

TELEGRAF BEZ DRUTU.

Napisał Stanisław Bouffal.

WSTĘP.

Pod *telegrafią bez drutu* w znaczeniu ogólnem rozumiem wszelki sposób porozumiewania się ze znacznej odległości bez użycia połączenia materialnego, umyślnie wytworzonego. Powiadam: „porozumiewania się“, nie zaś: „pisania“ (γράφω), ponieważ zamiana jakichkolwiek sygnałów na pismo jest momentem, wprawdzie ważnym, lecz teoretycznie drugorzędym; dodatek: *znacznej* jest niezbędny, gdyż w przeciwnym razie trzebaby do telegrafii bez drutu zaliczyć także zwykłą wymianę słów, a nawet spojrzeń, co, rzeczywiście, rozszerzyłoby nad miarę i tak już dość szeroki zakres pojęcia.

Stojąc na gruncie powyższej definicji, można wymienić następujące główne rodzaje telegrafii bez drutu:

1) Telegrafia optyczna, którą w postaci najprostszej, polegającej na zapalaniu ognisk na wzgórzach, praktykowano już w najgłębszej starożytności, zwłaszcza w celach wojskowych. Pierwowzorem dla dzisiejszych udoskonalonych systemów stał się, jak wiadomo, telegraf powietrzny CHAPPE'A (1793). Do tej samej kategorii zaliczyć można rozmaite sposoby sygnalizacji za pomocą flag i latarek, używane w marynarce, pożarnictwie, na drogach żel. i t. p.

2) Telegrafia, oparta na przewodzeniu elektryczności przez ziemię i wodę. Częściowo zasada ta znajduje zastosowanie i w telegrafii zwyczajnej, gdyż, jak wiemy, prąd odbywa drogę powrotną w ziemi. Jednakże usiłowania, zmierzające do stworzenia w tej dziedzinie systemu jednolitego, nie dały wyników zadowalających, aczkolwiek istnieją już przyrządy, które w pewnych warunkach szczególnych przesyłają za pośrednictwem ziemi sygnały na odległość kilkunastu kilometrów.

3) Telegrafia, oparta na działaniu indukcji elektrycznej. Prąd w obwodzie, umieszczonym na stacyi wysyłającej, wzbudza prąd w obwodzie, umieszczonym na stacyi odbierającej. Z pomiędzy wielu systemów tej kategorii niewielka tylko liczba zdołała odpowiedzieć w pewnej mierze wymaganiom praktyki. Ważne zastosowanie znalazła ta zasada w przyrządach, służących do wysyłania sygnałów w pociągów w biegu.

4) Telegrafia, oparta na działaniu promieni pozafioletowych. Na stacyi odbierającej znajduje się cewka RUHMKORFF'A, której elektrody umieszczone są w takiej od siebie odległości, że w zwykłych warunkach wyładowanie zajść nie może, następuje natomiast z łatwością, gdy w przestrzeń między kulkami padnie snop promieni pozafioletowych, pochodzących ze stacyi wysyłającej.

5) Telegrafia, oparta na zmianach, których doznaje selen pod działaniem promieni świetlnych. Doświadczenia, wykonane w r. 1902 w Getyndze, dowiodły, że tą metodą można z powodzeniem przesyłać sygnały (akustyczne) na odległość paru kilometrów. I wreszcie:

6) Telegrafia bez drutu w znaczeniu ściślejszem, oparta na wysyłaniu i chwytaniu fal elektromagnetycznych. Wyłoniona w laboratorium HERTZ'A z koncepcji teoretycznych MAXWELL'A, wyprowadzona na arenę życia praktycznego przez geniusz wynalazcy MARCONI'EGO, telegrafia ta w ciągu lat kilku osiągnęła taki stopień doskonałości, że dziś na parowcach linii transatlantycznych przez cały czas podróży wychodzi może gazeta codzienna.

Tylko ten ostatni rodzaj telegrafii bez drutu jest przedmiotem niniejszego artykułu.

CZĘŚĆ I.

Fale elektromagnetyczne.

ROZDZIAŁ I.

Wyładowanie wahadłowe.

Doświadczenie Savary'ego. — Poglądy Henry'ego i Helmholtz'a. — Przepuszczalny przebieg wyładowania w kondensatorze. — Analogia z ru-

chem wahadła. — Opór, pojemność i samoindukcja. — Równanie różniczkowe wyładowania. — Wyładowanie aperyodyczne i wyładowanie wahadłowe. — Zestawienie głównych wyników analizy. — Wzór Thomson'a. — Doświadczenia Feddersen'a.

W r. 1824 SAVARY, usiłując namagnesować igłę stalową przez wyładowanie butelki lejdeńskiej, zauważył, że wytwarzanie biegunów magnetycznych odbywa się w sposób całkiem nieprawidłowy: przy jednym i tem samym położeniu igły względem wyładowywacza, czyli względem drogi prądu, raz powstawał na danym końcu igły biegun północny, zaś innym razem biegun południowy, przyczem nigdy nie można było przewidzieć z góry, który z tych dwóch wypadków zdarzy się w danem doświadczeniu. W kilkanaście lat potem (1842) HENRY, powtórzywszy doświadczenie SAVARY'EGO i otrzymawszy takie same wyniki, wyprowadził z nich wniosek, że prąd chwilowy, który wyładowywa butelkę, nie jest jednorazowym przepływem elektryczności od zbroi o wyższym potencyale do zbroi o niższym potencyale, lecz zasada się raczej na kolejnych wahaniami, w których „fluidum“ elektryczne przebiega najpierw od pierwszej zbroi do drugiej, potem, jak gdyby odbiwszy się od niej, wraca już z mniejszym nieco impetem do pierwszej; następnie, jeszcze słabiej, uderza o drugą zbroję, znów powraca do pierwszej i t. d., dopóki po szeregu takich wciąż malejących wahanieć nie nastąpi pomiędzy obu zbrojami zupełne wyrównanie potencyału. Tak zachowuje się woda, wyprowadzona z równowagi przez nagłe przechylenie karafki, gdy przez czas jakiś wznosi się kolejno to przy jednej, to przy drugiej ścianie, opadając jednocześnie przy ścianie przeciwległej, dopóki nie zatrzyma się w końcu na jednym i tym samym poziomie. Ten wahadłowy charakter wyładowania w kondensatorze uznał i HELMHOLTZ w słynnej swej rozprawie „O zachowaniu siły“ (1847), przyczem jednak wyprowadził swe wnioski raczej z przesłanek ogólnych, aniżeli z faktów, bezpośrednio stwierdzonych. Dopiero w 8 lat później THOMSON zdołał wniknąć głębiej w samą istotę zjawiska i wyjaśnić należycie wszystkie towarzyszące mu okoliczności. Opierając się na teorii indukcji wogóle, a w szczególności na fakcie, że podczas wyładowania ruch elektryczności wytwarza indukcję we własnym swym obwodzie (samoindukcja), THOMSON nie tylko wskazał niewątpliwą przyczynę wahań elektrycznych, składających się na to, co nazywamy wyładowaniem kondensatora, ale nadto, przywoławszy na pomoc rachunek, ujął cały przebieg zjawiska w karby ścisłej teorii matematycznej i wyprowadził wzór, w którym do dziś dnia streszcza się niemal cała nasza wiedza o tym przedmiocie. Ze względu na olbrzymią doniosłość teoretyczną wzoru THOMSON'A, oraz nieustanne stosowanie tego wzoru w praktyce telegrafii bez drutu, zatrzymamy się nieco dłużej nad jego uzasadnieniem; zanim jednak przystąpimy do właściwych operacji rachunkowych, postaramy się rozejrzeć z gruba w jakościowym przebiegu zjawiska.

Wyobraźmy sobie naładowany kondensator, np. zwykłą butelkę lejdejską. Czemukolwiek jest elektryczność, mamy w ostatniej chwili przed wyładowaniem: na jednej zbroi, np. wewnętrznej, potencjał $\frac{V}{2}$, a na drugiej, zewnętrznej, potencjał $-\frac{V}{2}$, jeżeli przez V oznaczymy całkowitą różnicę potencyału pomiędzy zbrojami butelki. Prąd elektryczny w owej chwili nie przechodzi wcale, a zatem natężenie jego posiada wartość zero. Z chwilą gdy się rozpoczyna to, co nazywamy wyładowaniem, potencjał zbroi wewnętrznej zaczyna spadać, a jednocześnie wzrasta potencjał zbroi zewnętrznej. Między zbrojami zaczyna płynąć prąd. Ciągły przepływ elektryczności od zbroi wewnętrznej do zbroi zewnętrznej, wyczerpując potencjał pierwszej i podnosząc potencjał drugiej, doprowadza z biegiem czasu do wyrównania

się tych potencjałów, których wspólna wartość, wobec przyjętych przez nas oznaczeń, wynosić będzie wtedy zero.

