

PRZEGLĄD RADJOTECHNICZNY

ORGAN STOWARZYSZENIA RADJOTECHNIKÓW POLSKICH.

WYCHODZI ŁĄCZNIE Z „PRZEGLĄDEM ELEKTROTECHNICZNYM“ 1-go KAŻDEGO MIESIĄCA.

Rok III.

Warszawa, 1 marca 1924 r.

Zeszyt 3—4.

Wpływ zmian długości fali na pracę anten.

Mjr. inż. Kazimierz Krulisz.

(Ciąg dalszy).

6. Moc i natężenie prądu drgań gasnących przy $V_m = \text{const}$ podczas przedłużania fali.

A. Duża pojemność. Gdy współczynnik kształtu jest stały, wówczas i pojemność dynamiczna

$$C_d = C_A \cdot \alpha = \text{const.}$$

Wobec tego i moc ogólna anteny

$$P = \frac{n C_d \cdot V_m^2}{2} = K.$$

Wynika z tego, że dla anteny o pojemności skupionej u góry w wypadku przedłużenia fali warunek stałego napięcia łączy się z warunkiem stałej mocy ogólnej.

Prąd. Skuteczne natężenie prądu po przedłużeniu fali otrzymamy, podstawiając we wzorze (17) wartość

$$R_{i1} = \frac{R_{i0}}{\gamma^2} \dots \dots \dots (11)$$

Otrzymamy w ten sposób wzór:

$$I_1 = V_m \sqrt{\frac{n \cdot C_d}{2 R_{i0} \left(\frac{1}{\gamma^2} + \frac{R_r}{R_{i0}} \right)}} = V_m \cdot \gamma \sqrt{\frac{n C_d}{2 R_{i0}} \eta_1} \quad (19)$$

Uwzględniając we wzorze tym wartości stałe, możemy napisać go w postaci:

$$I_1 = K_1 \cdot \gamma \sqrt{\eta_1} \dots \dots \dots (19a)$$

Natężenie prądu w antenie przy stałej pierwszej amplitudzie napięcia i stałym współczynniku kształtu anteny jest proporcjonalne do współczynnika przedłużenia i do pierwiastka kwadratowego ze sprawności przy tem przedłużeniu.

Tosamo prawo stosuje się dla tego typu anteny i do stałej mocy.

Porównanie wielkości zmiennych we wzorach (17) i (19) wykazuje, że prąd skutkiem zmiany długości fali będzie rósł lub malał, zależnie od tego, czy

$$\left| \frac{1}{\gamma^2} + \frac{R_r}{R_{i0}} \right| < \left| 1 + \frac{R_r}{R_{i0}} \right|$$

czy też $\left| \frac{1}{\gamma^2} + \frac{R_r}{R_{i0}} \right| > \left| 1 + \frac{R_r}{R_{i0}} \right|$

Rozwiązanie tych nierówności wykazuje, że zawsze

$$I_r > I,$$

o ile tylko:

$$\gamma > 1$$

co zawsze jest spełnione przy przedłużeniu fali. Wartość graniczna, do której dąży natężenie prądu w miarę przedłużania fali, wynosi

$$\lim_{\gamma \rightarrow \infty} I = \lim_{V \rightarrow \infty} V \sqrt{\frac{n \cdot C_d}{2 \left(\frac{R_{i0}}{\gamma^2} + R_r \right)}} = n_m$$

$$= m \cdot \sqrt{\frac{n \cdot C_d}{2 R_r}} = K_1 \sqrt{\frac{R_{i0}}{R_r}} \dots \dots \dots (20)$$

Natężenie skuteczne prądu rośnie więc stale w miarę przedłużania fali dążąc asymptotycznie do wartości gra-

nicznej $V_m \sqrt{\frac{n C_d}{2 R_r}}$.

Krzywe I rys. 6-go podają przebieg prądu w antenie w zależności od przedłużenia fali dla różnych wartości $\frac{R_r}{R_{i0}}$. Charakterem swoim przypomi-

nają one krzywe magnetyzacji żelaza, zdążając dość szybko do pewnego rodzaju stanu nasycenia, które-

mu odpowiada wartość $K_1 \sqrt{\frac{R_{i0}}{R_r}}$. Wykazują one

podobnie jak krzywe η bardzo, znaczny wpływ sto-

sunku $\frac{R_r}{R_{i0}}$: podczas gdy dla $\frac{R_r}{R_{i0}} = 10$ prąd narasta

początkowo o kilka zaledwie procent i w dalszym ciągu zachowuje wartość prawie że stałą, to dla

$\frac{R_r}{R_{i0}} = 0$ rośnie on bardzo gwałtownie, w granicach

praktykowanych przedłużeń nie wykazując tendencji do ustalenia się.

B. W antenie prostej pojemność dynamiczna nie jest wartością stałą, lecz zmienia się zależnie od współczynnika kształtu. Będzie więc

$$C_{d1} = \frac{\alpha_1}{\alpha} C_d = C_d \cdot \text{tg } \gamma \text{ tg } \frac{\pi}{4\gamma} \dots \dots \dots (21)$$

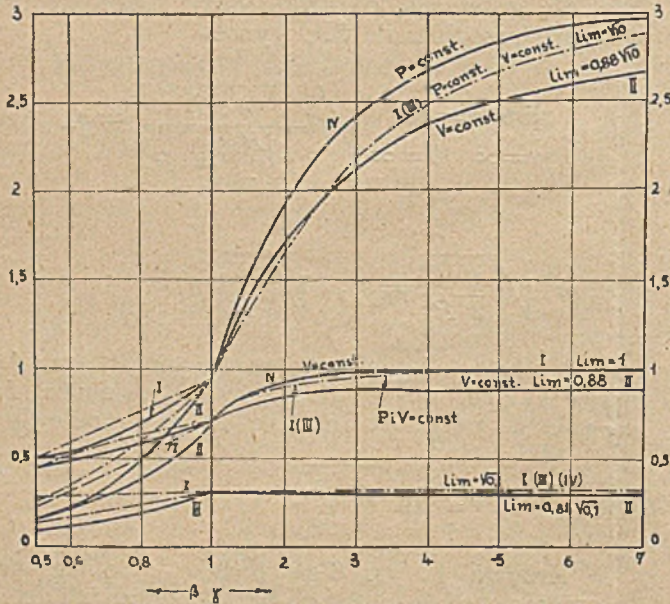
W tym samym stosunku zmieni się i moc ogólna w antenie

$$P_1 = \left(\frac{\alpha_1}{\alpha}\right) \cdot \frac{n C_d \cdot V_m^2}{2} = K \cdot \frac{\alpha_1}{\alpha} \dots (22)$$

Jak widać z rys. 3-go, funkcja $\frac{\alpha_1}{\alpha}$ bardzo szybko dąży do wartości granicznej

$$\lim_{\gamma=0} \frac{\alpha_1}{\alpha} = \lim_{\alpha} \frac{\alpha_1}{2/\pi} = 0,78,$$

więc też i moc ogólna w antenie spada mniej więcej do 80% wartości początkowej i na niej praktycznie się ustala.



