

PRZEGLĄD RADJOTECHNICZNY

OGŁASZANY STARANIEM SEKCJI RADJOTECHNICZNEJ STOW. ELEKTR. POLSKICH

Pod naczelnym kierunkiem prof. M. POŻARYSKIEGO.

Rok XIV.

1 Lutego 1936 r.

Zeszyt 3—4

Redaktor kpt. STEFAN JASIŃSKI.

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

O granicach wzmocnienia

Limites d'amplification

Inż. S. Dierewianko

(Państwowy Instytut Telekomunikacyjny)

L'auteur considère les limites d'amplification au point de vue des procédés électroniques dans les tubes à vide. Les mouvements Browniens, „shot effect”, „flicker effect”, l'influence des ions, l'effet microphonique et. c. sont discutés.

Wstęp.

Niedawno ukazały się na rynku amerykańskim elektrowe lampy odbiorcze bezszumne. Są to lampy, w których dzięki odpowiedniej konstrukcji i starannemu doborowi materiałów zredukowano szum do minimum. Czy jednak szum jest szkodliwy i w jakim stopniu wpływa na normalną pracę lamp? Zagadnieniem tem zajmiemy się nieco bliżej.

Jak wiemy, w dzisiejszym stanie techniki odbiorczej nie potrafimy zbudować wzmacniacza, o dowolnie dużym wzmocnieniu, względnie takiego, któryby wzmacniał dowolnie słabe sygnały. Istnieje pewna naturalna granica wzmocnienia bardzo słabych sygnałów, a mianowicie stosunek sygnału do szumu, jaki powstaje na wyjściu wzmacniacza. Jeśli stosunek ten jest niewiele większy od jedności, wzmocnianie sygnału napotyka na trudności.

Wielkość wzmocnienia jest ograniczona ilością i jakością lamp użytych, a szum powstający w pierwszym stopniu wzmacniacza o wielkim wzmocnieniu ogranicza wielkość otrzymywanego wzmocnienia i nie pozwala na amplifikację sygnałów dowolnie małych. Jeśli nawet wszystkie inne czynniki uboczne, jak wahania napięć zasilających, mikrofonowanie, sprzężenia, upływność i t. p., są usunięte, to jednak szum pozostaje; jego źródło — to istnienie w obwodach szkodliwych napięć, wywołanych ruchami cieplnymi cząstek (ruchami Brown'a), oraz właściwości emisji cieplnej elektronów wewnątrz lampy, co zwykle nazywamy efektem śrutowym (shot effect).

We wzmacniaczu o dużym wzmocnieniu obydwa te efekty zachodzą we wszystkich stopniach wzmocnienia, jednakże są one najmniej niebezpieczne w pierwszym stopniu, gdyż są wtedy wzmacniane przez pozostałe stopnie, podczas gdy szumy, powstające w innych stopniach, są wzmacniane tylko przez lampy po nich następujące, czyli znacznie słabiej i przy rozpatrywaniu całości zagadnienia posiadają mniejsze znaczenie; pozatem sygnał wzmacniany posiada poziom najniższy w pierwszym stopniu wzmacniacza.

Naturalny poziom szumu jest w dzisiejszych lampach bardzo niski, a nowoczesne wzmacniacze o dużym wzmocnieniu są tak konstruowane, że pracują w pobliżu tej granicy bez specjalnych trudności.

Ruchy cieplne i zasada ekwipartycji energii.

Chcąc bliżej określić, na czym polega występowanie szumu w obwodach elektrycznych, należy pokrótce rozważyć niektóre zagadnienia z fizyki cząsteczkowej.

Jak wiadomo, zgodnie z kinetyczną teorią gazów, gaz może być uważany jako zbiór oddzielnych cząsteczek, znaj-

dujących się w stanie nieustannego i chaotycznego ruchu. Cząstki poruszają się z wielkimi szybkościami, zderzają się z sobą oraz ze ściankami naczyń, w którym gaz jest zamknięty. W wyniku tych zderzeń ze ściankami otrzymujemy pewien średni efekt, który nazywamy ciśnieniem gazu. Jeśli założymy, że cząsteczki nie działają na siebie i że są bardzo małe w porównaniu z ich średnią drogą swobodną, to na zasadzie praw mechaniki możemy napisać:

$$P \cdot V = \frac{1}{3} n_0 \cdot m \cdot v^2$$

lub inaczej:

$$P \cdot V = M \cdot R \cdot T$$

gdzie: P — ciśnienie gazu,
 V — objętość gazu,
 n_0 — ilość cząsteczek,
 m — masa cząsteczki,
 v — szybkość cząsteczki,
 T — temperatura bezwzględna,
 R — stała gazowa,
 M — całkowita masa gazu.

Z porównania tych obu wzorów widać, że RT odpowiada $\frac{1}{3} v^2$, czyli temperaturę gazu możemy sobie przedstawić jako proporcjonalną do średniego kwadratu szybkości cząsteczki.

Zakładając zgodnie z hipotezą Avogadro, że równe objętości gazów przy tej samej temperaturze i ciśnieniu posiadają te same ilości cząstek, otrzymamy na podstawie kinetycznej teorii gazów, iż cząsteczki wszystkich gazów w tej samej temperaturze mają tę samą energię kinetyczną, której wielkość jest stała i wynosi:

$$W = k \cdot T$$

gdzie k — jest stałą uniwersalną (stała Boltzmann'a) i wynosi:

$$k = 1,372 \cdot 10^{-16} \text{ ergów na stopień.}$$

Jeśli mamy mieszaninę gazów o różnych temperaturach, to możemy powiedzieć, że nastąpi równowaga, jeśli cząsteczki każdego gazu będą miały tę samą średnią wartość energii kinetycznej; jest to tak zwana zasada ekwipartycji czyli zasada równego podziału energii.

Obserwując przy pomocy odpowiednich układów optycznych cząstki, stanowiące zawiesinę w dowolnym płynie, zobaczymy, że znajdują się one w ciągłym ruchu podobnie jak mamy to w gazie. Są to tak zwane ruchy Brown'a. Cząstki takie, jak to się okazało z badań, mają średnią energię kinetyczną: $W = k \cdot T$, co dowodzi, że otrzymujemy tu równowagę między cząsteczkami obserwowanymi i cząsteczkami płynu zgodnie z zasadą ekwipartycji, wprowadzoną do fizyki pierwotnie tylko dla gazów jednoatomowych.

Elektronowa teoria metali.

Już w r. 1900 Drude założył, że w każdym metalu istnieją elektrony swobodne, tworzące gaz elektronowy. Taki zbiór swobodnych elektronów w metalu zachowuje się jak gaz i to gaz jednoatomowy, a prąd elektryczny w metalach polega na ruchu tego gazu elektronowego w przestrzeniach międzycząsteczkowych. Do takiego gazu elektronowego można stosować prawa kinetycznej teorii gazów, wobec czego można założyć, że między cząsteczkami metalu i swobodnymi elektronami istnieje ekwipartycja energii; oznacza to, że cząstki metalu i elektrony swobodne są w równowadze, a energia elektronu jest równa $k.T$.

