

PRZEGLĄD RADJOTECHNICZNY

ORGAN STOWARZYSZENIA RADJOTECHNIKÓW POLSKICH.

WYCHODZI ŁĄCZNIE Z „PRZEGLĄDEM ELEKTROTECHNICZNYM” GO KAŻDEGO MIESIĄCA.

Rok III.

Warszawa, 1 kwietnia 1924 r.

Zeszyt 5—6.

Wpływ zmian długości fali na pracę anten.

Mjr. inż. Kazimierz Krulisz.

(Ciąg dalszy).

Skrócenie fali.

Antena o dużej pojemności.

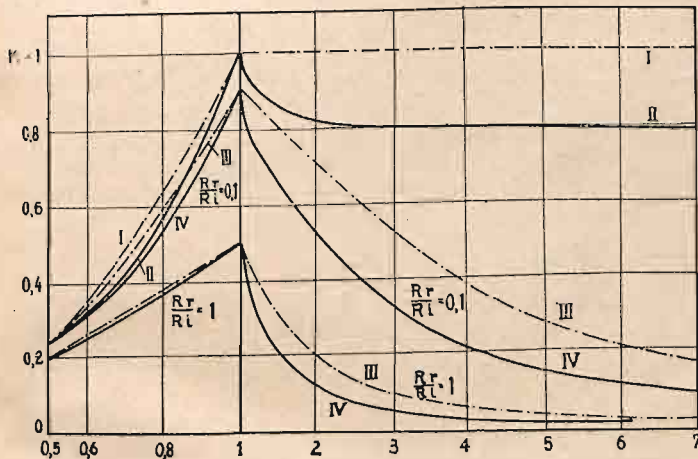
A. Warunek stałej mocy anteny o dużej pojemności skupionej w górze jest spełniony, gdy

$$P = \frac{n V_m^2 C_d \beta^2}{2} = \frac{n V_m^2 C_d}{2} \dots (40)$$

Stąd otrzymamy napięcie potrzebne do utrzymania stałej mocy

$$V_m' = \frac{V_m}{\beta} \dots (41)$$

Wymagana zwyżka napięcia jest więc odwrotnie proporcjonalna do współczynnika skrócenia. Dla gra-



Rys. 7.

nicznej w praktyce wartości $\beta = 0.7$ zwyżka napięcia wyniesie:

$$V_m' = \frac{1}{0.7} = V_m 1.43 V_m$$

A więc utrzymanie stałej mocy w granicach od λ do 0.7λ wymaga podwyższenia maksymalnej amplitudy napięcia o 43%.

Dla warunku $P = \text{const}$ wzór na prąd skuteczny w antenie wyrazi się jako

$$I_1 = V_m \sqrt{\frac{n C_d}{2 R_{io}} \cdot \frac{1}{\left(\frac{R_r}{R_{io}} + \frac{1}{\beta^2}\right)}} = K_1 \cdot \beta \sqrt{V_{\eta_1}} \dots (42)$$

a więc analogicznie do równ. (19), wyrażającego prąd w antenie przedłużonej. Jak się okazuje z krzywych (III) rys. 6-go, przebieg prądu jest malejący i to tem szybciej, im mniejszy jest stosunek $\frac{R_r}{R_{io}}$. Jest

to jasne, gdyż tem bardziej uwydatnia się wzrost oporu promieniowania w stosunku do R_r przyjęto jako stały.

B. Dla anteny prostej warunek stałej mocy opiewa

$$\frac{n C_d^2 V_m'^2}{2} \cdot \frac{\beta}{\cos \frac{\pi}{2\beta} - 1} = \frac{n C_d V_m^2}{2} \dots (43)$$

Stąd napięcie V_m , konieczne do utrzymania stałej mocy w miarę skracania fali:

$$V_m' = V_m \sqrt{\frac{\cos \frac{\pi}{2\beta} - 1}{\beta}} \dots (44)$$

Dla skrócenia $\beta = 0.7$ i podwyższone napięcie wyniesie

$$V_m' = V_m \sqrt{\frac{1 \cdot 62}{0 \cdot 7}} = 1 \cdot 52 V_m$$

a więc jest tu konieczna nadwyżka napięcia, wynosząca 52%.

Skuteczne natężenie prądu w antenie oblicza się przy pomocy równ. (10)

$$I_1 = V_m \cdot \sqrt{\frac{n \cdot C_d}{2 R_{io}} \cdot \frac{1}{\left(\cos^2 \frac{\pi}{2\beta} - 1\right)^2 + \frac{R_r}{R_{io}}}} = K_1 \cdot \frac{\sqrt{V_{\eta_1}}}{\cos \frac{\pi}{2\beta} - 1} \dots (45)$$

Przebieg tej funkcji podają krzywe IV rys. 6-go. Wykazują one ogólnie wartości nieco mniejsze, niż krzywe III, jednakże dla $\beta = 0.5$ wyniki obu wzorów są zgodne. Zjawisko to jest związane z przebiegiem oporu promieniowania, rys. 4-ty.

Moc promieniowana.

Jak wynika z równania (18).

$$P_i = P \cdot \eta = K \cdot \eta$$

przy stałej mocy ogólnej, moc przemieniowana jest wprost proporcjonalna do sprawności anteny. A więc przebieg jej we wszystkich przypadkach pokrywa się z przebiegiem krzywych sprawności rys. 5-go. Dowodzą one następującego ważnego prawa:

Moc wypromieniowana przez antenę zasilaną stałą mocą drgań gasnących jest tem większa, im krótszą falą pracuje ta antena.

Wzory szczegółowe na moc promieniowaną otrzymamy dla poszczególnych wypadków, podstawiając odpowiednie wartości na η_1 z równań (13) do (15):

A) Dla anteny o pojemności skupionej u góry:

$$P_i = \frac{n C V_m^2}{2 \left(1 + \gamma^2 \frac{R_r}{R_{i0}} \right)} \dots \dots \dots (46)$$

wzór ważny dla przedłużania i dla skrócenia fali, zależnie od tego czy $\gamma > 1$ czy też $\gamma < 1$.