Rys. 6.

Skuteczne natężenie prądu z uwzględnieniem zmiany współczynnika kształtu, wyrazi się wzorem:

$$I_1 = V_m \cdot \sqrt{\frac{n \left(\frac{\alpha_1}{\alpha}\right) \cdot C_d}{2 \left[\frac{R_{10}}{\gamma^2} \cdot \left(\frac{\alpha_1}{\alpha}\right)^2 + R_r \right]}} \dots (23)$$

Gdy w tym, ogólnym wzorze podstawimy wartość $\frac{\alpha_1}{\alpha}$ dla anteny prostej Marconiego, otrzymamy

$$I_1 = V_m \sqrt{\frac{n \cdot C_d \cdot \gamma \operatorname{tg} \frac{\pi}{4\gamma}}{2 \left[R_{10} \operatorname{tg} \frac{2\pi}{4\gamma} + R_r \right]}} = V_m^2 \sqrt{\frac{n C_d \gamma \operatorname{tg} \frac{\pi}{4\gamma}}{2 R_{10} \left[\operatorname{tg}^2 \frac{2\pi}{4\gamma} + \frac{R_r}{R_{10}} \right]}} \dots (24)$$

lub po pewnym przekształceniu

$$I_1 = V_m \sqrt{\frac{n C_d}{2 R_{10}} \gamma \operatorname{etg} \eta_1 \frac{\pi}{4\gamma}} =$$

$$= K_1 \sqrt{\frac{\pi}{\eta_1 \cdot \gamma_1 \operatorname{etg} \frac{\pi}{4\gamma}}} \dots (24a)$$

Granicę tej funkcji, przy nieskończeniu wielkości przedłużeniu fali znajdziemy, podstawiając w równ. (23) odpowiednią wartość graniczną

$$\lim_{\gamma=\infty} \frac{\alpha_1}{\alpha} = 0,78.$$

Stąd

$$\lim_{\gamma=\infty} I_1 = \lim_{\gamma=\infty} V_m \sqrt{\frac{n C_d}{2 R_{10}}} \sqrt{\frac{0 \cdot 78}{\frac{0 \cdot 78^2}{\gamma^2} + \frac{R_r}{R_{10}}}}$$

czyli

$$\lim_{\gamma=\infty} I_1 \cong 0,88 V_m \sqrt{\frac{n C_d}{2 R_r}} \cong 0,88 K \cdot \sqrt{\frac{R_{10}}{R_r}} \quad (25)$$

Przebieg krzywej prądu.

Wartość ta, jak się okazuje, stanowi około 88% wartości, obliczonej w równaniu (20) dla anteny o pojemności skupionej u góry. Jednakże do tej wartości prąd nie zmierza jednostajnie — asymptotycznie jak w wypadku poprzednim. Krzywa prądu wykazuje tu wyraźne odchylenia od przebiegu krzywej równ. (20), a to z przyczyny następującej:

W mianowniku równania (24) występują dwa czynniki, $\operatorname{tg}^2 \frac{\pi}{4\gamma}$ i $\frac{R_r}{R_{10}}$, z których w początku prze-

biegu przeważa pierwszy (szczególnie gdy $\frac{R_r}{R_{10}}$ jest bardzo małe), w dalszym zaś ciągu przewagę odzyskuje drugi. Dla fazy początkowej, gdy

$$\operatorname{tg}^2 \frac{\pi}{4\gamma} > \frac{R_r}{R_{10}}$$

możemy pominąć $\frac{R_r}{R_{10}}$ względem $\operatorname{tg}^2 \frac{\pi}{4\gamma}$, a wówczas równanie (24) przybierze postać

$$I_1' = K_1 \sqrt{\frac{\gamma \operatorname{tg} \frac{\pi}{4\gamma}}{\operatorname{tg}^2 \frac{\pi}{4\gamma}}} = K_1 \sqrt{\frac{\pi}{\gamma \cdot \operatorname{etg} \frac{\pi}{4\gamma}}} \quad (\alpha)$$

Funkcja ta nie posiada granicy skończonej, gdyż w miarę wyrostu γ oba czynniki dążą do nieskończoności.

W dalszym ciągu przebiegu

$$\operatorname{tg}^2 \frac{\pi}{4\gamma} < \frac{R_r}{R_{10}}$$

i wówczas pominąć możemy $\operatorname{tg}^2 \frac{\pi}{4\gamma}$ dochodząc do

drugiej funkcji

$$I_1'' = K_1 \sqrt{\frac{R_{i0}}{R_1}} \cdot \sqrt{\gamma \operatorname{tg} \frac{\pi}{4\gamma}} \dots \dots \dots (\beta)$$

Wiedząc, że fundacja pod pierwiastkiem

$$\gamma \operatorname{tg} \frac{\pi}{4\gamma} = \frac{\alpha_1}{\alpha}$$

otrzymamy wartość graniczną

$$\lim_{\gamma \rightarrow \infty} I_1'' = 0.88 K_1 \sqrt{\frac{R_{i0}}{R_r}} \dots \dots \dots (25)$$

identyczną z obliczoną dla funkcji (24).

Z powyższych rozważań okazuje się, że funkcja (24) porusza się między dwiema krzywymi ograniczającymi (α) i (β), w miarę wzrostu γ oddalając się coraz bardziej od (α) i zbliżając się asymptotycznie do (β). To przejście od jednej krzywej do drugiej powoduje charakterystyczne przegięcie krzywej prądu, które następuje tem wcześniej, im większy jest

stosunek $\frac{R_r}{R_{i0}}$. Fizyczne wyjaśnienie zjawiska polega

na tem że w początku przebiegu przeważa wpływ gwałtowniejszego zmniejszania się oporu, które jednak w dalszym ciągu ustępuje wobec zmniejszania się mocy ogólnej.

Wspomnianem przegięciem krzywej tłumaczy się zjawisko, że przy małych $\frac{R_r}{R_{i0}}$ krzywa obliczona dla α zmiennego przechodzi powyżej krzywej dla

$\alpha = \text{const}$, zaś przy większych wartościach $\frac{R_r}{R_{i0}}$ (np.

