

PRZEGLĄD RADIOTECHNICZNY

OGLĄSZANY STARANIEM SEKCJI RADIOTECHNICZNEJ STOW. ELEKTR. POLSKICH

Pod naczelnym kierunkiem prof. M. POŻARYSKIEGO.

Rok XV.

1 Marca 1937 r.

Zeszyt 5—6

Redaktor kpt. STEFAN JASIŃSKI.

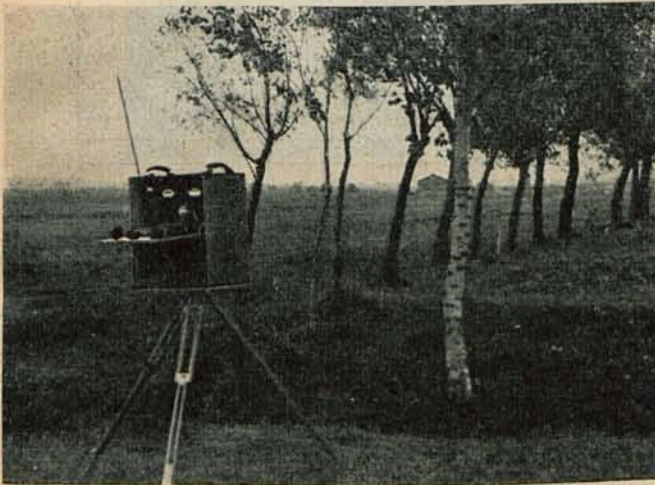
Warszawa, Marszałkowska 33 m. 11, tel. 8-40-45.

Pomiary rozchodzenia fal bardzo krótkich

L. Siciński. A. Jellonek

Wstęp.

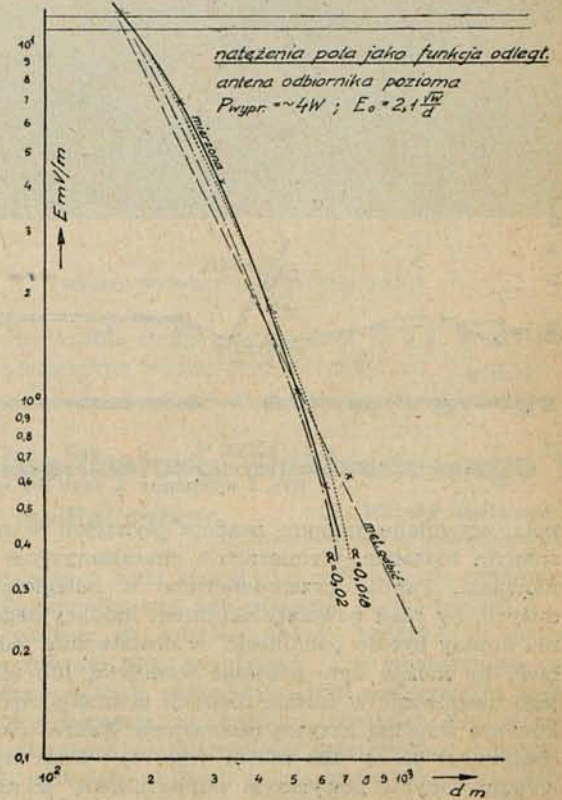
W jesieni 1936 r. zostały przeprowadzone pod kierunkiem Prof. Dr. Tadeusza Malarskiego niektóre pomiary dotyczące rozchodzenia fal bardzo krótkich.



Rys. 1.
Odbiornik pomiarowy.

Badania te wykonane łącznie przez Laboratorium Radiotechniczne Politechniki Lwowskiej oraz Państwowe Zakłady Tele- i Radiotechniczne obejmowały zachowanie się fal b. krótkich na trasie, na której praktycznie nie występuje tłumienie, dalej warunki rozchodzenia

nia w terenie płaskim, gdzie tłumienie zachodzi wzdłuż całej trasy, zaburzenia spowodowane



Rys. 3.

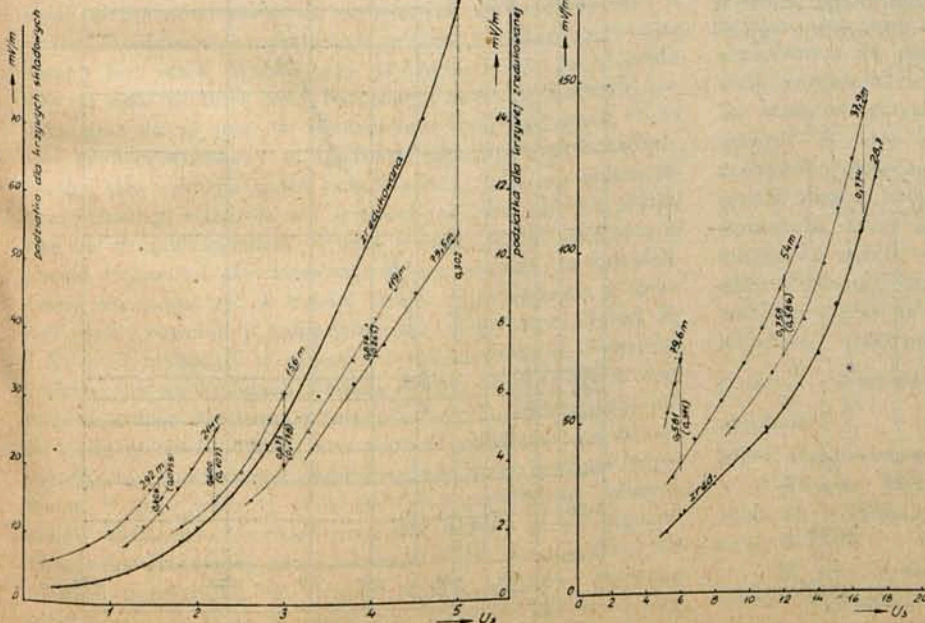
Natężenie pola jako funkcja odległości. Pomiar w terenie płaskim, jednolitym. Podają: krzywa (1) natężenie pola mierzone, krzywa (2) natężenie pola liczone wzorem wykładniczym, o odpowiednio zmienionym współczynniku. Przytoczono krzywą dwu tłumień: $\alpha^1 = 0,018$ oraz $\alpha = 0,020$. Krzywa (3) natężenie pola liczone wg. metody odbić.

przeszkodami małymi i dużymi w stosunku do długości fali, w końcu wpływ zmian mocy wypromieniowanej i wysokości użytej anteny.

Aparatura.