B) Dla anteny prostej Marconiego na przedłużeniu:

$$P_i = \frac{n C_d V_m^2}{2 \left(1 + \frac{R_r}{R_{i0}} \operatorname{ctg}^2 \frac{\pi}{4\gamma} \right)} \dots \dots \dots (47)$$

na skrócenie fali:

$$P_i = \frac{n C_d \cdot V_m^2}{2 \left[1 + \frac{R_r}{R_{i0}} \frac{1}{(\cos \frac{\pi}{2\beta} - 1)^2} \right]} \dots \dots (48)$$

10. Wpływ zmian długości fali na drgania niegasnące.

Możemy tu odróżnić — na podobieństwo stacji iskrowych — dwa sposoby pracy

a) przy stałej sile elektromotorycznej źródła prądu szybkozmiennego $E = \text{const}$,

b) przy stałym obciążeniu tego źródła, czyli $P = \text{const}$.

Pod warunkiem, że źródło w każdym wypadku pracuje na obwód rezonansowy, otrzymujemy następujące zależności podstawowe.

Prąd skuteczny

$$I = \frac{E}{R_r + R_i} = \frac{E}{R_i} \cdot \eta \dots \dots \dots (49)$$

Moc całkowita:

$$P = I^2 (R_r + R_i) = \frac{I^2 R_i}{\eta} = \frac{E^2}{R_r + R_i} = \frac{E^2}{R_i} \cdot \eta \dots (50)$$

Moc wypromieniowana

$$P_i = P \cdot \eta = I^2 \cdot R_i = \frac{E^2}{R_i} \cdot \eta^2 \dots \dots \dots (51)$$

W równaniu (49) do (51) E_i i I są wartościami skutecznymi.

Wzory te można zastosować do obu wypadków, kładąc $E = \text{const}$ lub $P = \text{const}$. Dowodzą one, że wielkości, rozpatrywane w wypadku fal niegasnących, są jedynie funkcjami oporu promieniowania i oporu strat, nie zależą zaś od pojemności obwodów, jak to było w wypadku drgań gasnących. Dzięki temu można je stosować również dobrze do przedłużenia fali, jak i do skrócenia.

11. Moc ogólna i natężenie prądu przy stałym napięciu.

A. Antena o dużej pojemności.

Dla anteny o pojemności skupionej u góry wzór na moc ogólną będzie

$$P_i = \frac{E^2}{R_{i0}} \cdot \eta' = \frac{E^2}{R_i} \cdot \frac{\gamma^2}{1 + \gamma^2 \frac{R_r}{R_{i0}}} = k_1 \cdot \gamma^2 \eta_1 \dots (52)$$

gdzie R_{i0} oraz $\frac{R_r}{R_i}$ — jak poprzednio — są wartościami anteny nieprzedłużonej.

Analogicznie do tego otrzymamy wzór na natężenie skuteczne prądu w antenie [patrz równanie (7) i (13)]:

$$I_1 = \frac{E}{R_i} \cdot \eta' = \frac{E}{R_{i0}} \cdot \frac{\gamma^2}{1 + \gamma^2 \frac{R_r}{R_{i0}}} = k_2 \cdot \gamma^2 \eta_{11} \dots (53)$$

Przebieg obu funkcji (52) i (53) jest identyczny. Dyskusja ich wykazuje, że moc i natężenie prądu rosną lub maleją, zależnie od tego, czy

$\frac{\gamma^2}{1 + \gamma^2 \frac{R_r}{R_{i0}}}$ jest większe czy mniejsze od $\eta = \frac{1}{1 + \frac{R_r}{R_{i0}}}$

Po uproszczeniu nierówności:

$$\frac{\gamma^2}{1 + \gamma^2 \frac{R_r}{R_{i0}}} \geq \frac{1}{1 + \frac{R_r}{R_{i0}}}$$

otrzymujemy zależność

$$\left. \begin{aligned} I_1 &\geq I \\ P_1 &\geq P \end{aligned} \right\} \text{gdy } \gamma \geq 1 \dots \dots \dots (54)$$

Dowodzi ona, że prąd i moc ogólna w antenie stale rosną, gdy falę przedłużamy, maleje natomiast, gdy falę skracamy.

Ten sam wynik daje analiza algebraiczna tych funkcji, która również dowodzi, że przy wzrastającym γ wartości ich stale rosną.

A mianowicie: pierwsza pochodna

$$\frac{d(I)}{d\gamma} = \frac{2\gamma}{\left(1 + \gamma^2 \frac{R_r}{R_{i0}} \right)^2}$$

wykazuje minimum przy $\gamma = 0$ i dąży asymptotycznie do wartości;

$$\lim_{\gamma \rightarrow \infty} \frac{\gamma^2}{1 + \gamma^2 \frac{R_r}{R_{i0}}} = \frac{1}{\frac{R_r}{R_{i0}}} = \frac{R_{i0}}{R_r}$$

Stąd otrzymamy wartości graniczne mocy ogólnej i prądu przy nieskończonym przedłużeniu

$$\lim_{\gamma \rightarrow \infty} P_1 = \frac{E^2}{R_{i0}} \cdot \frac{R_{i0}}{R_r} = \frac{E^2}{R_r} = k_1 \cdot \frac{R_{i0}}{R_r} \dots (55)$$

$$\lim_{\gamma \rightarrow \infty} I_1 = \frac{E}{R_{i0}} \cdot \frac{R_{i0}}{R_r} = \frac{E}{R_r} = k_2 \cdot \frac{R_{i0}}{R_r} \dots (56)$$

Przebieg funkcji P_1 i I_1 (różniących się jedynie skalą), dla anten o stałym współczynniku kształtu, podają krzywe I rys. 8-go. Wynika z nich, że

przy małych wartościach stosunku $\frac{R_r}{R_{i0}}$, (praktycznie trudnych do urzeczywistnienia) moc całkowita rośnie nieproporcjonalnie, podczas gdy w miarę zwiększa-

