

PRZEGLĄD RADJOTECHNICZNY

OGŁASZANY STARANIEM SEKCJI RADJOTECHNICZNEJ STOW. ELEKTR. POLSKICH

Pod naczelnym kierunkiem prof. M. POŻARYSKIEGO.

Rok XI.

15 Grudnia 1933 r.

Zeszyt 23—24

Redaktor kpt. STEFAN JASIŃSKI.

Warszawa, Marszałkowska 33 m. 11, tel. 8-40-45.

UWIDOCZNIANIE PRZEBIEGÓW PERJODYCZNYCH W OSCYLOGRAFIE KATODOWYM.

Observations de phénomènes électriques périodiques à l'aide d'un oscillograph cathodique.

Inż. A. Jellonek, Lwów.

SOMMAIRE.

En oscillographiant les phénomènes électriques rapides et aperiodiques avec l'oscillographe cathodique on trouve des difficultés à cause de la clarté limitée de cet appareil. Cette difficulté tombe, si, observant les phénomènes périodiques, on superpose plusieurs périodes à l'aide d'un facteur variant avec le temps et additionne leur effect.

On parle dans cet article, quelles conditions doivent être accomplis, pour obtenir, à l'aide de ce facteur auxiliaire, l'image vraie de phénomènes électriques en fonction de temps, rapportée aux axes de coordonnées cartésiennes rectangulaires. On décrit les procédés physiques d'un caractère plus au moins pareil, les appareils contemporains exécutés, servant à obtenir ce facteur, en montrant leur défauts et avantages. A la fin, on a donné les limites de fréquence de chaque appareil.

Do uwidocznienia jednorazowych, szybkich przebiegów przy pomocy oscylografu katodowego wymagana jest bardzo znaczna szybkość zapisywania^{*)}. Trudność ta usuwa się na drugi plan, jeżeli ograniczymy się do badania przebiegów perjodycznych. W tym wypadku wystarcza, by obrazy na ekranie lub kliszy nakładały się na siebie za każdym powtórzeniem przebiegu. Wówczas dla uwidocznienia ich mamy do dyspozycji sumę energii dostarczonej przez następujące po sobie obrazy, przyczem sumowanie możemy rozciągnąć na dowolny, od nas zależny czas.

^{*)} Największa szybkość zapisywania, j.t. taka szybkość promieni katodowych (wzdł. zakreslanego obrazu), dla której zaczernienie kliszy jest właśnie jeszcze widoczne. Zwykle, dla scharakteryzowania własności danego oscylografu używamy „największej szybkości zapisywania zredukowanej na oscylogram normalny”. Jako normalny został zaproponowany (Knoll: Nutzeffekt des Kathodenoszillographen. Zeit. d. techn. Phys. Bd. 12. S. 54. 1931) oscylogram, w którym stosunek grubości d linii do amplitudy A przebiegu zapisywanego wynosi:

$$d : A = 1 : 50.$$

Wtedy:

$$v_{\text{max. zred.}} = v_{\text{max.}} \cdot \frac{1}{50} \cdot \frac{A}{d}.$$

Określenie to jest o tyle ważne, że wprowadza grubość kreski, która też posiada wpływ na zdolność najszybszego zapisywania oscylografu.

Jak wiadomo¹⁾ oscylograf katodowy posiada naogół dwie pary elementów sterujących, do siebie prostopadłych. Rolę tę spełniają najczęściej elektrody sterujące strumień elektronów polem elektrycznym. Na jedną parę załączamy napięcie proporcjonalne do wielkości badanej; drugą zasilamy wielkością pomocniczą tego rodzaju, by promienie katodowe pod wpływem działania obu par elektrod zakreśliły na ekranie lub kliszy drogę, dającą wierny, nieruchomy obraz $czasa$ o przebiegu wielkości badanej. Zagadnienie sprowadza się zatem do omówienia sposobów wytwarzania wielkości pomocniczej (prądu lub napięcia) o powyższych własnościach. Dodajemy jeszcze warunek, by obraz wielkości badanej jako funkcja czasu, występował we współrzędnych prostokątnych, które mi się normalnie w naukach technicznych posługujemy.

Rozważmy teraz, jakim warunkom musi odpowiadać pomocnicza wielkość dla wiernego uwidocznienia badanego przebiegu czasowego. Pierwszy warunek narzuca się sam przez się: wielkość pomocnicza musi się zmieniać proporcjonalnie do czasu w możliwie szerokich granicach, wzrastać lub maleć linjowo z czasem. Jeżeli przebieg ten nie jest w zakresie całego czasu wchodzącego w rachubę proporcjonalny do tegoż czasu, wówczas część jego nieprostolinijna powinna względem pozostałej trwać możliwie krótko. Dalej zmiana tej pomocniczej wielkości musi być dostatecznie duża, by spowodowane nią odchylenie promieni katodowych starczyło do wytworzenia obrazu, obejmującego odpowiednią część ekranu lub kliszy. Idealny przebieg takiej wielkości składa się zatem z dwóch części: powolnego, prostolinijnego zwiększania lub zmniejszania się określonego równaniem:

$$P = b \pm at$$

przyczem oznaczają: P = wielkość pomocnicza, t = czas, a, b = stałe, oraz nagłego (w wypadku

¹⁾ E. Alberti: Braunsche Kathodenstrahlröhren u. ihre Anwendung. Springer 1932. Książka zawiera również wyczerpującą bibliografię.

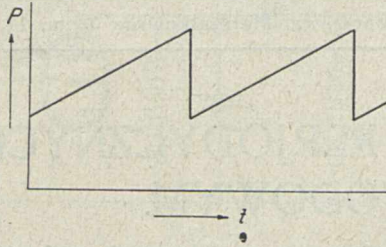
W literaturze polskiej: T. Jaskólski: Oscylografy katodowe. Przegląd Elektr. s. 121. 1929.

S. Dierewianko: Oscylograficzne badanie kształtu krzywej napięcia o częstości akustycznej. Przegl. Elektr. s. 711. 1932.

idealnym nieskończenie krótkotrwały) powrotu do wartości początkowej wdg. równania:

$$t = \text{const.}$$

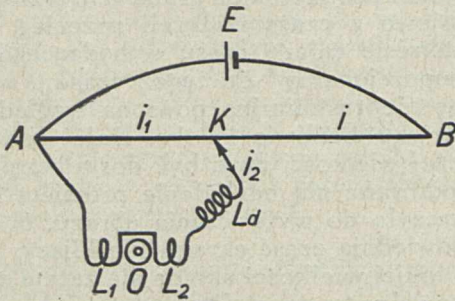
Przebieg taki, o kształcie części trójkąta prostokątnego, podaje rys. 1.