Ponieważ znamy masę elektronu zupełnie dokładnie na podstawie różnych pomiarów fizycznych, możemy łatwo określić średnią szybkość ruchu; wynosi ona dla normalnej temperatury około 10^7 cm/sek. Opierając się w dalszym ciągu na znanych wartościach ciepła właściwego i ilości cząstek w jednym centymetrze sześciennym metalu, możemy na zasadzie ekwipartycji energii obliczyć ilość swobodnych elektronów. Wynosi ona około 10^{23} na cm^3 metalu.

Ładunek elektronu wynosi $1,59 \cdot 10^{-20}$ absolutnych jednostek elektromagnetycznych, wobec czego ilość swobodnej elektryczności, przypadającej na cm^3 metalu wyniesie około 15 coulombów.

Średnia droga swobodna elektronu w metalu jest równa około $6 \cdot 10^{-7}$ cm, a ponieważ promień elektronu jest rzędu 10^{-13} cm, można przyjąć, że szanse zderzenia elektronu z cząsteczką są około 10^{10} razy większe niż z innym elektronem, wobec czego możemy zderzenia elektronów między sobą pominąć. W ten sposób dochodzimy do określenia przewodnictwa elektrycznego jako ruchu elektronów poruszających się między cząsteczkami i zderzających się z nimi. Taka uproszczona teoria przewodnictwa, chociaż została później, dzięki pracom Lorentza, Thomsona, Sommerfelda i innych przerobiona i uzupełniona, tłumaczy wiele zjawisk przewodzenia, efektu termoelektrycznego i t. p.

Efekt temperatury (Johnson'a).

Ruch elektronów swobodnych w przewodniku pod wpływem temperatury, powoduje powstanie zmiennej różnicy potencjałów na końcach przewodnika. Jeśli takim przewodnikiem będzie np. opór w siatce pierwszej lampy wzmacniacza o dużym wzmacnieniu, to wielkość powstałego na tym oporze napięcia będzie miała wielki wpływ na ogólny szum wzmacniacza. Występowanie tej różnicy potencjałów pod wpływem ruchów cieplnych elektronów w przewodniku, który znajduje się w normalnych warunkach i nie jest przyłączony do żadnego źródła zasilającego, nosi często nazwę efektu Johnson'a od nazwiska uczonego, który pierwszy zwrócił na to uwagę.

Średni kwadrat tego napięcia jest proporcjonalny do temperatury bezwzględnej i do rzeczywistej składowej oporności pozornej przewodnika, lecz nie zależy od materiału. Energia powstałego w ten sposób szumu jest rozłożona dość równomiernie na szerokim zakresie częstotliwości, a poszczególne amplitudy napięć składowych zależą od własności elektrycznych systemu pomiarowego oraz od własności przewodnika.

H. Nyquist *) na podstawie czysto teoretycznych rozważań wyprowadził następujący wzór na napięcie szumu, pochodzące od ruchów cieplnych elektronów w obwodzie wejściowym wzmacniacza i istniejące na jego wyjściu:

$$E_T^2 = 4k \cdot T \int_F R(f) \cdot [G_1(f)]^2 \cdot df$$

*) H. Nyquist. Phys. Rev., 32, 110, 1928.

gdzie: E_T^2 — średni kwadrat napięcia szumu na wyjściu wzmacniacza,

k — stała Boltzmann'a = $1,37 \cdot 10^{-23}$ wat. sek. na stopień,

T — temperatura oporności pozornej w stopniach Kelvina,

$R(f)$ — składowa rzeczywista oporności pozornej przy częstotliwości f ,

$G(f)$ — wzmacnienie napięciowe między opornością wejściową i urządzeniem pomiarowym przy częstotliwości f ,

F — zakres częstotliwości, dla którego wzmacnienie wzmacniacza może być brane pod uwagę.

Jeśli teraz zamiast zwykłego oporu rozpatrzmy obwód drgań, złożony z indukcyjności L , oporności rzeczywistej R i pojemności C , to i w takim obwodzie powstanie od ruchów cieplnych napięcie szumu. Zakładając, że średni kwadrat tego napięcia na kondensatorze wynosi V^2 , a średni kwadrat prądu, płynącego przez cewkę, wynosi I^2 , to opierając się na zasadzie ekwipartycji energii w obwodzie, możemy napisać:

$$\frac{1}{2} L I^2 + \frac{1}{2} C V^2 = k \cdot T$$

lub

$$L I^2 = C V^2 = k \cdot T.$$

Jeśli taki obwód rezonansowy znajduje się na wejściu wzmacniacza wieloczołowego, to wzmacnione napięcie szumu może dać na wyjściu efekt bardzo niepożądany. Zakładając np., że wzmacniacz wzmacnia napięcie szumu tak samo, jak napięcie sinusoidalne o dowolnej częstotliwości, otrzymamy dla: $C = 0,01 \mu\text{F}$, $T = 290^\circ \text{ abs}$

$$V = 0,63 \mu\text{V}.$$

Ze wzoru $CV^2 = kT$ wynika, że powstające od ruchów cieplnych napięcie nie zależy od składowej rzeczywistej oporności obwodu, czyli składowa ta może być nawet równa zeru, podczas gdy we wzorze Nyquist'a otrzymalibyśmy, że napięcie szumu wtedy nie powstaje. Brak wielkości R we wzorze opartym na zasadzie ekwipartycji można jednak wytłumaczyć w ten sposób, że elektrony zderzając się z cząsteczkami tracą część energii na korzyść cząsteczek, co powoduje wzrost temperatury tych ostatnich; efekt ten można przedstawić jako pewną składową rzeczywistą oporność. Składowej tej nie ma, jeśli elektrony nie zderzają się z cząsteczkami, jak to ma miejsce w zupełnej próżni, czyli w pierwszym przybliżeniu w lampie elektronowej, gdzie wskutek ruchów cieplnych nie powinno powstawać napięcie szumu. Jednakże poglądy na to zagadnienie są w chwili obecnej sprzeczne; niektórzy uczeni, jak Moullin, Ellis²⁾ i inni uważają, że wewnątrz lampy nie powstają efekty od ruchów cieplnych, Pearson³⁾, Llewellyn⁴⁾ wyprowadzają wzory na wielkość tego napięcia, powstającego w lampie, w postaci:

$$E_T^2 = 4k \left[\frac{r_p \cdot r_0}{(r_p + r_0)^2} \right] (T_0 \cdot r_p + T_f \cdot r_0) \int_F [G_2(f)]^2 \cdot df$$

gdzie: r_p — oporność wewnętrzna lampy,

r_0 — oporność w obwodzie anodowym,

$G(f)$ — wzmacnienie napięciowe między r_0 i urządzeniem pomiarowym,

T_0 i T_f — temperatury oporności r_0 i katody w stopniach Kelvin'a.

²⁾ The spontaneous background in amplifiers. I.E.E.J., 448, 323, 1934.

³⁾ Fluctuation Noise in Vacuum Tubes. Bell. Syst. Techn. J., 4, 634, 1934.

⁴⁾ Noise in Vacuum Tubes and Attached Circuits. P.I.R.E., 2, 243, 1930.

Między $G_1(f)$ i $G_2(f)$ istnieje zależność:

$$G_1(f) = G_2(f) \cdot \frac{K}{1 + \frac{r_p}{r_0}}$$

gdzie K — współczynnik amplifikacji lampy.