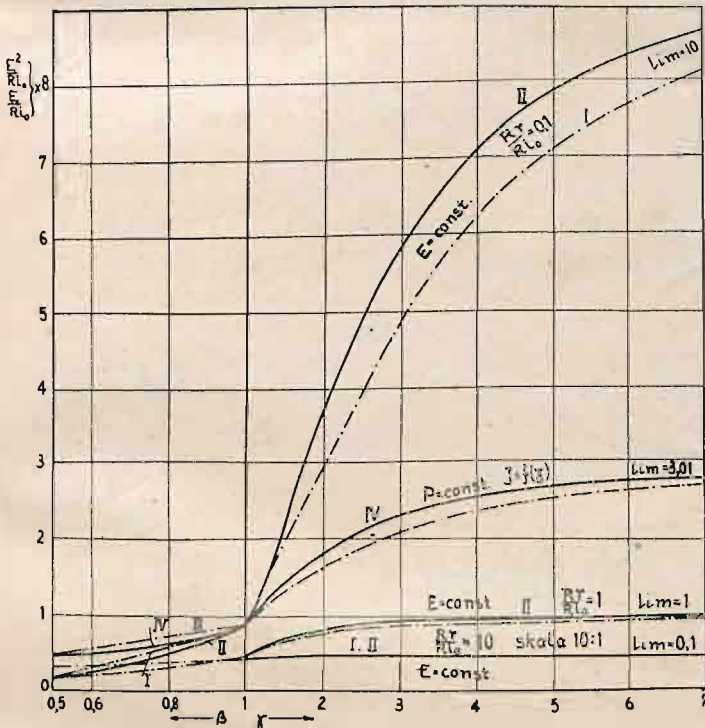
nia stosunku $\frac{R_r}{R_{io}}$ wartość prądu i mocy całkowitej ustala się coraz szybciej. Porównanie wartości, obliczonych dla tych krzywych na zasadzie równań (52) i (55), daje następujące stosunkowe zwężki obciążenia w granicy $\lim \gamma = \infty$.

$$\frac{R_r}{R_{io}} = 0,1 \quad \frac{P_{lim}}{P} = \frac{10}{0,91} = 11$$

$$\frac{R_r}{R_{io}} = 1 \quad \frac{P_{lim}}{P} = \frac{1}{0,8} = 2$$

$$\frac{R_r}{R_{io}} = 10 \quad \frac{P_{lim}}{P} = \frac{0,1}{0,091} = 1,1$$

Podczas gdy dla małych wartości $\frac{R_r}{R_{io}}$ nieznaczne nawet przedłużenie fali równa się prawie ze zwarcie, moc i prąd przy dużych $\frac{R_r}{R_{oi}}$ praktycznie możemy uważać za stałe.



Rys. 8.

B. Antena prosta.

Dla anteny prostej Marconiego, z uwzględnieniem zmienności współczynnika α , otrzymujemy w wypadku przedłużenia fali, opierając się na równaniach (49), (50), (9) i (14)

$$P_1 = \frac{E^2}{R_{io}} \frac{1}{\text{tg}^2 \frac{\pi}{4\gamma} + \frac{R_r}{R_{io}}} \dots \dots \dots (57)$$

$$I_1 = \frac{E}{R_{io}} \cdot \frac{1}{\text{tg}^2 \frac{\pi}{4\gamma} + \frac{R_r}{R_{io}}} \dots \dots \dots (58)$$

Posiadają one przebieg analogiczny jak równania (52) i (53), dążąc również asymptotycznie do wartości granicznych:

$$\lim_{\gamma \rightarrow \infty} P_1 = \frac{E^2}{R_r} \dots \dots \dots (59)$$

$$\lim_{\gamma \rightarrow \infty} I_1 = \frac{E}{R_r} \dots \dots \dots (60)$$

leżą jednakże powyżej krzywych, obliczonych dla $\alpha = \text{const}$ (patrz krzywe II rys. 8 go), co tłumaczy się przebiegiem krzywych R_i , rys. 4-ty. Różnice są tem mniejsze, im większy jest stosunek $\frac{R_r}{R_{io}}$.

W wypadkach skrócenia fali, opierając się na równaniach (10) i (15), dochodzimy do wzorów:

$$P_1 = \frac{E^2}{R_{io}} \cdot \frac{1}{\left(\cos \frac{\pi}{2\beta} - 1\right)^2 + \frac{R_r}{R_{io}}} \dots \dots (61)$$

oraz:

$$I_1 = \frac{E}{R_{io}} \cdot \frac{1}{\left(\cos \frac{\pi}{2\beta} - 1\right)^2 + \frac{R_r}{R_{io}}} \dots \dots (62)$$

Równania te dają naogół wartości mniejsze, niż (52) i (53), zaś dla $\beta = 0,5$ wynik obu równań jest identyczny. Pozatem stosują się do nich te same uwagi, co wyżej.

12. Moc wypromieniowana.

A. Antena o dużej pojemności. Opierając się na równ. (51), (11) i (13), obliczymy moc wypromieniowaną anteny o pojemności skupionej u góry

$$P_i = \frac{E}{R_{ii}} \cdot \eta_{ii}^2 = \left(\frac{E^2}{R_{io}}\right) \cdot \gamma^2 \cdot \eta_{ii}^2 = \frac{E^2}{R_{io}} \cdot \frac{\gamma^2}{\left(1 + \gamma^2 \frac{R_r}{R_{io}}\right)^2} \dots (63)$$

Zestawienie równania (63) z równaniem (51) wskazuje, że moc wypromieniowana przy fali przedłużonej będzie się równała mocy promieniowanej przy fali zasadniczej, gdy:

$$\eta = \gamma \cdot \eta_{ii}$$

czyli

$$\frac{1}{1 + \frac{R_r}{R_{io}}} = \frac{\gamma}{1 + \gamma^2 \frac{R_r}{R_{io}}}$$

Dla wszystkich wartości:

$$\eta < \gamma \cdot \eta_{ii}$$

moc, promieniowana przez falę przedłużoną, będzie większa, zaś dla wszystkich wartości:

$$\eta > \gamma \cdot \eta_{ii}$$

mniejsza od mocy, promieniowanej przez falę zasadniczą.

Równość ta daje równanie drugiego stopnia

$$\gamma^2 \frac{R_r}{R_{i0}} - \gamma \left(1 + \frac{R_r}{R_{i0}} \right) + 1 = 0$$

którego rozwiązanie obok $\gamma_1 = 1$ stanowi wartość

$$\gamma_2 = \frac{R_{i0}}{R_r} \dots \dots \dots (64)$$

przy której moc promieniowana równa się mocy, wypromieniowanej przez falę zasadniczą.

Analiza równania (63) stwierdza, że między wartościami $\gamma = 1$ a $\gamma = \frac{R_{i0}}{R_r}$ wielkość γ posiada maximum przy wartości:

$$\gamma_{\max} = \sqrt{\frac{R_{i0}}{R_r}} \dots \dots \dots (64a)$$

Podstawiając wartość (64a) w równaniu (63), obliczymy maksymalną moc, wypromieniowaną przy danej sile elektromotorycznej;

$$P_{i \max} = \frac{E^2}{4R_r} \dots \dots \dots (65)$$

Z równania (64) wynika, że maximum mocy, wypromieniowanej przez antenę uzyskamy wówczas, gdy

$$R_r = \frac{R_{i0}}{\gamma^2} = R_{i1} \dots \dots \dots (66)$$

a więc — gdy opór strat równa się oporowi promieniowania anteny, przy danej długości fali.