Rys. 1.

Wielkość pomocnicza, spełniająca powyższe warunki, pozwoliłaby nam uwidocznić jednorazowy przebieg krzywej badanej. Jeżeli jednak przebieg badany jest periodyczny, zaś pomocniczy posiada wymienione własności, a nadto jest też periodyczny i ma przebieg synchroniczny z badanym, wówczas promienie katodowe padać będą w odpowiadających sobie momentach każdego okresu na to samo miejsce ekranu. Otrzymamy zatem wrażenie krzywej stojącej. Dodatkowym warunkiem pracy urządzenia pomocniczego jest zatem możliwość regulacji jego częstości*) w możliwie szerokich granicach dla uzyskania biegu synchronicznego z przebiegiem badanym. Synchronizm ten musi się utrzymywać przez czas potrzebny do obserwacji lub zdjęcia. Nie powinny nań zatem działać drobne zmiany częstości procesu badanego. To ostatnie jest możliwe tylko wtedy, gdy częstość drgań urządzenia pomocniczego będzie w jakikolwiek sposób sterowana przez przebieg badany.

Pierwsze urządzenie tego typu podał w r. 1899 Zenneck²⁾. Wielkością pomocniczą, proporcjonalną do czasu był tutaj prąd, jaki otrzymujemy przesuwając kontakt K (rys. 2) wzdłuż drutu oporowe-



Rys. 2.

Schematyczny układ połączeń urządzenia Zennecka.

go AB przez który płynie prąd stały i_1 , ze źródła E. Prąd odbierany w punktach AK zasila cewki L_1, L_2 . Wytworzone przez nie pole magnetyczne steruje promienie katodowe oscylografu O. Jeżeli prędkość przesuwania styku jest stała, to prąd i_2 zasilaający cewki zmienia się praktycznie linjowo z czasem.

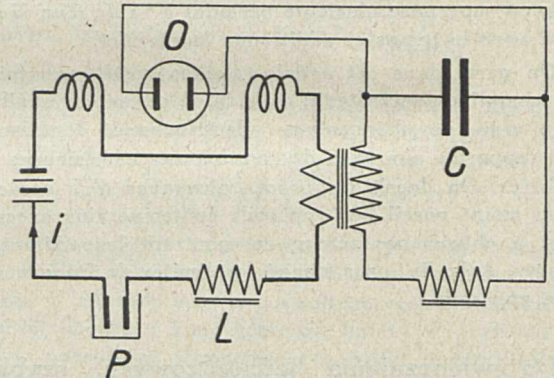
*) Przyp. Red. Częstość zamiast częstotliwość wg. Lwowa.

2) Zenneck: Eine Methode zur Demonstration u. Photographie von Stromkurven. Annalen d. Physik Bd. 69. S. 838. 1899.

Zmiana ta jest tem dokładniej linjowa, im opór omowy gałęzi $A L_1 L_2 K$ jest większy wobec oporu AKB (t. zn. $i_1 \gg i_2$) oraz im mniejszy jest stosunek L/R w gałęzi $A L_1 L_2 K$. Synchronizm obu przebiegów (badanego i pomocniczego) uzyskiwał Zenneck dając styk K nieruchomy, wprawił zaś w ruch drut oporowy AB zwinięty w pętlę, obracaną przez generator prądu zmiennego, którego napięcie badał.

W r. 1913 podał Fleming³⁾ metodę opartą na wyzyskaniu środkowej, w przybliżeniu prostoliniowej części sinusoidy. Jako wielkości pomocniczej użył on napięcia zmiennego sinusoidalnie o tak dużej amplitudzie, że promienie katodowe pozostawały w obrębie ekranu tylko w czasie zmiany napięcia odpowiadającej środkowej (w okolicy wartości 0) części sinusoidy; przez resztę zaś okresu były odchylane daleko w bok. Synchronizm obu przebiegów możemy i w tym wypadku uzyskać przez mechaniczne sprzężenie maszyny, dostarczającej wielkości pomocniczej, z generatorem badanym.

Przejdźmy z kolei do całej grupy metod, opartych na podobnych zjawiskach. Przebiegi czasowe wszystkich tych zjawisk mają kształt zbliżony do



Rys. 3.

Układ użyty przez Simona i Reicha dla uwidocznienia aperiodycznego ładowania i rozładowania kondensatora przez cewkę indukcyjną.

części trójkąta prostokątnego. Należą tu wszystkie układy, w których pojedynczy zbiornik energii (jaki jest kondensator lub cewka) załączamy do urządzenia pozwalającego na powolne, aperiodyczne ładowanie, oraz szybkie (skokiem), również aperiodyczne rozładowanie, lub odwrotnie. Jeżeli całe zjawisko powtarza się periodycznie, wówczas mówimy o drganiach przeskokowych (Kippschwingungen) prądu lub napięcia, zależnie od tego, która z tych wielkości zmienia swą wartość nagle, niejako skokiem. W praktycznym wykonaniu rolę zbiornika gra zawsze kondensator lub cewka. Jedynie sposoby ładowania i rozładowania różnią się między sobą. I tak:

Simon i Reich⁴⁾ pierwsi otrzymywali pomocnicze zmiany prądu przez zastosowanie obwodu

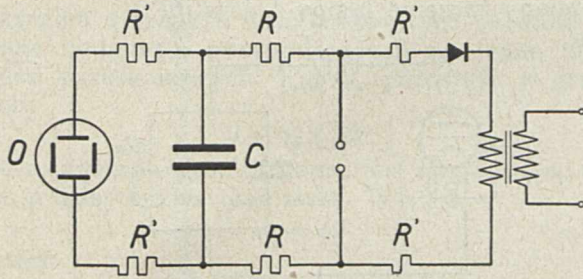
3) Fleming: An exhibition of Braun cathode tubes and an electrostatic machine for working them, used as a high frequency oscillogr. Proc. Phys. Soc. Lond. V. 25. P. 227. 1913.

4) H. Simon u. M. Reich: Über ein Universalstativ für Versuche mit der Braunschen Röhre und Zusammenstellung solcher Versuche. Annal. d. Physik Bd. 2. s. 284 u. 433. 1900.

złożonego z indukcyjności, ładowanej przez prze-
rywacz elektrolityczny (rys. 3). Za każdym załącze-
niem prąd wzrasta wdg. równania:

$$i = \frac{E}{R} \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t} \right)$$

oznaczenia jak na rys. 3.