$\frac{R_r}{R_{i0}} = 10$) krzywa początkowo opada, a następnie

znów narasta, zbliżając się do wartości granicznej, która jednakże jest mniejszą od wartości początkowej ($K_1 0.296 < K_1 0.301$). Przebieg krzywych prądu w antenie prostej podają krzywe II rys. 6-go.

7. Moc i prąd drgań gasnących przy $V_m = \text{const}$ podczas skracania fali.

Antena o dużej pojemności.

A. Rozpatrując antenę o stałym współczynniku kształtu, możemy obliczyć całkowitą pojemność dynamiczną anteny po skróceniu fali z następujących zależności.

Długość fali przed skróceniem

$$\lambda = 2\pi \sqrt{L_d \cdot C_d} \dots \dots \dots (a)$$

zaś po skróceniu w stosunku β :

$$\lambda_1 = \beta \lambda = 2\pi \sqrt{L'_d \cdot C'_d} \dots \dots \dots (b)$$

Gdy podczas tej zmiany $\alpha = \text{const}$, to l samoindukcja dynamiczna nie ulegnie zmianie, a więc mamy

$$L'_d = L_d \dots \dots \dots (c)$$

Stąd obliczymy pojemność dynamiczną przy fali λ_1 jako

$$C'_d = C_d \cdot \beta^2 \dots \dots \dots (26)$$

Moc ogólna.

Gdy napięcie w antenie pozostało to samo, moc ogólna stacji po skróceniu wyrazi się wzorem.

$$P_1 = \frac{n V_m^2 \cdot C'_d}{2} = \frac{\beta^2 \cdot n \cdot V_m^2 \cdot C_d}{2} = K \cdot \beta^2 \dots (27).$$

Wzór ten dowodzi, że moc stacji skutkiem skrócenia fali maleje w stosunku kwadratowym współczynnika skrócenia. Biorąc wypadek graniczny dla praktyki, $\beta = 0.7$, mamy

$$P_1 = \beta^2 \cdot P = 0.49 P$$

a więc niespełna 50% mocy pierwotnej. Przebieg jej podaje krzywem I rys. 7-go.

Prąd skuteczny.

Wartość skuteczna prądu w antenie w związku z tem wyrazi się w postaci:

$$I_1 = \beta \cdot V_m \sqrt{\frac{n \cdot C_d}{2 R_1 \cdot \left(\frac{1}{\beta^2} + \frac{R_r}{R_1}\right)}} \dots (28)$$

lub analogicznie do równania (19-go)

$$I_1 = \beta^2 \cdot V_m \cdot \sqrt{\frac{n C_d}{2 R_1} \cdot \eta_{11}} = K_1 \cdot \beta^2 \sqrt{\eta_{11}} \dots (28a).$$

Przebieg krzywych prądu przy różnych stosunkach $\frac{R_r}{R_1}$ podaje rys. 6-ty, krzywe I. Okazuje się z nich, że prąd w antenie maleje prawie proporcjonalnie do współczynnika skrócenia, i to tem szybciej, im mniejszy jest opór strat anteny.

Antena prosta.

B. Dla anteny prostej samoindukcja dynamiczna nie pozostaje wartością stałą, lecz zmienia się w zależności od α , a mianowicie

$$L'_d = \frac{\alpha_1}{\alpha} \cdot L_d \dots \dots \dots (a).$$

Uwzględniając to w równaniu (26), otrzymanej całkowitą pojemność dynamiczną anteny po skróceniu fali

$$C'_d = \beta^2 \left(\frac{\alpha}{\alpha_2}\right) \cdot C_d = \beta \dots \left(\cos \frac{\pi}{2\beta} - 1\right) \cdot C_d \dots (29).$$

Moc ogólna.

Wobec tego moc całkowita stacji, założywszy stałe V_m , przedstawi się w kształcie

$$P_1 = \left(\frac{\alpha}{\alpha_1} \cdot \beta^2\right) \cdot \frac{n V_m^2 C_d}{2} = \frac{\beta}{\cos \frac{\pi}{2\beta} - 1} \cdot \frac{n V_m^2 C_d}{2} = K \cdot \frac{\beta}{\left(\cos \frac{\pi}{2\beta} - 1\right)} \dots \dots \dots (30).$$

Uwzględniając, że w stosowanych granicach skrócenia zawsze mamy

$$\alpha_1 > \alpha,$$

równ. (30) da nam wartości mniejsze niż (27). Jak dowodzą krzywe I i II rys. 7-go różnice są niewielkie i dla $\beta = 0.5$ obie krzywe dają wynik zgodny.

Pochodzi to stąd że dla tej wartości $\frac{\alpha_1}{\alpha} > 1$.

Na tej podstawie, posilując się również (4); (20) i (15) otrzymamy wzór na skuteczne napięcie prądu

$$I = V_m \cdot \sqrt{\frac{n \cdot C_d \beta \cdot \left(\cos \frac{\pi}{2\beta} - 1\right)^{-3}}{2 R_i \left[\frac{R_r}{R_i} \cdot \frac{1}{\left(\cos \frac{\pi}{2\beta} - 1\right)} + 1\right]}} \quad (31)$$

lub też

$$I_1 = K_1 \sqrt{\frac{\beta}{\left(\cos \frac{\pi}{2\beta} - 1\right)^3 \cdot \eta_1}} \quad (31a)$$

gdzie K ma to samo znaczenie, co poprzednio. Znak ujemnego wyrazu $\left(\cos \frac{\pi}{2\beta} - 1\right)$ tu nie uwzględniamy, gdyż w grę wchodzi tu jedynie bezwzględny stosunek liczbowy.

Przebieg funkcji I_1 z uwzględnieniem zmienności α wyrażają krzywe II rys. 6-go. Zasadniczo nie różnią się one od krzywych równ. (28), dają jedynie wartości znacznie mniejsze, wyrównyując się wszelako dla $\beta = 0.5$.

8. Moc promieniowana drgań gasnących przy stałym V_m zależnie od zmian długości fali.

Przedłużenie fali.

Antena o dużej pojemności.

A. Dla anteny o pojemności skupionej u góry otrzymujemy

$$P_{i1} = \frac{n C_d \cdot V_m^2}{2} \cdot \eta_1 = \frac{n C_d V_m^2}{2 \left(1 + \frac{R_r}{R_{i0}} \gamma^2\right)} \quad (33)$$

lub

$$P_{i1} = K \cdot \eta_1 \quad (33a)$$

Ponieważ moc ogólna jest tu wartością stałą, przebieg mocy wypromieniowanej w zależności od przedłużania fali pokrywa się w zupełności z przebiegiem krzywej η_1 . Stąd wniosek, że moc promieniowana stale maleje w miarę przedłużania fali, jak tego dowodzą krzywe III rys. 7-go.