Zdawałoby się, że teraz, po wyrównaniu się potencjałów obu zbroi, zniknęła przyczyna, sprawdzająca ruch elektryczności, i że prąd wobec tego powinien ustać. Tak przypuszczano przed doświadczeniem SAVARY'EGO, — ale w rzeczywistości dzieje się inaczej. Prąd nie tylko nie ustaje, lecz, przeciwnie, natężenie jego osiąga w tej chwili wartość największą I . Okazuje się, że elektryczność w ruchu posiada coś w rodzaju bezwładności mechanicznej, pewien impet, który nie pozwala jej zatrzymać się w chwili, gdy znikła przyczyna, ruch wywołująca (w danym razie różnica potencjału między dwiema zbrojami butelki), lecz zmusza ją do przepływania w dalszym ciągu od zbroi wewnętrznej do zbroi zewnętrznej. Ponieważ jednak odpływ elektryczności z pierwszej zbroi wywołuje na niej dalszy ubytek potencjału, a przyływ elektryczności do drugiej zbroi — przyrost potencjału, przeto wynikiem dalszego przepływu jest wytworzenie się nanowo różnicy potencjału między zbrojami, lecz tym razem w kierunku odwrotnym, gdyż potencjał zbroi wewnętrznej spada teraz poniżej zera (w naszych oznaczeniach), zaś potencjał zbroi zewnętrznej wznosi się ponad zero. Mimo to prąd nie przestaje płynąć w kierunku pierwotnym, a więc teraz od miejsca niższego potencjału do miejsca wyższego potencjału, i stan taki trwa dopóty, dopóki potencjały zbroi wewnętrznej i zewnętrznej nie osiągną odpowiednio war-

tości: — $\frac{V}{2}$ i $\frac{V}{2}$, co następuje po upływie czasu, równego temu, który upłynął pomiędzy początkiem zjawiska a chwilą wyrównania się potencjałów. Z chwilą gdy zbroje niejako zamieniły się wartościami swych potencjałów, wyczerpuje się ostatecznie impet prądu, natężenie jego staje się równem zero, i elektryczność zaczyna odbywać drogę powrotną, t. j. dąży teraz od zbroi zewnętrznej do zbroi wewnętrznej, przy czem potencjał pierwszej maleje, a potencjał drugiej wzrasta. W połowie tej drogi, t. j. znów po upływie czasu, równego temu, który upłynął pomiędzy początkiem zjawiska a chwilą pierwszego wyrównania się potencjałów, następuje drugie wyrównanie się potencjałów. Mamy wtedy na obu zbrojach potencjał zero, a jednocześnie natężenie prądu, płynącego od zbroi zewnętrznej do zbroi wewnętrznej, osiąga po raz wtóry wartości maximum I . Odtąd elektryczność płynie w dalszym ciągu li tylko za sprawą bezwładności, lecz prąd ustaje dopiero wtedy, gdy potencjały obu zbroi osiągną wartości z przed rozpoczęcia wyładowania, t. j. gdy potencjał zbroi wewnętrznej podniesie się do $\frac{V}{2}$, a potencjał zewnętrznej spadnie do — $\frac{V}{2}$. Teraz mamy w butelce stan rzeczy,

identyczny z tym, który mieliśmy na początku zjawiska, i dlatego niema powodu, aby nie miało się ono powtórzyć w tej samej postaci, w jakiej odbyło się przed chwilą. I rzeczywiście, zjawisko powtarza się: następuje nowe *wahnięcie się* elektryczności, nowa oscylacja elektryczna, która różni się od pierwszej jedynie tem, że jest słabsza, ponieważ różnica potencjału między zbrojami, o której zakładaliśmy, że powróciła do pierwotnej swej wartości V , w rzeczywistości osiągnęła po pierwszym wahnięciu wartość nieco niższą. Po drugiej oscylacji następuje trzecia, nieco słabsza od drugiej, po trzeciej czwarta, piąta i t. d.

Odrzuca analogia z ruchem wahadła. W obu razach mamy szereg przeobrażeń energii potencjalnej w kinetyczną i vice versa. Same przez się nasuwają się zestawienia: różnica potencjału i wzniesienie nad poziom; natężenie prądu i prędkość. Gdy wzniesienie nad poziom jest największe, prędkość wahadła jest zerem; osiąga ona swą wartość największą, gdy wahadło znajduje się w punkcie najniższym drogi. Całkiem podobnie: gdy różnica potencjału jest największa, natężenie prądu jest zerem; osiąga ono wartości największej, gdy różnica potencjału zmniejsza się do zera. Drgania wahadła są izochroniczne; przekonamy się niebawem, że wahania elektryczne są także izochroniczne. Okres drgania harmonicznego prostego, którego przypadkiem szczególnym jest ruch wahadła, wyraża się, jak wiadomo, wzorem $T = 2\pi \sqrt{\frac{\lambda}{\tau}}$, gdzie λ jest t. zw. współczynnikiem bezwładności, zaś τ —

współczynnikiem sprężystości. W dziedzinie zjawisk elektrycznych okres wahań daje się wyrazić wzorem takiej samej postaci. Posługując się pewnymi analogiami, można, wprawdzie tylko w wypadku szczególnym, lecz dla nas najważniejszym, przejść

bezpośrednio od wzoru $T = 2\pi \sqrt{\frac{\lambda}{\tau}}$ do wzoru $T = 2\pi \sqrt{LC}$,

gdzie T jest okresem drgania elektrycznego, C — pojemnością kondensatora a L — współczynnikiem samoindukcji obwodu, t. j. do wzoru, w którym L zastępuje współczynnik bezwładności, a C jest odwrotnością współczynnika sprężystości. Gdy wahadło waha się w ośrodku, stawiającym opór, drgania jego zamierają stopniowo. Nie dość na tem; jak wiadomo opór bardzo znaczny może nawet tak dalece przyspieszyć ten proces zanikania drgań, że ruch wahadła utraci całkowicie właściwy swój charakter i będzie się odbywał aperyodycznie. Zupełnie tak samo na przebieg drgań elektrycznych wpływa opór galwaniczny obwodu, w którym zachodzi wyładowanie.

Oczywiście, budowanie czegokolwiek na samych tylko analogiach pomiędzy wielkościami mechanicznymi a elektrycznymi w takim tylko razie może być usprawiedliwione, jeżeli jednocześnie doświadczenie pozwala nieustannie sprawdzać i kontrolować wnioski, z analogii tych wyprowadzane. Otóż w danym wypadku droga ta jest przed nami zamknięta. Miliony i miliardy razy wahać się może elektryczność w tym czasie, którego potrzeba na przeczytanie wyżej podanego opisu wyładowania wahadłowego. W tych warunkach bezpośrednio zbadanie stosunków ilościowych jest rzeczą wręcz niemożliwą, a ponieważ badanie pośrednie z istoty swojej musi oprzeć się na znajomości związków, zachodzących pomiędzy elementami zagadnienia, przeto, aby mózż wyjść poza obręb czysto jakościowego opisu zjawiska, trzeba koniecz- nie znaleźć się w posiadaniu jego teorii matematycznej. Wobec tego najbliższem naszym zadaniem będzie ustalenie drogą rachunku zależności między rozmaitemi wielkościami, które rozstrzygają o przebiegu wyładowania w kondensatorze.

Niech obwodem, w którym zachodzi wyładowanie, będzie obwód zwykłej butelki lejdejskiej, naładowanej np. przez połączenie zbroi wewnętrznej z maszyną elektryczną, a zbroi zewnętrznej — z ziemią. Jak wiadomo, trzy są wielkości, które charakteryzują obwód ten pod względem elektrycznym, całkiem niezależnie od wysokości potencjału, a mianowicie: opór R , pojemność C i współczynnik samoindukcji L .

Przez opór R rozumiemy będziemy opór całkowity obwodu, t. j. opór całej drogi, jaką ma do przebycia elektryczność przy wyładowaniu butelki, nie wyłączając mety iskrowej. A zatem, częściami składowymi tego oporu będą nie tylko opory drutów, prowadzących od zbroi do kulek, pomiędzy którymi następuje wyładowanie, lecz także i opór przestrzeni, dzielącej te kulki podczas wyładowania. Opór wyrażać będziemy bądź w bezwzględnych jednostkach elektromagnetycznych, bądź też w ohmach.

Pojemność C przedstawia stosunek pomiędzy ilością elektryczności, nagromadzonej na zbroi wewnętrznej a potencjałem tejże zbroi (t. j. różnicą potencjału pomiędzy nią a zbroją zewnętrzną). Zależy ona, jak wiadomo, tylko od geometrycznych właściwości kondensatora oraz od rodzaju materii, oddzielającej zbroje, nie zależy natomiast od wysokości potencjału, do którego naładowany jest kondensator. A zatem pojemność C jest dla danego obwodu wielkością stałą, podobnie jak i jego opór R . Pojemność C będziemy wyrażali bądź w bezwzględnych jednostkach elektromagnetycznych, bądź też w faradach.