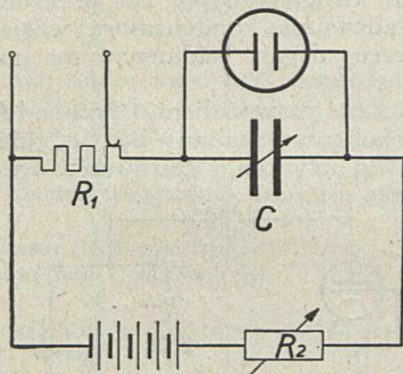


Rys. 4.

Schematyczny układ połączeń urządzenia Kruga.

Mandelstam⁵⁾ i Rohansky⁶⁾ oraz Krug⁷⁾ uży-
li kondensatora ładowanego przez opór omowy
(rys. 4 układ połączeń wdg. Kruga). Do rozłado-
wania zaś służył iskiernik. Napięcie na kondensa-
torze C ładowanym przez opór R rośnie exponen-
cjalnie do chwili osiągnięcia wartości przeskoku
iskry, poczem szybko spada. Opory R' służą jedy-
nie do tłumienia ewentualnych oscylacji własnych
obwodu.

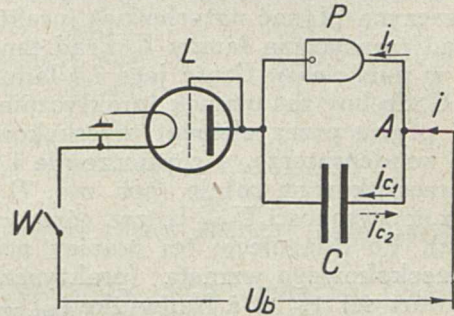
Kipping⁸⁾ zastąpił iskiernik lampą jarzeniową
(rys. 5). Kondensator C ładuje się przez opór R₁.
Gdy napięcie na nim wzrośnie powyżej napięcia
zapalenia lampy jarzeniowej, wówczas rozładowu-
je się przez nią prawie momentalnie; napięcie za-



Rys. 5.

Schematyczny układ połączeń urządzenia Kippinga.

tem na kondensatorze spada i lampa gaśnie. Jako
pomocniczej wielkości do oscylografu możemy
użyć albo napięcia na kondensatorze, albo też
spadku napięcia na oporze R₁. Pomocniczy opór R₂
służy jako regulator napięcia, którego zmiana po-
zwala na regulowanie częstości drgań obwodu.



Rys. 6.

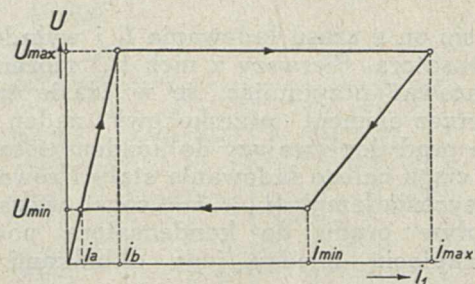
Schemat podający zasadę działania układu Rogowskiego.

Wszystkie tego rodzaju przebiegi mają charak-
ter krzywych exponencjalnych; dają zatem pewne
uchybiecie od prostoliniowości. Im mniejsze ma
być to uchybiecie, tem (dla danego układu) mniej-
szą część wielkości pomocniczej możemy wyzyskać.

Wadę powyższą usuwają układy zapropono-
wane przez Rogowskiego^{9), 10)}. Linjowy wzrost na-
pięcia U_c na kondensatorze C osiągamy, ładując
go prądem I o stałym natężeniu. Wtedy:

$$U_c = \frac{1}{C} I \int_0^t dt = \frac{1}{C} It.$$

Prąd taki daje odpowiednia lampa katodowa pra-
cująca w takich warunkach, aby przebieg
odbywał się przy pełnym prądzie nasycenia. Roz-



Rys. 7.

Schemat charakterystyki elementu przeskokowego.

⁵⁾ Mandelstam: Über eine Methode zur objektiven Dar-
stellung d. Schwingungsvorgänge in einfachen u. gekoppelten
Kondensatorkreisen. Jb. Drahtl. Telegr. u. Teleph. Bd. 1. S.
124. 1907/8.

⁶⁾ Roschansky: Zur Frage des Funkwiderstandes. Phys.
Z. Bd. 9. s. 627. 1908.

⁷⁾ Krug: Über Schaltanordnungen bei Kathodenstrahl-
zillographen zur Aufnahme von per. u. aper. verlaufenden
Vorgängen im rechtwinkligen Koordinatensystem. Elektrot. u.
Maschinenbau Bd. 49. s. 233. 1931.

⁸⁾ Kipping. Investigations with the cathode ray oscillo-
graph. Wirel. Wld. V. 13. p. 309 i 705. 1924.

ładowanie następuje przez dowolny element, po-
zwalający, przy odpowiednim napięciu, na przepu-
szczenie dostatecznie dużego prądu, by rozładowa-
nie odbyło się praktycznie momentalnie.

Zbadajmy teraz bliżej, jakie własności musi
posiadać każdy element powyższego urządzenia, by
napięcie na kondensatorze miało kształt możliwie

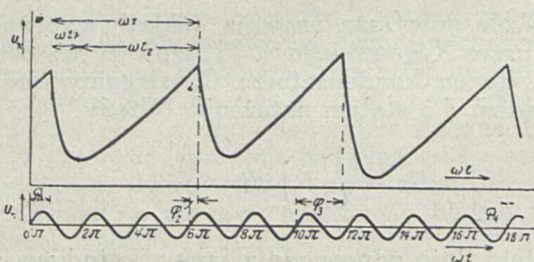
⁹⁾ Rogowski: Neue Vorschläge zur Verbesserung des
Kathodenstrahlzillographen Arch. f. Elektr. Bd. 9. S. 115.