B. Gdy uwzględnimy zmianę współczynnika kształtu, otrzymamy na podstawie równ. (22).

$$P_{i1} = P_1 \cdot \left(\frac{\alpha_1}{\alpha}\right) \cdot \eta_1 = V_m^2 \cdot \frac{C_d \cdot n}{2} \cdot \frac{\gamma \operatorname{tg}^2 \frac{\pi}{4\gamma}}{R_i + \operatorname{tg} \frac{\pi}{4\gamma}} \quad (34)$$

lub też

$$P_{i1} = K \cdot \gamma \operatorname{tg} \frac{\pi}{4\gamma} \eta_1 \quad (34a)$$

Zważywszy, że stosunek $\frac{\alpha_1}{\alpha}$ maleje w miarę przedłużania fali, zaś sprawność anteny prostej zmniejsza się szybciej niż sprawność anteny o pojemności skupionej, stwierdzamy, że moc wypro-

mieniowana przez antenę prostą maleje z wyrostem współczynnika przedłużenia w znaczniejszym jeszcze stopniu, niż moc anteny o stałym współczynniku kształtu.

Przebieg funkcji (34) podają krzywe IV rys. 7-go. Okazuje się, że dają one wartości P_i mniejsze, niż krzywe III, jednakże charakter ich jest analogiczny.

Skrócenie fali.

Antena o dużej pojemności.

A. Dla skrócenia fali wzór na moc promieniowaną otrzymamy na zasadzie równania (27) jako

$$P_{i1} = \frac{n C_d \cdot V_m^2}{2} \beta^2 \cdot \eta_1 = \frac{\beta^2 n C_d V_m^2}{2 \left(1 + \beta^2 \frac{R_r}{R_{i0}}\right)} \quad (35)$$

lub

$$P_{i1} = K \beta^2 \eta_1 \quad (35a)$$

Funkcja ta, pomimo wzrostu sprawności w miarę skracania fali anteny, ma jednak przebieg malejący, jak wskazują krzywe III rys. 7-go. Spadek mocy promieniowanej jest tem większy, im mniejszy jest stosunek $\frac{R_i}{R_{i0}}$ antany.

Antena prosta.

B. Dla anteny prostej wzór (35) przybierze postać na podstawie równ. (15) i (30).

$$P_{i1} = P_1 \eta_1 = \frac{n V_m^2 C_d}{2} \cdot \frac{\beta \left(\cos \frac{\pi}{1\beta} - 1\right)}{\left(\cos \frac{\pi}{2\beta} - 1\right)^2 + \frac{R_r}{R_{i0}}} \quad (36)$$

albo

$$P_{i1} = K \cdot \eta_1 \cdot \frac{\beta}{\cos \frac{\pi}{2\beta}} \quad (36a)$$

Krzywe IV rys. 7-go wykazują, że wartości równania (36) naogół są niewiele mniejsze od wyników równ. (35). Te niewielkie stosunkowo odchylenia pochodzą stąd, że wprawdzie moc ogólna w antenie jest mniejsza niż w wypadku A, lecz zato sprawność (rys. 6-ty) jest nieco większa. Z przyczyn już wymienionych wynik dla $\beta = 0.5$ jest w obu równaniach ten sam.

Uwagi ogólne.

Jak dowodzą równania (33) do (36) w wypadku $V_m = \text{const}$ anteny obu skrajnych typów dają bardzo ostre maximum mocy wypromieniowanej, przy fali zasadniczej. Zarówno przedłużenie fali jak i jej skrócenie powoduje zmniejszenie tej mocy. Stąd można wypowiedzieć zasadnicze prawo, że:

Pracując falami, gasnącemi o niezmienionej maksymalnej amplitudzie napięcia, największą moc wypromieniowaną otrzymujemy przy fali zasadniczej.

Prądy elektryczne w obwodach sprzężonych.

inż. Józef Plebański.

9. Utrzymanie stałej mocy ogólnej drgań gasnących przy zmianie długości fali.

a) Moc ogólna i prąd w antenie. Przedłużenie fali.

Antena o dużej pojemności.

A. Dla anteny o pojemności skupionej u góry warunek stałej mocy pokrywa się jak już zaznaczono, z warunkiem stałej maksymalnej amplitudy napięcia.

Antena prosta.

B. Chcąc utrzymać stałą moc w antenie prostej, należy pokrywać stratę mocy, spowodowaną redukcją pojemności dynamicznej, przez stosowne podwyższenie napięcia V_m^1). Musi tu być spełniony warunek.

$$\frac{n V_m^2 C_d}{2} = \frac{n \cdot V_m \cdot \frac{\alpha_1}{\alpha} C_d}{2} \dots \dots \dots (37)$$

skąd wynika wartość napięcia

$$V'_m = V_m \cdot \sqrt{\frac{\alpha}{\alpha_1}} \dots \dots \dots (38)$$

Podwyżka ta jest nieznaczna, gdyż granica stosunku $\frac{\alpha_1}{\alpha} = 0,78$, a temsamem największa podwyżka wymagana

$$(V'_m)_{\max} = V_m \cdot \frac{1}{\sqrt{0,78}} \approx 1,13 V_m$$

a więc w skrajnym wypadku wynosi zaledwie 13%.

Natężenie skuteczne prądu w antenie w wypadku stałej mocy ogólnej wyrazi się, przy pomocy równości (37) i (9) jako

$$I_1 = V_m \sqrt{\frac{n C_d}{2 R_{io}} \cdot \frac{1}{\left(\text{tg}^2 \frac{\pi}{4\gamma} + \frac{R_r}{R_{io}} \right)}} = K_1 \frac{1}{\sqrt{\text{tg}^2 \frac{2\pi}{4\gamma} + \frac{R_r}{R_{io}}}} \dots \dots \dots (39)$$

Funkcja ta dąży do granicy

$$\lim_{\gamma = \infty} I_1 = \lim_{\infty \gamma} K_1 \frac{1}{\sqrt{\text{tg}^2 \frac{\pi}{4\gamma} + \frac{R_r}{R_{io}}}} = K_1 \sqrt{\frac{R_{io}}{R_r}} \dots \dots \dots (20)$$

tej samej do której dąży natężenie prądu w antenie o stałym współczynniku kształtu. Jak wykazuje III rys. 6-go, przebieg ich jest tego samego charakteru, co krzywych I dla anteny o stałym współczynniku kształtu. Dają one jedynie wartości nieco większe, co tłumaczy się szybszym maleniem oporu promieniowania u anteny prostej. Różnica maleje ze wzrostem stosunku $\frac{R_r}{R_{io}}$ tak iż dla $\frac{R_r}{R_{io}} = 10$ krzywe I i III praktycznie pokrywają się.

