRIBECK WZÓR: $P = k a l^2$,
dla WALCÓW OKRĄGLYCH ODKSZTAŁCANYCH PRZEZ WALCE RÓWNIŻ
OKRĄGŁE, PŁYTKI PODŁUŻNE LUB KORYTKA OKRĄGŁO - WKŁĘSŁE -
WZÓR: $P = k \cdot l \cdot d$.

W obu tylko co przytoczo-
nych WZORACH:

P - OZNACZA SKRAJNĄ SIŁĘ
CISNĄCĄ - DOPUSZCZALNĄ, W
KILOGRAMACH.

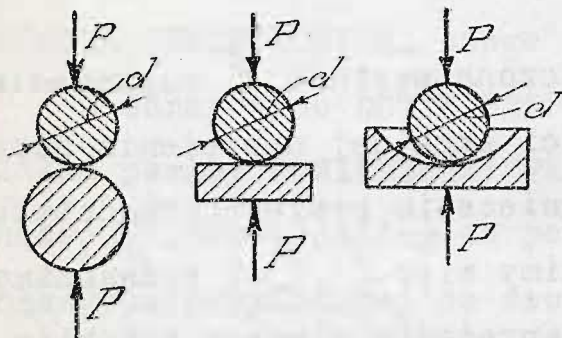
d - ŚREDNICĘ KULKI, WZGLĘD-
NIE ŚREDNICĘ PO-
PRZECZNEGO PRZE-
KROJU WAŁKA KOŁO-
WEGO - W CENTYME-
TRACH.

l - DŁUGOŚĆ WAŁKA
W CENTYMETRACH,
LUB TAKĄŻ DŁUGOŚĆ
PŁYTKI ORAZ NIEC-
KI. Wreszcie

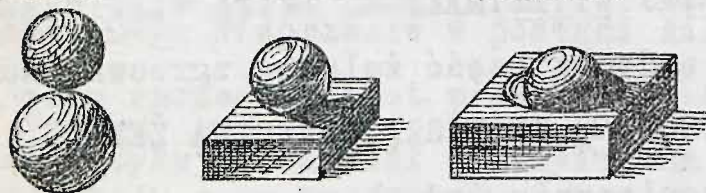
k - współczynnik

doświadczalny, zależny li tylko od kształtu ciał dotyka-
jących się, lecz nie zależny od d ani od l . Współczynnik
 k będzie więc posiadał różne wartości dla wskazanych tu-
taj rodzajów dotyku KULKI DO KULKI /rys.89, rys.90/, KUL-
KI DO PŁYTKI /rys.91, 92/ KULKI DO CZARKI /rys.93-94/,
WAŁKA DO WAŁKA /rys.95/, WAŁKA DO PŁYTKI /rys.96/, wresz-

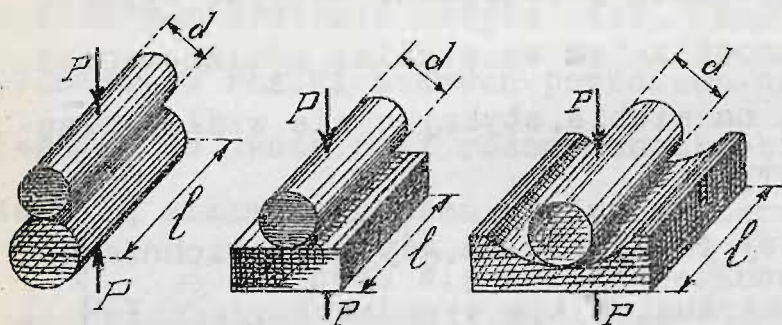
RYŚ. 89. RYŚ. 91. RYŚ. 93.



RYŚ. 90. RYŚ. 92. RYŚ. 94.



RYŚ. 95. RYŚ. 96. RYŚ. 97.



cie WAŁKA DO KORYTKA /rys.97/.

W ostatnich czasach poczęto skrzętnie badać wartości współczynników μ , aby dać wystarczający materiał doświadczalny dla fabryk łożysk kulkowych. Wyczerpująco ten przedmiot opracował WERNER AHRENS w dziele DIE KUGELLAGER.