¹⁰⁾ Rogowski und Glage: Einige Versuche mit dem ver-
besserten Kathodeoszillograph. Arch. f. Elektr. Bd. 9. S. 120.

zbliżony do trójkąta prostokątnego, oraz powtarzało się periodycznie. Przyjmijmy układ i oznaczenia jak na rys. 6, na którym symbol P oznacza dowolny element o własnościach przeskokowych. Schematyczny kształt charakterystyki takiego elementu przedstawia rys. 7, zaś układ połączeń całego urządzenia rys. 6. Po załączeniu wyłącznika W (rys. 6) zaczyna płynąć natychmiast (praktycznie) pełny prąd i nasycenia lampy L . Prąd ten rozgałęzia się w punkcie A . Część jego i_{c1} ładuje kondensator C , drobny zaś ułamek (praktycznie do pominięcia) płynie przez element przeskokowy. Napięcie na kondensatorze, a równocześnie i na elemencie przeskokowym rośnie (por. rys. 7) prawie linjowo aż do wysokości U_{max} (t. zw. górne napięcie przeskoku). Po osiągnięciu tej granicy prąd elementu przeskokowego wzrasta (praktycznie skokiem) do wartości $i_{max} > i$. Nadwyżkę $i_{max} - i = i_{c2}$ pokrywa kondensator C rozładowując się, przez co napięcie jego spada. Równocześnie maleje prąd i_1 . Gdy napięcie na kondensatorze osiągnie wartość U_{min} (dolne napięcie przeskokowe), prąd i_1 spada skokiem z wartości i_{min} na i_a . Przebieg może się zacząć od nowa. Warunkiem podtrzymywania drgań jest teraz:

$$i_a < i < i_{min}.$$

Oszacujmy teraz czas t trwania całego przebiegu.



Rys. 8.
wdg. Hudeca.

Składa się on z czasu ładowania t_1 i wyładowania t_2 kondensatora. Pierwszy z nich (t_1) możemy łatwo oszacować przyjmując, że w czasie tym nie płynie przez element przeskokowy żaden prąd, czyli, że prąd dopływający do kondensatora pozostaje w ciągu całego ładowania stały i równy prądowi nasycenia lampy ($i_{c1} = i = \text{const.}$ w czasie t_1).

Dopływ prądu do kondensatora powoduje wzrost napięcia między jego okładkami, wdg. wzoru:

$$i = C \frac{dv}{dt}$$

czyli:

$$i dt = C dv$$

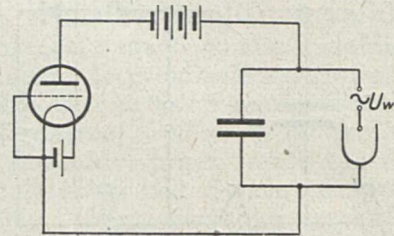
Cały przebieg (ładowania) trwa od $t = 0$ do $t = t_1$; w tym czasie napięcie kondensatora zmienia się od U_{min} do U_{max} . Czyli:

$$i \int_0^{t_1} dt = C \int_{U_{min}}^{U_{max}} dv$$

$$i t_1 = C (U_{max} - U_{min})$$

$$t_1 = \frac{C}{i} (U_{max} - U_{min}).$$

Najkrótszy czas ładowania otrzymujemy dla $i = i_{min}$. Wtedy jednak $t_2 = \infty$. Całkowity czas przebiegu: $t = t_1 + t_2$ osiąga minimum dla jakiejś wartości $i < i_{min}$. Rozważanie powyższe pozwala na wyciągnięcie ważnego wniosku: zmianę częstotliwości przebiegu przeskokowego możemy uzyskać regulacją natężenia prądu ładującego. Wielkość tego ostatniego możemy zmieniać wygodnie przy pomocy zmiany żarzenia lampy L (rys. 6)*).



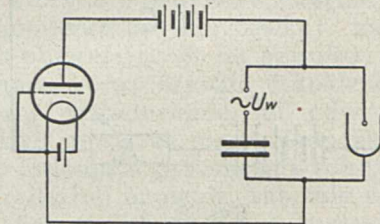
Rys. 9a.

Napięcia sterujące załączone w szereg z elementem przeskokowym.

Mamy już zatem przebieg periodyczny o żądanym (trójkątnym) kształcie. Częstotliwość tego przebiegu daje się zmieniać w szerokich granicach, układ pozwala zatem na zesynchronizowanie go z przebiegiem badanym. Pozostaje jeszcze trudność trwałego utrzymania synchronizmu obu przebiegów, nawet przy drobnych wahaniach ich częstotliwości. Możemy to uskutecznić jedynie przy pomocy sterowania drgań pomocniczych — badanymi.

Razpatrzmy zatem dokładniej warunki powstania i utrzymania synchronizmu. (Synchronizm rozumiemy tu w nieco szerszym znaczeniu. Ilość drgań innego rodzaju ma być całkowitą wielokrotnością drgań drugiego typu, zaś przesunięcie początku wyładowania kondensatora względem początku okresu drgań badanych ma pozostawać stałe).

Dotychczas rozważaliśmy przypadek, gdzie układ przeskokowy zasilany był jedynie stałym napięciem. Dla uzyskania sterowania synchronicz-



Rys. 9b.

Napięcia sterujące załączone w szereg z kondensatorem.

nego musimy włączyć napięcie badane (zmienne) np. w szereg z elementem przeskokowym (rys. 9a). Wykreślmy przebieg napięć: badanego U_w oraz kondensatora U_K w zależności od ωt (rys. 8), przy-

*) Zmianę wielkości prądu ładującego możemy również uzyskać przy pomocy lampy czteroelektrodowej, przez zmianę napięcia siatki. Zaletą takiego układu jest możliwość zastosowania lampy o żarzeniu pośrednim, pobieranem z sieci (wdg. M. v. Ardenne E. Leybold's Nachfolger A. G. kat. Ma. 140e. wrzesień 1933).

czem ω oznacza pulsację napięcia badanego¹⁷⁾. Przyjmijmy, że przebieg badany ma pulsację stałą, zaś przeskokowy zmienną, oraz, że napięcie badane zawiera bezpośrednio po załączeniu prądu i kąt φ_1 względem początku rozładowania kondensatora. Kąt ten po upływie jednego okresu drgań przeskokowych wynosi:

$$\varphi_2 = \varphi_1 + \omega t - 2n\pi$$

przyczem n oznacza ilość całkowitych okresów napięcia badanego, przypadających na jeden okres drgań przeskokowych. Kąt φ_2 pozostaje w granicach:

$$0 < \varphi_2 < 2\pi.$$

Dla osiągnięcia synchronizmu jest koniecznym, aby kąt φ osiągnął wartość stałą. Wtedy:

$$\dot{\varphi}_1 = \dot{\varphi}_2$$

a stąd:

$$\omega t = 2n\pi \dots \dots \dots (1)$$

całe rozumowanie nie ulegnie zmianie, jeśli zmienimy rolę drgań, tak, że ω oznaczać będzie pulsację drgań badanych.