(C. n. d.).

W literaturze powyższy temat spotyka się bardzo często, jednakowoż zwykle tylko dla dwóch obwodów sprzężonych, rzadziej dla trzech.

Nad drganiami w dowolnej ilości obwodów („n” obwodów) pracowali w Ameryce Campbell, w Niemczech—Wagner, Hans Riegger i inni,—temat filtrów widmowych („band filters”, „Siebketten” i t. d.). Jednak przeważnie zajmowano się tylko jednym poszczególnym wypadkiem wzniesienia drgań, przyjmowano mianowicie, że siła elektromotoryczna (źródło energii) działa tylko w jednym obwodzie, np. w pierwszym. Hans Riegger poszedł nieco dalej i dał częściową teorię drgań w obwodach sprzężonych przy założeniu, że siła elektromotoryczna działa nie tylko w jednym obwodzie, lecz we wszystkich lub w pewnej części tych obwodów. Mimo to wyczerpującej teorii tego rodzaju obwodów Hans Riegger nie dał, rozpatrując głównie filtry różnicowe („Differenzketten”), skonstruowane w ten sposób, że do linii telefonicznej było załączone kilka obwodów równoległe (to znaczy faktycznie siła elektromotoryczna była tylko w linii); w obwodzie końcowym, sprzęgniętym jednocześnie z powyższymi równoległe załączonymi obwodami pośrednimi, H Riegger otrzymał krzywe rezonansu pewnego charakteru (p. H. Riegger, „Ueber Kettenleiter” str. 126 Wissenschaftliche Veröffentlichungen aus dem Siemens-Konzern I Band III Heft 1922).

Podobny temat poruszył również N. V. Korschewsky i M. Wien (p. „Entkoppelung elektrischer Systeme” Jahrbuch f. drahtlose Telegraphie & Telephonie 1922 Bd. 19 Heft 5/6 str. 356).

W radjotelegrafii i radjotelefonii często spotykają się wypadki, że siła elektromotoryczna działa jednocześnie we wszystkich obwodach sprzężonych: weźmy np. sąsiednie anteny odbiorcze, wpływ otaczających przedmiotów na antenę odbiorczą i t. p.

W pracy niniejszej rozpatruję niektóre wypadki obwodów sprzężonych, mające zdaniem moim pewne praktyczne znaczenie. Teoretyczne i praktyczne wyniki poprzedzam teorią ogólną, opracowaną przeze mnie na zasadzie prac, przytoczonych w przypiskach, i zaczynam od najogólniejszego ujęcia całego tematu, tak że wszelkie dotąd spotykane w literaturze dowodzenia na podobne tematy stanowiłyby tylko poszczególne rozwiązania niżej przytoczonych wzorów, Zaznaczam jednak, że ta teoria ogólna, którą daję na wstępie, jest tylko zestawieniem odpowiednio przerobionych wzorów i dowodzeń, które znalazł można w literaturze. Cel tego ściśle teoretycznego wstępu jest następujący: dowieść, że niezależnie od sposobu wzbudzenia drgań w „n” dowolnie ze sobą sprzężonych obwodach (sieci przewodników) w tych obwodach powstaną 1) drgania swobodne, zależne co do swych częstotliwości od danych elektrycznych tych obwodów, oraz 2) drgania wymuszone zależne, od częstotliwości, działającej na obwody siły elektromotorycznej. Amplitudy zaś tych drgań zarówno swobodnych jak i wymuszonych będą zależały od spo-

¹⁾ Zakładamy, że czystość iskier pozostaje nie zmieniona.

sobu wzbudzenia, t. j. będą zależały od tego, czy siła elektromotoryczna jest w jednym lub kilku lub też we wszystkich obwodach.

Drgania swobodne i drgania wymuszone w „n” obwodach sprzężonych.

Jeżeli weźmiemy „n” obwodów, sprzężonych między sobą indukcyjnie, przytem tak, że M_{ij} spółcz. wzajemnej indukcji między obwodem „i” i obwodem „j” może mieć wszelkie znaczenia do zera włącznie i że każdy z obwód znajduje się pod wpływem zmiennej periodycznej siły elektromotorycznej ($E_x \sin \omega t$), przyjmując, że poszczególne znaczenia amplitudy tej siły elektromotorycznej dla poszczególnych obwodów E_x mogą również równać się zeru, otrzymamy ogólny wypadek sprzężonych obwodów.

U w a g a: Rzecz jasna, że w powyższym zrobiłem już pewne uproszczenia, gdyż jeszcze ogólniejszym byłoby traktowanie kwestji w ten sposób, że na każdy obwód działa siła elektromotoryczna $E_x e^{\beta t} \sin(\omega t + \varphi)$ t. zn. drgania gasnące (przy czym β może się również równać 0) i przesunięte w fazie. Jeszcze ogólniej możnaby przyjąć, że na obwody działa szereg sił elektromotorycznych:

$$\sum E x_k e^{-\beta t} \sin(\omega_k t + \varphi_{x_k}) \text{ gdzie } k=1,2 \dots k.$$

Do powyżej zrobionego uproszczenia upoważnia mnie ten fakt, że w dobie obecnej w radjotelegrafji i radjotelefonji prawie wyłącznie stosuje się fale niegasnące oraz że w dalszym ciągu niniejszej pracy chcę głównie rozpatrywać przypadki, w których wymiary obwodów są małe w stosunku do stosowanych długości fali, a zatem mogą przyjąć, że fazy wszystkich sił elektromotorycznych są jednakowe. Co się tyczy działania całej sumy sił elektromotorycznych, to można dowieść, że każda częstotliwość działa niezależnie od innych, a zatem gdy będziemy mieli wzory dla jednej częstotliwości, będziemy mogli wprowadzić pewne wnioski co do działania sił elektromotorycznych o różnych częstotliwościach.

Weźmy zatem „n” obwodów i oznaczmy przez L_i — samoindukcję, przez R_i — opór, przez C_i — pojemność i przez $M_{i_1}, M_{i_2} \dots M_{i_n}$ — wzajemną indukcję obwodu i.