Mamy tu przykład przekroju o powłokach niejednorodnych; tego rodzaju przekrój będziemy zwać NIEJEDNORODNYM.

Wyżej widzieliśmy, że wzory ogólne zachowują swą moc i dla danego wypadku; inaczej jednak rzecz się ma skoro weźmiemy pod uwagę:

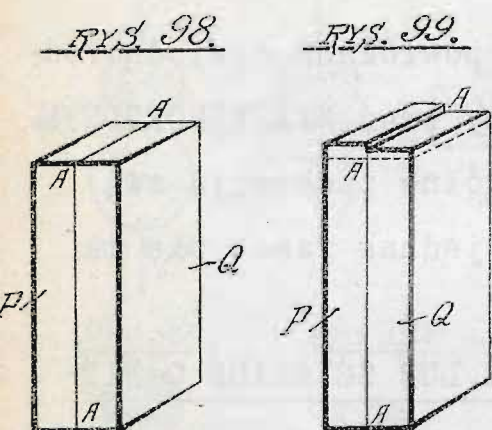
§ 22. PRĘTY PROSTE ROZCIĄGANE, LUB ŚCISKANE O NIEJEDNOLITYM PRZEKROJU POPRZECZNYM.

Przekrój poprzeczny pręta prostego nazywamy NIEJEDNOLITYM, SKORO W POSZCZEGÓLNYCH PUNKTACH PRZEKROJU MATERIAŁ JEST NIEJEDNOLITY WYTRZYMAŁOŚCIOWO. Jako wypadek szczególny przekroju tego rodzaju zaznaczamy przekrój złożony z oddzielnych składowych przekrojów różnych tworzyw, organicznie z sobą powiązanych w jedną całość. Pręt o przekroju niejednolitym wtedy jedynie STANOWI CAŁOŚĆ WEWNĘTRZNIE SPOJONĄ, nie ulegającą zniszczeniu na tle pęknięć międzycząsteczkowych, gdy jego włókna podłużne, równoległe do osi podłużnej pręta zawsze się jednakowo wydłużają pod działaniem czynników energetycznych; TRZEBA WIĘC, ABY WSZĘDZIE NA CAŁEJ DŁUGOŚCI PRĘTA I WE WSZYSTKICH PUNKTACH JAKIEGOKOLWIEK JEGO PRZEKROJU POPRZECZNEGO PŁASKIEGO WYDŁUŻENIA LUB SKRÓCENIA JEDNOSTKOWE ORAZ

WSPÓŁCZYNNIKI ROZSZERZALNOŚCI CIEPLIKOWEJ MIAŁY WARTOŚĆ STAŁĄ DLA KAŻDEGO PRZĘKROJU.

Możemy naprzykład utworzyć pręt o przekroju niejed-
nolitym /rys.98/, łącząc w jakikolwiek trwały sposób dwa
pręty płaskie P i Q , wykonane z materiałów różnorodnych.

Gdy WYDŁUŻENIA LUB SKRÓCENIA
 ϵ oraz WSPÓŁCZYNNIKI ROZSZE-
RZALNOŚCI CIEPLIKOWEJ α_c są
jednakowe dla obu tworzyw,
wtedy pręt w ten sposób wytwor-
zony stanowi całość wewnętr-
nie spojona; w przeciwnym ra-
zie ROZKLEJA SIĘ WZDŁUŻ PO-