Zakładając, że $G_2(f)$ jest stałe w zakresie częstotliwości F i podstawiając jego wartość ze wzoru ostatniego do poprzedniego, otrzymamy, że ruchy cieplne w obwodzie anodowym lampy wytwarzają ten sam efekt w urządzeniu pomiarowym, co sygnał przyłożony do obwodu wejściowego, którego wielkość na siatce lampy można wyrazić wzorem:

$$V^2 = 4kT_0 \left(\frac{r}{K} \right)^2 \left[\frac{T_f}{T_0 \cdot r_p} + \frac{1}{r_0} \right] F.$$

Ponieważ szum pochodzący od ruchów cieplnych występuje zawsze, równanie to daje najmniejszą wartość, do której może być szum w lampie wzmacniającej zredukowany. Ze wzoru tego widać, że *lampa bezszumna winna posiadać jaknajniższą temperaturę katody, duży współczynnik amplifikacji i małą oporność w obwodzie anodowym* (oporność obciążenia), *przyczem praca lampy winna odbywać się na ograniczonym zakresie częstotliwości.*

Jeśli wzmacniacz ma w normalnych warunkach stałe wzmocnienie w zakresie częstotliwości F , a nie wzmacnia poza tym zakresem, oraz R jest również stałe, a $T = 300^\circ$ abs., to:

$$E^2 = 1,64 \cdot 10^{-20} R \cdot F$$

oraz moc:

$$W = \frac{E^2}{R} = 1,64 \cdot 10^{-20} \cdot F.$$

Moc ta wyrażana często jako $1,64 \cdot 10^{-20}$ watów na cykl, jest niezależna od R i jest uważana jako pozorna moc wejściowa, pochodząca od ruchów cieplnych. Każdy sygnał mniejszy od tej wartości będzie maskowany szumem. Zakres częstotliwości, na którym wzmacniacz ma pracować, nie powinien być zbyt rozszerzany, gdyż zwiększa to ogólny poziom szumu. Biorąc np. zakres 6000 c, otrzymamy na wejściu moc $0,984 \cdot 10^{-10}$ watów, co na oporności wejściowej równej jednemu megomowi daje napięcie szumu o wartości skutecznej

$$9,94 \mu V.$$

Efekt śrutowy (shot effect) w nieobecności ładunku przestrzennego.

Drugim bardzo poważnym źródłem szumu, występującego w układach z lampami elektronowymi, jest t. zw. efekt śrutowy. Jego istnienie jest spowodowane nieciągłością prądu elektrycznego, który składa się z wielkiej liczby poruszających się indywidualnie elektronów. Przejście każdego elektronu w lampie od katody do anody i osiągnięcie tej ostatniej wywołuje zakłócenie w obwodzie anodowym. Wypadkowy prąd anodowy jest pewną średnią statystyczną olbrzymiej ilości elektronów branych za pewien okres czasu; wartości chwilowe prądu mogą odbiegać znacznie od średniej.

Poszczególne elektrony uderzają o anodę na podobieństwo ziarenek śrutu (stąd nazwa efekt śrutowy — Schrotteffekt, shot effect), wywołując zmienną różnicę potencjałów między anodą i katodą, która daje szum w lampie.

Jeśli prąd w lampie jest ograniczony tylko emisją z katody, a nie ładunkiem przestrzennym tak, że oporność wewnętrzna lampy jest wielka, efekt śrutowy wywołuje na oporności wyjściowej wzmacniacza napięcia⁵⁾, których średni kwadrat:

⁵⁾ W. Schottky. Ann. d. Phys., 68, 157, 1922.

$$V_{sh}^2 = 2e \cdot i \int_0^\infty [Z(f)]^2 \cdot [G(f)]^2 \cdot df$$

gdzie: e — ładunek elektronu = $1,59 \cdot 10^{-19}$ coul,

i — prąd przestrzenny w amperach,

$Z(f)$ — oporność pozorna w zewnętrznym obwodzie anodowym lampy,

$G(f)$ — wzmocnienie napięciowie wzmacniacza od $Z(f)$ do wyjścia,

f — częstotliwość w cyklach.

Dla wzmacniacza z płaską charakterystyką częstotliwości w zakresie F otrzymujemy wzór uproszczony:

$$V_{sh}^2 = 31,8 \cdot 10^{-20} i \cdot Z^2 \cdot F.$$

Równanie to jest ważne zarówno dla katod wolframowych, jak torowanych oraz dla fotocel próżniowych; z równania tego Hull i Williams⁶⁾ określili ładunek elektronu, która to wielkość zgadzała się z pomiarami Millikana do 0,3%.

C. T. Fry⁷⁾ przy badaniach efektu śrutowego dochodzi w układzie, jak na rys. 1, do wzoru⁸⁾:

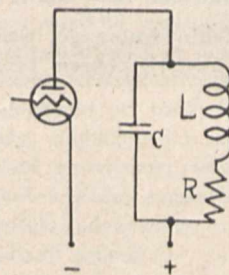
$$E_{sk}^2 = \frac{q_e I}{2} \cdot \frac{L + C}{C^2}$$

gdzie: E_{sk}^2 — średni kwadrat różnicy potencjałów między punktami YZ , powstałej od efektu śrutowego,

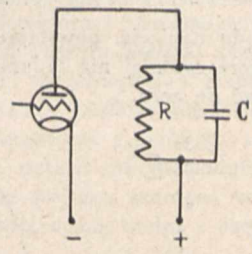
q_e — ładunek elektronu,

L, R, C — stałe obwodu dla wielkiej częstotliwości.

Wzór ten jest słuszny dla prądu w nieobecności ładunku przestrzennego.



Rys. 1.



Rys. 2.

Chcąc przekonać się o wielkości występującego efektu, założmy, że obwód L, R, C o małym tłumieniu jest dostrójony do 1000 kc, wtedy niech: $L = 100 \mu H$, $r = 6,3 \Omega$, $C = 254 \mu \mu F$, $I = 5$ mA, a:

$$(E_{sh}^2)^{\frac{1}{2}} = 3,1 \cdot 10^{-4} V.$$

Przy wzmacniaczu w układzie oporowym, rys. 2, przy danych: $R = 0,1 M\Omega$, $C = 5 \mu \mu F$, $I = 1$ mA,

$$(E_{sh}^2)^{\frac{1}{2}} = 8,1 \cdot 10^{-4} V.$$

Przypuśćmy, że w obu przypadkach wzmocnienie lampy wynosi 100, wtedy napięcie powstałe od efektu śrutowego odpowiada napięciu na siatce tej lampy odpowiednio: $3 \mu V$ dla układu rezonansowego i $8 \mu V$ — dla układu oporowego. Jednakże w praktyce do obwodu siatki są przykładane sygnały znacznie słabsze i mimo to są one wzmacniane bez specjalnych przeszkód. Pochodzi to stąd, że efekt śrutowy jest ograniczany ładunkiem przestrzennym.

⁶⁾ Determination of Elementary Charge e from Measurements of Shot Effect. Phys. Rev., 25, 147, 1925.

⁷⁾ The Theory of the Schroteffect. Journ. of the Franklin Inst. 199, 203, 1925.

⁸⁾ J. R. Johnson. Schottky Effect in Low — Frequency Circuits. Phys. Rev. 26, 74, 1925.

Efekt śrutowy w obecności ładunku przestrzennego.