Równania różniczkowe dla prądów, powstają w „n” obwodach sprzężonych z sobą indukcyjnie, jeżeli na każdy z nich działa siła elektromotoryczna $E_x \sin \omega t$ możemy napisać w sposób następujący:

$$E_1 \sin \omega t = R_1 i_1 + L_1 \frac{di_1}{dt} + \int \frac{i_1 dt}{C_1} + M_{12} \frac{di_2}{dt} + M_{13} \frac{di_3}{dt} + \dots + M_{1n} \frac{di_n}{dt}$$

$$E_2 \sin \omega t = R_2 i_2 + L_2 \frac{di_2}{dt} + \int \frac{i_2 dt}{C_2} + M_{21} \frac{di_1}{dt} + M_{23} \frac{di_3}{dt} + \dots + M_{2n} \frac{di_n}{dt}$$

$$1) \quad + M_{23} \frac{di_3}{dt} + \dots + M_{2n} \frac{di_n}{dt}$$

$$E_n \sin \omega t = R_n i_n + L_n \frac{di_n}{dt} + \int \frac{i_n dt}{C_n} + M_{n1} \frac{di_1}{dt} + M_{n2} \frac{di_2}{dt} + \dots + M_{nn-1} \frac{di_{n-1}}{dt}$$

Jest to układ „n” równań różniczkowych jednoczesnych zupełnych dla „n” zmiennych $i_i (i=1,2 \dots n)$

Dla rozwiązania powyższych równań różniczkujemy je raz jeden (zmieniając nieco kolejność zmiennych) i przyjmujemy najpierw: $E_1 = E_2 = \dots = E_n = 0$, t. j. rozwiązujemy najpierw układ równań zredukowanych:

$$0 = \frac{i_1}{C_1} + R_1 \frac{di_1}{dt} + L_1 \frac{d^2 i_1}{dt^2} + M_{12} \frac{d^2 i_2}{dt^2} + M_{13} \frac{d^2 i_3}{dt^2} + \dots + M_{1n} \frac{d^2 i_n}{dt^2}$$

$$2) \quad 0 = M_{21} \frac{d^2 i_1}{dt^2} + \frac{i_2}{C_2} + R_2 \frac{di_2}{dt} + L_2 \frac{d^2 i_2}{dt^2} + M_{23} \frac{d^2 i_3}{dt^2} + \dots + M_{2n} \frac{d^2 i_n}{dt^2}$$

$$0 = M_{n1} \frac{d^2 i_1}{dt^2} + M_{n2} \frac{d^2 i_2}{dt^2} + \dots + M_{nn-1} \frac{d^2 i_{n-1}}{dt^2} + \frac{i_n}{C_n} + R_n \frac{di_n}{dt} + L_n \frac{d^2 i_n}{dt^2}$$

Będzie to układ „n” jednoczesnych równań różniczkowych zredukowanych (pomocniczych) drugiego rzędu ze spółczynnikami stałymi dla „n” zmiennych.

Układ ten możemy w skróceniu napisać w/g Horta.

$$3) \quad \sum_1^n k (\alpha_{ik} x_k + \beta_{ik} \frac{dx_k}{dt} + \gamma_{ik} \frac{d^2 x_k}{dt^2}) = 0$$

$i = 1,2 \dots n$
 $k = 1,2 \dots n$

Powyższy autor rozwiązuje ten układ „n” równań dla „n” zmiennych w ten sposób, że albo z danych „n” równań wyłącza „n-1” niewiadomych i otrzymuje wtedy dla pozostałej niewiadomej, np. X_k równanie wyższego stopnia „m” (jeżeli żaden ze spółczynników $\alpha_{ik}, \beta_{ik}, \gamma_{ik}$ nie znika natenczas $m=2n$).

$$4) \quad \frac{d^m X_k}{dt^m} + a_1 \frac{d^{m-1} X_k}{dt^{m-1}} + \dots + a_{m-1} \frac{dX_k}{dt} + a_m X_k = 0$$

Rozwiązaniem tego równania będzie:

$$5) \quad X_k = \sum A_j e^{\lambda_j t}$$

$j = 1,2 \dots m$
 $k = 1,2 \dots n$

gdzie „ A_j ” współczynniki stałe, „ e^n ” — podstawa logarytmów naturalnych a , λ , pierwiastki równania stopnia „ m ”, które utrzymujemy przedstawiając w równanie 4) $X = e^{\lambda t}$ i skracając na $e^{\lambda t}$ 2).

Lub też można zrezygnować z wyłączenia „ $n - 1$ ” niewiadomych, co jest resztą operacją bardzo zmuśną i uciążliwą, a natomiast można w układ 3) wstawić $X_k = A_k e^{\lambda t}$ ($k = 1, 2$ n).

Natenczas otrzymamy po skróceniu przez $e^{\lambda t}$, układ równań

$$6) \quad \sum_{j=1}^n K A_k (\alpha_{jk} + \lambda \beta_{jk} + \lambda^2 \gamma_{jk}) = 0$$

($j = 1, 2$ n)
(D. c. n.).

Wiadomości techniczne.

Otrzymywanie ozonu zapomocą prądu wielkiej częstotliwości. A Stazke. Zostały przeprowadzone próby wytwarzania ozonu zapomocą prądu wielkiej częstotliwości i zbadano wydajność i sprawność tej metody. Instalacja składała się z generatora w. cz. typu induktorowego 200 V, 16 A, 10 000 okresów na sekundę i z 5 kW transformatora z współczynnikiem transformacji 50, napięcie wtórne 6 000 V. Do obwodu wtórnego były włączone: cieplny miliamperomierz, statyczny woltomierz i ozonizator. Jako źródła energii można było używać również maszyny 1 000 okresowej i 50 okresowej.

Ustalono zostało, że wraz ze wzrostem ilości okresów od 50 do 10 000, wydajność wzrasta 200 krotnie, przy użyciu tego samego ozonizatora w obydwóch wypadkach. Celem otrzymania dużej sprawności przy prądzie w. cz., należało zmienić kształt rury ozonizacyjnej.