Aparatura obejmowała nadajniki: słaby, o mocy promieniowanej ~ 1 W, używany do cechowania odbiornika pomiarowego, oraz silniejszy, promieniujący moc zmienną w granicach $4 \div 10$ W; odbiornik superhetero-

cechowanie anteny poziomej

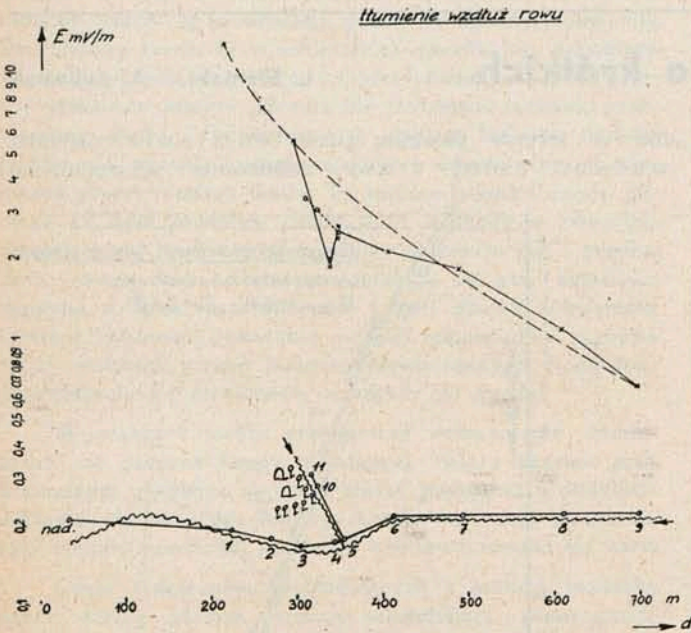


Rys. 2.

Krzywa cechowania odbiornika pomiarowego. Podane zostały oddzielne odcinki cechowania oraz krzywa wypadkowa, powstała przez zredukowanie poszczególnych pomiarów na odcinek znaleziony w najmniejszej odlegli.

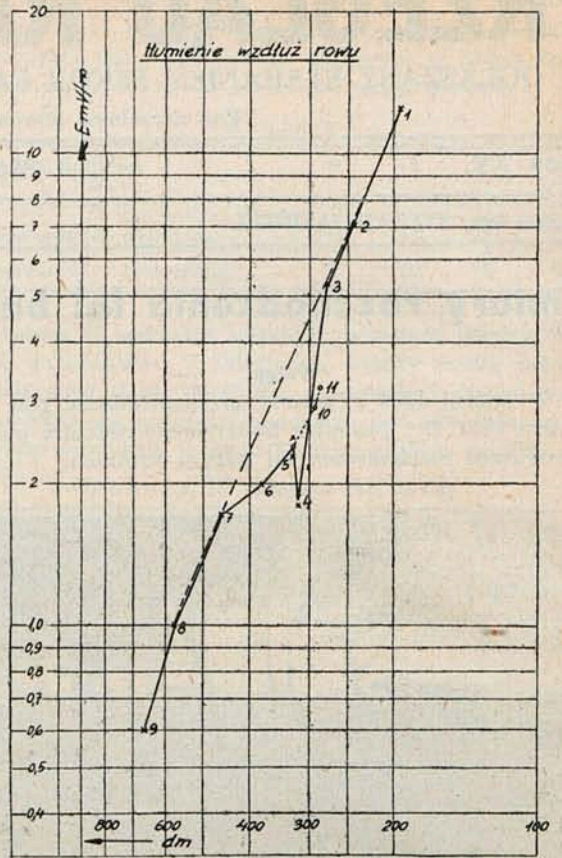
dynowy (pomiarowy), którego napięcia wyjściowe wycechowano jako funkcję natężenia pola; w końcu, dwa komplety nadawczo-odbiorcze przenośne, składające się z nadajników o mocy wypromieniowanej ~ 4 W, oraz odbiorników superreakcyjnych.

Odbiornik pomiarowy (rys. 1) wycechowano, mierząc w określonych odległościach od nadajnika natężenia



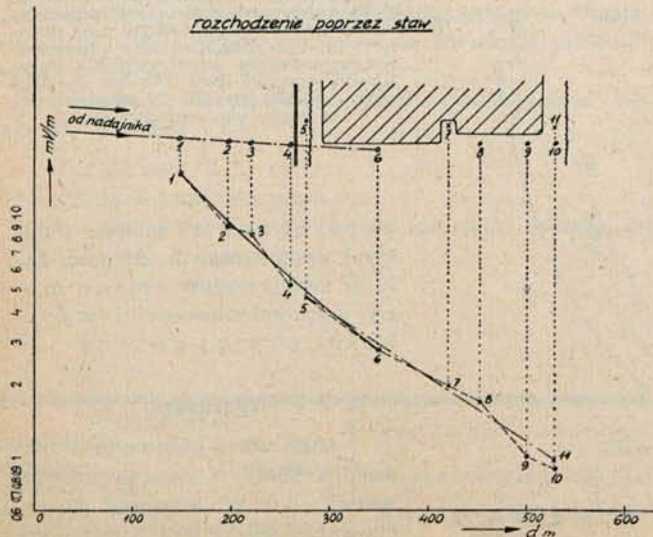
Rys. 4.

Natężenie pola jako funkcja odległości — mierzone wzdłuż strugi wodnej. Na rys. 4 przytoczono wymiarowy szkic terenu. Rys. 5 wykonany w skali log log pozwala na porównanie z wykresami teoretycznymi.



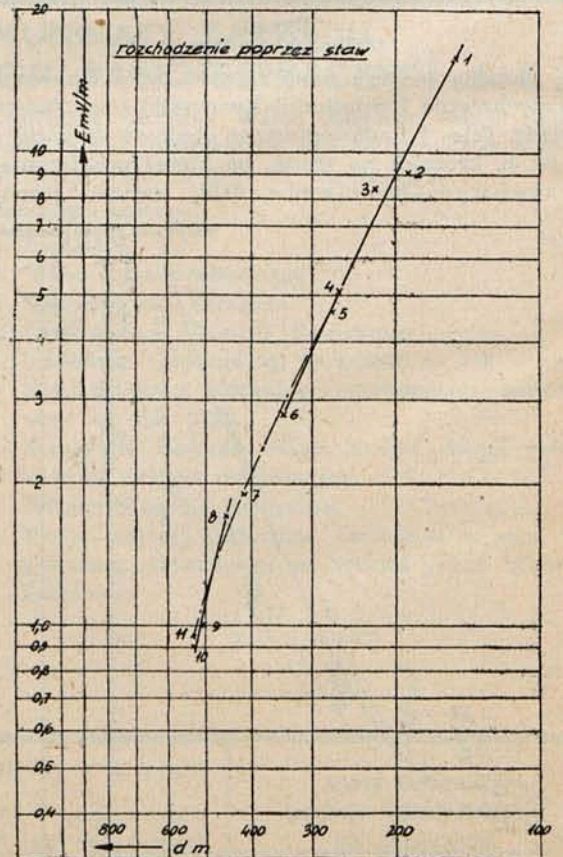
Rys. 5.

pola, wywołane znanym prądem płynącym w antenie o znanym kształcie, wymiarach i charakterystyce promieniowania. Pomiar przeprowadzono w odległościach tak dużych, by błąd powstały skutkiem indukcyjnego działania anteny był do pominięcia, w dostatecznie jednak małych, by można było pominąć tłumienie, lub też wpływ jego uwzględnić w formie redukcji poszczególnych odcinków we wspólną krzywą cechowania. Zakres cechowania obejmował $0,4 \div 150$ mV/m (rys. 2). Poza pomiarami wykonywanymi powyższym odbiornikiem, w niektórych próbach szacowano natężenia pola odbieranego kierując się obszarem wygaszania szmerów w odbiorniku superreakcyjnym przez sygnał zewnętrzny (2).