Prąd elektryczny o natężeniu stałym, płynący w obwodzie A , wytwarza w otaczającej przestrzeni pole magnetyczne stałe (w czasie). Prąd, którego natężenie zmienia się z biegiem czasu, wytwarza w otaczającej przestrzeni pole magnetyczne zmienne. Drugi obwód B , umieszczony w tem polu magnetycznym zmiennym, staje się *eo ipso* siedliskiem prądu elektrycznego, t. zw. indukcyjnego, czyli wzbudzonego, który trwa dopóty, dopóki zmienia się pole magnetyczne, t. j. dopóki zmienia się natężenie prądu w obwodzie A . Wobec tego powiadamy, że zmiany pola magnetycznego w przestrzeni, gdzie się znajduje obwód B , wytwarzają w tym obwodzie siłę elektrobodźczą indukcyjną, przyczem sile tej wyznaczamy w wy-

tworzeniu prądu wzbudzonego w *B* taką samą rolę, jaką odgrywa np. siła elektrobodźcza ogniwa w wytwarzaniu prądu w *A*.

Natężenie i kierunek prądu wzbudzonego zależą od rodzaju zmian, zachodzących w natężeniu prądu głównego, oraz od właściwości obu obwodów. Znanie prawidła LENZ'A, które zresztą obejmuje zakres zjawisk o wiele szerszy, pozwala nam przewidzieć z łatwością kierunek prądu wzbudzonego: prąd, powstały w obwodzie wtórnym wskutek wznagania się prądu w obwodzie głównym, płynie w kierunku, przeciwnym kierunkowi prądu wzbudzającego; prąd, powstały wskutek słabnięcia prądu głównego, płynie w tym samym kierunku, co i prąd wzbudzający.

Co do natężenia prądu wzbudzonego, to zależy ono, oczywiście, od stosunku pomiędzy siłą elektrobodźczą indukcji a oporem obwodu, w którym tenże prąd płynie. Siła elektrobodźcza indukcji jest na ogół proporcjonalna do prędkości, z jaką zmienia się natężenie prądu wzbudzającego. Jednakże łatwo zauważyć, że znajomość tej prędkości nie może wystarczyć do oznaczenia wartości siły elektrobodźczej indukcji; rzeczywiście, siłę tę stanowi, jak widzieliśmy, zmiana pola magnetycznego zachodząca z biegiem czasu w przestrzeni, gdzie znajduje się obwód wtórny. Otóż jest rzeczą oczywistą, że zmiana ta musi wypaść rozmaicie, zależnie od warunków geometrycznych obu obwodów: wzbudzającego i wzbudzanego, t. j. od ich kształtu, rozmiarów i wzajemnego położenia, — a wobec tego z góry można przewidzieć, że we wzór, przedstawiający siłę elektrobodźczą indukcji, wejść musi w tej lub innej postaci obraz tych warunków. Rachunek wykazuje, że wpływ warunków geometrycznych daje się jak gdyby skondensować w jeden czynnik, w który nie wchodzi już wcale prędkość, z jaką zmienia się natężenie prądu, tak iż w ostatecznym wyniku siła elektrobodźcza indukcji *E*, czynna w obwodzie *B* wskutek istnienia prądu zmiennego w obwodzie *A*, daje się przedstawić za pomocą wzoru

$$E = - L_{AB} \frac{di}{dt} \dots \dots \dots (1).$$

gdzie $\frac{di}{dt}$ oznacza prędkość, z jaką zmienia się z biegiem czasu natężenie prądu w obwodzie *A*. Stała L_{AB} , charakterystyczna dla danej pary obwodów, znajdujących się względem siebie w pewnym ściśle określonym położeniu, zowie się współczynnikiem indukcji obwodu *A* na obwód *B*.

Wyobraźmy sobie teraz, że zamiast dwóch obwodów mamy tylko jeden obwód, w którym płynie prąd o natężeniu zmiennym. Każdej zmianie w natężeniu tego prądu towarzyszy zmiana w polu magnetycznym otaczającej przestrzeni, zmiana, zdolna wzbudzić siłę elektrobodźczą indukcji w każdym obwodzie położonym w obrębie tej przestrzeni. Lecz obwód nasz, w którym płynie prąd zmienny, leży także w obrębie tej przestrzeni i przeto staje się siedliskiem siły elektrobodźczej, wytwarzanej przez zmiany w natężeniu jego własnego prądu, — innymi słowy: w obwodzie tym zachodzi samoindukcja. Wynikiem samoindukcji jest przepływ prądu wtórnego, czyli tak zwanego ekstra-prądu, który w razie gdy natężenie prądu głównego słabnie, płynie w tym samym kierunku co ten ostatni, zaś w razie gdy natężenie owo wzmagają się — w kierunku przeciwnym. W obu więc razach samoindukcja, podobnie jak bezwładność w zjawiskach mechanicznych, dąży do utrzymania status quo: słabnące natężenie prądu podnosi, a wzmagające się obniża.

Samoindukcja czerpie swą siłę z tego samego źródła, co i indukcja obwodu przez obwód, t. j. ze zmian pola magnetycznego w zajmowanej przez obwód przestrzeni, i przeto musi być uwarunkowana: z jednej strony prędkością, z jaką zmienia się natężenie prądu głównego w obwodzie, a z drugiej strony stosunkami przestrzennymi tego obwodu. Siła elektrobodźcza samoindukcji daje się przedstawić za pomocą wzoru

$$E = - L \frac{di}{dt} \dots \dots \dots (2),$$

w którym czynnik *L* zależy li tylko od postaci i rozmiarów obwodu. Dla danego obwodu *L* jest stałą i zowie się współczynnikiem samoindukcji, albo krócej, wprost samoindukcją tego obwodu. Wzór (2) możemy utożsamiać z wzorem (1), je-

żeli założymy, że współczynnik *L* (samoindukcja obwodu) jest granicą, do której zdąża współczynnik L_{AB} (indukcja obwodu przez obwód), gdy obwody *A* i *B*, posiadające jednakową postać i jednakie wymiary, zbliżają się nieograniczenie aż do zupełnego zlania się z sobą.

Uprzytomniwszy sobie dokładnie znaczenie wielkości *R*, *C* i *L*, charakterystycznych dla naszego obwodu, w którym na podstawie pewnych spostrzeżeń oczekujemy wyładowania wahadłowego, możemy przystąpić do zbadania prawa, które rządzi zmianą natężenia prądu z czasem, w zależności od wartości powyższych stałych. W tym celu napiszemy przedewszystkiem równanie różniczkowe, które da nam — jeśli się tak wyrazić można — związek pomiędzy chwilą dzisiejszą a chwilą jutrzejszą, w przebiegu zjawiska.

Przypuśćmy, że kondensator nasz posiadał przed wyładowaniem ładunek Q_0 i że po upływie czasu *t* od rozpoczęcia wyładowania ładunek ten wynosi *Q*. W chwili tej potencjał *V* (zbroi wewnętrznej), który zawsze równy jest ilorazowi z ładunku przez pojemność, wynosi $\frac{Q}{C}$. Potencjał ten jest bodźcem, który wywołuje ruch elektryczności; ale jednocześnie z nim działa na elektryczność i siła elektrobodźcza samoindukcji, której wartość wynosi, jak widzieliśmy, $-L \frac{di}{dt}$. Razem więc działa na elektryczność siła elektrobodźcza, równa sumie $\frac{Q}{C} - L \frac{di}{dt}$.

Natężeniem prądu, faktycznie w chwili *t* przepływającego, jest *i*. Ponieważ opór obwodu wynosi *R*, przeto siłą elektrobodźczą, która faktycznie wywołuje przepływ prądu, jest *iR* (prawo Ohm'a). Na siłę tę składa się oczywiście napisana poprzednio suma $\frac{Q}{C} - L \frac{di}{dt}$.

Mamy więc równanie:

$$\frac{Q}{C} - L \frac{di}{dt} = iR \dots \dots \dots (3).$$

Pozornie, równanie to już nam daje szukany związek pomiędzy natężeniem prądu *i* a czasem *t*, w zależności od stałych *R*, *C* i *L*; w rzeczywistości jednak jesteśmy dopiero w pół drogi, ponieważ nie jest nam znany ładunek *Q* w chwili *t*. Trudność tę możemy ominąć w sposób następujący. Na podstawie związku

$$i = - \frac{dQ}{dt} \dots \dots \dots (4)$$

możemy wyrugować z równania (3) wielkość *i*, rozwiązać otrzymane tym sposobem równanie, przedstawiające związek pomiędzy *Q*, *t*, *R*, *C* i *L* i wreszcie, znów na podstawie zależności $i = - \frac{dQ}{dt}$, powrócić od wielkości *Q* do wielkości *i*.

Wstawiając $i = - \frac{dQ}{dt}$ w równanie (3), otrzymujemy:

$$\frac{d^2 Q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{CL} = 0 \dots \dots \dots (5).$$

Rozwiązaniem ogólnym tego równania jest:

$$Q = A e^{\rho_1 t} + A' e^{\rho_2 t} \dots \dots \dots (6),$$

gdzie ρ_1 i ρ_2 są pierwiastkami równania:

$$\rho^2 + \frac{R}{L} \rho + \frac{1}{CL} = 0,$$

tak iż mamy

$$\rho_1 = - \frac{R}{L} + \sqrt{\frac{R^2}{4L^2} - \frac{1}{CL}} \quad \rho_2 = - \frac{R}{L} - \sqrt{\frac{R^2}{4L^2} - \frac{1}{CL}} \dots \dots \dots (7),$$

zaś stałe *A* i *A'* wyznaczone są przez warunki:

$$\left. \begin{aligned} Q_0 &= A + A' \\ A \rho_1 + A' \rho_2 &= 0 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (8).$$

Pierwszy z tych warunków wynika z równania (6), gdy założymy w niem *t* = 0, *Q* = Q_0 . Korzystamy tu ze znajomości faktu, że początkowy ładunek kondensatora wynosi Q_0 .