Ogólny wzór do obliczania temperatury drutów nagrzwanych prądem elektrycznym. A. Imhof (Schweiz Elektrot. Verein, Bull. 14 str. 523—526 październ. 1923). Częściowo na drodze rozważań teoretycznych częściowo empirycznie został ustalony następujący

wzór: $I = \left(\frac{K}{\rho}\right)^{1/2} d^{1,36}$; gdzie I oznacza prąd w amperach, ρ opór właściwy materiału, d średnicę drutu,

a $e^{0,0036\theta} k = 13,31 - (10,46 - 0,0208\theta)$, θ oznacza temperaturę drutu. We wzorze dla oznaczenia K , wyraz w nawiasie można pominąć, dla temperatur między 500° C i 900° C. Podane są również krzywe, z których można bezpośrednio odczytać temperaturę drutów z różnego materiału, średnicy i dla różnych wielkości natężenia prądu.¹⁾

Krótkie czy długie fale. Z okazji rozpoczęcia drugiego roku pracy stacji radjofonowej, urządzonej przy Wyższej Szkole P. T. T. we Francji (L'École Supérieure des P. T. T.), M. Pierre Robert, podsekretarz stanu w mowie, wygłoszonej przed mikrofonem powyższej stacji, zaznaczył między innymi, że przy tej samej mocy zasięg i czystość dźwięków przy fali krótkiej są większe, niż fali długiej. Praktyka codzienna, zdaje się, nie zupełnie potwierdza słuszność tego poglądu. Istotnie bowiem, zarówno fale krótkie, jak i długie, posiadają swe zalety i wady

¹⁾ Sprawie tej poświęcamy w zeszycie niniejszym osobny artykuł. Patrz str. 69.

zależnie od warunków nadawania i odbioru. Nie ulega natomiast wątpliwości, że gdy chcemy nadawać na znaczne odległości, a zwłaszcza gdy wchodzi w grę miejscowości górskie, fale krótkie znacznie prędzej tracą moc swoją, niż fale długie. Z tych też powodów prawdopodobnie dla nowej angielskiej stacji Chelmsford obrano falę 1 600 m, zbliżoną do długości, przyjętej przez stację Radjo—Paris.

(Radioelectricité, Nr. 77).

Nowe ogniwo z ciałem radjoaktywnym. Angielskie sfery techniczne żywo zainteresowały się ogniwo, o którym niedawno wygłosił odczyt J. B. Cramer, prezes „Scientific Society of the Birmingham and Midland Institute”, — ogniwo, z którego chętnie korzystała będą przedewszystkiem miłośnicy radjofonji, a następnie i ci wszyscy, co mają do czynienia z radjotechniką. Jest ono rzekomo bardzo dogodnie w użyciu, zupełnie nie reaguje na zwarcia, odzyskując swe własności pierwotne z chwilą, gdy zwarcie ustało. Trwałość jego ma być praktycznie nieograniczona, ponieważ daje one prąd i napięcie dopóty, dopóki zachowuje własności promieniotwórcze ciało radjoaktywne, stanowiącego jego część składową.

Ogniwo Kramera oparte jest na pomysły kondensatora i ogniwa galwanicznego. Od kondensatora różni się ono nie symetrią układu elektrod, z których jedną stanowi przeważnie węgiel, drugą — ołów albo żelazo, miedź czy też cynk. Od ogniwa galwanicznego (zwłaszcza ogniwa węgiel—cynk) różni się ono tem, że przestrzeń pomiędzy elektrodami wypełnia się warstwą soli aktywnej lub rudy monasytowej czy ilmenitowej, którą powleka się powierzchnię węgla, zwróconą do cynku. Grubość tej warstwy może wynosić słabej całkowitej odległości między elektrodami albo też nawet całkowicie odległość tę wypełniać.

Jeżeli jedną elektrodę stanowi węgiel, a drugą cynk, pierwsza jest ujemna, druga — dodatnia; siła elektromotoryczna wynosi 1,089 V. W przypadku węgla—żelazo, — ołowia lub — miedzi, siła elektromotoryczna wynosi odpowiednio: 0,497, 0,879, 0,351 V. W pierwszym wypadku J. B. Cramer zdołał otrzymać baterję o napięciu od 25 do 100 V. Własności tego ogniwa wynalazca objaśnia nie działaniem elektrochemicznym, lecz opiera na teorii elektronów i na zjawisku jonizacji ciała radjoaktywnego, wywołującym zmiany w budowie atomowej ciała tego na powierzchni od strony cynku.

Zdaniem J. Lyun'a (Radioelectricité, T. VI, Nr. 77) należy narazie wstrzymać się z wypowiedzeniem ostatecznego sądu o tem ogniwie i zaczekać na potwierdzenie przypuszczenia co do teorii jego działania, zarówno jak co do jego trwałości i mocy, jakie mu przepisuje angielska prasa techniczna.

Mimo to jednak już na zasadzie dotychczasowych doświadczeń można uznać, że nowe ogniwo posiada znaczną przewagę nad innymi, ponieważ posiada istotnie cenne własności, skoro nie jest wrażliwe na zwarcia i wyczerpania.

Informacje.

Pierwszy Kongres Związku Międzynarodowego Miłośników radjotechniki. W kwietniu r. b. (14—19 kwietnia) odbędzie się w Paryżu pierwszy Kongres Międzynarodowego Związku miłośników radjotechniki łącznie z pierwszym Kongresem prawnym Międzynarodowego Komitetu Radjotechnicznego. Porządek dzienny pierwszego obejmuje następujące sprawy.

1. Organizacja Związku Międzynarodowego miłośników radjotechniki.

2. Organizacja międzynarodowa badań i wzajemnej łączności z Ameryką.

3. Podział długości fal, używanych przez miłośników i instytucje zawodowe.

4. Sprawa międzynarodowego języka pomocniczego.

5. Wyzyskawieradjotechniki do celów wychowawczych.

Organizacja prawna obradować będzie nad sprawami następującymi:

1. Zasady prawne fal. Prawa nadawcy i odbiorcy. Kontrola Państwa.

2. Reglamentacja międzynarodowa długości fal.

3. Własność artystyczna i literacka. Prawa autorskie. Artysty wykonawcy. Prawo pierwszeństwa w korzystaniu z wiadomości prasowych, finansowych i in.

Państwowe kursy radjotechniczne. W Dzienniku Urzędowym Min. Wyz. R. O. P. (Nr. 2 z dnia 15 stycznia) ogłoszono następujące rozporządzenie Ministra W. R. i O. P. z dnia 19 stycznia 1924 r. w sprawie organizacji Państwowej kursów radjomechaników, radjotelegrafistów i ogólnego kursu radjotelegrafji i radjotelefonji przy Państwowej Szkole Budowy Maszyn i Elektrotechniki im. H. Wawelberga i St. Rotwanda w Warszawie.