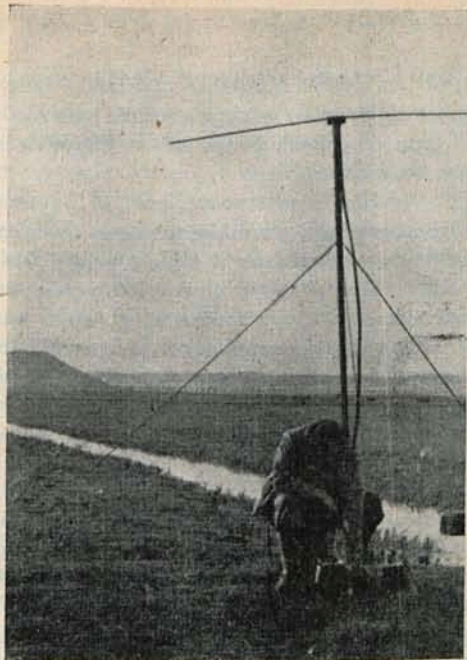
Rys. 6.

Natężenie pola jako funkcja odległości, mierzona poprzez płaszczyznę wodną.



Rys. 7.

Rys. 7 w skali log log pozwala na porównanie z krzywymi teoretycznymi.



Rys. 8.
Wygląd terenu z pomiaru rys. 4 i 5.

Pomiary.

Tłumienie określano na podstawie pomiaru natężenia pola w funkcji odległości. Pomiaru takie wykonano

dla terenu płaskiego otwartego, o możliwie jednolitym podłożu. Jako przykład może posłużyć rys. 3, przedstawiający pomiar wykonany na łące podmokłej, torfiastej. Wpływ niejednorodności terenu badano mierząc natężenie



Rys. 9.
Wygląd terenu z pomiaru rys. 6 i 7.

pola czy to wzdłuż strugi wodnej (rys. 4, 5 i 8) czy też poprzez płaszczyznę wodną (rys. 6, 7 i 9). c. d. n.

Teoretyczne podstawy działania multiplikatora elektronowego*)

Sur les bases théoriques du fonctionnement d'un multiplicateur d'électrons.

Dr. Witold Majewski

Państwowy Instytut Telekomunikacyjny

Jak wykazują doświadczenia możemy przez dobranie odpowiednich warunków pracy multiplikatora (k, β) uzyskać w obwodzie anody A prąd (I_a) o stałym natężeniu. Wskazuje to, że ilość elektronów wychwytywanych w ciągu jednostki czasu przez anodę jest stała, co jest uwarunkowane powstaniem wewnątrz lampy pewnego stanu, jakby równowagi polegającej na tym, iż ilość elektronów wychwytywanych przez anodę jest kompensowana przez ilość elektronów wtórnych, wybijanych z katod — tak, iż liczba elektronów oscylujących między katodami wewnątrz lampy jest stała. Wobec tego, iż trudno sobie przedstawić, aby to było możliwe przy bezładnym ruchu elektronów, należy przyjąć, iż jest on odpowiednio uporządkowany — to jest zsynchronizowany ze zmianami potencjału na katodach. Ruch taki można sobie przedstawić, jako prostoliniowy ruch chmury elektronów, poruszającej się raz ku jednej raz ku drugiej katodzie. Wtedy jednak, wobec ciągłości w czasie fotoemisji elektronowej, należy przyjąć, iż fotoelektrony nie mogą być w każdej chwili odprowadzane z katody, jak również i bombardowanie elektronami katod K_1 i K_2 musi zachodzić w pewnych tylko momentach. Potencjał elektryczny na katodach zmienia się kosinusoidalnie, a więc każdej grupie elektronów wyemitowanych jednocześnie odpowiada w chwili emisji inna wartość potencjału na płycie emitującej, wyznaczonej jednoznacznie przez wartość parametru θ [por. wzór 1], o ile za $t = 0$ przyjmijemy moment emisji elektronów [a więc czas dla każdej grupy elektronów, odpowiadającej danej wartości θ będzie się liczył od różnych momentów]. W związku z tym będziemy nazywać elektronami w fazie θ elektrony, wyemitowane w chwili, gdy potencjał płytki emitującej posiadał wartość $V_m \cos \theta$.

Elektrony więc o fazie zerowej ($\theta = 0$) będą to elektrony, które były wyemitowane, gdy potencjał płytki wynosił V_m .

Ze względu na symetrię układu elektrod w lampie należy w dalszym ciągu przyjąć, iż w oscylacyjnym ruchu między katodami mogą brać udział wyłącznie te elektrony, które dobiegają do płytki przeciwległej, gdy jej potencjał jest równy, co do wartości bezwzględnej, potencjałowi, jaki posiadała w chwili emisji płytka emitująca elektrony bombardujące, znaku zaś wprost przeciwnego. Wtedy bowiem elektrony wtórne, poruszając się w kierunku wprost przeciwnym do ruchu elektronów bombardujących będą jednak przebiegać w tym samym porządku i dokładnie te same stany energetyczne, które przebiegały elektrony bombardujące. A więc w ruchu oscylacyjnym elektronów będzie zachowana zupełna symetria względem anody A. W ten sposób można ustalić, iż koniecznym warunkiem zsynchronizowania ruchu danej grupy elektronów jest zachowywanie przez wybite wtórne elektrony fazy (θ_r), którą posiadały elektrony bombardujące w czasie swej emisji. Jest to możliwe tylko w tym przypadku, gdy odległość między katodami elektrony pierwotne przebiegać będą w czasie $t_2 = \frac{\pi}{\omega}$. Wartość fazy takich elektronów musi spełniać zależność:

$$f(k, \theta_r, \beta, \pi) = 0$$

którą otrzymujemy z równania (12a) podstawiając $\omega t_2 = \pi$.

Widzimy stąd, że wartość fazy (θ_r) elektronów oscylujących w lampie jest funkcją dwóch zmiennych niezależnych k i β .

W celu zorientowania się w jakich granicach są zawarte wartości parametru θ_r , odpowiadającego warunkowi równowagi w lampie, przy zmienianiu warunków pracy multiplikatora, przyjmijmy $v_0 = 0$ oraz $\beta = 1$. Wtedy równanie 11 przyjmie postać:

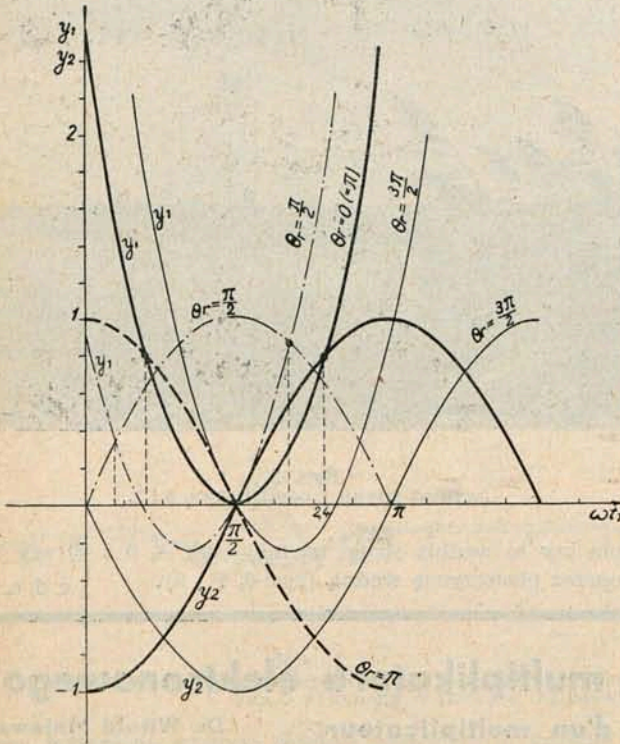
*) Ciąg dalszy do artykułu ze str. 11, Nr. 3—4.