Wynika z tego, że warunkowi maksymalnej mocy promieniowania odpowiada sprawność $\eta = 50\%$, a temsamem moc ogólna wynosi

$$P_{(\max)} = \frac{E^2}{2R} \dots \dots \dots (65a)$$

Stąd wniosek, że moc teoretycznie maksymalna przy nieskończonej wielkiej przedłużeniu fali (59) równa się podwójnej mocy ogólnej, odpowiadającej maximum energii promieniowania.

Z równań (63) i (66) wynika, że wnioski przytoczone wówczas stosują się do przedłużenia, gdy

$\frac{R_r}{R_{i0}} < 1$, a więc pod tym tylko warunkiem przedłużenie fali może nam dać wzrost mocy wypromieniowanej. Są one natomiast ważne dla skrócenia fali,

gdy $\frac{R_r}{R_{i0}} > 1$, i w takim wypadku przedłużenie fali zawsze da zmniejszenie mocy wypromieniowanej.

W wypadku $\frac{R_r}{R_{i0}} = 1$, mamy maximum mocy przy fali zasadniczej, co wyraża się analitycznie przez

$$\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_{\max} = 1$$

czyli tu wszystkie trzy punkty rozważane schodzą się w jeden. Dla tego przypadku zarówno skrócenie jak

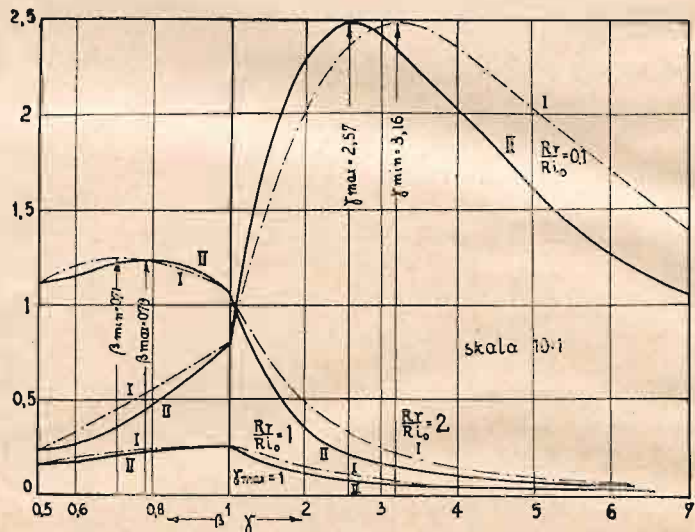
i przedłużenie fali anteny pociąga za sobą redukcję mocy wypromieniowanej.

Z tych rozważań wynika:

gdy antena jest zasilana ze źródła drgań niegasnących o stałym napięciu, istnieje pewna najkorzystniejsza długość fali, która daje maximum mocy wypromieniowanej. Ta długość fali (optimum fali) wyraża się wzorem

$$\lambda_{\max} = \lambda_0 \cdot \sqrt{\frac{R_{i0}}{R_r}} \dots \dots \dots (67)$$

Przebieg mocy promieniowanej, zależnie od różnych stosunków oporów $\frac{R_r}{R_{i0}}$ podają linie I



Rys. 9.

rys. 9 go. Wykres ten stwierdza dobitnie wysnute powyżej wnioski.

(C. d. n.)

Prądy elektryczne w obwodach sprzężonych.

inż. Józef Plebański.

(Ciąg dalszy).

Ponieważ prawe strony tych równań są równe zeru, przeto dla współczynników A_k ($k = 1, 2 \dots n$) tylko wtedy otrzymamy znaczenia różne od zera, gdy wyznacznik

$$7) \begin{vmatrix} \alpha_{11} + \lambda\beta_{11} + \lambda^2\gamma_{11}, & \alpha_{12} + \lambda\beta_{12} + \lambda^2\gamma_{12}, & \dots \\ \alpha_{21} + \lambda\beta_{21} + \lambda^2\gamma_{21}, & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{vmatrix} = \Delta(\lambda) = 0$$

równa się zeru.

Jeżeli w tym przypadku rozwiniemy powyższy wyznacznik, otrzymamy dla λ równanie rzędu $m=2n$ (oczywiście identyczne z równaniem 4) i tak samo, jak wyżej, otrzymamy „ m^n ” rozwiązań dla λ_j Przy równaniach wyższych potęg, niż 4 można znaleźć rozwiązania metodą przybliżoną.

Dla naszych równań ów wyznacznik będzie:

$$8) \begin{vmatrix} \frac{1}{C_1} + \lambda R_1 + \lambda^2 L_1, & \lambda^2 M_{12}, & & & \\ & \lambda^2 M_{13}, & \dots & & \lambda^2 M_{1n} \\ \lambda^2 M_{21}, & \frac{1}{C_1} + \lambda R_2 + \lambda^2 L_2, & \lambda^2 M_{23}, & & \\ & & \dots & & \lambda^2 M_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \lambda^2 M_{n1}, & \lambda^2 M_{n2}, & \lambda^2 M_{n3}, & & \\ & & & & \frac{1}{C_n} + \lambda R_n + \lambda^2 L_n \end{vmatrix} = \Delta(\lambda) = 0$$

Z powyższego widocznem jest, że otrzymamy $m=2n$ pierwiastków dla λ_j , a zatem rozwiązanie i_k będzie:

9) $i_k = \sum A_j e^{\lambda_j k} \quad (j = 1, 2 \dots m)$

lub inaczej:

10) $i_k = A_{1k} e^{\lambda_1 t} + A_{2k} e^{\lambda_2 t} + \dots + A_{mk} e^{\lambda_m t}$

dla obwodu „1” otrzymamy analogicznie

$$i_1 = A_{11} e^{\lambda_1 t} + A_{21} e^{\lambda_2 t} + \dots + A_{m1} e^{\lambda_m t}$$

W praktyce w większości wypadków między λ_k i λ_{k+1} będzie istniała zależność $\lambda_k = p_k + j \omega_k$, $\lambda_{k+1} = p_k - j \omega_k$, gdzie $j = \sqrt{-1}$. Jest to przypadek, kiedy drgania będą perjodyczne (nie aperiodyczne), co à priori przyjmujemy. Wówczas każdej parze pierwiastków zespolonych po zamianie wielkości urojonych przez rzeczywiste będzie odpowiadać