Drugi warunek otrzymujemy, zakładając $t = 0$, $i = 0$ w równaniu:

$$\frac{dQ}{dt} = A \rho_1 e^{\rho_1 t} + A' \rho_2 e^{\rho_2 t},$$

t. j. w równaniu:

$$-i = A \rho_1 e^{\rho_1 t} + A' \rho_2 e^{\rho_2 t},$$

otrzymanem przez zróżniczkowanie równania (6). Opieramy się przytem na znajomości faktu, że początkowe natężenie prądu jest zerem.

Równania (8) dają:

$$A = \frac{\rho_2}{\rho_2 - \rho_1} Q_0$$

$$A' = -\frac{\rho_1}{\rho_2 - \rho_1} Q_0.$$

I. Przypuśćmy, że

$$\frac{R^2}{4L^2} - \frac{1}{CL} > 0, \text{ czyli że } R > 2\sqrt{\frac{L}{C}}.$$

W takim razie, zakładając:

$$\rho = \sqrt{\frac{R^2}{4L^2} - \frac{1}{CL}},$$

będziemy mieli po skutecznieniu odpowiednich przeróbek:

$$Q = Q_0 e^{-\frac{R}{2L}t} \left[\left(\frac{1}{2} + \frac{R}{4\delta L} \right) e^{\delta t} + \left(\frac{1}{2} - \frac{R}{4\delta L} \right) e^{-\delta t} \right]. \quad (9),$$

a przechodząc na podstawie związku $i = -\frac{dQ}{dt}$ do natężenia prądu:

$$i = \frac{Q_0}{2\delta LC} e^{-\frac{R}{2L}t} (e^{\delta t} - e^{-\delta t}). \quad (10).$$

W chwili początkowej $t = 0$ natężenie prądu $i = 0$, co zresztą tkwiło już w założeniu naszym. Ze wzrostem t natężenie prądu wznaga się i w chwili:

$$t_M = -\frac{1}{2\delta} \log \frac{R - 2L\delta}{R + 2L\delta},$$

którą, za pomocą znanego prawidła na wyszukiwanie maximum, otrzymujemy z równania $\frac{di}{dt}$, czyli z równania:

$$\frac{Q_0}{2\delta LC} \left[\frac{-R + 2L\delta}{2L} e^{\frac{-R+2L\delta}{2L}t} - \frac{-R - 2L\delta}{2L} e^{\frac{-R-2L\delta}{2L}t} \right] = 0,$$

osięga wartości największej:

$$i_M = \frac{Q_0}{2\delta LC} \left[e^{\left(-\frac{R}{2L} + \delta\right)t_M} - e^{\left(-\frac{R}{2L} - \delta\right)t_M} \right]. \quad (11).$$

Odtąd i zaczyna spadać, zdążając do zera, gdy t rośnie nieograniczenie, lecz nigdzie nie zmieniając swego kierunku.

A zatem, w razie, gdy opór, pojemność i samoindukcja obwodu mają wartości takie, że iści się nierówność:

$$R > 2\sqrt{\frac{L}{C}},$$

wyładowanie kondensatora polega na prądzie jednorazowym, którego natężenie, wzrósłszy od zera do pewnej wartości maximum i_M , stopniowo spada znowu do zera. W wyładowaniu takim, które zowie się aperyodycznym, oczywiście mowy być nie może o żadnych wahaniach.

Jednocześnie z przepływem elektryczności w takim prądzie potencjał $V = \frac{Q}{C}$, który w chwili początkowej $t=0$ wynosił $\frac{Q_0}{C}$, spada do wartości zero w chwili $t=\infty$, przyczem łatwo przekonać się, rozpatrując równanie (9), że spadek ten jest także aperyodyczny, że więc i i potencjał nie ujawnia wahań, lecz tylko ciągły ubytek.

Teoretycznie rzecz biorąc, wyładowanie aperyodyczne trwa nieskończenie długo, albowiem dopiero w chwili $t=\infty$ natężenie prądu i potencjał osiągają wartości zero; lecz ponieważ i i pierwsze i drugi maleją bardzo szybko, przeto w praktyce wyładowanie takie można uważać za ukończone już po upływie czasu niezmiernie krótkiego. (C. d. n.).

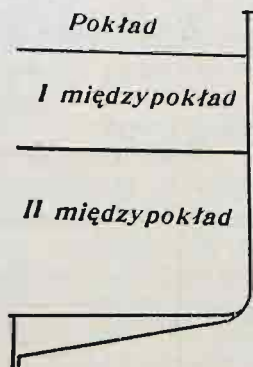
Budowa i urządzenie okrętów współczesnych.

Podał Ludwik Kossuth, inż.

(Ciąg dalszy do str. 365 w № 29 r. b.).

Okręty pocztowe stanowią przejście do osobowych wyłączenie t. zw. ekspresów. Statki te prócz obszernych pomieszczeń na towary posiadają bardzo wygodne pomieszczenia dla podróżnych. Na pokładzie górnym (rys. 16) są wzniesione pomieszczenia dla podróżnych I kl.; podróżni II kl. mieszczą się w pokładzie na rufie, zaś podróżni III kl., czyli t. zw. międzypokładowi, mają wspólne pomieszczenia w dziobie okrętu, osobno mężczyźni, osobno kobiety i dzieci. Maszynerya i towary znajdują się na spodzie okrętu. Dla podróżnych I i II kl. są urządzone sale jadalne wspólne.

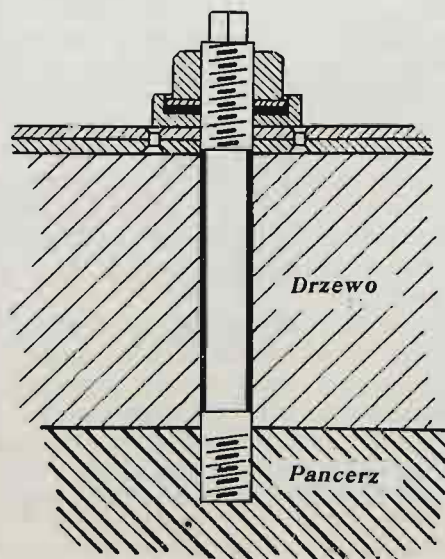
Okręty osobowe są urządzone nadzwyczaj wygodnie i z przepychem nawet, lecz znowu tylko dla podróżnych kl. I i II. Na najnowszych okrętach osobowych znajdują się wspaniałe sale, jadalnie, czytelnia, sala teatralna i t. p.; nawet dzienniki wychodzą codziennie, dzięki telegrafowi bez drutu, tak że długi nieraz pobyt wśród przestworza wód staje się znośniejszym. Obecnie ulepszono też i III klasę, dawniej bowiem była podróż tą klasą istnemi torturami. Specjalnie są budowane okręty dla podróżnych III kl. — emigrantów. Są to wielkie okręty o kilku pokładach, urządzone nie tylko z wygodą, ale pewnym przepychem. Wszystkie okręty zabierają zwykle i towary, ponieważ zazwyczaj jest wiele miejsca, które nie da zużytkować się na pomieszczenie ludzi, a bardzo dobrze nadaje się na pomieszczenie towarów.



Rys. 16.

Okręty osobowe są dwu- i trzy śrubowe, by z większą prędkością mogły się poruszać.

Zupełnie różne co do budowy, a nawet i kształtów, są okręty wojenne. Muszą one być mocno nadzwyczaj zbudowane,

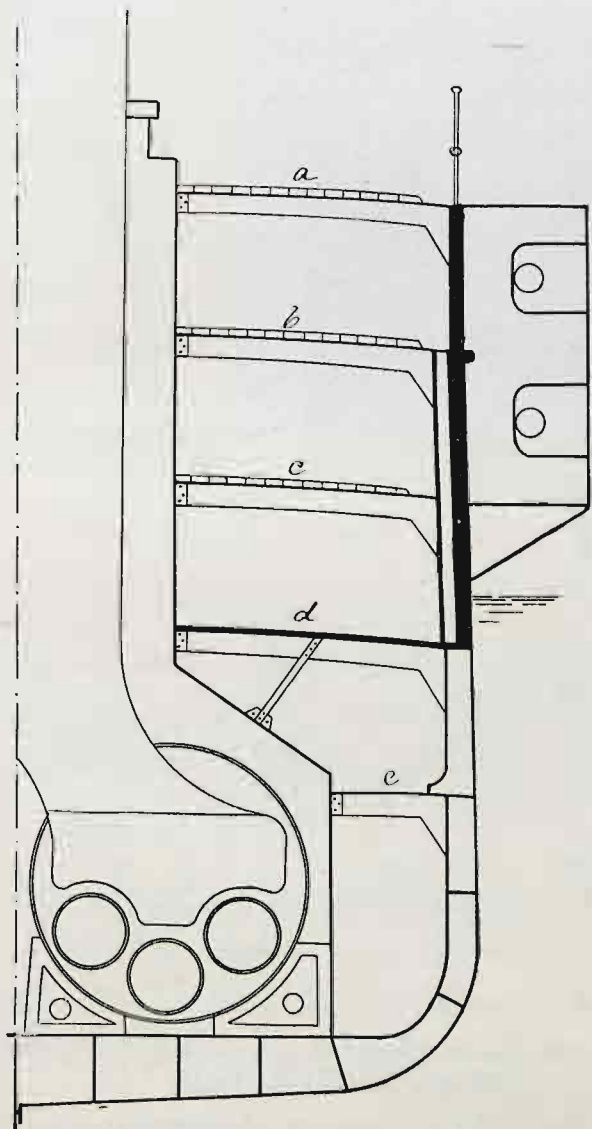


Rys. 17.