$$\left[\omega t_1 - \frac{\pi}{2} \right]^2 + \left[\omega t_1 - \frac{\pi}{2} \right] \sin \theta_r = -\cos(\omega t_1 + \theta) \quad (13)$$

Równanie to najprościej daje się rozwiązać metodą graficzną, poszukując punktu przecięcia dwóch funkcji:

$$y_1 = \left[\omega t_1 - \frac{\pi}{2} \right]^2 + \left[\omega t_1 - \frac{\pi}{2} \right] \cdot \sin \theta_r$$

$$y_2 = -\cos(\omega t_1 + \theta_r)$$



Rys. 2.

Przebieg tych krzywych dla kilku wartości θ_r , wskazuje rys. 2. Widzimy z niego, że równanie 13 posiada rozwiązanie w przypadku, gdy wartość parametru θ_r jest zawarta w granicach:

$$0 \leq \theta_r \leq (\pi + \varepsilon)$$

gdzie ε jest wartością, którą należałoby określić, szukając wartości parametru θ_r dla przypadku styczności obu funkcji y_1 i y_2 . Zauważmy w danej chwili, iż jest ona zawarta w granicach: $0 < \varepsilon < \pi/8$. Stąd wynika ważny fakt, iż przez dobieranie warunków pracy multiplikatora (zmianie wartości k , przy $v_0 = 0$ i $\varphi = 1$) nie dla każdej grupy elektronów daje się uzyskać, aby ich czas przebiegu pomiędzy katodami wynosił $t_2 = \pi/\omega_1$, a więc aby faza wybitych przez nie elektronów wtórnych równa była fazie startu elektronów bombardujących.

Przypuśćmy teraz, iż dobieramy wartość k w ten sposób, aby ruch elektronów o fazie zerowej był zsynchronizowany ze zmianami napięcia na katodach. Wtedy z rys. 2 otrzymujemy $\omega t_{a1} = 0,799 \pi = 2,447$. Podstawiając zaś tę wartość do równania 10a lub 10b znajdujemy:

$$k_0 = \frac{d^2 \omega^2}{\gamma V_a} = 1,226 \quad (14)$$

Dla tego szczególnego przypadku rozpatrzmy teraz, co się dzieje z elektronami, które zostają wyemitowane przez katodę K_1 w chwilach, gdy jej wartość potencjału jest różna od zera ($\theta \neq 0$). W tym celu szukamy czasu t_2 , w ciągu którego te elektrony przebiegają odległość pomiędzy katodami. Wartość tę znajdziemy, rozwiązując dla różnych wartości θ , układ równań, uzyskany przez podstawienie do równań 10a i 10b wartości k_0 , danej przez wzór 14;

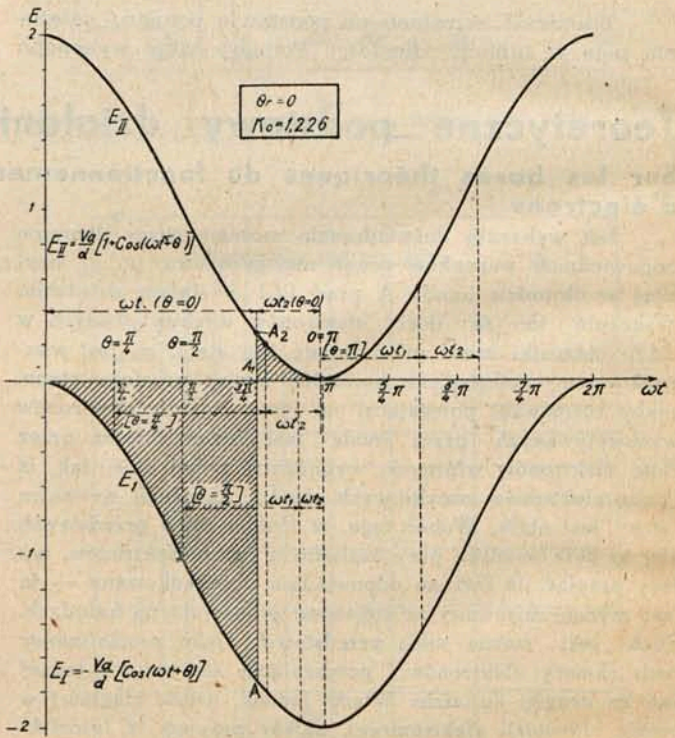
$$\frac{1}{2} \omega^2 t_1^2 + \sin \theta \cdot \omega t_1 - \cos \theta - 1,226 = -\cos(\omega t_1 + \theta) \quad (15)$$

$$\frac{1}{2} \omega^2 t_2^2 - (\sin \theta + 2\omega t_1)\omega t_2 + \omega^2 t_1^2 + \cos \theta + 2,452 = \cos(\omega t_2 + \theta) \quad (15a)$$

Fazę ψ elektronów w chwili ich dościa do płytki K_2 (a więc i fazę wybitych przez nie elektronów wtórnych) znajdziemy ze wzoru:

$$\psi = \theta + \omega t_2 - \pi \dots \dots \dots (16)$$

Obliczone wartości charakterystyczne dla różnych wartości parametru θ są zebrane w tablicy na str. 21. Z danych tych widzimy, że ze wzrostem θ do 180° maleją wartości ωt_1 i ωt_2 zaś faza startu elektronów wtórnych ψ wzrasta, pozostając jednak stale mniejszą od fazy startu elektronów bombardujących. W ten sposób elektrony o fazach mniejszych od 180° po kilku przebiegach w lampie uzyskują fazę równą zero, która już nadal nie będzie ulegać żadnym zmianom. Dla elektronów o fazach większych od 180° wartości ωt_1 i ωt_2 wzrastają, aż wreszcie dla pewnej wielkości fazy ($\theta = \pi + \alpha^\circ$) równanie 15a, określając ωt_2 nie ma rozwiązań. Wskazuje to, iż energia elektronów o tych fazach przy przejściu przez siatkę A jest już zbyt małą do pokonania hamującego działania pola elektrycznego w obszarze II, wobec czego elektrony te, nie dobiegając do katody K_2 zostają zawrócone z powrotem ku siatce A. Będą one oscylowały naokoło siatki, przy czym ich wychylenia po obu stronach siatki będą się stawały coraz to mniejsze, aż wreszcie zostaną te elektrony wychwyte przez siatkę.



Rys. 3.

Dla bliższego zdania sobie sprawy z zachodzących tu zjawisk rozpatrzmy zmiany natężenia pola elektrycznego w obu obszarach lampy w czasie ruchu elektronu od K_1 do K_2 . Na rys. 3 wskazano zmiany natężenia pola elektrycznego w funkcji czasu (ωt): krzywa E_1 przedstawia natężenie w obszarze I, krzywa E_{11} — w obszarze II.