11) $e^{-\gamma_k t} \cdot (C_{1k} \sin \omega_k t + C_{2k} \cos \omega_k t) = \epsilon_k \cdot e^{-\gamma_k t} \cdot \sin(\omega_k t + \varphi_k)$

Podstawiając powyższe znaczenia w równanie 10) otrzymamy

12) $i_k = \epsilon_{1k} e^{-\gamma_1 t} \cdot \sin(\omega_1 t + \varphi_1) + \epsilon_{2k} e^{-\gamma_2 t} \cdot \sin(\omega_2 t + \varphi_2) + \dots + \epsilon_{nk} \cdot e^{-\gamma_n t} \sin(\omega_n t + \varphi_n)$

Czyli:

w każdym obwodzie powstaną drgania własne, składające się z tłumionych „ n^n ” drgań, czyli z takiej ilości drgań, jaką jest ilość obwodów, przyczem zarówno tłumienia (dekrementy), jak też i częstotliwości będą jednakowe dla drgań we wszystkich obwodach, przyczem będą one (dekrementy i częstotliwości)

zależać od elektrycznych danych obwodów, niezależnie od częstotliwości siły elektomotorycznej i niezależnie od sposobu wzbudzania drgań. Amplitudy zaś tych drgań oczywiście dla różnych obwodów będą różne i można dowieść, że będą one zależały od sposobu wzbudzania, t. j. od tego, czy siła elektromotoryczna będzie w jednym, w kilku lub we wszystkich obwodach.

Dla 3-ch obwodów sprzężonych podobny wynik otrzymuje S. P. Owen (Wireless World 8-th July 1922 vol X, Nr. 15 str. 451). Sposób rozwiązania również jest podobny 3) jednakże S. P. Owen przyjmuje, że siła elektromotoryczna jest tylko w jednym obwodzie.

Rozwiązanie dla dwu obwodów (w przypadku, gdy siła elektromotoryczna jest tylko w jednym obwodzie) spotykamy w każdym poważniejszym podręczniku, 4) Wyznacznik ten będzie

$$\begin{vmatrix} \frac{1}{C_1} + \lambda R_1 + \lambda^2 L_1, & M_{12} \lambda^2 \\ \lambda^2 M_{21}, & \frac{1}{C_2} + \lambda R_2 + \lambda^2 L_2 \end{vmatrix} = \Delta(\lambda) = 0$$

Z powyższego wynika, że dla λ otrzymamy 4 rozwiązania nawet wówczas, jeżeli obwody będą identyczne, t. j. $C_1 = C_2$, $R_1 = R_2$, $L_1 = L_2$, t. zn. w dwóch sprzężonych obwodach otrzymamy zawsze własne drgania o dwóch częstotliwościach, jak to zresztą dowodzi się dla danego przypadku w działach przytoczonych w przypisku.

Z wyżej przytoczonych wzorów 10 i 12 i całego dowodzenia widać, że ani częstotliwości powstających w obwodach drgań własnych, ani ich tłumienia (dekrementy) nie zależą od sposobu wzbudzenia, lecz jedynie tylko od danych elektrycznych poszczególnych obwodów (R_i , L_i , C_i) i wielkości ich sprzężenia. Oczywiście amplitudy poszczególnych drgań będą zależały od sposobu wzbudzania, — o czem będzie mowa poniżej. Zaznaczyć jednak muszę, że obliczenie drgań własnych można skutecznie znacznie prościej, stosując metodę O. Heaviside'a, 5) rozwiniętą następnie przez V. Busha, Carsona 6), i Hunda 7) a także Deutsch'a 8).

Heaviside dowiódł, że prądy, (to znaczy drgania własne o których mówimy) można tak samo łatwo obliczyć, jak prądy w zwykłych obwodach prądu zmiennego, jeżeli zamiast oporu zespolonego („komplexe Scheinwiderstand”)

$$Z = R + j \omega L + \frac{1}{j \omega C}; \quad j = \sqrt{-1}$$

weźmiemy.

$$Z = R + n_i L + \frac{1}{n_i C} \text{ gdzie } n_i = -\alpha_i + j \omega_i$$

wtedy, jak dowodzi Heaviside, cały proces składa się z „ m^n ” poszczególnych procesów, które nakładają się na drgania ustalone (wymuszone) Liczba „ m^n ” odpowiada ilości elektrycznych możliwości (Zahl der elektrischen Freiheitsgrade). Każdy poszczególny

proces (Teilvorgang) odbywa się według prawa

$$e^{nt} \text{ gdzie } n = -\alpha + j\omega$$

Dowodzenie Heaviside'a i następnie Busha i Hunda daje się streścić w ten sposób, że dla obliczenia drgań własnych danego systemu obwodów obliczamy najpierw opór dla drgań wymuszonych „ Z^n ”, poczem przyrównujemy go do zera, podstawiając z prawej strony zamiast $\omega = n$. Otrzymamy wtedy równanie stopnia, przypuścimy, „ m^n ”, z którego znajdziemy m pierwiastków dla drgań własnych i całkowite drgania własne będą

$$A_1 e^{n_1 t} + A_2 e^{n_2 t} + \dots + A_m e^{n_m t}$$

Według Hunda w przypadku, jeżeli na obwoły działa w jednym punkcie siła elektromotoryczna $V_0 e^{kt}$ całkowity prąd będzie

$$13) \quad i = \underbrace{\frac{V_0 e^{kt}}{(Z)_{n=k}}}_{\text{drgania wymuszone}} - V_0 \underbrace{\sum_{n=n_1}^{n=n_m} \frac{e^{nt}}{(K-n)dn}}_{\text{drgania własne}}$$

Do powyższych sposobów obliczenia drgań własnych powrócę przy omawianiu poszczególnych przypadków. Przytoczyłem je tutaj żeby czytelnikom wskazać łatwiejszy poniekąd sposób z podaniem gdzie w literaturze tego rodzaju tematy znaleźć można.

Jak widzimy ze wzoru 13 (Hunda), oprócz drgań własnych w systemie sprzężonych obwodów powstają jeszcze drgania wymuszone.

W naszym przypadku, t. j. gdy siły elektromotoryczne mamy we wszystkich obwodach, oczywiście również powstaną oprócz drgań własnych jeszcze drgania wymuszone; można dowieść, że częstotliwości tych drgań będą te same, co w działających na obwoły siłach elektromotorycznych.