Jeśli w lampie wzmacniającej prąd anodowy jest ograniczany częściowo lub całkowicie przez ładunek przestrzenny, wtedy efekt śrutowy ulega także ograniczeniu. Elektrony emitowane przez katodę są hamowane na swej drodze do anody przez ładunek przestrzenny, przez co powstała od efektu śrutowego różnica potencjałów między anodą i katodą jest znacznie mniejsza. We wzorze na tę wielkość zamiast prądu i należy podstawić wielkość

$$j \cdot \left(\frac{\partial i}{\partial j} \right)^2$$

gdzie: j — jest całkowitym prądem, emitowanym przez katodę,

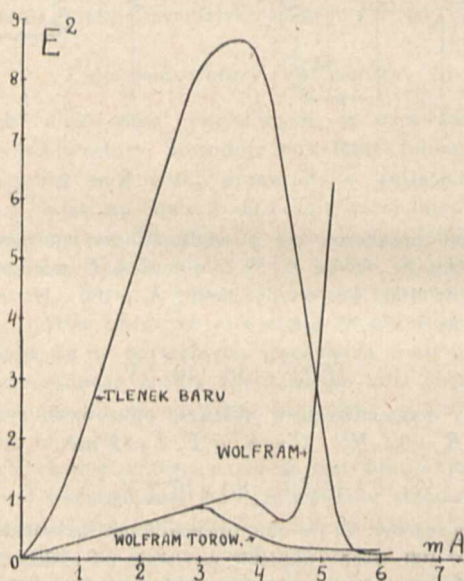
$\frac{\partial i}{\partial j}$ — jest zmianą prądu, wywołaną przez ładunek przestrzenny, którą to zmianę będziemy dalej nazywali prądem przestrzennym.

Dalej zamiast oporności anodowej Z należy wziąć skuteczną wartość oporności Z_e , załączonej równolegle z opornością rzeczywistą lampy r_p , a ostateczne równanie przedstawi się w sposób następujący:

$$V^2 = 2 \cdot e j \cdot \left(\frac{\partial i}{\partial j} \right)^2 \cdot \int_0^{\infty} Z_e^2 \cdot G^2 \cdot df.$$

W nieobecności ładunku przestrzennego: $j = i$; $\frac{\partial i}{\partial j} = 1$; $Z_e = Z$ i średni kwadrat napięcia szumu jest proporcjonalny do prądu przestrzennego, czyli otrzymujemy czysty efekt śrutowy.

Przy wroście emisji z katody pojawia się ładunek przestrzenny i zaczyna ograniczać prąd tak, że $\frac{\partial i}{\partial j} \rightarrow 0$. Z tego względu napięcie, powstające od efektu śrutowego, wzrasta najpierw wolniej niż ładunek przestrzenny, poczem zaczyna spadać do zera.



Rys. 3.

Wyniki tych badań są podane ⁹⁾ na rys. 3, gdzie na osi odciętych podano prąd przestrzenny w miliamperach, na osi rzędnych — średni kwadrat napięcia szumu w dowolnych jednostkach. Zmianę prądu przestrzennego otrzymywano, zmieniając temperaturę katody przy stałym napięciu anodowym. Wyniki podano dla trzech rodzajów katod: z wolframu, z wolframu torowanego oraz wolframu z tlenkiem baru.

⁹⁾ G. L. Pearson. Fluctuation Noise in Vacuum Tubes. Bell Syst. Techn. Journ. 13, 634, 1934.

Przy małym prądzie przestrzennym w nieobecności ładunku przestrzennego katody: wolframowa i torowana dają czysty efekt śrutowy, a średni kwadrat powstałego napięcia szumu rośnie proporcjonalnie do prądu przestrzennego. Przy dalszym wroście prądu napięcie szumu przechodzi przez maksimum i zaczyna spadać do pewnej wartości, przy czym emisja z katody osiąga stan nasycenia. W tym ostatnim stanie napięcie szumu zgodnie ze wzorem wyżej podanym winno osiągać zero; wynikająca z krzywych wartość napięcia szumu różna od zera pochodzi prawdopodobnie od ruchów cieplnych w obwodzie anodowym lampy, jonizacji, wtórnej emisji i innych efektów ubocznych. W każdym razie poziom szumu jest w tych warunkach bardzo niski.

Pearson ¹⁰⁾ podaje, że napięcie szumu od efektu śrutowego w obwodzie anodowym lampy daje ten sam efekt na wyjściu układu pomiarowego, co sygnał przyłożony na siatkę lampy o wielkości:

$$V^2 = 2 e j \cdot \left(\frac{\partial i}{\partial j} \right)^2 \cdot \left(\frac{r_p}{K} \right)^2 \cdot F$$

gdzie: e — ładunek elektronu,

r_p — oporność wewnętrzna lampy,

K — współczynnik amplifikacji.

Z równania tego wynika, że poziom szumu można obniżyć, podwyższając temperaturę katody i zwiększając stosunek $\frac{K}{r_p}$ czyli nachylenie S lampy. Pozatem widać, że poziom szumu nie zależy od oporności obciążenia (w obwodzie anodowym). Należy tu zaznaczyć, że błędem jest oznaczanie poziomu szumu w lampach bezszumnych z czystego efektu śrutowego w obwodzie anodowym, gdyż w nieobecności ładunku przestrzennego lampy nie pracuje jako wzmacniacz.

Efekt migotania (flicker effect).

Ładunek przestrzenny nie jest jedynym czynnikiem, który wpływa i silnie zmniejsza efekt śrutowy w lampie. Zdarza się, że mierzony efekt wypada 100 do 1000-a razy większy, niż wynikałoby ze wzorów wyżej podanych. Jest to t. zw. efekt migotania (flicker effect), związany z częściową jonizacją gazów szczałkowych w lampie, z emisją jonów dodatnich z katody oraz z pojawianiem się wędrujących obcych atomów po czynnej powierzchni katody, która emituje wtedy małe powierzchniami. Należy tu wspomnieć, że nawet w nieobecności efektu migotania katoda emituje elektrony dość nierównomiernie wskutek niejednorodnej budowy warstwy aktywnej oraz wskutek zacięcia działającego siatki.

Obecność jednoatomowej warstwy obcego ciała na powierzchni katody może zwiększyć lub zmniejszyć emisję kilkusetkrotnie; wędrowka tych atomów po powierzchni np. katody tlenkowej może w wybitnym stopniu zmieniać emisję całkowitą.

Podczas gdy efekt śrutowy jest proporcjonalny do prądu, efekt migotania jest proporcjonalny do kwadratu prądu. Efekt śrutowy jest wywołany nieciągłością emisji elektronów, a więc nieciągłością elektryczności; efekt migotania jest wywołany oddziaływaniem atomów na emisję elektronów, a więc jest związany z nieciągłością materji.

Efekt migotania jest ograniczany przez ładunek przestrzenny, przy czym dzięki specjalnym zabiegom może być on prawie całkowicie usunięty w nowych lampach bezszumnych ¹¹⁾.

¹⁰⁾ Patrz odnośnik poprzedni.

¹¹⁾ Metcalf and Dickinson. A. New Low-noise Vacuum Tube. Physics, 3, 11, 1932.

Jony w ładunku przestrzennym.

Obecność jonów w ładunku przestrzennym może także wywoływać zmiany w prądzie anodowym lampy. Ładunek przestrzenny, ograniczający prąd anodowy, składa się z wielkiej liczby elektronów, poruszających się szybko w kierunku anody lampy. Ciężki jon, znajdujący się na tej drodze porusza się wolniej od elektronów emitowanych i chociaż jego ładunek posiada małe znaczenie, może on jednak dzięki swej masie działać na większą ilość poruszających się elektronów przez czas dłuższy i mocno wpływać na ich przebieg.