W przypadku rozpatrywania ruchu elektronów o różnych fazach, wobec przyjętych wyżej założeń, początek osi współrzędnych umieszczamy na osi czasu w takim punkcie, aby wartość krzywej na osi rzędnych dawała nam natężenie pola w chwili emisji rozpatrywanej grupy elektronów i odpowiadający mu punkt na osi odciętych przyjmujemy za chwilę początkową ($t = 0$). Wartości podane na rys. 3

na osi odciętych odnoszą się do elektronów w fazie zerowej.

W czasie przebiegu elektronu od K_1 do A natężenie pola w obszarze I zmienia się od wartości zerowej do wartości AA_1 (rys. 3). Elektron, wchodząc do obszaru II, natrafia tam na pole hamujące o natężeniu A_1A_2 , które maleje z czasem i w chwili zderzenia elektronu z katodą K_2 posiada wartość równą zeru. Energie nabyta przez elektron w obszarze I oraz stracona w obszarze II są proporcjonalne do powierzchni zacieniowanych na rysunku. Energia więc elektronu w chwili zderzenia z katodą K_2 jest proporcjonalna do różnicy tych powierzchni. Widzimy, iż w rozpatrywanym przypadku energia stracona przez elektron, posiada niewielką wartość, elektron więc przy zderzeniu z katodą K_2 posiadać będzie znaczną energię. Dla elektronów o fazach różnych od zera, lecz mniejszych od π ze wzrostem θ , wartość nabywanych energii w obszarze I zmniejsza się, energie elektronów, dobiegających do K_2 maleją. Elektrony o fazach większych od π po przejściu przez siatkę natrafiają na pole hamujące, którego natężenie z czasem silnie wzrasta, ilość traconej energii przez elektron ze wzrostem fazy θ wzrasta dość znacznie. Dla pewnej wartości fazy ($\pi + \alpha$)⁵⁾ elektron może stracić w polu hamującym całą swą energię, posiadając w chwili dojścia do płytki K_2 prędkość równą zeru. Wszystkie elektrony o fazach większych od $\pi + \alpha$ nie będą dochodziły do płytki K_2 , co potwierdzają również dane zebrane w tabl. I.

W dalszym ciągu należy uwzględnić, iż ilości występujących fotoelektronów w lampie są bardzo małe, zostają one wzmocnione dopiero wskutek występowania zjawisk wtórnej emisji, jak to było omówione wyżej. Zrozumiałą jest rzeczą, że w związku z wyżej rozpatrywanymi

⁵⁾ $\pi + \alpha = 201^\circ$ — wartość przybliżona (porównaj tabl. I).

θ faza startu fotoelektron		ωt_1	ωt_2	ψ faza startu elektr. wtórnych	v_1 w płasz siatki $\gamma \frac{V_a}{d\omega} \times$	v_{II} przy zderz. z K_2 $\gamma \frac{V_a}{d\omega} \times$	Uwagi
ra- diany	stop- nie	ra- dian	ra- diany				
0	0	2,447	3,1416	0	1,809	1,752	faza równo- wagi
$\pi/8$	22°30'	2,065	2,756	0° 25'	1,816	1,764	
$\pi/4$	45°	1,743	2,408	2° 58'	1,875	1,837	
$\pi/2$	90°	1,321	1,913	19° 57'	2,074	2,070	
π	180°	1,137	1,830	104° 51'	2,044	1,411	
	201°7'	1,202	(2,4)*	(158° 20')*	(1,840)*	(0)*	
$\frac{10}{8}\pi$	225°	1,367			1,496	—	
$\frac{12}{8}\pi$	270°	2,505			0,701	—	
$\frac{8}{2}\pi$	360°	2,447	3,1416	0	1,804	1,752	*) wartości przybliżone

przebiegami będą zwiększane ilości elektronów o fazie, która jest zachowywana w czasie oscylacyjnego ruchu elektronów, a więc w danym przypadku o fazie zerowej. W grę wchodzi tu jeszcze i ta okoliczność, że współczynnik wtórnej emisji elektronów, jest funkcją prędkości bombardujących elektronów. Jeżeli więc warunki pracy multiplikatora tak dobierzemy, ażeby maksymalna wartość tego współczynnika przypadła na prędkości, posiadane przez elektrony o fazie zerowej, to ilości elektronów wtórnych, wybijanych przez elektrony o fazach różnych od zera, mogą być zupełnie znikome.

ZAKOŃCZENIE.

W ten sposób można sobie przedstawić z pewnym przybliżeniem, iż wewnątrz multiplikatora powstaje jakby chmura elektronów, drgająca pomiędzy katodami K_1 i K_2 , synchronicznie ze zmianami potencjałów na elektrodach. Elektrony wtórne, wybijane na katodach, byłyby z nich odprowadzane w określonych chwilach, kompensując ilości elektronów, wychwytyanych przez anodę.

Listopad 1936 r.

L I S T Y D O R E D A K C J I

Warszawa, 28.XII.1936 r.

Wielce Szanowny Panie Redaktorze.

W jednym z ostatnich numerów Przeglądu Radiotechnicznego (Nr. 17—18) p. inż. Ignacy Małecki zamieścił artykuł p. t. „Metody polepszania obrazu telewizyjnego”. W artykule tym autor, mimo powoływania się na bogatą literaturę, zamieszcza poglądy, które w rażący wprost sposób odbiegają od rzeczywistych wniosków zawartych w cytowanych artykułach. Bogata bibliografia podana przez p. I. Małeckiego wygląda jednak dosyć dziwnie. Autor mianowicie częściowo powołuje się tu na prace bardzo poważne, miejscami jednak z powodów zupełnie niezrozumiałych podaje spis patentów niemieckich i amerykańskich. Byłem niestety na tyle nieostrożny, i cztery z wyżej wymienionych patentów sprawdziłem. I tak:

Patent niemiecki Nr. 355319 okazał się zgłoszeniem „Deutsche Gas—Akt. — Ges. in Hannover”, na „Retorteneinsatz zur Herstellung von Gas aus Laub”.

Patent niemiecki Nr. 377175 okazał się zgłoszeniem „Carl Zipfela na „Selbsttätig sich spannende Fussbefestigungsspanne für Fahrschuhe”.

Patent niemiecki Nr. 383880 okazał się zgłoszeniem „Hugo Allemanna” na „In der Mittellage zurückpendelnde Werkstückstutze an Werkzeugschleifmaschinen mit einer oder mehreren Schleifscheiben”.

Patent amerykański Nr. 1691334 okazał się zgłoszeniem „Marshall H. Braden” na „Hot-Water Heater” *).