Warunek powyższy (1) jest konieczny, lecz nie jedyny; nie daje bowiem żadnej wskazówki czy i kiedy synchronizm ustawi się sam („wskoczenie” w synchronizm) i czy utrzyma się także przy drobniejszych przynajmniej zmianach częstości jednego z napięć. Chcielibyśmy zatem wiedzieć, kiedy φ będzie miało dążność do ustalenia się, mimo niestałości pulsacji przebiegów. Uporządkujmy zatem φ podług wielkości (w dopuszczalnych dlań granicach: $0 < \varphi < 2\pi$) i znajdziemy każdorazowe ωt . Ścisłe rozważanie matematyczne¹⁷⁾ **) prowadzi do wniosku, że, aby przebiegi miały dążność do wskoczenia w synchronizm i utrzymania się w nim, stromość krzywej $\omega t = f(\varphi)$ musi mieścić się w określonych granicach:

$$-2 > \frac{d(\omega t)}{d\varphi} > 0 \dots \dots \dots (2)$$

przyczem naturalnie musi być równocześnie spełniony warunek podany równaniem (1).

Praktycznie sterowanie napięć przeskokowych badanem możemy uzyskać trzema sposobami, zależnie od miejsca załączenia napięcia synchronizującego.

Sterowanie to może być:

1. Szeregowe (rys. 9a i b).

**) Funkcję: $\omega t = f(\varphi)$ rozwijamy na szereg Taylora w okolicy φ_0 . Wtedy:

$$\omega t = (\omega t)_0 + \frac{\Delta\varphi}{1!} \cdot \frac{d(\omega t)_0}{d\varphi} + \frac{(\Delta\varphi)^2}{2!} \cdot \frac{d^2(\omega t)_0}{d\varphi^2} + \dots$$

Podstawiamy: $2n\pi = (\omega t)_0$, oraz opuszczamy dalsze (poza drugim) wyrazy szeregu.

Stąd:

$$\omega t = 2n\pi + \Delta\varphi \frac{d(\omega t)_0}{d\varphi}$$

$$\varphi_2 = \varphi_1 + \omega t - 2n\pi = \varphi_1 + \Delta\varphi \frac{d(\omega t)_0}{d\varphi}$$

$$\varphi_1 = \varphi_0 + \Delta\varphi$$

$$\Delta_1\varphi = \varphi_2 - \varphi_0 = \Delta\varphi \left(1 + \frac{d(\omega t)_0}{d\varphi}\right).$$

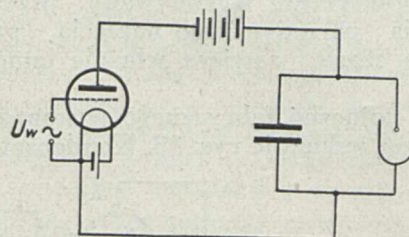
Aby przebiegi dążyły do synchronizmu musi zachodzić:

$$|\Delta_1\varphi| < |\Delta\varphi|$$

czyli:

$$0 > \frac{d(\omega t)_0}{d\varphi} > -2.$$

2. Przez zmianę natężenia prądu ładującego (rys. 10).
- 3) Przez zmianę charakterystyki elem. przeskokowego (rys. 11).

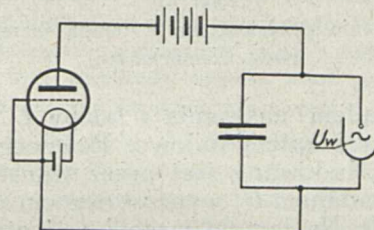


Rys. 10.

Sterowanie zmianą natężenia prądu ładującego.

Schematyczne układy połączeń takiego sterowania podają rys. 9—11. Dokładniej zapoznamy się z ich działaniem przy omawianiu urządzeń praktycznie wykonanych.

W wykonaniu praktycznym wszystkie układy mają kondensator ładowany prądem nasycenia

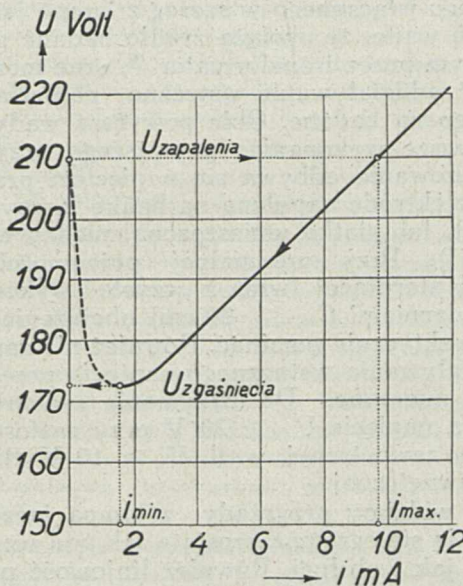


Rys. 11.

Sterowanie zmianą charakterystyki elementu przeskokowego.

lampy katodowej, różnią się jedynie użytym elementem przeskokowym.

1. Wykonanie z lampą jarzeniową¹²⁾. Rzut oka na charakterystykę $u = f(i)$ lampy jarzeniowej (rys. 12) poucza nas, że posiada ona wszystkie



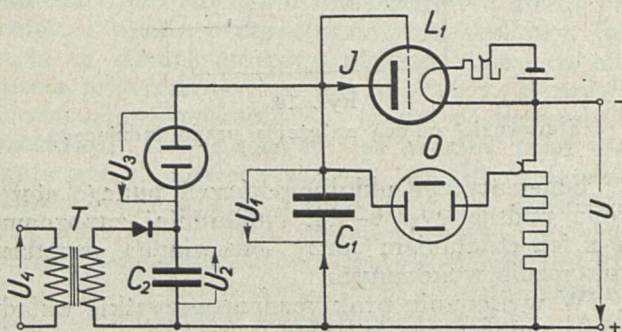
Rys. 12.

Charakterystyka lampy jarzeniowej (wg. Hudeca).

¹²⁾ Kamerloher: Vereinfachtes Kipprelais für synchrone Zeitablenkung einer Braunschen Röhre mit Glühkathode. ETZ. S. 79. 1931.

cechy charakteryzujące element przeskokowy (por. rys. 7). W rzeczywistości układ złożony z takiej lampy i kondensatora przedstawia typowe urządzenie o prądzie przeskokowym. To też najprostszyszy, praktycznie wykonywany przyrząd dla wytworzenia perjodycznego napięcia, proporcjonalnego do czasu, zawiera właśnie lampę jarzeniową.