wane, albowiem nie tylko muszą dzielnie stawiać opór rozhukanyemu bałwanom morskim, ale i pociskom działowym; dlatego też wszystkie warunki stawiane przy budowie zwy-

kłych okrętów muszą tu być jeszcze w wyższym, doskonalszym stopniu zastosowane. Szybie okrętów wojennych jest mocniejsze, grubsze, nadto posiadają one pancierz. Celem pancierza jest ochronienie ściany okrętowej od przebicia pociskiem; by gwałtowne wstrząśnienia nie działały szkodliwie na więźbę okrętową, daje się między pancierzem i ścianą okrętową elastyczny podkład z drzewa; pancierz przymocowany jest do ścian (wzmocnionych) śrubami (rys. 18).

Grubość pancierza waha się między 250 — 600 mm; dawniej, gdy trudności walcowania płyt pancernych ponad 250 mm grubości były nie do przewyciężenia, kładziono podwójny pancierz z drewnianą wkładką (t. zw. system SANDWICH'A); był to pancierz żelazny, który wobec postępu techniki artyleryjskiej nie mógł się ostać, albowiem przy wielkiej grubości i ciężarze swym mały już opór stawiał pociskom;



Rys. 18.

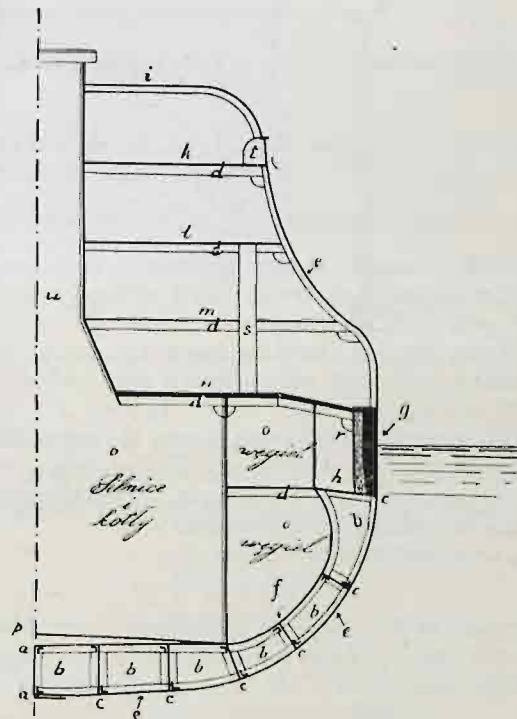
wobec tego zaczęto używać na pancerze stali. Z początku używano płyt żelaznych, obciążonych powłoką stalową (t. zw. pancierz składany, n. Compoundpanzer). Przejście do stali niklowej stanowi przełom w postępie techniki wojennej. Dziś są w użyciu wyłącznie pancierze ze stali niklowej; mają one tę zaletę, że przy stosunkowo niewielkiej grubości swojej stawiają wielki opór pociskom, okręty są zatem znacznie lżejsze, a więc łatwiej mogą manewrować. Śruby, służące do przytwierdzenia pancierza, są również ze stali niklowej, nadto obciążone koszulką miedzianą, tam gdzie przechodzą przez podkład drewniany; w pancierz wchodzi 70—90 mm głęboko, tak że nie naruszają jego części hartowanej. Pancierzom bocznym daje się grubość 250—400 mm, pancierzom wieżowym—90—180 mm, pokładowi pancernemu—60—120 mm. Opancerzenie okrętu bywa dwojakie—albo zupełne, t. j. wzdłuż całego okrętu (n. Gürtelpanzer), lub tylko części środkowej, $\frac{1}{3}$ — $\frac{3}{4}$ długości okrętu (n. Citadellpanzer).

W marynarce wojennej spotykamy dwa zasadnicze typy okrętów wojennych: kazamatowe (n. Kasamattenschiffe) i—typ

dawniejszy—wieżowe (n. Thurmschiffe). Okręty kazamatowe posiadały opancerzenie zupełne, oraz baterię główną opancerzoną; artyleria znajdowała pomieszczenie na dwóch pokładach, kształt zaś okrętu był taki, że pozwalał na otworzenie ognia tak z przodu jak i z tyłu. Pancierz dochodził do 600 mm grubości, a kaliber dział do 45 cm; okręt był zbyt ciężkim, co utrudniało mu zdolność manewrowania; zaczęto więc budować okręty wieżowe, i dziś te wyłącznie są w użyciu.

Okręty wieżowe posiadają również pancierz wzdłuż całego okrętu, lecz nie tak szeroki, nadto działa największego kalibru są umieszczone w wieżach ruchomych pancernych; działa mniejszego kalibru są rozstawione na pokładzie górnym lub baterjowym w półbasztach (n. Erker) również opancerzonych; nadto statki te posiadają pokład pancerny pod linią wodną. Są one wszystkie o kilku pokładach; zwyczajnie pokładów (pięć) jest 5—6. Rys. 18 przedstawia w przekroju poprzecznym układ pokładów i wnętrza okrętu. Pokłady biegną wzdłuż całego okrętu; jest ich, jak wspomnieliśmy 6, a mianowicie:

1) pokład manewrowy czyli pomostowy *a*; jest on wzniesiony ponad właściwym pokładem, służy do pomieszcze-



Rys. 19.

nia łódek parowych i zwykłych; na przodzie znajduje się pomost komendanta, koło sterowe, kompas i t. p. urządzenia;

2) pokład górny (właściwy) *b*; na nim jest ustawiona artyleria lekka; na przodzie i tyle pokład ten jest, zupełnie wolny od zabudowań, bez burtów, aby działa wieżowe swobodnie mogły ostrzeliwać;

3) pokład baterjowy czyli bateria *c*—tu jest umieszczona artyleria średniego kalibru; nadto wielkie okręty mają przybudówki do tych pokładów, t. zw. półbaszty (n. Erker) z działami średniego kalibru;

4) pokład korytarz *d*—są tu ustawione pompy okrętowe, część silnic pomocniczych oraz przyrządy do rzucania torped, nadto składy żywności i t. p.; pokład ten jest pancerny i leży już pod linią wodną; pod nim znajduje się

5) pokład izb *e*; w środku są ustawione kotły i silnice a po bokach składy węgla. Dno podwójne podchodzi aż pod pancierz.

Na spodzie jest jeszcze 6-ty pokład zwany zezą, t. j. zlew, ściek.

Budowę krążownika pancernego możemy poznać dokładnie z rys. 19, na którym mamy przedstawiony jego przekrój. Krążownik ten jest systemu mieszanego, t. j. część poniżej pancierza jest zbudowaną podług systemu żeber podłużnych, zaś górna—systemem żeber poprzecznych. Na rys. oznaczają *a*—bierzo wewnętrzne, *b*—żebra poprzeczne, *c*—żebra podłużne, *d*—podwaliny pokładowe, *e*—szycie zewnętrzne, *f*—szycie wewnętrzne, *g*—pancierz, *h*—podkład drewniany,

i—pokład manewrowy, *k*—pokład górny, *l*—międzypokład, *m*—pokład baterii, *n*—pokład korytarz, *o*—pomieszczenia na kotły, silnice i węgiel, *p*—pokład zeza, *r*—chłodnik bez-

pieczeństwa (n. Wallgang), *s*—szyb do ładowania węgla, *t*—skrzynia do chowania hamaków, *u*—szyb wentylacyjny. (C. d. n.)

Praca odkształceń zeskładów żelaznobetonowych przy zginaniu.

Napisał Kazimierz Grabowski, inżynier.

(Ciąg dalszy do str. 355 w № 28 r. b.)