W dziwnie niezrozumiały dla mnie sposób grzejniki czy wkładki retortowe dla wytwarzania gazów łączą się z telewizją. Sprawę nieścisłości bibliograficznych możnaby oczywiście pominąć jako nieistotną, gorzej jednak, iż autor zupełnie błędnie oświetla szereg zjawisk związanych z techniką przesyłania obrazów ruchomych. Zdawanie sobie sprawy z możliwości telewizji oraz tu spotykanych trudności jest obecnie tym ważniejsze, że jak wiadomo znajduje się w trakcie budowy pierwsza w Polsce stacja telewizyjna średniej jakości. Urabianie więc opinii techników polskich w tak niewłaściwy sposób mogłoby spowodować fałszywe interpretowanie osiągniętych w Polsce na tym polu wyników. Ten ostatni głównie względ skłonił mię do zabrania głosu w tej niemiłej sprawie celem sprostowania następujących nieścisłości. P. inż. Małecki arbitralnie uzależnia dobroć obrazu od trzech tylko czynników: 1) liczby linii, na które zostaje rozłożony nadawany obraz, 2) liczby całkowitych obrazów przesyłanych w ciągu sek. 3) jasności obrazu. Tymczasem sprawa przedstawia się zgoła inaczej i przy tym znaczenie zawilej. Jak wykazały prace Engstroma,*)

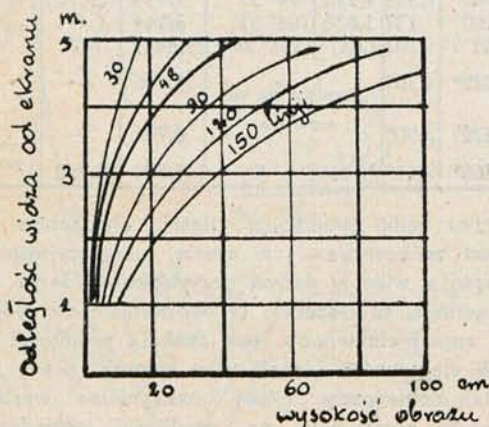
*) Patenty w załącznikach.

Mertza i Gray'a²⁾, Ryftina³⁾, Thuna⁴⁾ i innych jakoś od-
twarzanego obrazu „K” jest funkcją jego definicji (g) (ang.
definition) migotania (ξ) (ang. flicker) i jasności (B).

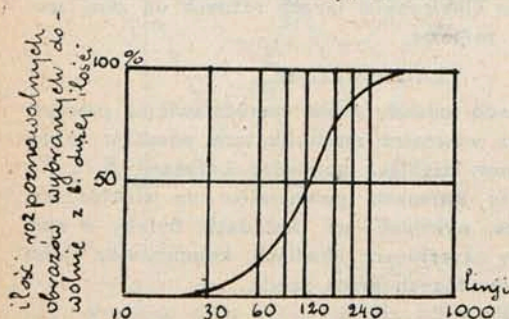
$$K = f[g, \xi, B]$$

przy czym według Ryftina

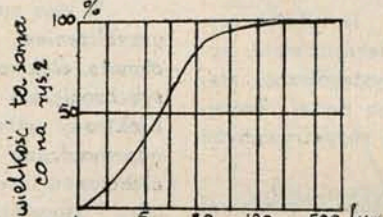
$$g = \gamma \cdot \delta \cdot \eta \cdot \frac{\lg n}{\lg 1.57 \cdot \left(\frac{H}{A}\right)^2 \cdot S^2 \cdot 10^7}$$



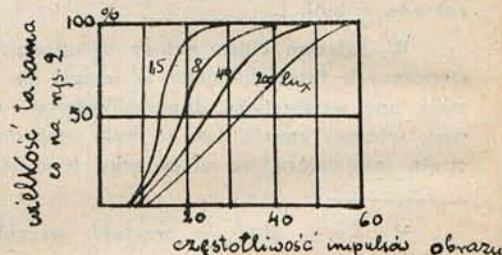
Rys. 1.



Rys. 2.



Rys. 3.



Rys. 4.

gdzie: n — liczba wybranych elementów obrazu.

H — wysokość ramki obrazu na ekranie.

A — odległość widza od ekranu.

S — ostrość widzenia.

γ, δ, η — współczynniki związane z daną aparaturą.

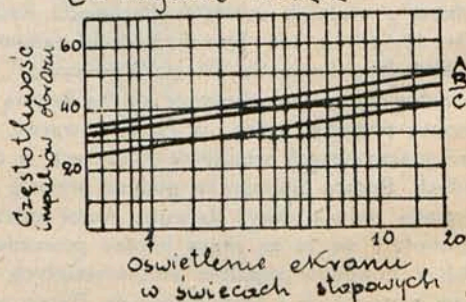
We wzorze tym „g” określano dla danej jasności obrazu oraz nieuwzględniono wpływu treści obrazu na jego definicję (wpływ ten istnieje skutkiem różnego ustosunkowania się świadomości widza do odbieranego typu wrażeń wzrokowych). Dalej, jeśli chodziłoby o migotanie obrazu to jasnym jest, iż jakoś obrazu nie zależy od „ilości wyświetlanych całkowitych obrazów”, lecz od liczby impulsów świetlnych otrzymanych z ramki obrazu jako całości (ang. frame frequency). W przeciwnym wypadku pocóż przysłałoby się przy projekcji filmowej każdy obraz w połowie czasu wyświetlania go, lub stosowało w telewizji, tak dziś pospolite wybieranie międzyliniowe. Miganie obrazu telewizyjnego jak wykazały prace Engstroma⁵⁾ zależy: 1) od ilości impulsów świetlnych otrzymanych z ramki obrazu jako całości (ang. frame frequency), 2) jasności obrazu, 3) od procentowej wielkości czasu oświetlania obrazu podczas wyświetlania jednej ramki, 4) od kształtu krzywej powstawania i zanikania impulsu świetlnego w obrazie, 5) od wielkości obrazu wyrażonego w mierze kątowej w stosunku do wielkości kąta widzenia obserwatora.

Dla poparcia powyższych wniosków załączam kilka krzywych wybranych z prac Engstroma^{1) 4)} i Thuna⁶⁾.

Z krzywych na rys. 5. widzimy ponadto, iż wbrew twierdzeniu p. inż. Małeckiego jakoby nadawanie 25 obr/sek dawało zadawalające wyniki, a więc zapobiegało miganiu, niemożliwym jest uniknąć migania przy tak małej częstotliwości impulsów całości obrazu. (Przy okazji chciałbym sprostować, iż „normalne” kino nadaje 24 obr/sek, a nie 48 obr/sek przy czym obraz przerywa się co pół okresu tworząc 48 impulsów świetlnych. Dlatego nie zauważymy w kinie migania co zgadza się pomiarami Engstroma, z rys. 5).

Nie koniec na tym — nieścisłości mnożą się dalej. Można coprawda uznać za mało ważne niedokładności cyfrowe, a więc rzekomą 385 liniową analizę obrazów systemem Marconi E. M. I. w Aleksandra Palace, chociaż aż do znużenia ogłaszane w całej prasie technicznej dane stacji londyńskich podają cyfry 405 linii 25 obr/sek przy wybieraniu międzyliniowym dla metody Marconiego, oraz 240 linii 25 obr/sek dla metody Bairda; można również pominąć błąd we wzorze na częstotliwość maksymalną prądu obrazu (sygnały synchronizujące nie poszerzają wstęgi częstotliwości, lecz zmniejszają jedynie użyteczne pole obrazu). Powoływanie się tu na White'a nie wiele pomoże, gdyż mówi on o czymś zupełnie innym. Pomińmy dalej sprawę fotokomórek próżniowych, którym autor zmniejszył czułość 3—7 razy, czy niedokładności w rysunku ikonoskopu i niejasności jego opisu, czy wreszcie nieprawdziwe wiadomości o systemie Scophony. Każdą z tych nieścisłości czy błędów można

A - miganie ledwo zauważalne
B - miganie zauważalne lecz nie nużące
C - miganie nużące



Rys. 5.

uznać nawet za niezbyt ważną — w sumie jednak obniżają wartość omawianej pracy.