Jony, występujące w ładunku przestrzennym, powstają z pozostałych cząstek gazowych w bańce lampy, tracąc po jednym elektronie i wykazując ładunek dodatni. Ich obecność powoduje wzrost szumu, przyczem w miarę polepszania jakości próżni w nowoczesnych lampach, można wydatnie zmniejszyć ich oddziaływanie.

Jony dodatnie mogą być pozatem emitowane przez samą katodę, są one jednak mniej szkodliwe, gdyż nie mogą nabyć wielkiej szybkości i pozostają w obszarze pola o małym natężeniu w bezpośrednim sąsiedztwie katody, gdzie mogą być neutralizowane przez elektrony, lub wędrują w kierunku siatki. Emisji jonów z katody unika się przez stosowanie wielkich temperatur pracy katody.

W lampach wieloelektrodowych jony dodatnie mogą występować również jako efekt wtórnej emisji z różnych elektrod dzięki bombardowaniu elektronami. Występowanie jonów może być łatwo rozpoznane po załączeniu głośnika na słuch, w ogólnym szumie w postaci krótkich trzasków na tle jednostajnego szumu, wywołanego ruchami cieplnymi i efektem śrutowym.

Z obliczeń i pomiarów Ballantine'a¹² nad szumem wywołanym obecnością jonów w lampie, wynika, że średni kwadrat powstałego napięcia szumu jest w przybliżeniu proporcjonalny do ciśnienia gazu w lampie i do potęgi trzech drugich prądu anodowego, przyczem wielkość szumu może być tego samego rzędu, co szum pochodzący od ruchów cieplnych w obwodzie anodowym. W lampach o gorszej próżni poziom szumu może znacznie przekraczać te granice.

Szum od żarzenia prądem zmiennym.

We wzmacniaczach, których wzmocnienie jest większe od 50-ju decybeli, należy zwrócić uwagę na żarzenie. Przy pośrednim żarzeniu katod prądem zmiennym występują dodatkowe szумы spowodowane polami: elektrycznym i magnetycznym grzejnika oraz opornościami między grzejnikiem i innymi elektrodami.

W najlepszym przypadku po wyregulowaniu żarzenia na minimum szumu poziom pozostałego szumu jest o około 20 decybeli wyższy¹³ od poziomu szumu, otrzymywanego przy żarzeniu prądem stałym.

Mikrofonowanie.

Drgania mechaniczne poszczególnych elektrod powodują zakłócenia, które są najnieprzyjemniejsze we wzmacniaczach częstotliwości akustycznej, choć występują i przy wielkich częstotliwościach.

Przez zastosowanie odpowiedniej usztywnionej konstrukcji elektrod można budować lampy t. zw. niemikrofonujące; przez zastosowanie specjalnych podstawek i ekranów akustycznych można stłumić pozostałe drgania.

Lampy z podgrzewaniem pośrednim są ze względu na sztywniejszą budowę znacznie lepsze od bezpośrednio podgrzewanych; katoda w tych lampach jest bardzo mało wrażliwa na drgania mechaniczne.

Wady oporów i zła izolacja.

Oporo t. zw. masowe dają szum, wywołany ruchami cieplnymi; oprócz tego występują w nich zmienne kontakty między zakończeniem powłoki oporowej i samą końcówką oporu. Pozatem jeśli przez te opory przepływa dodatkowo składowa stała prądu, wartość oporu ulega zmianie i ogólny szum oporu rośnie.

Dodatkowy szum może występować wzdłuż wszelkich dróg upływu, które zachowują się jak opory o dużej zmiennej wartości.

Stosunek sygnału do szumu.

Najlepszy stosunek sygnału do szumu otrzymujemy we wzmacniaczu o dużym wzmocnieniu, kiedy wielkość szumu, pochodzącego od ruchów cieplnych w obwodzie wejściowym, stanowi o ogólnym szumie wzmacniacza, innymi słowy, szum od innych efektów musi być mały w porównaniu z szumem od ruchów cieplnych. Warunek ten można wyrazić w postaci pewnej oporności R w obwodzie siatkowym wejściowym o takiej wartości, że przy jej załączeniu szum wzmacniacza jest dwa razy większy od szumu, jaki się otrzymuje przy zwarcie siatki z katodą. Mając określoną wartość R , starajmy się, by oporność wejściowa była większa od tej wielkości, co możemy łatwo osiągnąć, stosując transformator wejściowy z przekładnią podwyższającą.

Jeśli jednak nie można osiągnąć dużej oporności wejściowej, wtedy szum lampy będzie stanowił o ogólnym szumie wzmacniacza — należy więc w tym przypadku wziąć w pierwszym stopniu lampę bezszumną.

Mając np. odbiornik radjofoniczny, złożony ze wzmacniacza wielkiej częstotliwości, detektora i wzmacniacza małej częstotliwości, w nieobecności sygnału wielkiej częstotliwości na wejściu otrzymujemy na wyjściu pewien szum, który pochodzi od różnych składowych wielkiej częstotliwości szumu, dudniących z sobą w detektorze i dających częstotliwość akustyczną. Jeśli teraz pojawi się niemodulowany sygnał wielkiej częstotliwości na wejściu, szum na wyjściu wzrośnie, gdyż wtedy częstotliwość nośna dudni z częstotliwościami szumu.

Przy wprowadzeniu sygnału modulowanego szum jeszcze bardziej rośnie, gdyż występują dodatkowo dudnienia częstotliwości wstęg bocznych z częstotliwościami szumu w pierwszym stopniu odbiornika.

Jeśli chodzi o graniczne wartości napięć na wejściu, to Ballantine¹⁴) dla odbiorników o przeciętnej czułości podaje najniższą wartość napięcia na siatce pierwszej lampy 10 μ V dla zadawalającej pracy.

Przy zachowaniu specjalnych ostrożności i stosowaniu lamp bezszumnych we wzmacniaczach można dopuścić nawet 0,1 ÷ 0,2 μ V na wejściu, chociaż A. W. Hull¹⁵) ustala najniższą praktyczną granicę 1 μ V dla wzmacniacza wielkiej częstotliwości. Wreszcie ten sam autor podaje, że połączenie fotoceli z lampą elektrometryczną pozwala na wykrywanie prądów rzędu 10^{-16} A dla celów fotometrii gwiazd cztertnastej wielkości.

Z przytoczonych powyżej uwag odnośnie wzmacniania bardzo słabych sygnałów widać, że z postępem rozwoju techniki budowy lamp elektronowych dolna granica wzmacnianych sygnałów jest przesuwana coraz niżej: efekt śrutowy, migotania i t. p. są zredukowane bardzo skutecznie; pozostaje jedynie efekt temperatury, a więc w pierwszym rzędzie

¹²) Fluctuation Noise in Receivers. Proc. I. R. E., 18, 1379, 1932.

¹³) Electronics Devices as Aids to Research. Physics, 2, 419, 1932.

¹²) Physics, 4, 294, 1933.