Układ połączeń fabrycznego wykonania takiego przyrządu wskazuje rys. 13. Kondensator C_1 fa-



Rys. 13.

Urządzenie przeskokowe z lampą jarzeniową (wg. Kamerlohera).

duje się prądem nasycenia I lampy L_1 . Napięcie jego U_1 rośnie zatem linjowo. Równocześnie kondensator C_2 ładowany jest przez transformator T napięciem badanem U , wyprostowanym detektorem stykowym D . Na lampie jarzeniowej otrzymujemy napięcie:

$$U_3 = U_1 + U_2 \quad (\text{rys. 13}).$$

Istotnym jest w tej metodzie to, że napięcie zapalenia wypada zawsze przy takiej samej wartości napięcia sterującego. Stąd pochodzi utrzymanie synchronizmu napięcia badanego, oraz przeskokowego.

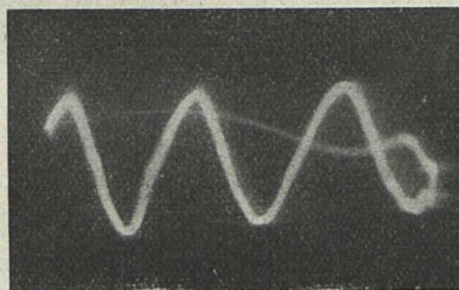
Sposób synchronizacji przy pomocy napięcia sterującego włączonego w szereg z lampą jarzeniową ma tę wadę, że obciąża źródło badane prądem pobieranym przez transformator T , oraz może spowodować oddziaływanie wsteczne napięcia przeskokowego na badane. Obie powyższe wady ogranicza nowsze wykonanie powyższego przyrządu, gdzie sterowanie odbywa się napięciem przyłożonym na elektrodę napyłoną na bańkę lampy jarzeniowej¹³⁾, lub siatkę umieszczoną między elektrodami¹⁴⁾ 15). Przy minimalnej pojemności takiej elektrody sterującej (wraz z „czysto” wykonanymi doprowadzeniami $C_{el} \leq 20$ cm) obciążenie źródła można praktycznie pominąć. Również nie zauważono oddziaływania wstecznego napięcia przeskokowego na mierzone. Do utrzymania synchronizmu wystarcza napięcie $U_4 \geq 20$ V przy zastosowaniu elektrody zewnętrznej, wzgl. $U_4 \geq 10$ V dla elektrody wewnętrznej.

Jak widzimy przyrządy z lampą jarzeniową odznaczają się ogromną prostotą tak pod względem budowy, jak i obsługi. Również linjowość przebiegu nie pozostawia wiele do życzenia. Niestety układ

ten posiada również poważne wady. Przedewszystkiem różnica napięć zapłonu i gaśnięcia lampy jarzeniowej jest niewielka i zmienna z częstotliwością. W dodatku nie możemy wyzyskać całej tej zmiany, początek bowiem i koniec są zniekształcone. Stąd napięcie dostarczane przez takie urządzenie jest stosunkowo niskie.***) Co gorsza napięcia gaśnięcia i zapłonu lampy nie są ściśle stałe; raczej oscylują około pewnej wartości średniej. Stąd powstaje nieostrość krzywej obserwowanej. W końcu charakterystyka lampy jarzeniowej zmienia się wraz ze wzrostem częstotliwości: z jej wzrostem prąd maleje przy tych samych napięciach. Ponieważ jednak zawsze musi zachodzić:

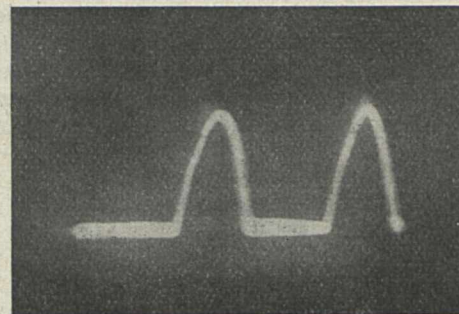
$$i_0 < i < i_{\min}$$

zatem wraz ze wzrostem częstotliwości pogarsza się stosunek: czas ład./czas wyład. Doświadczenie wykazuje, że granicą częstotliwości dla urządzeń tego rodzaju stosowanych obecnie do sterowania oscylografów katodowych jest częstość drgań przeskokowych $f_{\max} \approx 8000$ okr./sek.****). Przyjmując, że zgodzimy się na trzy okresy uwidocznione na ekranie, możemy badać powyższem urządzeniem przebiegi o częstości $f = 8000 \cdot 3 = 24000$ okr./sek.¹⁴⁾.



Rys. 14.

Napięcie generatora tonowego $f = 7000$ okr./sek.



Rys. 15.

Wyprostowane napięcie sieci miejskiej $f = 50$ okr./sek.

***) Znaczną poprawę powyższych urządzeń osiągnięto przez zastosowanie jako elementu rozładowującego lampy jarzeniowej z żarzoną katodą oraz siatką sterującą (t. zw. thyatron, jontron, etc.). W lampie takiej różnica napięć zapłonu i zgaśnięcia jest większa niż w normalnej jarzeniowej. Nadto napięcie zapłonu, a zatem i wielkość napięcia dostarczanego, możemy regulować wstępnem napięciem siatki sterującej. W końcu lampa taka pozwala na osiągnięcie drgań przeskokowych o wyższej częstotliwości i łatwiejszą synchronizację.

****) Dla urządzeń ze zwykłą lampą jarzeniową: $f_{\max} \approx 5000$ okr./sek; przy zastosowaniu thyatronu: $f_{\max} \approx 8000$ okr./sek. (Dok. nast.)

¹³⁾ Mitteilungen d. E. Leybold' s. Nachfolger A. G. August 1932.

¹⁴⁾ General Radio Co. Catalog G p. 106. 1932.

¹⁵⁾ H. H. Scott: The General Radio Experimenter V. 7. Nr. 1. 1932.

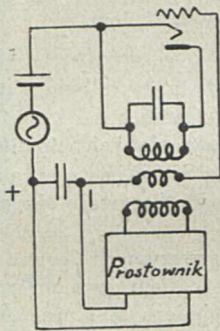
WIADOMOŚCI TECHNICZNE.