Łączę wyrazy głębokiego poważania

Lesław Kędziński.

Bibliografia.

1. E. W. Engstrom. A study of television image characteristics P. I. R. E. December 1933.

2. Pierre Mertz and Frank Gray. A theory of scanning and its relation to the characteristics of the transmitted signal in telephotography and television. The Bell System T. J. 1934.

3. J. A. Ryftin. Zakony elektrooptycznej reprodukcji obrazu w telewizyjnej i telefotografii. Tielewidnie. Zbornik statiei. Moskwa 1935.

oraz Dr. Paul Shmakov, The development of television in U. S. S. R. Journal of the television Society. March. 1934.

4. R. Thun. Teilwerte der Bildgüte. Fernsehen und Tonfilm. August 1935.

5. E. W. Engstrom. A study of television image characteristics. P. I. R. E. April 1935.

6. Sur la meilleure définition d'image de télévision. Télévision et Cinéma Sonore Nr. 1. 1935.

7. W. H. Wenstrom. Notes on television definition P. I. R. E. Nr. 9. 1933.

8. G. Valensi. Le problème de la télévision à grande distance. Annales des P. T. T. Avril, Mai, Juin, 1935.

Warszawa, 11.II.1937 r.

Wielce Szanowny Panie Redaktorze.

Dając krótki informacyjny artykuł o telewizji nie mogłem w nim rozwinąć wielu ciekawych zagadnień, to też list p. L. Kędzińskiego otrzymany 30.1.1937 (mój artykuł ukazał się prawie pół roku temu), byłby dla mnie cenną podstawą do dyskusji, gdyby nie całkiem dla mnie niezrozumiałe, z góry negatywne podejście autora do moich wywodów.

Być może, że zostało to spowodowane sprowadzeniem przez autora patentów nie mających wspólnego z telewizją. Przyznaję, że zaszło tu niedopatrzenie — spowodowane tym, że będąc zagranicą nie mogłem zrobić korekty artykułu — mianowicie patent amerykański ma Nr. 16913 24, a nie jak mylnie wydrukowano 16913 34. Patenty Thuna i v. Ardenne podano wedle angielskiej księgi patentowej, więc oczywiście nie zgadzają się one z numerami niemieckimi).

Co do cytowania patentów, widać, że jest to bardzo potrzebne, skoro p. L. Kędziński naraża się na kłopot sprowadzania przytaczanych patentów, zamiast ograniczyć się do przejrzania ich w Urz. Pat. Nie trzeba chyba tłumaczyć, że patenty są materiałem źródłowym, z którego można więcej skorzystać, niż z zawitych wzorów cytowanych bez logicznego uzasadnienia.

Przejdźmy jednak do merytu „niemilej sprawy”. Literatura telewizyjna w Polsce jest nadzwyczaj uboga, pisząc więc jeden z pierwszych artykułów z tej dziedziny, uważałem za najwłaściwsze danie przeglądu zagadnień związanych z rozwojem telewizji i obszerną bibliografię, z której czytelnicy mogliby się dowiedzieć bliższych szczegółów.

Dlatego rozmyślnie upraszczałem pewne zagadnienia, nie wdając się np. w dyskusję istotnie b. złożonej sprawy migotania, załatwienie się z którą przez przytoczenie złożonego wzoru, raczej zaciemnia rozumowanie. Zainteresowani czytelnicy i tak zajrzą do cytowanych artykułów, które p. L. Kędziński był łaskaw jeszcze raz w swoim liście wymienić. Dlatego też opierałem się na jasnym dla każdego pojęciu ilości obrazów na sek. nie omawiając „interlaced scanning”. Wychodzenie z tego pojęcia było w danym wypadku tym więcej uzasadnione, że przy „wybieraniu międzyliniowym” mamy pod względem migotania np. 50 obrazów (impulsów), natomiast we wzorach na częstotli-

wość wystąpi 25 obr/sek, co było zasadniczym dla naszych rozważań.

Co do rzekomych błędów w podaniu liczby linii systemu Marconiego i zmodyfikowania wzoru White'a na częstotliwość maksymalną, to jasnym jest, że miałem na myśli ilość linii w rzeczywistości występujących w obrazie. Istotnie pisze się o 405 liniach analizy w systemie Marconiego, ale p. L. Kędziński zapomina o tym, że rzeczywista liczba linii obrazu jest mniejsza, część ich bowiem przypada na impuls synchronizujący i powrót wiązki elektronowej, stąd ta pozorna niezgodność i współczynnik „s” we wzorze na częstotliwość, przypuszczam, że gdybym go nie uwzględnił mianoby do mnie słuszną pretensję. Zdaje mi się, że pod względem dydaktycznym użyty wzór jest przejrzystszy, ujmuje bowiem całość zjawisk zachodzących przy analizie obrazu.

Na temat czy opis ikonoskopu jest jasny czy nie jasny nie mogę oczywiście dyskutować (zawsze coś dla kogoś może być niejasne).

Co do Scophony System to chyba przetłumaczę cytowany artykuł, by „nieprawdziwe informacje” zostały opatrzone podpisem wynalazcy systemu.

Wróćmy jeszcze do komórek fotoelektrycznych. To właśnie typowa „nie tak prosta sprawa”. Zakładając dla teoretycznego przykładu czułość fotokomórki, nie mogłem oczywiście wdawać się w bliższe rozważania zupełnie odrębnego zagadnienia. Czułość przyjęta została wedle pracy w Hochfrequenz u. Elektr. Akustik 1934 r. str. 109—121. C. M. Prescott i M. J. Kelly podają wartość 35 $\mu\text{A}/\text{lum}$ dla fotokomórki z katodą srebrną, pokrytą atomową warstwą cezu i tlenku cezu, co zgadza się z danymi M. C. Teves'a od Philipsa. Najnowsze laboratoryjne fotokomórki są nieco czulsze. Fotokomórki spotykane na rynku są jednak znacznie mniej wrażliwe, że przytoczę za J. A. Moiyerem i J. F. Wostrel'em/Radio Receiving and Television tubes. NY. 1936/wartość 10 — 12 $\mu\text{A}/\text{lum}$ dla fotokomórki typu SR-50.

Z drugiej strony muszę przypomnieć, że energia elektronów zależy od częstotliwości promieniowania wedle znanego wzoru Einsteina, a więc ściśle określenie czułości $\varepsilon = \frac{dI}{dJ}$ ma sens tylko dla określonej barwy światła. A więc np. w stosowanym kiedyś w laboratorium Bairda systemie telewizyjnym, gdzie przedmiot oświetla się promieniami podczerwonymi, trzeba przyjąć inną czułość komórki niż przy użyciu zwykłej lampy łukowej. Komórki napełnione gazem neutralnym (argonem) mają czułość znacznie większą (może o nie chodzi p. L. Kędzińskiemu) niestety występują tam zjawiska bezwładności i nieliniowości charakterystyki.