Teraz wybierzmy położenie punktu *O* (rys. 16) tak, ażeby:

$$\left. \begin{aligned} - \int_{-z}^{+z_0} (l-w) dy + \int_{w-l}^{+w} \frac{\epsilon_c I}{\epsilon_c' I_0} x dx + \int_{-z}^{+z_0} w dy &= 0 \\ \int_{-z}^{+z_0} y dy + \int_{w-l}^{+w} \frac{\epsilon_c I}{\epsilon_c' I_0} z_0 dx + \int_{-z}^{+z_0} y dy &= 0 \\ - \int_{-z}^{+z_0} y(l-w) dy + \int_{w-l}^{+w} \frac{\epsilon_c I}{\epsilon_c' I_0} z_0 x dx + \int_{-z}^{+z_0} y w dy &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (45).$$

Uważajmy z początku Ω , ϵ_c , I , ϵ_c' , I_0 za wielkości stałe. Jeżeli osiom słupek *AC* i *DB* przypiszemy ciężar równy jedności, zaś osi belki *CD* ciężar $\frac{\epsilon_c I}{\epsilon_c' I_0}$, to pierwsze dwa z równań wyrażają warunek, ażeby momenty statyczne takiego układu prętów odnośnie do osi *X* i osi *Y* równały się zeru, czyli że punkt *O* powinien się znajdować w środku ciężkości tak pojętego układu prętów. Ostatnie znów z równań (45) wyraża warunek, ażeby moment odśrodkowy tego układu odnośnie do osi *X* i *Y* równał się zeru, czyli, że osie *X* i *Y* powinny być osiami głównymi. Ponieważ mamy do czynienia z układem symetrycznym, dla którego oś *Y* jest osią symetrii, to oś ta będzie osią główną i warunek, wyrażony ostatniem z równań (45) wypełnia się całkowicie.

Jasną więc jest rzeczą, że

$$\left. \begin{aligned} z_0 &= \frac{h^2}{2h + \frac{\epsilon_c I}{\epsilon_c' I_0} l} \\ w &= \frac{l}{2} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (46).$$

Przy tak oznaczonem położeniu punktu *O* system równań (44) przedstawi się w postaci:

$$\begin{aligned} Z \left[\int_{-z}^{+z_0} dy + \frac{\epsilon_c I}{\epsilon_c' I_0} \int_{w-l}^{+w} dx + \int_{-z}^{+z_0} dy \right] &= \int_{-z}^{+z_0} (M_0)_{AC} dy + \frac{\epsilon_c I}{\epsilon_c' I_0} \int_{w-l}^{+w} (M_0)_{CD} dx + \\ &+ \int_{-z}^{+z_0} (M_0)_{DB} dy \\ B \left[\int_{-z}^{+z_0} (l-w)^2 dy + \frac{\epsilon_c I}{\epsilon_c' I_0} \int_{w-l}^{+w} x^2 dx + \int_{-z}^{+z_0} w^2 dy \right] &= \\ &= \frac{I}{\Omega} \left[A_0 \int_{-z}^{+z_0} dy - 2B \int_{-z}^{+z_0} dy \right] - \int_{-z}^{+z_0} (M_0)_{AC} (l-w) dy + \\ &+ \frac{\epsilon_c I}{\epsilon_c' I_0} \int_{w-l}^{+w} (M_0)_{CD} x dx + \int_{-z}^{+z_0} (M_0)_{DB} w dy \\ H_b \left[\int_{-z}^{+z_0} y^2 dy + \frac{\epsilon_c I}{\epsilon_c' I_0} \int_{w-l}^{+w} z_0^2 dx + \int_{-z}^{+z_0} y^2 dy \right] &= \int_{-z}^{+z_0} (M_0)_{AC} y dy + \\ &+ \frac{\epsilon_c I}{\epsilon_c' I_0} \int_{w-l}^{+w} (M_0)_{CD} z_0 dx + \int_{-z}^{+z_0} (M_0)_{DB} y dy \end{aligned}$$

lub też

$$\begin{aligned} Z \left[2h + \frac{\epsilon_c I}{\epsilon_c' I_0} l \right] &= \int_{-z}^{+z_0} (M_0)_{AC} dy + \frac{\epsilon_c I}{\epsilon_c' I_0} \int_{w-l}^{+w} (M_0)_{CD} dx + \int_{-z}^{+z_0} (M_0)_{DB} dy \\ B \left[2h \left(w^2 - wl + \frac{l^2}{2} \right) + \frac{\epsilon_c I}{\epsilon_c' I_0} l \left(w^2 - wl + \frac{l^2}{3} \right) \right] &= \frac{Ih}{\Omega} [A_0 - 2B] - \\ - \int_{-z}^{+z_0} (M_0)_{AC} (l-w) dy + \frac{\epsilon_c I}{\epsilon_c' I_0} \int_{w-l}^{+w} (M_0)_{CD} x dx + \int_{-z}^{+z_0} (M_0)_{DB} w dy \\ H_b \left[\frac{2(z_0^3 + z^3)}{3} + \frac{\epsilon_c I}{\epsilon_c' I_0} z_0^2 l \right] &= \int_{-z}^{+z_0} (M_0)_{AC} y dy + \\ &+ \frac{\epsilon_c I}{\epsilon_c' I_0} \int_{w-l}^{+w} (M_0)_{CD} z_0 dx + \int_{-z}^{+z_0} (M_0)_{DB} y dy. \end{aligned}$$

Zauważwszy, że $w = \frac{l}{2}$, łatwo znajdziemy:

$$\left. \begin{aligned} Z &= \frac{\int_{-z}^{+z_0} (M_0)_{AC} dy + \int_{-z}^{+z_0} (M_0)_{DB} dy + \frac{\epsilon_c I}{\epsilon_c' I_0} \int_{w-l}^{+w} (M_0)_{CD} dx}{2h + \frac{\epsilon_c I}{\epsilon_c' I_0} l} \\ B &= \frac{\frac{IA_0 h}{\Omega} - \frac{l}{2} \int_{-z}^{+z_0} (M_0)_{AC} dy + \frac{l}{2} \int_{-z}^{+z_0} (M_0)_{DB} dy + \frac{\epsilon_c I}{\epsilon_c' I_0} \int_{w-l}^{+w} (M_0)_{CD} x dx}{\frac{l^2}{12} \left(6h + \frac{\epsilon_c I}{\epsilon_c' I_0} l \right) + \frac{2Ih}{\Omega}} \\ H_b &= \frac{\int_{-z}^{+z_0} (M_0)_{AC} y dy + \int_{-z}^{+z_0} (M_0)_{DB} y dy + \frac{\epsilon_c I}{\epsilon_c' I_0} z_0 \int_{w-l}^{+w} (M_0)_{CD} dx}{\frac{2}{3} (z_0^3 + z^3) + \frac{\epsilon_c I}{\epsilon_c' I_0} z_0^2 l} \end{aligned} \right\} \quad (47).$$

Teraz musimy odnaleźć znaczenia sześciu całek, wchodzących w skład wyrazów dla *Z*, *B* i *H_b*.

Całka $\int_{-z}^{+z_0} (M_0)_{AC} dy$ oznacza płaszczyznę momentów dla przekrojów pręta *AC* w systemie zasadniczym (rys. 14). Przekroje pręta *AC* podlegają momentom wygięcia, wywołanym przez a) parcie ziemi na pręt *AC*, b) siły ześrodkowane, działające na belkę *CD*, c) obciążenie równomiernie rozłożone na belce *CD*, d) parcie ziemi na pręt *DB*.

Rozpatrzmy przekrój *V* pręta *AC*, odległy o *y* od węzła *C* (rys. 17). Jeżeli *h₀* będzie wysokość warstwy ziemnej nad *C*, wliczając w to i warstwę, zastępującą działanie obciążenia ruchomego, to wypadkowa *E_y* parcia na część *CV* będzie, jak wiadomo

$$E_y = \frac{b\gamma}{2} y(y + 2h_0) \text{tg}^2 \frac{90 - \varphi}{2},$$

gdzie *b*—szerokość przyzmatu ziemi, wywierającego parcie na *CV*,

γ —ciężar jednostki objętości ziemi,

φ —kąt skarpy naturalnej.

Odległość *e_y* punktu przyczepienia siły *E_y* od *V* będzie

$$e_y = \frac{y(y + 3h_0)}{3(y + 2h_0)}.$$

Więc moment w przekroju V :

$$M_y = -\frac{b\gamma y^2}{6}(y+3h_0)\operatorname{tg}^2\frac{90-\varphi}{2},$$

jeżeli zastosujemy się do reguły znaków, wskazanej przy wprowadzeniu pomocniczego układu $OB'B''$ (rys. 16).