Oscylator o prostoliniijnej charakterystyce pracy.

L. B. Arguimbau, Proc. Inst. Radio Eng. Styczeń 1933.

Zwykły oscylator meissnerowski, dzięki krzywoliniowości charakterystyk lampy, wykazuje zniekształcenia amplitudy, stąd harmoniczne, przesunięcia fazy oraz zmianę częstotliwości zależnie od amplitudy oscylacji, czyli modulację częstotliwości. Zachowanie się takie wynika z tego, że równowaga układu ustali się wtedy gdy lampa pracuje na znacznym zakresie nieprostoliniijnej charakterystyki. Gdyby udało się zbudować oscylator gdzie tłumienie wzrastałoby linijowo wraz z amplitudą, trudności powyższych niebyłyby i lampy działałyby bez zniekształceń.

Oscylator realizujący powyższe wymagania jest przedstawiony schematycznie na rys. 1. Różnica z oscylatorem



Rys. 1.

meissnerowskim polega właściwie tylko na wprowadzeniu ujemnego napięcia siatki kontrolowanego przez amplitudę drgań. Ujemne napięcie siatki jest praktycznie ściśle proporcjonalne do napięcia wielkiej częstotliwości wzbudzonego na anodzie lampy.

Jeżeli lampa ma pracować bez zniekształceń, ujemne napięcie siatki musi odpowiadać takiej wartości oporu dynamicznego lampy aby była uzyskana równowaga układu, określona z teorii prostoliniowości. Jeżeli oscylator pobudzony został sztucznie przez małą amplitudę, ujemne napięcie dostarczone przez prostownik będzie małe, mniejsze od wartości przy równowadze. W tym wypadku amplituda będzie wzrastała tak długo jak ujemne napięcie siatki będzie mniejsze od wartości przy równowadze. Gdyby zaś amplituda wzrosła, sztucznie, powyżej tej wartości, zwiększone napięcie ujemne dostarczone przez prostownik stłumi oscylację zpowrotem do stanu równowagi.

Najlepszym objaśnieniem do powyższej teorii będzie przykład liczbowy. Lampa wskazana na rys. 1 ma współczynnik amplifikacji 8, przy napięciu anodowym 180 woltów. Strojony transformator ma stosunek zwojów anoda-siatka 4 : 1 przyczem opór dynamiczny obwodu strojonego w anodzie będzie 7500 omów. Proste przeliczenie wykazuje, że opór dynamiczny lampy musi być wtedy również 7500 omów — jeżeli chcemy osiągnąć stan trwałej równowagi.

Przeliczenie można zrobić w sposób następujący. Zaczynamy od uzwojenia anodowego. Danemu napięciu na tem uzwojeniu odpowiadać będzie cztery razy mniejsze napięcie

na uzwojeniu siatkowym. Dzięki współczynnikowi amplifikacji 8 będziemy mieli w anodzie napięcie dwa razy większe od początkowego. Napięcie to rozdzieli się równo między wewnętrzną oporność lampy i oporność dynamiczną obwodu strojonego w szereg, tak, że odzyskuje się znowu napięcie początkowe, bez wzrostu ani zmniejszenia. A to jest oczywiście warunkiem koniecznym równowagi.

Z charakterystyki statycznej użytej lampy widać, że dynamiczny opór 7500 omów uzyskujemy przy ujemnym napięciu siatki —15 woltów. Jeżeli nie użyjemy wcale baterji siatkowej, znaczy to, że napięcie dane przez prostownik ma być —15 woltów. Przypuśćmy dla prostoty, że cewka zasilająca prostownik jest tak zrobiona, że napięcie wyprostowane jest równe amplitudzie napięcia anodowego; wtedy anodowe napięcie zmienne będzie miało amplitudę 15 wolt.

Wynikiem powyższych założeń jest następujący wniosek: dla równowagi trzeba aby ujemne napięcie siatkowe wynosiło —15 woltów. To napięcie odpowiada w danym wypadku amplitudzie napięcia anodowego 15 woltów, tak że równowaga może się utrzymać tylko z powyższą amplitudą. Każda inna amplituda wywoła stan przejściowy po którym układ powróci do stanu równowagi.

Co jednak się stanie gdy równowaga zostanie zachwiana przez włączenie dodatkowego napięcia na siatkę przy pomocy baterji o napięciu naprzykład —10 woltów? Napięcie całkowite —25 woltów będzie odpowiadało większemu oporowi anodowemu niż 7500 omów i oscylacje zostaną stłumione dotąd, aż wypadkowe napięcie ujemne na siatce powróci do —15 woltów, innymi słowy aż dotąd, gdy napięcie wyjściowe prostownika będzie —5 woltów, co odpowiada znowu amplitudzie napięcia anodowego 5 woltów. Zmiana więc amplitudy napięcia anodowego jest w danym wypadku równa, a wogóle proporcjonalna do odpowiedniej zmiany w napięciu siatki.

Przypuśćmy teraz, że zamiast baterji —10 woltów użyjemy na siatce dodatniego napięcia +15 woltów. Dla równowagi musi więc prostownik dać obecnie napięcie wyprostowane —30 woltów, odpowiadające amplitudzie zmiennego napięcia anodowego 30 woltów. Nawet w tych warunkach, podkreślić to należy mimochodem, nie będzie prądu siatki, ponieważ amplituda zmiennego napięcia siatki będzie $30 : 4 = 7,5$ wolta, mniej od przednapięcia ujemnego.

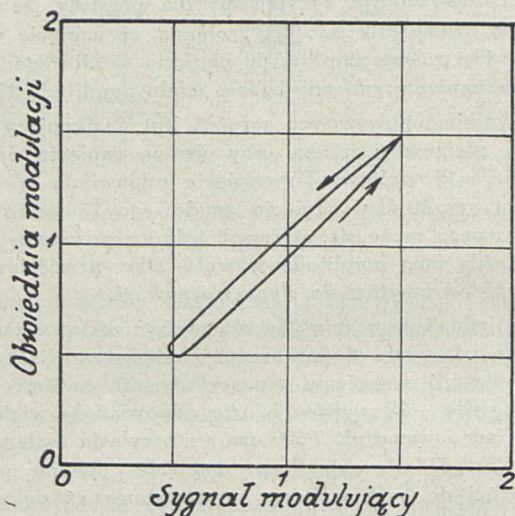
Zastąpmy teraz baterję siatkową przez powolnie zmienne napięcie o częstotliwości akustycznej. Amplituda oscylacji będzie teraz proporcjonalna do napięcia modulującego i otrzymuje się w ten sposób generator modulowany. Jeżeli zaś sygnał modulujący będzie miał amplitudę 15 woltów — to napięcie wyjściowe będzie modulowane linijowo do 100%. Głębokość modulacji jest tu dana przez prosty stosunek amplitudy sygnału modulującego do napięcia wyjściowego prostownika co daje dogodną podstawę do obliczeń przy generatorach wzorcowych do badania naprzykład odbiorników.