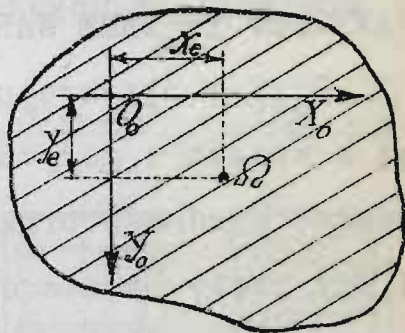
WIERZCHNI STYKU AAA , pod działaniem czynników energe-
tycznych, na tle niejednakowych wydłużeń obu części skła-
dowych P i Q , jak to dostatecznie zresztą wyraźnie za-
znacza rys.99; możemy więc budować tego rodzaju pręty
wyłącznie z tworzyw, dla których ϵ i α_c SĄ JEDNAKOWE DLA
KAŻDEGO PRZĘKROJU POPRZECZNEGO. Przypuśćmy, że to ma
miejsce dla PRĘTA PROSTEGO O PRZĘKROJU WYTRZYMAŁOŚCIOWO
NIEJEDNOLITYM, a WIĘC UJAWNIAJĄCYM NIEJEDNAKOWE WARTOŚCI
WSPÓŁCZYNNIKA WYTRZYMAŁOŚCIOWEGO α DLA POSZCZEGÓLNYCH
PUNKTÓW PRZĘKROJU, i niechaj pręt ten obrany ulega dzia-
łaniu sił zewnętrznych rozciągających, lub ściskających
o wypadkowej R_z , równoległej do osi podłużnej pręta. Po-
nieważ dla wszystkich punktów przekroju obciążonego war-
tości wydłużenia jednostkowego ϵ są niezmiennie i równe

ϵ_0 , zatem w poszczególnych punktach przekroju panować muszą naprężenia niejednakowe: PRZEKRÓJ NIE MOŻE BYĆ JE-DNOSTAJNIE NAPRĘŻONY, co wprost wynika ze wzoru $\epsilon = \alpha t_z = \epsilon_0$. Stąd mamy $t_z = E \cdot \epsilon_0$, co daje $R_z = \int t_z ds = \epsilon_0 \int E ds$.

W ten sposób otrzymujemy wartość siły R_z ; aby z ko-lei wyznaczyć współrzędne x_e, y_e punktu S PRZYŁOŻENIA TEJ SIŁY, obieramy w przekroju pręta rozpatrywanego układ osi OX_0, OY_0 przecinających się /rys. 100/ pod kątem pro-stym w jakimkolwiek punkcie O_0

przekroju. Wtedy $R_z x_e = \int t_z x ds = \epsilon_0 \int x E ds$ oraz $R_z y_e = \int t_z y ds = \epsilon_0 \int y E ds$, skąd otrzymujemy wprost:

RYC. 100.



$$x_e = \frac{\int x E ds}{\int E ds} \text{ oraz } y_e = \frac{\int y E ds}{\int E ds} \text{ WSPÓLRZĘDNE}$$

ŚRODKA SPRĘŻYSTOŚCI PRZEKROJU NIEJEDNOLITEGO. Gdyby rozpatrywany przekrój był jednolity, wtedy E byłoby je-dnakowe dla wszystkich punktów przekroju i mielibyśmy

$$\frac{\int x E ds}{\int E ds} = \frac{\int x ds}{\int ds} = x_0 \text{ oraz: } \frac{\int y E ds}{\int E ds} = \frac{\int y ds}{\int ds} = y_0 \text{ miasto } x_e \text{ oraz } y_e,$$

to jest otrzymalibyśmy współrzędne środka masy tego przekroju. Stąd prosty wniosek:

ŚRODEK SPRĘŻYSTOŚCI PRZEKROJU JEDNOLITEGO LEŻY W ŚROD-KU MASY TEGO PRZEKROJU.

To nie ma miejsca dla wszelkiego przekroju nieje-dnolitego, ponieważ współrzędne x_e, y_e NIE WYZNACZAJĄ ŚRODKA MASY TEGO PRZEKROJU. W szczególnym wypadku, gdy

mamy PRZEKRÓJ SYMETRYCZNY GEOMETRYCZNIE I WYTRZYMAŁOŚCOWO WZGLĘDEM PEWNEGO PUNKTU TEGO PRZEKROJU, a więc gdy PUNKTY SYMETRYCZNIE WZGLĘDEM TEGO PUNKTU POŁOŻONE, UJAWNIAJĄ TĘ SAMĄ WARTOŚĆ WSPÓŁCZYNNIKA α , wtedy ów PUNKT SYMETRII STANOWI ZARAZEM I ŚRODEK SPRĘŻYSTOŚCI rozpatrywanego przekroju. Możemy więc każdorazowo wyznaczyć punkt $R(x, y)$ przekroju niejednolitego - ŚRODEK SPRĘŻYSTOŚCI, w którym powinna działać wypadkowa R obciążenia osiowego, aby wszystkie punkty przekroju UJAWNIAŁY TE SAME WARTOŚCI $\varepsilon = \varepsilon_0$.