Powyższe rozwiązanie jest rozwiązaniem tylko częściowym, t. j. jest rozwiązaniem równań różniczkowych zredukowanych, — całkowite rozwiązanie będziemy mieli wtedy, gdy jeszcze znajdziemy poszczególne rozwiązanie. Należy tu wskazać na dowodzenie Kryłowa (str. 53 przytoczonego w przypisku dzieła).

Znalezienie poszczególnego rozwiązania możemy skutecznie w ten sposób, że przyjmując a priori że rozwiązanie będzie $i = A_1 \sin \omega t + B_1 \cos \omega t$ — podstawiamy te znaczenia w nasze równania i przyrównujemy współczynniki sinusów z prawej i lewej strony równań i tak samo cosinusów, otrzymamy $2n$ równań dla $2n$ niewiadomych współczynników A_i i B_i ($i = 1, 2, \dots, n$) przytem wyznacznik ich wtedy równym zeru nie będzie, jeżeli $\Delta(\lambda) = 0$ ma tylko pierwiastki urojone, z czego widzimy że $i = A_1 \sin \omega t + B_1 \cos \omega t$ będzie szczególnym rozwiązaniem naszych równań.

Można również znaleźć rozwiązanie szczególne metodą zmiany stałych dowolnych.

Nakoniec trzeci sposób polega na zastosowaniu metody symbolicznej (w ten sposób postępuje również Hort). Metody tej nie przytaczam, odsyłając czytelników do dzieł Horta i Kryłowa, podanych

przezemnie w przypiskach; nadmienię tylko, że Kryłow metodą symboliczną „ n^n ” równań sprowadza do jednego równania 2 rzędu dla pewnej niewiadomej, a ponieważ dla takich równań wiadomo, że drgania wymuszone będą miały tą samą częstotliwość, co i siła elektromotoryczna, więc i o „ n^n ” obwodach możemy powiedzieć to samo.

Z powyższego wynika, że w ogólnym przypadku, t. j. jeżeli mamy „ n^n ” obwodów sprzężonych i na każdy z nich działa siła elektromotoryczna niegasnąca, to w obwodach tych powstaną (w każdym) drgania wymuszone o częstotliwości tej siły elektromotorycznej oraz drgania własne, składające się z „ n^n ” drgań o częstotliwości i tłumieniach, zależnych tylko oddanych elektrycznych tych „ n^n ” obwodów i ich wzajemnego sprzężenia; to znaczy

$$i_k = \sum \xi_k \cdot e^{-\gamma_k t} \cdot \sin(\omega_k t + \varphi_k) + \xi_k \sin(\omega t + \varphi_k) \quad (x = 1, 2, \dots, n)$$

Można również dowieść, że o ile na obwoły działają siły elektromotoryczne gasnące przytem różnych częstotliwości i tłumień, oraz jeżeli działają siły elektromotoryczne nie gasnące różnych częstotliwości, to i w drganiach wymuszonych otrzymamy również te same tłumienia i częstotliwości; drgania własne będą jednak i w tych przypadkach posiadały tłumienia i częstotliwości, zależne li tylko od danych elektrycznych obwodów i ich sprzężenia.

Gdy na obwoły sprzężone działa pewna siła elektromotoryczna niegasnąca $E_x \sin \omega t$, natenczas, jak z powyższego widzimy, powstaną w tych obwodach drgania własne tłumione oraz drgania wymuszone. Po pewnym czasie drgania własne będą posiadały już tak małe amplitudy, iż praktycznie będziemy mogli przyjąć, że ich wcale nie ma i pozostaną tylko drgania wymuszone. W dalszym ciągu niniejszej pracy rozpatruję głównie tylko te drgania wymuszone, gdyż w poruszonych poniżej tematach właśnie one przeważnie wchodzi w rachubę. Drgania własne muszą być brane w rachubę tylko w pierwszym momencie zastosowania siły elektromotorycznej (moment włączenia źródła energii elektrycznej). Będą to zjawiska powstawania drgań lub, jak się określa w niemieckiej literaturze „Aufschaukelzeit”. W pewnych wypadkach te drgania własne będą musiały być brane w rachubę, np. przy bardzo szybkim automatycznym nadawaniu w radiotelefonji i t. p.

(D. c. n.).

1) Dr. Wilhelm Hort—Technische Schwingungslehre 1922, str. 172. Układ podobnych równań i ich rozwiązanie spotykamy także w dziele Kryłow, „O niektórych różniczkalnych uśrednieniach matematycznej fizyki 1913, str. 46 i t. d.

2) Dr. Wilhelm Hort—Technische Schwingungslehre str. 163.

3) Ogólny sposób rozwiązania Jackson — (Philosophical Magazine 42 Sixth Series p. 35).

4) J. A. Fleming — The principles of electric wave telegraphy and telephony 1919, str. 247,

A. A. Piotrowskij — Nauczynia osnowa-
nija biezprowolocznoj telegrafii, str. 99, 414.

J. H. Morecroft — Principles of radio-Com-
munication 1921, str. 226.

5) „El Papers” tom 2 str. 373 „Electro-
magnetic Theory”, Tom. 2, str. 127, V. Bush „Ge-
koppelte Kreise nach dem Verfahren der verallge-
meinerten Kreisfrequenzen behandelt (Proc. Inst.
Radio Eng. (New York) Tom. 5, str. 363—382, 1917.
referat w Jahrbuch f. dr. Telegr. Teleph. 1919,
Tom 14, zeszyt 3, K. W. Wagner str. 282.

6) Physical Review. ser. II, Tom 10, str. 217 —
225, 1917.

7) Hund — Hochfrequenzmesstechnik 1922, str.
231, także Jahrbuch f. dr. T. und Telephonie 1920,
Tom 16, zeszyt 6, str. 431. 1921, Tom 17, zeszyt 1,
str. 40, 1921, Tom 17, zeszyt 2, str. 98.

8) Deutsch—Archiv—für Elektrotechnik 1918,
Heft 8.

Prace p. Józefa Wąsika z dziedziny radjotechniki.

podał dr. W. Kasperowicz.

Praca naukowa w dziedzinie radjotechniki posuwa się
w Polsce bardzo wolno naprzód, tak że nieliczne wykonane
dotychczas badania należy podać do wiadomości ogółu ra-
djotechników dla zachęty na przyszłość.