¹³) J. O. Mc Nally. Proc. I. R. E. 20, 1263, 1932.

szum oporów, na który można również znaleźć radę przez specjalne preparowanie masy oporowej i produkowanie oporów t. zw. bezszumnych, jakie niedawno ukazały się w Ameryce i są stosowane w urządzeniach pomiarowych.

LITERATURA:

J. B. Johnson. Thermal Agitation of Electricity in Conductors. Phys. Rev., 32, 97, 1928.

N. P. Case. Receiver Design for Minimum Fluctuation Noise. Proc. I. R. E., 19, 963, 1931.

E. A. Johnson, C. Neitzert. The Measurement of Small Alternating Voltages at Audiofrequencies. Rev. Sc. Instr., 5, 196, 1934.

W. Brentzinger, H. Viehman. Das Rauschen von Empfängern. Hochfr. und Elektroak., 32, 199, 1932.

D. B. Penick. The Measurement and Reduction of Microphonic Noise in Vacuum Tubes. Bell System Techn. Journ., 13, 614, 1934.

A. C. Rockwood, W. R. Ferris. Microphonic Improvement in Vacuum Tubes. Proc. I. R. E., 17, 1621, 1929.

S. Ballantine. Fluctuation Noise in Radio Receivers. Proc. I. R. E., 18, 1377, 1930.

L. B. Turner. Chairman's Address. Proc. Wir. Sect. I. E. E., 8, 22, 1, 1933.

J. B. Johnson, F. B. Llewellyn. Limits to Amplification. El. Eng., 1449, 1934.

W. Jacobi, W. S. Pforte. Die Eigengeräusche der Verstärkerröhren, ihre Messung und ihre Auswirkungen im Verstärker. Veröffentl. aus dem Geb. der Nachrichtentechn., 5, 2, 1935.

Zastosowanie sygnałów czasu do pomiarów częstotliwości

Application des Signaux horaires aux mesures de fréquence

Jerzy Kahan

(Państwowy Instytut Telekomunikacyjny)

Częstotliwość wzorców o wielkiej stałości wyznaczana jest w sposób bezwzględny przez porównanie z zegarami: z czasu trwania pomiaru i z ilości cykli, które na ten czas przypadają, otrzymuje się średnią wartość częstotliwości za dany okres czasu. Oczywiście, pierwszorzędne zegary muszą być użyte do tego celu; zegary te powinny znajdować się w odpowiednich zakładach i być tam pod stałą obserwacją, a ruch ich winien być regularnie wyznaczany z obserwacji astronomicznych lub z sygnałów czasu.

Sygnały czasu mogą być również bezpośrednio wykorzystane do wyznaczania częstotliwości wzorca w sposób bezwzględny we wszystkich tych wypadkach, kiedy wzorzec uruchamia synchroniczny zegar. Wyznaczenie ruchu takiego zegara jest jednoznaczne z wyznaczeniem częstotliwości wzorca. Z ruchu dobowego synchronicznego zegara, określonego za pomocą sygnałów czasu, otrzymuje się bezpośrednio średnią wartość częstotliwości w ciągu jednej doby*). Wartość ta obarczona jest dwoma błędami:

1) błędem wynikającym z wyznaczenia ruchu dobowego zegara z sygnałów czasu,

2) błędem samego sygnału, gdyż sygnał czasu również jest nim obciążony i odstęp czasu pomiędzy dwoma sygnałami nie jest dokładnie równy dobie.

Bureau International de l'Heure, wspólnie z pewną ilością obserwatorów astronomicznych, określa błąd każdego sygnału czasu i skorygowane wartości publikuje w swoim wydawnictwie „Bulletin Horaire”. Z podanych w „Bulletin Horaire” wartości skorygowanych można określić poprawkę, którą należy wprowadzić do obliczenia dobowego ruchu zegara synchronicznego (lub średniej częstotliwości wzorca), ażeby wyeliminować błąd sygnału.

Poprawkę tę można wyrazić jako ilość milisekund, o którą okres czasu, zawarty pomiędzy dwoma sygnałami czasu różni się od rzeczywistej średniej doby, lub też można wyrazić w jednostkach względnych (np. $0,8 \times 10^{-6}$).

Skorygowane dane w „Bulletin Horaire” ukazują się jednak dopiero po kilku miesiącach, zaś częstotliwość naszych wzorców przeważnie musimy znać w każdej chwili

*) W ten sposób wyznaczona średnia wartość może mieć praktyczne znaczenie oczywiście tylko wtedy, gdy nie-stałość częstotliwości wzorca jest mniejsza od błędu wyznaczenia średniej częstotliwości; w przeciwnym wypadku chwilowa częstotliwość może w dużym stopniu różnić się od zmierzonej średniej.

(t. z. średnią dobową częstotliwość — natychmiast po upływie danej doby). Wobec tego, przeważnie skazani jesteśmy na bezpośrednie korzystanie z sygnałów czasu, nie uwzględniając ich błędów i powiększając przeto całkowity błąd naszego pomiaru. Dlatego warto zdać sobie jasno sprawę, w jakim stopniu błąd sygnałów czasu wpływa na całkowity błąd bezwzględnego pomiaru częstotliwości, i kiedy i w jakich wypadkach warto czekać na otrzymanie skorygowanych wartości sygnałów czasu.

W tym celu, z danych zawartych w „Bulletin Horaire” zostały obliczone poprawki dla sygnałów nadawanych przez stacje GBR, FYL, FLE i DFY za okres czasu od września 1933 r. do lutego 1934 r. włącznie, czyli za sześć miesięcy. Stacje GBR, FYL, FLE i DFY zostały wybrane dlatego, że do kontrolowania zegarów w Polsce korzysta się przeważnie z tych właśnie sygnałów.

Dane powyższych stacji są następujące:

GBR (Rugby Radio): częstotl. 16.00 kc/s, moc 350 kW, sygnał dzienny — 1000 GMT, sygnał wieczorowy 1800 GMT.

FYL (Croix d'Hins): częstotl. 15,7 kc/s, moc 360 kW, sygnał dzienny — 0806 GMT, sygnał wieczorowy 2006 GMT.

FLE (Paris-Tour Eiffel): częstotl. 113,21 kc/s, moc 30 kW, sygnał dzienny — 0936 GMT, sygnał wieczorowy 2236 GMT.

DFY (Nauen): częstotl. 16.55 kc/s, moc 300 kW, sygnał dzienny — 1206 GMT, sygnał wieczorowy 0006 GMT.

Wyniki obliczeń podane są w tabelach 1, 2, 3 i 4*).

W tabeli 1 podane są największe wartości poprawek dla sygnałów dziennych dla okresów dwumiesięcznych i dla całego okresu pół-rocznego. W tabeli 2 podane są takie same poprawki dla sygnałów wieczorowych.

Z tabel 1 i 2 widzimy natychmiast, jaki największy błąd przy obliczaniu ruchu naszego zegara synchronicznego

*) We wszystkich tych wypadkach, kiedy sygnał był nadany w wyraźnie niewłaściwym czasie, poprawka za dobę poprzedzającą sygnał, jest bardzo duża, zaś poprawka za dobę następną jest również duża, lecz ma przeciwny znak. Takie wypadki są z łatwością wykrywane (o ile oczywiście chodzi o zegary lub wzorce bardzo dokładne). Z tego powodu takie sygnały wogóle nie są uwzględnione przy obliczeniu tabel. Dla przykładu przytoczę, że jeden raz w przeciągu omawianego półrocza sygnał GBR był spóźniony o 1/2 sekundy (!), co jednak w najmniejszym stopniu nie obniża dobroci sygnałów GBR.