Wskutek takiego znaczenia M_y płaszczyzna UCA momentów wygięcia, wywołanych w przecie AC przez parcie ziemi, będzie:

$$\begin{aligned} -\frac{b\gamma}{6}\operatorname{tg}^2\frac{90-\varphi}{2}\int_0^h y^2(y+3h_0)dy &= -\frac{b\gamma}{6}\operatorname{tg}^2\frac{90-\varphi}{2}\left(\frac{h^4}{4}+h_0h^3\right) = \\ &= -\frac{b\gamma h^3}{24}(h+4h_0)\operatorname{tg}^2\frac{90-\varphi}{2} \dots \dots (48). \end{aligned}$$

czyli że płaszczyzna momentów, wywołanych przez obciążenie belki CD przedstawi się w kształcie prostokąta $U''U''C'A'$; jej powierzchnia

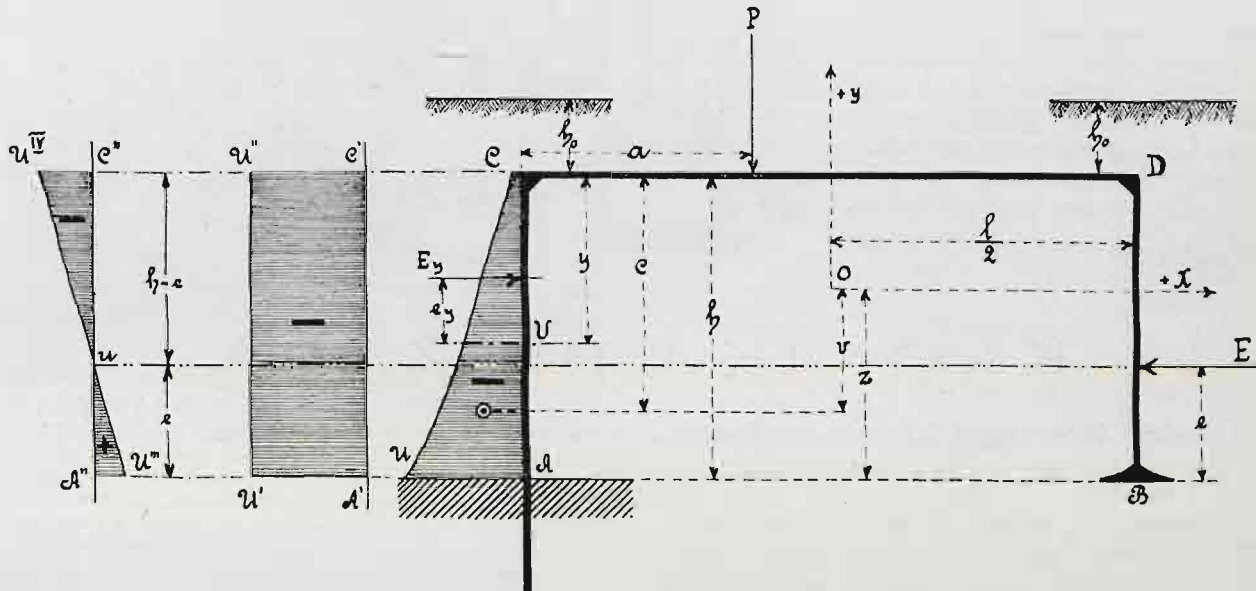
$$-h\left(\Sigma Pa + \frac{pl^2}{2}\right) \dots \dots (50)$$

jej moment statyczny odnośnie do osi X :

$$h\left(\frac{h}{2}-z_0\right)\left(\Sigma Pa + \frac{pl^2}{2}\right) \dots \dots (51).$$

Pręt BD obciążony jest przez parcie ziemi, którego wypadkowa

$$E = \frac{b\gamma h}{2}(h+2h_0)\operatorname{tg}^2\frac{90-\varphi}{2}.$$



Rys. 17.

Odległość c środka ciężkości tej płaszczyzny od punktu C będzie:

$$\begin{aligned} c &= \frac{\frac{b\gamma}{6}\operatorname{tg}^2\frac{90-\varphi}{2}\int_0^h y^3(y+3h_0)dy}{\frac{b\gamma h^3}{24}(h+4h_0)\operatorname{tg}^2\frac{90-\varphi}{2}} = \frac{4\int_0^h y^3(y+3h_0)dy}{h^3(h+4h_0)} = \\ &= \frac{4h^4\left(\frac{h}{5} + \frac{3h_0}{4}\right)}{h^3(h+4h_0)} = \frac{h\left(\frac{4}{5}h + 3h_0\right)}{h+4h_0}. \end{aligned}$$

Znaczy to, że odległość tego punktu (środku ciężkości) od O będzie (por. rys. 16):

$$v = z_0 - c = z_0 - \frac{h\left(\frac{4}{5}h + 3h_0\right)}{h+4h_0} = \frac{h\left(\frac{4}{5}h + 3h_0\right) - z_0(h+4h_0)}{h+4h_0}$$

biorąc pod uwagę znak v .

Więc moment statyczny płaszczyzny UCA odnośnie do osi X będzie:

$$\frac{b\gamma h^3}{24}\left[h\left(\frac{4}{5}h + 3h_0\right) - z_0(h+4h_0)\right]\operatorname{tg}^2\frac{90-\varphi}{2} \dots (49).$$

Równomiernie rozłożone obciążenie p belki CD wywoła we wszystkich przekrojach słupa AC jedne i te same momenty wygięcia $-\frac{pl^2}{2}$; również ześrodkowana siła P wywoła momenty wygięcia $-Pa$, ogólnie więc obciążenie belki CD będzie wywoływało w słupie AC momenty wygięcia

$$-\left(\Sigma Pa + \frac{pl^2}{2}\right),$$

Odległość e punktu przyłączenia siły E od B będzie:

$$e = \frac{h(h+3h_0)}{3(h+2h_0)}.$$

Płaszczyzna momentów wygięcia, wywołanych w przecie AC przez siłę E przedstawi się w postaci dwóch trójkątów $A''U''''u$ (część dodatnia) i $uC''U''''v$ (część ujemna). Powierzchnia tych dwóch płaszczyzn będzie:

$$\begin{aligned} \frac{Ee^2}{2} - \frac{E(h-e)^2}{2} &= \frac{E}{2}h(2e-h) = -\frac{Eh}{2}(h-2e) = \\ &= -\frac{b\gamma h^2}{4}(h+2h_0)\operatorname{tg}^2\frac{90-\varphi}{2} \cdot \frac{h^2}{3(h+2h_0)} = \\ &= -\frac{b\gamma h^4}{12}\operatorname{tg}^2\frac{90-\varphi}{2} \dots \dots (52). \end{aligned}$$

Moment statyczny tych dwóch płaszczyzn odnośnie do osi X będzie:

$$\begin{aligned} -\frac{Ee^2}{2}\left(z - \frac{e}{3}\right) - \frac{E(h-e)^2}{2}\left(z_0 - \frac{h-e}{3}\right) &= \\ &= -\frac{E}{2}\left[e^2\left(z - \frac{e}{3}\right) + (h-e)^2\left(z_0 - \frac{h-e}{3}\right)\right] = \\ &= -\frac{b\gamma h}{4}(h+2h_0)\operatorname{tg}^2\frac{90-\varphi}{2}\left[e^2\left(z - \frac{e}{3}\right) + (h-e)^2\left(z_0 - \frac{h-e}{3}\right)\right] \dots (53). \end{aligned}$$

Jeżeli teraz zbierzemy razem wyrazy (48), (50) i (52), to otrzymamy:

$$\begin{aligned} \int_{-z}^{+z_0} (M_0)_{AC} dy &= \\ &= -h\left[\frac{b\gamma h^2(3h+4h_0)}{24}\operatorname{tg}^2\frac{90-\varphi}{2} + \Sigma Pa + \frac{pl^2}{2}\right] \dots (54); \end{aligned}$$

zebrawszy zaś razem wyrazy (49), (51) i (53), znajdziemy:

$$\int_{-z}^{+z_0} (M_0)_{AC} y dy = \frac{b\gamma h}{24}\operatorname{tg}^2\frac{90-\varphi}{2}\left[h^2\left[h\left(\frac{4}{5}h + 3h_0\right) - z_0(h+4h_0)\right] - 6(h+2h_0)\left[e^2\left(z - \frac{e}{3}\right) + (h-e)^2\left(z_0 - \frac{h-e}{3}\right)\right]\right] + h\left(\frac{h}{2}-z_0\right)\left(\Sigma Pa + \frac{pl^2}{2}\right) \dots (55).$$

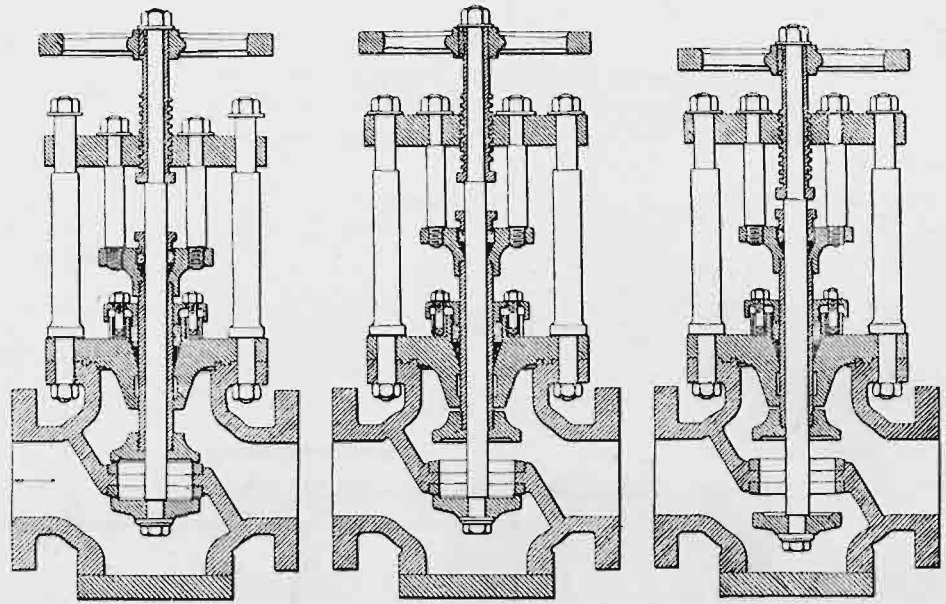
Wiadomości techniczne i przemysłowe.