Niedawno utworzone Polskie Towarzystwo Fizyki
Stosowanej w połączeniu z Polskim Instytutem Fizyczno-
Technicznym, i w porozumieniu z Warszawskim Radjoklubem
rozpocznie w najbliższym czasie organizację planowych ba-
dań radjotechnicznych na terenie Polski. Należy jednak
z przykrością stwierdzić, że szereg instytucji naukowych
zbyt mało pomaga naszym młodym naukowcom w urzeczywi-
stnieniu ich projektów.

Prace p. Józefa Wąsika, aczkolwiek prowadzone
z przerwami, przedstawiają pewną całość, na którą skła-
dają się: praca ogólna—doktorska (niewydrukowana), arty-
kuł „O własnościach oporów elektrycznych sporządzonych
z grafitu”, drukowany w Przeglądzie Radjotechnicznym,
str. 25—26, Nr. 6 i str. 30—31 Nr. 7 z 1924 r., arty-
kuł „Beitrag zur Erklärung der elektrischen Anziehung,
die als Johnsen-Rahbek-Phänomen bezeichnet wird”, w
Zeitschrift für technische Physik, str. 29—31 Nr. 1, 1924
oraz art. „Les phénomènes électrostatiques dans détecteurs
à limaille et à contacts imparfaits” w „Onde électrique”,
str. 535—541, Nr. 35, 1924 (novembre).

Badania p. Wąsika zmierzały do bliższego poznania
działania detektora opilkowego, już zapomnianego przez ra-
djotechników. Postępy radjotechniki ostatnich lat wyka-
zały jednak, że zjawiska i konstrukcje, uważane za prze-
starzałe mogą stać się aktualne, dowodem czego jest de-
tektor krystaliczny, częściowo już wyparty przez lampy
katodowe. Odkrycie krystalicznych generatorów szybko-
zmiennych drgań pobudziło radjotechników do ponownego
zajęcia się detektorem krystalicznym.

Nie można więc przesądzać znaczenia detektora opil-
kowego, którego teoria dotychczas nie jest dokładnie znana.
Jeżeli nawet detektor opilkowy nie znajdzie już zastoso-
wania, to jednak bliższe zbadanie zjawisk, zachodzących
w nim, przyczyni się również i do wyświetlenia teorii
detektorów krystalicznych.

Pobudką do rozpoczęcia badań nad detektorem opil-
kowym (zsypanym) była dyskusja na ten temat, która się
odbyła na zebraniu współpracowników naukowych Zakładu
Fizycznego Politechniki w Warszawie, pod kierownictwem
prof. dra M. Grotowskiego. P. Wąsik, zajmując się w tym
czasie pracami próżniowymi, zbudował szereg oporników
grafitowych, przyczem okazało się, że opór zależał w zna-
cznym stopniu od różnicy potencjału na końcach opornika.
Mianowicie oporniki grafitowe działały analogicznie jak de-
tektor grafitowy: przy powiększaniu napięcia o biegunach
opornika przy pewnym napięciu opór malał rapotwnie (ko-
hezja grafitu). Wyniki tych badań są szczegółowo opisane
w wymienionej pracy, drukowanej w „Przeglądzie Radjo-
technicznym”.

W pracy o zjawiskach elektrostatycznych w detek-
torach opilkowych i stykowych, drukowanej w „L'onde élec-
trique”, są omawiane zjawiska, które p. Wąsik zaobserwo-
wał zapomocą mikroskopu w detektorze opilkowym oraz
badania detektora stykowego (kontaktowego) zapomocą wagi.
Głównym celem tej pracy było wywołanie znanych z prak-
tyki radjotelegraficznej zjawisk kohezji, posługując się
nie falą elektryczną, lecz stałym napięciem, przyczem udało
się przeprowadzić daleko idącą analogję pomiędzy zjawis-
kami w detektorze opilkowym, a zjawiskami w detektorze
stykowym. Z teorii elektrostatycznej, którą przewidywał
autor, wynikało, że powinna ona objąć zjawiska kohezji
w detektorze opilkowym, w detektorze stykowym oraz zja-
wisko Johnsen'a i Rahbeka. Według badań p. Wąsika przy
styku dwóch powierzchni tworzą się na powierzchni metali
dotąd bliżej nie zbadane warstwy płynu lub nawet
gazowe, posiadające znaczny elektryczny opór. Te cienkie
warstewki powierzchniowe umożliwiają powstawanie zjawisk
między biegunem metalicznym i biegunem z półprzewod-
nika o gładkiej powierzchni. Półprzewodnik służy tylko
jako opornik, włączony szeregowo w obwód.

Badania nad detektorem opilkowym były przeprowa-
dzone przy zastosowaniu stałego napięcia na biegunach de-
tektora, przyczem napięcie wynosiło od kilkudziesięciu do
220 woltów i było regulowane zapomocą potencjometru.
Wynikiem tych badań było w pierwszym rzędzie stwier-
dzenie, że istnieją dwa rodzaje kohezji: statyczna oraz
zmienna, która została nazwana drgającą. Przy kohezji sta-
tycznej prąd od chwili powstania pozostaje stały. Kohezja
występuje przy napięciu około 80 woltów. Podobne zja-
wisko można uzyskać z detektorem stykowym, który w opi-
sanych doświadczeniach był połączony z wagą, mianowicie
jeden z biegunów w postaci doskonale polerowanej płaskiej
płytki z metalu pływał na powierzchni rtęci, a drugi po-
dobny biegun był umocowany nad pierwszym na jednym
z ramion belki wagi analitycznej.

Kohezję drgającą (wibrującą) można nieraz zauważyć
przy badaniu kohezji statycznej. Sztucznie wywołuje się
kohezję drgającą z detektorem pływającym na powierzchni
rtęci przez odpowiednie zbliżenie do siebie obu płaszczyzn
biegunów. Rozsuwając bieguny detektora opilkowego sko-
herowanego można również uzyskać kohezję drgającą. Słaba
iskra elektryczna niszczyła kohezję drgającą, natomiast nie
miała wpływu na kohezję statyczną.

Mechaniczna istota zjawiska daje się obserwować za-
pomocą mikroskopu o słabym powiększeniu. Bezładnie
w detektorze rozmieszczone opilki podlegają w chwili ko-
hezji ruchom mechanicznym i układają się według pewnej
linii. Mianowicie powstaje jedna nitka, złożona z ziaren, jako
jedyna droga przewodności prądu kohezji; jest to przy-
padkowa droga najmniejszego oporu elektrycznego. Przed
kohezją przepływa nadzwyczaj słaby prąd poprzez całą

masę opilek, natomiast po kohezji przepływa względnie silny prąd tylko w wytworzonej nitce.