Pręt o przekroju niejednolitym należy więc obciążać w sposób z góry określony, co niewątpliwie stanowi poważną trudność praktyczną; dlatego też zazwyczaj budujemy pręty proste o przekroju poprzecznym niejednolitym SYMETRYCZNYM względem osi podłużnej pręta i obciążamy, jak zwykle pręty jednolite, - wypadkową osiowego obciążenia zewnętrznego, leżącą na osi podłużnej pręta.

SŁUPY ŻELBETOWE są typowym przykładem tego rodzaju prętów.

ŻELBETEM, czyli ŻELAZO - BETONEM NAZYWAMY BETON WZMOCNIONY ZA POMOCĄ ODPOWIEDNIO UŁOŻONYCH W JEGO MASIE PRĘTÓW ŻELAZNYCH KUTYCH, ZNANYCH POD NAZWĄ UZBROJENIA; STĄD SŁUPEM ŻELBETOWYM NAZYWAMY PRĘT BETONOWY UZBROJONY, O PRZEKROJU POPRZECZNYM KWADRATOWYM ZAZWYCZAJ, LUB OŚMIOKĄTNYM PRAWIDŁOWYM. Długość słupa żelbetowego nie powinna być znaczna w stosunku do wymiarów przekroju po-

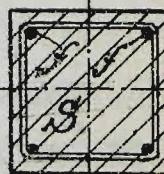
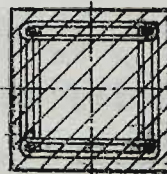
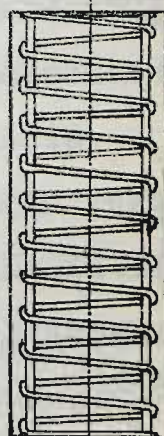
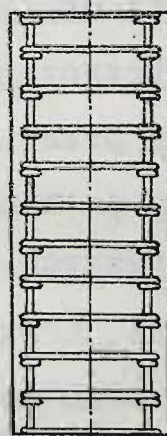
przecznego. UZBROJENIE SŁUPA ŻELBETOWEGO SKŁADA SIĘ ZWYKLE Z PRĘTÓW ŻELAZNYCH ZLEWNYCH, PODŁUŻNIE PO RO-
GACH PRZEKROJU POPRZECZNEGO UŁOŻONYCH. Pręty te równo-
ległe do osi podłużnej słupa nazywamy jego UZBROJENIEM
"PODŁUŻNEM. UZBROJENIE PODŁUŻNE BIERZE NA SIEBIE CZĘŚĆ
OBCIĄŻENIA ZEWNĘTRZNEGO, WZMACNIA WIĘC SŁUP BETONOWY,
CZYNIAĆ GO BADRZIEJ WYTRZYMAŁYM NA ŚCISKANIE, PRACUJE
ZATEM BEZPOŚREDNIO ŁĄCZNIE Z BETONEM SŁUPA.

Ponadto pręty uzbrojenia podłużnego zazwyczaj są
połączone ze sobą za pomocą POPRZECZNYCH ZŁĄCZNIKÓW
w postaci podłużnych OGNIW DRU-
CIANYCH /rys.101/, albo też

rys. 101.

rys. 102.

wprost są owinięte SPIRALNIE PO
WIERZCHU drutem okrągłym lub kwa-
dratowym /rys.102/. Tego rodzaju
łączenia zowiemy ZBROJENIEM PO-
PRZECZNEM. UNIEMOŻLIWIA ONO WY-
PŁYW BETONU NA BOKI, A WIĘC POD-
WYŻSZA WYTRZYMAŁOŚĆ SŁUPA NA ŚCI-
SKANIE. Uzbrojenie poprzeczne pra-
cuje zatem pośrednio, tem niemniej
w sposób nader wydajny.