To już chyba wszystkie zarzuty (kino dźwiękowe istotnie daje 48 imp/sek), bardzo się zdziwiłem nie znajdując wśród nich sprawy, która przy tak uważnym studiowaniu mego artykułu nie powinna była ująć uwadze p. L. Kędzińskiego: przy rozpatrywaniu modulacji częstotliwości podałem mianowicie wzór na zależność napięcia na płytach odchylających od jasności elementu, w postaci

$$E = \int_0^t k (A - J) dt.$$

Otóż jest odrazu widocznym, że równanie to musi być znacznie bardziej złożone, bo zwłaszcza dla A bliskiego J, wyrazu typu: $\frac{B}{J+C}$ nie można pominąć. Wzór uproszczony został podany jedynie dla zorientowania w charakterze występującej funkcji.

Oczywiście gdyby p. L. Kędziński życzył sobie tego — najchętniej będę z nim dyskutować, sądząc jednak, że w chwili gdy życie wymaga od nas twórczej pracy dla techniki polskiej i zapoznania ogółu z jej wynikami, łamy najważniejszego u nas pisma radiotechnicznego trzeba zaopatrzyć istotnym i pożytecznym materiałem, a nie jałową dyskusją. Kilka informacyjnych artykułów spełniło już swoje zadanie, obecnie należałoby przejść do zagadnień

specjalnych. W związku z tym palącą staje się sprawa ostatecznego ustalenia słownictwa telewizyjnego, mam nadzieję, że w przyszłości zostanie ona oświetlona na łamach Przeglądu.

Łączę wyrazy szacunku i poważania
inż. Ignacy Malecki.

WIADOMOŚCI TECHNICZNE

Radiofonia przewodowa i przestrzenna

(L. Pungs: Drahtfunk und Raumfunk. Archiv für Funkrecht B. 9, 1936, H. 4, pp. 107—113).

Wiadomo, że w Niemczech pewne obszary dotychczas nie są należycie obsłużone przez radiofonię, wskutek właściwości rozchodzenia się fal elektromagnetycznych. Przejawia się to w postaci zaników lub też niedostatecznego pola w stosunku do poziomu zakłóceń w miejscu odbioru. Zwiększanie liczby radiostacji nadających na różnych częstotliwościach jest bardzo trudne ze względów międzynarodowych. Rozwiązanie natomiast jest możliwe przez rozbudowę sieci radiostacji współfalowych lub też przez zastosowanie fal ultrakrótkich, wreszcie zapomocą radiofonii przewodowej. Obydwa ostatnie systemy są mało wrażliwe na zakłócenia atmosferyczne i przemysłowe.

Przy radiofonii przewodowej program radiofoniczny rozprowadzany jest do abonentów zapomocą prądów wielkiej częstotliwości, poprzez rozbudowaną sieć telefoniczną. Dawniej próbowano rozwiązać to zagadnienie przesyłając produkcje operowe do abonentów drogą telefoniczną.

Największą zaletą radiofonii przewodowej jest odciążenie widma radiofonicznego. Radiofonia na falach ultrakrótkich daje pod tym względem jedynie korzyści czasowe, gdyż nie ulega wątpliwości, że nadejdzie czas gdy i ten zakres będzie również przeciążony.

Umysłne zakłócenia ruchu drogą elektryczną lub mechaniczną dają się trudniej przeprowadzić przy radiofonii przewodowej, szczególnie na odcinkach skablowanych, niż w radiofonii przestrzennej na dowolnej fali. Niedogodnością natomiast jest okoliczność, że przy radiofonii przewodowej musi stale istnieć połączenie przewodowe pomiędzy nadajnikiem a odbiornikiem.

Zakłócenia atmosferyczne nie dają się odczuć, szczególnie przy liniach kablowych i pod tym względem radiofonię przewodową porównać można jedynie z ultrakrótkofalową.

Zakłócenia przemysłowe, a szczególnie od urządzeń zapalających, silników spalinyowych, zupełnie nie występują w radiofonii przewodowej w przeciwieństwie nawet do ultrakrótkofalowej, a tym bardziej do średnio i długofalowej.

Zakłócenia, pochodzące od obcych nadajników dają się silnie odczuwać w radiofonii przestrzennej jak i przewodowej na przewodach napowietrznych w pobliżu silnych radiostacji, natomiast nie istnieją przy przewodach kablowych. Zastosowanie znacznie różniących się częstotliwości w nadajniku radiofonii przestrzennej w stosunku do częstotliwości radiofonii przewodowej pozwala unikać zakłóceń.

Jak wynika z poprzedniego, radiofonia przewodowa mniej podlega wszelkim zakłóceniom od radiofonii przestrzennej.

Przy wyborze zakresu częstotliwości dla radiofonii przewodowej należy mieć na uwadze, że fale poniżej 100 m podlegają w kablach silnemu tłumieniu, z drugiej natomiast strony, pragnąc stosować zwykłe odbiorniki radiofoniczne nie można przekroczyć długości fali ponad 2000 m. Przy przekazywaniu jednocześnie trzech programów, przypada na każdą stronę szerokość wstęgi po 10000 okr/s. w każdą stronę, co przy zaledwie ok. 4500 okr/s. stosowanych w radiofonii przestrzennej stanowi o lepszym zachowaniu wierności.

Odbiorniki dla radiofonii przewodowej mogą być normalne, lecz dla pełnego wyzyskiwania zalet tego systemu lepiej jest stosować odbiorniki o szerokiej wstędze odbieranej, a w szczególności o dużej wierności odtwarzania. Poza tym pożądana jest możliwość odbioru radiofonii przestrzennej. Warunki te niestety podrażają odbiorniki i utrudniają ich popularyzację.

Nadajniki przewodowe są o wiele mniejsze od zwykłych radiofonicznych, lecz przy ich małych zasięgach (do 20 km) liczba ich jest znacznie większa, a przy trzech programach — jeszcze potrojona, przynajmniej na wielkiej częstotliwości.

Porównanie obu systemów radiofonii na gospodarność są bardzo zawiłe i niepewne, wskutek czego trudno narazie dojść do pewnych wniosków. Poza tym, przy porównaniu obu systemów, wchodzi jeszcze w grę czynniki psychologiczne u abonentów, jak np. niemożność „podróżowania” po falach, i t. p. Oczywiście radiofonia przewodowa nie zastąpi przestrzennej lecz w pewnych warunkach może stanowić jej cenne uzupełnienie.

Inż. Zygmunt Strasburger.

PRZEDPŁATA:
kwartalnie zł. 9.—
rocznie zł. 36.—
zagranicą + 50%
za zmianę adresu
(znaczkami pocztowymi) gr. 50

Biuro Redakcji i Administracji: Warszawa Królewska 15, II piętro
telefon № 690-23.

Administracja otwarta codz. od godz. 9 do 15 w soboty od 9 do 13

Konto czekowe w P. K. O. Nr. 363

**Ceny ogłoszeń
podaje administracja
na zapytanie.**

Wydawca: Wydawnictwo Czasopisma „Przegląd Elektrotechniczny”, Spółka z ograniczoną odpowiedzialnością.

S. A. Z. G. „Drukarnia Polska”, Warszawa, Szpitalna 12. Tel. 5.87-98 w dzierżawie Spółki Wydawniczej Czasopism Sp. z o. o.