(lub częstotliwości naszego wzorca) może wynikać przez nieuwzględnienie poprawek do sygnałów czasu.

W tabeli 3 i 4 podane są przeciętne wartości poprawek dla sygnałów dziennych i wieczorowych dla okresów dwu-miesięcznych i dla całego okresu pół-rocznego.

O ile chodzi o natychmiastowe korzystanie z sygnałów (t. z. bez uwzględnienia poprawek), to, jak wynika z tabel 1-4:

1) zarówno największy jak i przeciętny błąd sygnałów stacji GBR jest mniejszy od innych,

2) największy i przeciętny błąd średniej z sygnałów różnych stacji jest conajmniej tego samego rzędu co i największy lub przeciętny błąd sygnałów GBR,

3) wystarczy korzystać wyłącznie z sygnałów stacji GBR; poprawka, którą należy wprowadzić do naszych obliczeń nie przekracza nigdy 34 milisekund ($0,4 \times 10^{-6}$) i przeciętnie jest rzędu 7 milisekund ($0,08 \times 10^{-6}$).

Skorygowane wartości sygnałów czasu publikowane są przez B. I. H. z dość znacznym, jak dla celów praktycznych, opóźnieniem, ukazują się mianowicie po 4-7 miesiącach, korzystanie więc z nich ogranicza się do pewnych, zupełnie specjalnych i przeważnie czysto naukowych wypadków. Dla celów praktycznych znacznie większe znaczenie mają prowizorycznie skorygowane wartości sygnałów czasu, które są przez B. I. H. publikowane po upływie 2 do 3 miesięcy. Z tych danych można otrzymać prowizoryczną poprawkę, która, wprowadzona do obliczenia ruchu lub częstotliwości, zmniejsza błąd sygnału czasu, chociaż go nie usuwa. Ażeby zdać sobie sprawę z korzyści, jakie daje uwzględnienie prowizorycznej poprawki w wyznaczeniu ruchu zegara lub częstotliwości wzorca, zostały porównane prowizoryczne dane B. I. H. z definitywnymi, i obliczono błędy, zawarte w prowizorycznych poprawkach. Wyniki obliczeń podane są w tabelach 5, 6, 7 i 8.

W tabelach 5 i 6 podane są największe wartości błędów poprawek prowizorycznych dla sygnałów dziennych i wieczorowych. W tabelach 7 i 8 podane są przeciętne wartości błędów poprawek prowizorycznych. Obliczenia robione są dla tych samych stacji i dlatego samego okresu czasu.

Zestawiając tabele 1-4 i 5-8 widzimy, jaką korzyść daje nam wprowadzenie prowizorycznych poprawek do naszych obliczeń.

1) Zarówno największy jak i przeciętny błąd prowizorycznie poprawiony sygnałów stacji GBR jest niewiele mniejszy od odpowiednich błędów „surowych” sygnałów GBR. Z temi sygnałami nie warto czekać 2 miesiące na prowizoryczną poprawkę.

2) Największy i przeciętny błąd sygnałów innych stacji maleją znacznie przez wprowadzenie prowizorycznej poprawki i stają się równorzędne z odpowiednimi prowizorycznie poprawionymi błędami stacji GBR. Dla tych stacji czekanie na prowizoryczne poprawki zawsze się opłaca: przeciętny błąd zmniejsza się przez wprowadzenie prowizorycznej poprawki mniej więcej 3-krotnie w porównaniu z przeciętnym błędem „surowego” sygnału.

3) Przeciętny błąd „surowego” sygnału GBR jest za ledwie 1/2 do 2 razy większy od przeciętnego błędu ze średniej z prowizorycznie poprawionych wszystkich czterech sygnałów.

Reasumując powyższe wyniki, możemy powiedzieć, że

1) natychmiastowe korzystanie z sygnału stacji GBR obarcza nasze obliczenie błędem, który nie przekracza 34

Tabela 1.

	GBR	FYL	FLE	DFY	GBR FYL	GBR FYL FLE	GBR FYL DFY	GBR FYL ELE DFY
wrzesień-paździer- nik	24	50	56	90	31	29	37	33
listopad-grudzień .	26	61	52	112	30	33	23	27
styczeń-luty	27	56	53	56	26	22	26	22
wrzesień 1933 —								
luty 1934	27	60	53	112	31	33	37	33

Tabela 2.

	GBR	FYL	FLE	DFY	GBR FYL	GBR FYL FLE	GBR FYL DFY	GBR FYL ELE DFY
wrzesień-paździer- nik	21	31	54	128	18	23	44	32
listopad-grudzień .	33	56	47	149	31	23	54	48
styczeń-luty	34	31	38	90	19	25	39	34
wrzesień 1933 —								
luty 1934	34	56	54	149	31	25	54	48

Tabela 3.

	GBR	FYL	FLE	DFY	GBR FYL	GBR FYL FLE	GBR FYL DFY	GBR FYL ELE DFY
wrzesień-paździer- nik	6	15,5	20,5	21	9	9,5	11	11
listopad-grudzień .	8	19	15,5	14	10,5	10	10	9
styczeń-luty	7	13	15,5	12,5	7	8	8	7,5
wrzesień 1933 —								
luty 1934	7	16	17	16	8,5	9	9,5	9

Tabela 4.

	GBR	FYL	FLE	DFY	GBR FYL	GBR FYL FLE	GBR FYL DFY	GBR FYL ELE DFY
wrzesień-paździer- nik	6,5	9,5	14,5	45	5,5	7,5	16,5	12,5
listopad-grudzień .	8	13	15	38,5	8,5	8,5	13	11
styczeń-luty	7,5	10	11,5	29,5	7	6,5	10,5	9,5
wrzesień 1933 —								
luty 1934	7	10,5	13,5	37,5	7	7,5	13,5	11

Tabela 5.

	GBR	FYL	FLE	DFY	GBR FYL	GBR FYL FLE	GBR FYL DFY	GBR FYL ELE DFY
wrzesień-paździer- nik	21	21	30	36	17	18	16	15
listopad-grudzień .	27	28	18	22	18	15	17	13
styczeń-luty	17	17	30	25	14	24	16	16
wrzesień 1933 —								
luty 1934	27	28	30	36	18	24	17	16

Tabela 6.

	GBR	FYL	FLE	DFY	GBR FYL	GBR FYL FLE	GBR FYL DFY	GBR FYL ELE DFY
wrzesień-paździer- nik	22	60	21		32	21		
listopad-grudzień .	20	22	29		15	15		
styczeń-luty	15	18	10		14	12		
wrzesień 1933 —								
luty 1934	22	60	29		32	21		

Tabela 7.

	GBR	FYL	FLE	DFY	GBR FYL	GBR FYL FLE	GBR FYL DFY	GBR FYL ELE DFY
wrzesień-paździer- nik	6	7	7,5	7	4,5	4	4,5	3,5
listopad-grudzień .	5,5	7,5	6	6,5	5	4,5	5	4
styczeń-luty	6	5	9	10	4	5	4	4,5
wrzesień 1933 —								
luty 1934	6	6,5	7,5	8	4,5	4,5	4,5	4

Tabela 8.