Weźmy pod uwagę jakikolwiek

przekrój poprzeczny słupa /rys.102/NIEJEDNOLITY, bo
złożony z TŁA BETONOWEGO, na którym wyraźnie zaznacza-
ją się PRZEKROJE \diagup PRĘTÓW UZBROJENIA PODŁUŻNEGO. Jakaś-
my to wyżej zaznaczyli, cały ten przekrój niejednorodny

pracuje BEZPOŚREDNIO na ściskanie.

Oznaczmy przez \bar{I} ilość prętów zbrojenia podłużnego - wtedy CAŁKOWITY PRZEKRÓJ ZBROJENIA PODŁUŻNEGO będzie $\mathcal{I} = \bar{I} \text{ cm}^2$. Z kolei przez $\mathcal{S} \text{ cm}^2$ nazwiemy POLE CAŁKOWITEGO PRZEKROJU POPRZECZNEGO PRĘTA, stąd $\mathcal{S} = \mathcal{I} + \mathcal{S}_B$ - gdzie przez $\mathcal{S}_B \text{ cm}^2$ OZNACZYLIŚMY CAŁKOWITY PRZEKRÓJ BETONU, stanowiący łącznie z \mathcal{I} całkowity przekrój \mathcal{S} . Mamy więc $\mathcal{S}_B = \mathcal{S} - \mathcal{I}$.

Ponieważ współczynniki rozszerzalności cieplikowej α_c są JEDNAKOWE dla betonu i żelaza zlewnego, zatem tego rodzaju SŁUP O PRZEKROJU NIEJEDNOLITYM stanowić może pręt WEWNĘTRZNIE DOSKONAŁE SPOJONY, O ILE PONADTO BĘDZIEMY MIELI STAŁĄ WARTOŚĆ WYDŁUŻEŃ ϵ_0 dla każdego przekroju poprzecznego na całej długości pręta.

Oznaczmy przez E_B - WSPÓŁCZYNNIK SPRĘŻYSTOŚCI BETONU, użytego na słup, a przez E_I - takż współczynnik ŻELAZA ZLEWNEGO OBU ZBROJEŃ; ponieważ w każdym poletku $d\mathcal{S}_B$ POLA \mathcal{S}_B PANUJE NAPRĘŻENIE JEDNÓSTKOWE $\sigma_{IB} = E_B \epsilon_0$, a w każdym poletku $d\mathcal{I}$ POLA \mathcal{I} NAPRĘŻENIE $\sigma_{II} = E_I \epsilon_0$. przeto możemy niewątpliwie napisać:

$$R_I = \int \sigma_{II} d\mathcal{I} = \int \sigma_{IB} d\mathcal{S}_B + \int \sigma_{II} d\mathcal{I} = \epsilon_0 \int E_B d\mathcal{S}_B + \epsilon_0 \int E_I d\mathcal{I}$$

Wobec stałej wartości współczynników E_B i E_I mamy

$$R_I = \epsilon_0 E_B \mathcal{S}_B + \epsilon_0 E_I \mathcal{I} = \epsilon_0 E_B [\mathcal{S}_B + n \mathcal{I}],$$

gdzie przez n OZNACZYLIŚMY STOSUNEK $E_I : E_B = n$. Ponie-

waż $\sigma_{IB} = E_B \epsilon_0$, możemy więc ostatecznie napisać:

$$R_I = \sigma_{IB} [\mathcal{S}_B + n \mathcal{I}] = \sigma_{IB} \Sigma_B \text{ przyczem } \Sigma_B$$

możemy niewątpliwie rozpatrywać jako ZASTĘPCZY PRZEKRÓJ

POPRZECZNY JEDNOLITEGO SŁUPA BETONOWEGO, bez wszelkich zbrojeń, ujawniającego tę samą wartość naprężenia ϵ_{zB}^Z w poprzecznym przekroju. Oznaczmy przez k_{nB} SKRAJNE NAPRĘŻENIE dopuszczalne dla tego rodzaju słupa zastępczego, obciążonego siłami cisnącymi, wtedy bezpieczna wartość SKRAJNEGO OBCIĄŻENIA wyniesie dla słupa zastępczego, a co zatem idzie i dla samego słupa żelbetowego: $P = k_{nB}^2 [S_B' + n S_Z']$.