Lampa użyta w powyższym układzie daje się z łatwością nastawić na działanie w prostoliniijnej części charakterystyki. Wynika stąd nieznaczne zniekształcenie, mała zawartość harmonicznych oraz brak modulacji częstotliwości i fazy.

Z dalszych cech oscylatora linijowego zanotować należy niezależność zmiennego napięcia anodowego od wartości oporu dynamicznego obwodu strojonego: przy zmianie war-

tości kondensatora w stosunku 10:1 amplituda zmieniała się zaledwie o 2%.

W dalszej części artykułu autor rozpatruje proste i oczywiste zjawisko, o którym jednak nie mówiło się dotychczas w literaturze radjowej. Mówię o t. zw. modulacji dynamicznej, wynikającej z bezwładności obwodów strojonych. Napięcie na obwodzie strojonym nie uzyskuje od razu pełnej wartości napięcia źródła po zamknięciu wyłącznika, lecz wzrasta stopniowo według prawa wykładniczego. Jeżeli wykreślić zależność amplitudy od napięcia modulującego w ciągu jednego okresu częstotliwości akustycznej to zamiast linii prostej będziemy mieli pętlę histerezy. Oscylator linjowy nadaje się do obliczenia ilościowego tego zjawiska. Otrzymane wzory są jednak zbyt skomplikowane i nieprzejrzyste aby je tu powtarzać; przebieg zjawiska dla 50% modulacji podaje rys. 2.



Rys. 2.

W streszczeniu należy stwierdzić, że oscylator linjowy nadaje się dla otrzymywania niezniekształconych drgań, modulowanych w znanym stosunku. Jest on wolny od harmonicznych a zatem od modulacji częstotliwości, co zapewnia mu dużą stałość, wreszcie amplituda drgań jest praktycznie niezmienna w dużym zakresie strojenia. Zalety te, jedyne w swoim rodzaju, otwierają przed tym układem ogromne pole zastosowań.

K. Lewiński.

KOMUNIKATY SEKCJI RADJOTECHNICZNEJ S. E. P.

Na zebraniu odczytowem Sekcji Radjotechnicznej dn. 25.X. b. r. został wygłoszony przez prof. dr. J. Groszkowskiego i p. Z. Jelonka z Państw. Instytutu Tele-Komunikacyjnego, referat p. t. „O zachowaniu się generatora własnowzbudnego przy modulacji”.

Prelegenci wykazali konieczność odrębnego traktowania generatora, własnowzbudnego przy rozważaniu zniekształceń, a także przedstawili teoretyczne ujęcie zagadnienia. Wyciągnięte wnioski zawierały szereg wska-

zówek praktycznych, których celowość została stwierdzona doświadczalnie.

Po referacie, w ożywionej dyskusji zabierali głos kol. kol. Krzyczkowski, de Walden, Majewski i inni oraz prelegenci. Z powodu braku czasu, dyskusja nie została w tym dniu zakończona, a na następnym zebraniu odczytowem dn. 8.XI. r. b. prelegenci rozdali uzupełniające wy-prowadzenia równości przedstawionych w referacie.

Dnia 8 listopada r. b. odbyło się zebranie odczytowe Sekcji Radjotechnicznej na którym mjr. inż. Kazimierz Krulisz wygłosił odczyt p. t. „Podstawy techniczne nowego podziału fal radjofonicznych”.

Prelegent zapoznał zebranych z podstawami technicznymi nowego podziału fal radjofonicznych. Plan ten opiera się na synchronizacji stacji różnych państw, pozatem przewiduje mniejsze odstępy między stacjami na długich falach radjofonicznych. Szereg państw, m. in. i Polska nie podpisały konwencji, bądź poczyniły w niej zasadnicze zastrzeżenia.

W ożywionej dyskusji zabierali głos kol. kol. J. Groszkowski, A. Krzyczkowski i inni.

Dnia 22 listopada r. b. odbyło się zebranie odczytowe Sekcji Radjotechnicznej, na którym wygłoszono dwa referaty: „Wzmacniacz słabych impulsów” (Rejestracja cząstek alfa) — inż. S. Dierewianko, oraz „Stosowanie tabel zamiast krzywej skalowania” — inż. S. Wolski.

W referacie pierwszym prelegent omówił szczegółowo wzmacniacz o wielkim wzmocnieniu, skonstruowany w Instytucie Radjotechnicznym i przeznaczony do rejestracji cząstek alfa. W ożywionej dyskusji nad różnymi sposobami ekranowania zabierali głos kol. kol.: Struszyński, Wolski, Rotkiewicz, Kahan, de Walden i Szczekowski. Streszczenie referatu ukaże się w jednym z następnych numerów Przeglądu Radjotechnicznego.

W referacie drugim rozpatrzono wady i zalety stosowania tabel zamiast wykresów oraz wielkość błędu wnoszonego przez oba te sposoby. W dyskusji zabierali głos wyżej wymienieni oraz inż. Gurtzman.

Dnia 6 grudnia r. b. odbyło się zebranie odczytowe Sekcji Radjotechnicznej, na którym kol. S. Kamiński wygłosił referat p. t. „Badanie cewek z ferrocarterem”

W referacie prelegent omówił zalety i wady indukcyjności z ferrocarterem, oraz zastosowanie ferrocarteru do urządzeń odbiorczych i nadawczych.

W dyskusji zabierali głos kol. kol.: Struszyński, Kahan, Wolski, Smoliński, de Walden, Łukasik i por. Chattowski.

Dnia 20 grudnia r. b. o godz. 20-ej odbędzie się w lokalu S.E.P. zebranie odczytowe Sekcji Radjotechnicznej, na którym prof. D. Sokolcow, dr. Majewski i p. S. Ryżko z Państw. Inst. Tele-Komunikacyjnego, wygłoszą odczyt na temat: „Badanie nad falami decymetrowymi”. Po odczycie nastąpi dyskusja.