Wentyl parowy podwójny Hopkinson'a.

Wentyl ten składa się z komory typu zwy-
czajnego, zawierającej dwie klapki płaskie, ru-
chome w przeciwnych sobie kierunkach. Klapka
górną jest przytwierdzona do rurki pionowej,
a dolna do sworznia wolno w rurce tej osadzone-
go. Działanie wentyla widoczne jest z rysunku.
Podczas wpuszczania pary, pierwsze obroty ręcz-
ki podnoszą rurkę, a z nią i klapkę górną. Póź-
niej po dojściu płyty połączonej nieruchomo z rur-
ką do odpowiednich naśrubków, górna klapka za-
trzymuje się i następuje opuszczenie dolnej klapki.
Przy wypuszczeniu pary porządek jest odwrotny.

Korzyści wentyla HOPKINSON'A polegają
na tem, że podczas wpuszczania pary otwiera
znaczną przestrzeń zupełnie wolną, podczas odcin-
ania zaś napotyka tylko opór tarcia sworznia
o rurkę, a po odcięciu przecina dwukrotnie drogę
uchodzącej parze.

(Eng. r. z., t. LXXVIII, № 2024, str. 517).



KRONIKA BIEŻĄCA.

Wydział Urzędzeń Zdrowotnych Użyteczności Publicznej przy Stow. Techników rozesłał okólnik, w którym zawiadamia o swych celach i zadaniach. Wydział utworzony został „dla ułatwienia tym jednostkom i instytucjom, które, powziawszy inicjatywę, chciałyby ją w czyn przyobudzić“, gdyż, mówi okólnik, „z doświadczenia wiemy, że do wykonania wielu urzędzeń zdrowotnych często nie są potrzebne duże środki; że można niewielkimi względnie środkami, użytymi według prawidłowo naszkicowanego z góry projektu, w ciągu niewielu lat otrzymać dzieło poważne i prawdziwe korzyści niosące. W wielu znów razach, gdy idzie o rzeczy doniosłej użyteczności ogólnej, środki na ten cel, jak to wskazują zresztą przykłady, mogą być osiągnięte drogą zaciągnięcia pożyczki, w której kapitał znajdzie dobre oprocentowanie“.

Jakie są cele i zadania Wydziału, o tem czytelnicy *Prze-
glądu Techn.* już wiedzą¹⁾.

Równocześnie Wydział rozesłał drugi okólnik, w którym prosi o dostarczenie mu projektów lub rysunków rzeczywiście wykonanych urzędzeń zdrowotnych — bądź to w kraju, bądź za granicą, lub też o wskazanie osoby, która mogłaby mu udzielić powyższych danych. Z prac tych nagromadzonych i usystematyzowanych w Stowarzyszeniu Techników Wydział ma zamiar urządzić zbiór prac technicznych polskich z dziedziny urzędzeń zdrowotnych, — a równocześnie posłużyć one jako cenny materiał dla projektujących nowe urządzenia.

Nowe pismo techniczne. Dnia 15 lipca r. b. wyszedł z pod prasy w Krakowie pierwszy numer nowego czasopisma, poświęconego technice i przemysłowi, p. t. „Miesięcznik Techniczny“. Pismo wychodzić ma 15-go każdego miesiąca. Do komitetu redakcyjnego należą pp.: Redaktor R. Z. Ciesielski arch., Fonferko Kaz. inż., Lombardo Jan, inż. chem., Niedzielski Julian, Czunko Kaz., inż. Adres redakcyi: Kraków, Redakcyja Miesięcznika Technicznego.

Przepisy o przyjmowaniu pokostu luianego, wydane przez rosyjskie Ministerjum Marynarki. Komisya złożona z fachowców, wezwana przez Ministerjum do złożenia warunków przyjmowania pokostu, opracowała następującą metodę badania.

I. Znaki zewnętrzne: a) Barwa. Dopuszczalna barwa pokostu może być jasna aż do ciemno-brunatnej z rozmaitemi przejściami. b) Klarowność. Wymagana jest zupełna klarowność; przyjęty jednak klarowny pokost może z czasem wydzielić nieznaczny, trudno opadający osad, który się składa z mydeł ołowianych lub manganowych, nie szkodzących dobroci pokostu.

II. Próby praktyczne: a) Pokost rozlewa się bardzo cienką warstwą na płytkę szklaną i suszy w 13 — 15° R. Ciemne gatunki pokostu nie dalej jak w 12 godz., a jasne w 20 godz., muszą stracić

¹⁾ Por. *Przeł. Techn.* z r. b. № 26 str. 326, № 27 str. 328, № 30 str. 383.

własność przylepiania się, powinny być zupełnie wyschnięte, połysku-
jące i elastyczne. b) Trwałość oznacza się przez wysuszenie w ciągu
24 godz. w 100°. W ten sposób potraktowana warstwa nie powinna
dawać żadnych skaz, a przy skrobaniu nożem powinny odpadać
wiórki. c) Roztarty z białą cynkową lub chemicznie czystą białą ołow-
wianą pokost może tylko w bardzo nieznacznym stopniu przyciemnić
białą barwę tych farb mineralnych. d) 25 cz. pokostu rozciera się
z 20 cz. bieli cynkowej; tem się pociąga gruntowaną drewnianą płytkę.
Warstwa po 8 — 9 godzinach musi wyschnąć. e) Domieszka trawn
zdradza odór nieprzyjemny, który występuje wyraźniej, jeżeli po-
kost rozetrzeć na dłoni lub ogrzać. Farby na takim pokoście pozo-
stają lepkie przez czas bardzo długi.

III. Próby chemiczne: a) Ciężar właściwy pokostu w 15° C. nie
powinien być mniejszy niż 0,941. b) Obecność olejów mineralnych,
żywiczych i terpentyny wykrywa się, zmydlając pokost roztworem
ługu spirytusowego w kolbie z odwróconym ozębniaczem. Czysty po-
kost po rozcieńczeniu 2—3 częściami wody daje roztwór zupełnie klaro-
wny. Żywiczne substancje można wykrywać także przy pomocy polary-
metru. W razach wątpliwych można się uciec do destylowania po-
kostu z parą wodną; w destylacie znajduje się benzyna, terpentyna
i inne ciała lotne. c) Obecność większych ilości kalafonii w pokoście
nie może być uważana za dobrą; mała jej ilość może być dopuszczana,
ponieważ wiele pokostów robi się z mydłami żywicznymi. Ponieważ
do wykrycia kalafonii niema żadnej pewnej metody, trzeba w pokoście
oznaczyć liczbę kwasową, która nie powinna być wyższa nad 8. Aby
znaleźć tę liczbę, trzeba 10 g pokostu rozpuszczonego w 50 cm³ obo-
jętnego alkoholu zmieszać 1/10 spirytusowym roztworem ługu potaso-
wego. d) Po spalaniu pokostu i wyżarzeniu pozostałego popiołu, ciężar
ostatniego nie powinien przekraczać 0,75%.

Badania nad balastem W Berlinie prowadzą szczegółowe ba-
dania w celu oznaczenia uajodpowiedniejszej wielkości kawalków
szabru, używanego na balast kolejowy. Badania te wykazały, że za
najdogodniejsze wielkości kamieni należy uważać najwyżej 6 cm,
najmniej 2,5 cm. Kawalki większe niż 6 cm trzeba zwykle przy pod-
bijaniu szyn rozbić lub usuwać, przez co droższą się staje robocizna
i zwiększa się zużycie materiału. Okólnik pruskiego Ministerjum
Robót publicznych nakazuje przeto dyrekcjom dróg żel., wyniki prób
z balastem przyjąć za obowiązujące przy nabywaniu kamieni na szaber
odpadki, po przesianiu przez sito z oczkami 10 mm, bardzo dobrze na-
dają się do podbijania podkładów drewnianych. Szczególniej nadają
się te odpadki (których cena nie jest wyższa od ceny przesianego
żwiru) na stacjach zestawniczych do posypania po wierzech zwykłego
balastu gruboziarnistego, w takich miejscach, gdzie musi dużo
chodzić służba. Również można używać odpadków tych w celu uła-
twienia chodzenia na linii między stacyami, oraz na przejściach
przez tory.

(Z. d. V. d. Eis.-verw. № 30 r. b.)

Wpływ trzęsienia ziemi na wzrost produkcji ropy. Gazeta ame-
rykańska „Pacific Oil Reporter“ donosi, że trzęsienie ziemi w okrę-
gu Kern River County w Kalifornii wywołało nadzwyczajnie silne
wybuchy ropy w tamtejszych kopalniach. To samo zjawisko zaobser-
wowano w okręgach naftowych w Junset i Mc. Kittrick.

(Nafta zesz. 14 r. b.)