Zazwyczaj $k_{nB} = 35 \text{ kg/cm}^2$, a doświadczalna wartość stosunku $n = 8 \div 15$; stąd używany wzór: $P = 35 [S_B' + 15 S_Z'] \text{ kg}$.

Tylko co otrzymany wzór nie uwzględnia pośredniego wpływu ZBROJENIA POPRZECZNEGO na wytrzymałość słupa, to też PRUSKIE MINISTERJUM ROBÓT PUBLICZNYCH ustala, opierając się na WZORACH CONSIDÈRE'A, WARTOŚĆ SKRAJNEJ DOPUSZCZALNEJ SIŁY. CISNĄCEJ NA SŁUP ŻELBETOWY, ZBROJONY PODŁUŻNIE I POPRZECZNIE SPIRALNIE, w postaci $P = k_{nB}^2 [S_B' + n S_Z' + m S_Z'']$, gdzie wchodzi dodatkowy wyraz $m S_Z''$, wyznaczający ów pominięty wpływ zbrojenia poprzecznego czysto doświadczalnie.

Wyliczmy dla pewnej CZĘŚCI SŁUPA BETONOWEGO, ZAWARTEJ POMIĘDZY DWOMA JEGO POPRZECZNYMI PRZEKROJAMI, CAŁKOWITA OBJĘTOŚĆ $V \text{ cm}^3$ ZBROJENIA POPRZECZNEGO ; WZAJEMNA ODLEGŁOŚĆ POMIĘDZY OBRANYMI PRZEKROJAMI NIECH BĘDZIE, DAJMY NA TO 1 cm., WTEDY WYOBRAŻALNY, LECZ ISTOTNIE NIEISTNIEJĄCY PRZEKRÓJ ZBROJENIA POPRZECZNEGO BĘDZIE $S_Z'' = V : \ell \text{ cm}^2$. Ponadto, jak wyżej $k_{nB}^2 = 35 \text{ kg/cm}^2$, $n = 15$, zaś $m = 30$, stąd: $P = 35 [S_B' + 15 S_Z' + 30 S_Z'']$.

W KURSIE ĆWICZEŃ podajemy krótką teorię żelbetu i liczbowy przykład obciążonego słupa. Na tym kończymy teorię obciążeń osiowych.

R O Z D Z I A Ł T R Z E C I.

T E O R J A Z C I N A N I A.

§ 1. WYZNACZENIE SKŁADOWYCH NAPRĘŻEŃ JEDNOSTKOWYCH.

Rozpatrujemy wyżej zaznaczony w ustępie szóstym zagajenia kursu wypadek „B”, kiedy zewnętrzny układ sił odkształcających E' sprowadza się do siły pojedynczej R_p leżącej w przekroju płaskim ciała jednolitego odkształconego, a przyłożonej do środka masy tego przekroju. Wobec zupełnej dowolności wyznaczenia osi OX, OY , leżących w przekroju, możemy oś OX SKIEROWAĆ PO R_p , wtedy będziemy mieli $R_x = R_p \neq 0$, $R_y = R_z = 0$ oraz $M_x = M_y = M_z = 0$, a wzory (B) tylko co wspomnianego ustępu otrzymają postać $t_x = Ax + \frac{R_x}{S}$; $t_y = Ay$; $t_z = 0$, gdzie $U_x = Ax$ oraz $U_y = Ay$, ponieważ, jak to już wiemy $U_x = \frac{v}{\rho} x$, $U_y = \frac{v}{\rho} y$ a zaś $A = \frac{v}{\rho}$. Tutaj więc naprężenie jednostkowe może być rozpatrywane, jako summa składowych:

1-o. W , LEŻĄCEJ W PRZEKROJU I RÓWNOLEGŁEJ DO OSI OX , RÓWNEJ $W = R_x : S$. Ta wartość składowej W , STAŁA DLA WSZYSTKICH PUNKTÓW PRZEKROJU, jest proporcjonalna do siły odkształcającej i odwrotnie proporcjonalna do