Doświadczalnie wykazał p. Wąsik tworzenie się nitki przewodzącej w następujący sposób: przy różnicy potencjałów równej 220 woltom na biegunach detektora wyciąga się jeden z biegunów wgórę, przyczem przy kohezji biegun wyciąga z masy opilek wytworzoną nitkę, składającą się z opilek stykających się z sobą i tworzących poszczególne ogniwa łańcucha kohezji. Już przy pierwszych próbach, w zależności od wielkości detektora, można było wyciągnąć nitkę o długości do 5 cm. Długość wyciągniętej nitki zależy do pewnego stopnia od potencjału i od najwyższego prądu, przechodzącego przez detektor przy kohezji statycznej. Poszczególne opilki układają się w nici, przylegając do siebie według największych płaszczyzn, co pozwala przypuścić, że istota zjawiska opiera się głównie na zjawisku elektrostatycznej polaryzacji. Przez umocowanie bieguna do jednego z ramion analitycznej wagi została zmierzona siła przyciągania opilek, która wynosiła od 3 do 6 miligramów w chwili zerwania nitki.

Blizsze dane liczbowe znajdują się w oryginalnych pracach autora; całość ma być usystematyzowana, przy uwzględnieniu dalszych wyników teoretycznych. W ostatnich miesiącach ukazało się parę przyczynków do teorii styków niedoskonałych, co świadczy o aktualności tego tematu. Tak modne obecnie stosowanie detektora krystalicznego do wytwarzania drgań szybkozmiennych powinno również pociągnąć radjotechników do badania, czy i detektory kontaktowe lub opilkowe nie wykazują podobnych zjawisk.

Wiadomości techniczne.

Transformator częstotliwości K. Schmidt'a. Jak donosi E. T. Z. Nr. 46 z dn. 6/XI 1924 r. str. 1216, rozpoczęły się dnia 16/X próby zastosowania transformatora częstotliwości K. Schmidt'a do radjotelefonji. Stacja taka, ustawiona w laboratorium firmy C. Lorenz w Berlinie (Tempelhof), pracuje falą 280 m. Stacja oddaje bardzo dobrze mowę i muzykę, nie wykazując żadnego zniekształcenia, ani też zmienności fali, co dowodzi znakomitego działania regulatora Schmidt'a. Modulacja odbywa się za pośrednictwem dławika Punks'a (Osnosa) i katodofonu.

Wyniki prób są niespodzianką dla kół fachowych, które nie wierzyły w możliwość zastosowania alternatorów wielkiej częstotliwości, do tak krótkich fal i w dodatku do radjotelefonji. K. K.

Stowarzyszenia i organizacje.

Sprawozdanie z posiedzenia odczytowego S. R. P. z dn. 7 stycznia 1925 r. Przewodniczył vice-prezes S. R. P. kol. J. Plebański. W komunikatach Zarządu S. R. P. kol. Przewodniczący zawiadomił zebranych, że następne zebranie odczytowe S. R. P. odbędzie się dnia 21 stycznia, na zebraniu tem wygłosi odczyt p. S. M.

Aisenstein na temat „Fale krótkie i ich zastosowanie w radjotelegrafji i telefonji”. Dnia 4 lutego odbędzie się zebranie odczytowe S. R. P. poświęcone pierwszej pracy w języku polskim na temat lamp katodowych kol. inż. J. Groszkowskiego. „Lampy katodowe i ich zastosowanie w radjotechnice”.

Praca ta już opuściła prasę i znajduje się w sprzedaży.

Pracę kol. J. Groszkowskiego zreferuje p. prof. Pożaryski. Z kolei zabrał głos kol. Waś i wygłosił odczyt na temat: „Odbiór na płatowcach”: Kol. prelegent peruszył temat b. aktualny i ciekawy. Odbiór na płatowcach jest b. utrudniony wskutek tego, że po pierwsze przeszkadza hałas silnika, po drugie—ze względu na oddziaływanie magneto. Prelegent przytoczył b. dużo zaobserwowanych przez siebie spostrzeżeń.

W dyskusji zabierali głos kol. Chefftel, kol. Kadecz, kol. Groszkowski i inni.

Sprawozdanie z posiedzenia odczytowego S. R. P. z dn. 21 stycznia 1925 r. Posiedzenie otworzył prezes S. R. P. prof. Pożaryski, poczem powierzył dalsze prowadzenie posiedzenia kol. J. Plebańskiemu.

W komunikatach Zarządu kol. Przewodniczący zawiadomił, że Zarząd S. R. P. otrzymał zaproszenie od Radjoklubu im. J. Machcewicza na zebranie organizacyjne Balu — Radio.

Oprócz tego kol. Przewodniczący zakomunikował zebranym, że Zarząd S. R. P. zaprosił do współpracy w Zarządzie S. R. P. kol. Dr. Morońskiego.

Z kolei zabrał głos p. S. M. Aisenstein i wygłosił nader zajmujący odczyt na temat „Krótkie fale i ich zastosowanie w radjotechnice”. Prelegent na wstępie przeprosił zebranych, że nie może przemawiać do nich w ich ojczystym języku i w myśl życzenia zebranych mówił po niemiecku.

Następnie prelegent podał szereg wzorów do obliczania prądów i napięć w antenie odbiorczej w zależności od wartości elektrycznych w antenie nadawczej i odbiorczej oraz odległości między stacjami.

Rozwój radjotelegrafji od początku swego istnienia szedł od krótkich fal do długich, obecnie powraca znowu do fal krótkich. Prelegent podkreślił, że uwagę wielkich firm na krótkie fale zwróciły doświadczenia radioamatorów, którzy pierwsi ustanowili rekordy porozumiewania się krótkimi falami przez Atlantyk. Następnie prelegent scharakteryzował specjalne urządzenia dla odbioru krótkich fal zwłaszcza patenty Armstronga (superreakcja i superheterodyna). W dalszym ciągu swego odczytu prelegent omawiał sposoby osiągnięcia promieniowania kierunkowego zapomocą włączania równoległego anten nadawczych i reflektorów parabolicznych. W końcu swego odczytu dokładnie opisał wielokrotną antenę systemu Marconiego („Beam-system”) dla nadawania kierunkowego oraz scharakteryzował obecne stan stosowania krótkich fal dla komunikacji transoceańskiej.

Odczyt był ilustrowany przezręczami.

Po odczycie wywiązała się ożywiona dyskusja, w której głos zabierali kol. Groszkowski, kol. Moroński, kol. Rzymowski i inni.