	GBR	FYL	FLE	DFY	GBR FYL	GBR FYL FLE	GBR FYL DFY	GBR FYL ELE DFY
wrzesień-paździer- nik	6,5	16	4,5		8,5	6,5		
listopad-grudzień .	5,5	5	4,5		4	3,5		
styczeń-luty	4,5	5	3,5		3,5	3,5		
wrzesień 1933 —								
luty 1934	5,5	8,5	4		5,5	4,5		

milisekund ($0,4 \times 10^{-6}$), zaś przeciętnie wynosi około 7 milisekund ($0,08 \times 10^{-6}$),

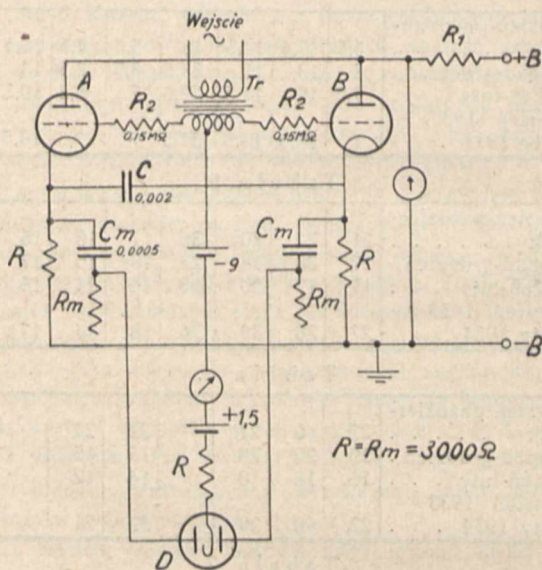
2) korzystanie z prowizorycznie poprawionych sygnałów czasu jest możliwe dopiero po upływie 2-3 miesięcy. Średnia z prowizorycznie poprawionych sygnałów wszystkich czterech stacji obarcza obliczenia błędem, który nie przekracza 21 milisekund ($0,25 \times 10^{-6}$) i przeciętnie wynosi ok. 4 milisekund ($0,05 \times 10^{-6}$).

WIADOMOŚCI TECHNICZNE

Częstościomierz katodowy o bezpośrednim odczycie.

(F. Hunt. *Elektronios. Lipiec 1935 r.*)

Laboratorja Uniwersytetu Harvard'a w Ameryce opracowały ostatnio nowy typ częstościomierza katodowego, pozwalającego mierzyć i bezpośrednio odczytywać częstotliwości w granicach od 0 do 7 000 okr./sek. Rys. 1 podaje schemat ideowy przyrządu. Składa się on z dwóch lamp trój-elektrodowych (A i B), pracujących równolegle w układzie prostowniczym, jako sterowany prostownik dwupołówkowy. Na siatki obu lamp oddziałują za pośrednictwem transformatora Tr źródło o badanej częstotliwości. Kiedy lampa B nie przewodzi prądu, kondensatory C i C_m połączone z lampą A, ładują się pod wpływem napięcia na końcówkach oporu R . Natomiast kondensator C_m , połączony z lampą B, pozostaje nie naładowany. Następnie pod wpływem zmian napięcia zasilania siatka lampy B uzyskuje dostateczny ładunek dodatni i przez lampę zaczyna płynąć prąd, a potencjał katody tej lampy wzrasta raptownie. Jak tylko kondensator C przestaje ładować się, katoda lampy A staje się



Rys. 1.

dotąd względem anody tej lampy i lampa zostaje zamknięta. Jednocześnie z tem zjawiskiem obydwie anody diody D otrzymują dodatni potencjał dzięki ładowaniu się kondensatorów C_m i przez diodę płynie prąd, który wychyla miliamperomierz A , włączony w obwód katody tej lampy. Średni prąd, wskazywany przez miliamperomierz, jest wprost proporcjonalny do liczby impulsów na sekundę, udzielanych mu przez obwód zasilający, a zatem do częstotliwości prądów w tym obwodzie. Przez odpowiedni dobór kondensatorów C i C_m można znacznie rozszerzyć zakres pomiaru przyrządu. Jedynym czynnikiem ograniczającym

jest tu czas jonizacji tyratronu (lamp A i B). Dokładność wskazań przyrządu w granicach od 0 do 7 000 okr./sek. wynosi od 0,5 do 1%. Jako dziedzinę zastosowania przyrządu należy nadmienić: dostrojenie dwóch obwodów drgań do tej samej częstotliwości, synchronizacja maszyn, zrównanie okresów drgań, analiza głosu instrumentów muzycznych, różnego rodzaju szumów i szmerów. Również bywa używany ten przyrząd w medycynie, przy aparatach dla osób głuchych. Osoby te, mówiąc przed odpowiednio skonstruowanym częstościomierzem wyżej podanego typu, mogą łatwo kontrolować swoją wymowę i nadawać głosowi odpowiedni normalny akcent i zabarwienie.

M. Pcz.

Suworow: *Obróbka płytek kondensatora*. *Radio front*, IX, 1935 r. pp. 48-49.

Składając kondensator z płytek bardzo cienkiej cynfolji zauważymy, że ostatnie płytki marszczą się i zginają. Aby temu zapobiec, poddajemy je specjalnej obróbce. W tym celu przy pomocy zwykłego szydła na całej powierzchni płytki robimy drobne wgłębienia. Praktycznie robimy to w ten sposób, że kładziemy płytkę na gładką, równą deseczkę i na powierzchni płytki nakłuwamy zlekka stępionym końcem szydła wgłębienia, starając się, aby wypadły one w miarę możliwości jaknajbliżej siebie. Nakłuwanie płytki przeprowadzamy od jednego brzegu do drugiego równymi szeregami i dość gęsto. Naciskać na płytkę należy tak, aby wgłębienia nie były zbyt wielkie, oraz należy uważać, aby płytki nie przebić. Najprościej i najlepiej możemy wykonać to uderzając lekko oderwanymi, krótkimi ruchami dłonią po główce szydła. Podczas nakłuwania płytka wygina się ku górze, nie ma to jednak znaczenia. Skończywszy nakłuwanie, przewracamy płytkę na drugą stronę i nakłuwamy w tych miejscach, gdzie wytworzyły się garbki, przyczem płytka sama się wyrówna. Proces taki trwa 5-10 minut. Wykonane w ten sposób płytki tracą swoją elastyczność, stają się dostatecznie odpornymi i nie pączą się.

W. Lipski.

BIBLIOGRAFJA

Berg. *Teorija i rasczot lampowych gienieratorow*. Str. 309, rys. 201. Objedinionnoje nauczno-tiechniczeskoe izdatielstwo NKTP, SSSR. Leningrad-Moskwa, 1935 r.

Pod powyższym tytułem ukazał się pierwszy tom nowego wydania Berga, przerobiony i uzupełniony. Całość składa się z trzech tomów: „Obce wzbudzenie drgań niegasnących”, „Teorja modulacji” oraz „Samowzbudzenie, stabilizacja i stałość”. Osnowa nowego wydania zawiera te same metody i kierunki co i pierwsze wydanie, treść natomiast jest bogatsza, przyczem wprowadza szereg nowych pojęć, jak teorię generatora niedostrojonego, obliczenie generatora z lampą ekranowaną, oraz wiele przykładów wziętych z praktyki.

W. L.

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

Biurow Redakcji i Administracji: Warszawa Królewska 15, II piętro
telefon N° 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.