„Zarządzam z początkiem roku szkolego 1924/25 niżej wymienione zmiany w stosunku do Rozporządzenia z dnia 7 września 1923 r. L. 12241/III:

1. Kurs radjotechników i kurs radjotelegrafistów ulega na następującemu przekształceniu:

a) Kandydaci do obu zawodów powinni posiadać cenzus, określony Rozporządzeniem L. 12241/23. D. III. dla Kursu radjomechaników.

b) Nauka kandydatów obu kategorii prowadzona jest początkowo wspólnie od dnia 15 września do dnia 15 stycznia w ilości 18 godzin na tydzień na „Przygotowawczym Kursie radjotechnicznym”. Na ukończeniu tego kursu prowadzona jest selekcja uczniów na zasadzie postępów i uzdolnień.

c) Uczniowie, uznani przy selekcji za należyte uzdolnionych do nauki teoretycznej i zawodu technicznego, przechodzą na „Kurs radjomechaników”, na którym nauka trwa od dnia 16 stycznia do dnia 30 czerwca w ilości 18 godzin na tydzień. Warunki ukończenia i świadectwa określa Rozporządzenie L. 12241/23; D. III.

d) Uczniowie, uznani przy selekcji za mniej uzdolnionych do zawodu technicznego i nadający się do obsługi radjostacji tylko jako słuchacze, przechodzą na „Kurs radjotelegrafistów”, na którym nauka trwa od dnia 16 stycznia w przeciągu dziewięciu tygodni w ilości 18 godzin na tydzień. Warunki ukończenia i świadectwa określa Rozporządzenie L. 12241/23 D. III.

2. Nauka na „Ogólnym Kursie radjotelegrafji i radjotelefonji” prowadzona będzie w miarę potrzeby i liczby kandydatów w dwóch okresach: od dnia 14 września i od dnia 1 lutego, każdy po 18 tygodni, nie wliczając w ten okres ferji świątecznych, w ilości 15 godzin na tydzień.

Warunki przyjęcia, ukończenia i świadectwa określa Rozporządzenie L. 12241/23. D. III.”

Radjofonja na Węgrzech. Zasady organizacji radjofonji na Węgrzech, rozpatrywane już od dwóch lat przez rząd, nie są jeszcze ostatnie zdecydowane. Za podstawę przyjęto wzory sąsiadki Austrii, mianowicie prawo z d. 14 marca 1924 r. (Grosse Verordnung) oraz rozporządzenie z dnia 23 sierpnia 1924 r. Ustawa węgierska jest obecnie przedmiotem rozważań międzyministerjalnych, następnie zaś ma być oddana pod obrady specjalnej konferencji fachowców. Prawdopodobnie zostanie ona ogłoszona w początku roku przyszłego. Według doniesienia korespondenta budapeszteńskiego wydawnictwa „Radioelectricité”, z któ-

rego czerpiemy niniejszą notatkę, przypuszczalnie będzie jedna tylko stacja radjofonowa i niewątpliwie w Budapeszcie, a właściwie na wyspie Czepel, gdzie się znajdują państwowe zakłady radjotelegrafowe i - telefonowe. Długość fali wynosić będzie ok. 1000 m, moc — nie więcej, niż 2 kW. Eksploatacja stacji, układ i dobór programu będzie powierzony przedsiębiorstwu prywatnemu.

Wbrew zasadom niemieckim i austriackim, które ograniczają skalę fal do 700 m, na Węgrzech granice te będą dla odbioru znacznie szersze, a mianowicie do 2000 m. Wiele fabryk i firm handlowych sąsiednich krajów, wobec ograniczeń miejscowych władz, przenosi rzekomo dzięki temu swe siedlisko do Węgier

Radjofonia w Jugosławiji. 1 stycznia odbyło się uroczyste otwarcie stacji radjofonowej w Belgradzie (1650 m). Miejscowa szkoła muzyki i śpiewu p. Stankowicza wystąpiła przy tej okazji z popisem swych uczniów i uczennic, dając wyborowy program, obejmujący poważnie utwory kompozytorów rodzimych oraz pieśni z różnych okolic kraju Królestwa S. Kr. Sł.

Są przewidziane i nadal takie koncerty nadzwyczajne („gala”); będą one odbywać się co miesiąc, — przy udziale wybitnych artystów serbskich, większych orkiestr, orkiestry symfoniczna gwardji królewskiej i t. d.

Kierownictwo artystyczne zostało powierzone M. Hristić'owi dyrektorowi Opery narodowej w Belgradzie. Zwyczajne produkcje stacji będą odbywać się we wtorki, czwartki i soboty od g. 17.30 do 18.30.

Zaciąg stacji wynosi normalnie 800 km. Słychać ją jednak w Paryżu, t. j. na odległości 1400 km (przez odbiornik czterolampkowy).

Komunikaty Zarządu S. R. P.

Sprawozdanie z posiedzenia odczytowego S. R. P. dn. 4 lutego 1925 r. Przewodniczył prezes Stow. R. P. p. prof. Pożaryski.

Na wstępie kol. Przewodniczący udzielił głosu wiceprezesowi S. R. P. kol. J. Plebańskiemu w celu zakomunikowania zebranych członkom komunikatów Zarządu S. R. P. Zarząd S. R. P. postanowił zwołać przyszłe Walne Zebranie Stow. R. P. na dzień 18 marca b. r., następnie Zarząd S. R. P. postanowił przeprowadzić pertraktacje ze Stowarzyszeniem Elektrotechników Polskich w sprawie zaproponowanej przez S. E. P. fuzji tych dwóch Stowarzyszeń. Następnie posiedzenie odczytowe odbędzie się dn. 18/II, na porządku dziennym będzie odczyt głównego inżyniera T-wa Société Française Radioélectrique p. Lorfèvre'a na temat „Odnajdywanie nieprzyjacielskich łodzi podwodnych zapomocą fal ultraakustycznych”.

Z kolei zabrał głos Prezes S. R. P. prof. Pożaryski, wyjaśniając znaczenie fuzji S. R. P. z S. E. P. Następnym punktem porządku dziennego była sprawa wydawnictwa kol. inż. J. Groszkowskiego p. t. „Lampy katodowe i ich zastosowanie w radjotechnice”. Przemawiali pr. M. Pożaryski i kol. J. Plebański, podkreślając ogromne znaczenie pracy kol. J. Groszkowskiego, z kolei przemawiał kol. Krzyżkowski i na koniec sam autor kpt. inż. J. Groszkowski, dziękując Zarządowi S. R. P. i zebranych członkom za uznanie.

Zeborni członkowie S. R. P. i ich goście uczcili długotrwałymi gorącymi oklaskami pracę kol. J. Groszkowskiego, życząc mu nadal owocnej pracy dla dobra polskiej radjotechniki.