

PRZEGLĄD RADJOTECHNICZNY

ORGAN STOWARZYSZENIA RADJOTECHNIKÓW POLSKICH

pod naczelnym kierunkiem prof. M. POŻARYSKIEGO.

Rok V.

1 Kwietnia 1927 r.

Zeszyt 7—8

Redaktor inż. mjr. K. KRULISZ.

Warszawa, Nowowiejska 54, tel. 252-75.

O NOWSZYCH BADANIACH NAD EMISJĄ ELEKTRONÓW PRZEZ CIAŁA OGRZANE DO WYSOKICH TEMPERATUR

Dr. Inż. **Tadeusz Malarski**, Lwów.

Badania zarówno doświadczalne jak i teoretyczne nad zjawiskiem emisji elektronów przez ciała ogrzane do wysokich temperatur, mają niezwykle znaczenie, nie tylko dla nauki czystej, ale także i dla umiejętności stosowanych. Wiadomo powszechnie, jaką rolę odegrały one w rozwoju lamp katodowych, tego fundamentu współczesnej radjotechniki, jak wielce przyczyniły się badania nad tem zjawiskiem do postępów w roentgenologii, ile korzyści wyciągała z nich technika oświetlenia elektrycznego i t. d. Zjawisko to, jakkolwiek badane od wielu lat przez cały szereg najwybitniejszych uczonych, nie jest jednak do dnia dzisiejszego dostatecznie opracowane. Wystarczy, gdy wymienimy emisję metali w stanie niezupełnie czystym, metali, których powierzchnia pokryta jest zaabsorbowanymi gazami albo emisję tlenków metali, emisję metali alkalicznych. Badania doświadczalne ostatnich lat wykazują, że natrafia się na wielkie trudności, gdy chodzi o podanie dokładnego wzoru na prąd emisji elektronicznej. Te ostatnie badania sprowadziły pewne trudności dla teorii, ale stały się równocześnie wielkim bodźcem do nowych dociekań teoretycznych i do nowych badań doświadczalnych, mających na celu poprawienie względnie uzupełnienie dotychczasowych teorii.

Gdy czyta się te nowe prace, odnosi się wrażenie, że w dziedzinie badań nad emisją elektronów przez ciała ogrzane do wysokich temperatur, rozpoczyna się akcja naukowa, która może mieć w swych konsekwencjach, bardzo doniosłe znaczenie, nie tylko dla fizyki samej, ale i dla nauk stosowanych. I wydało mi się, że pożyteczne być może zreferowanie tych prac, oraz główniejszych rezultatów tych badań, na łamach czasopisma niniejszego, jako takiego, które dochodzi do rąk najbardziej zainteresowanych t. j. elektrotechników i wielu zajmujących się dziś z amatorstwa problemami związanymi z radjotechniką.

W artykule niniejszym podaję tylko krótki przegląd badań nad zjawiskiem emisji elektronicznej, przeznaczając go dla tych z pośród czytelników, którym wystarczającą informację natury ogólnej, traktuję go jednak jako wstęp do szczegółowszego przedstawienia rzeczy, które zostawiam do następnych artykułów. Ale już z tego krótkiego przeglądu badań widoczne będzie, jakimi drogami idą badania naukowe nad omawianym zjawiskiem, widoczne będzie dalej, ile zmagania, ile pracy ofiarnej trzeba wkładać w pracę naukową, by wydzierać przyrodzie, krok po kroku, tajemnice, których ona tak zazdrośnie strzeże. Nabiera się wreszcie respektu dla ludzi, którzy prowadzą tę pracę, respe-

ktu, którego tak mało mają korzystający w jakikolwiek sposób ze zdobyczy prac naukowych.

Już fizycy XVIII stulecia obserwowali cały szereg objawów elektrycznych, towarzyszących ogrzewaniu ciał do wysokich temperatur. Badania szczegółowe przeprowadzone w sposób racjonalny wykonali jednak dopiero Elster i Geitel w r. 1880. Oni też pierwsi wygłosili pogląd, że żarzące się ciała wyrzucają z siebie dodatnio i ujemnie naelektryzowane cząstki i to przy temperaturach czerwonego żaru przeważnie cząstki dodatnie, a przy temperaturach białego żaru przeważnie cząstki ujemne. Potem okazało się, że emisja cząstek dodatnich pochodzi od zanieczyszczeń i gdy te po dłuższem ogrzewaniu przy wysokiej temperaturze odparują, to wtedy żarzące się ciało emituje tylko cząstki ujemnie naelektryzowane. Sławny fizyk angielski J. J. Thomson był znowu pierwszym, który stwierdził na drodze doświadczalnej, że cząstki ujemne wyrzucane przez żarzące się ciała, są to te same cząstki, które składają się na t. zw. *promienie katodowe*, a więc że są to *elektrony*.

Matematyczną teorię zjawiska emisji elektronów przez żarzące się ciała opracował uczony angielski O. W. Richardson¹⁾ w r. 1901. Jako podstawa tej teorii posłużyło mu przyjęcie, że w łonie metalu znajdują się t. zw. *wolne elektrony*, które wypełniają przestrzeń międzycząsteczkową metalu i zachowują się w nich tak samo, jak cząstki gazu wypełniającego pewną przestrzeń. Stosując do tego gazu elektronicznego rozważania z teorii kinetycznej gazów, doszedł on do następującego wyrażenia na prąd elektryczny, emitowany przez jednostkę powierzchni ciała żarzącego się w próżni:

$$j = a \cdot \theta^{1/2} \cdot e^{-\frac{b}{\theta}} \quad (1)$$

Oznaczają tu: a i b wielkości stałe, zależne od natury ciała emitującego elektrony, θ temperaturę tego ciała w stopniach skali bezwzględnej, e podstawę logarytmów naturalnych. Wkrótce potem doszedł do wzoru tej samej postaci H. A. Wilson²⁾ przy pomocy rozważań termodynamicznych, traktując emisję ele-

¹⁾ O. W. Richardson: Proc. Camb. Phil. Soc. 11, p. 286 (1901); Phil. Trans. A., 201, p. 497 (1903); zob. także, The Emission of Electricity from Hot Bodies lub Handbuch d. Radiologie, IV, Glühelktroden.

²⁾ H. A. Wilson, Phil. Trans. A, 202, p. 258 (1903).

elektronów przez żarzące się ciało, jako zjawisko analogiczne do zjawiska parowania cieczy.

Badania doświadczalne podjęte przez samego Richardsona i przez cały szereg innych uczonych okazały, że powyższy wzór, który nosi w literaturze nazwę *pierwszego wzoru Richardсона*, oddaje dobrze zależność prądu j od temperatury θ żarzącego się ciała, w tych granicach temperatur, w jakich dokonywano pomiarów. A dobroć tego wzoru stwierdzona została nie tylko dla metali, ale i dla szeregu tlenków tych ciał³⁾. Były wprawdzie pewne zarzuty przeciw teorii Richardsona, ale zarzuty te odparł sam Richardson i I. Langmuir⁴⁾, który przez swe nadzwyczajnie wyczerpujące doświadczenia wykazał w sposób niezłomny, że ujęcie zjawiska podane przez Richardsona odpowiada najzupełniej istocie rzeczy. Warto tu przypomnieć, że te doświadczenia Langmuira stanowią punkt zwrotny w historii lampy katodowej. Wzór powyższy utrzymywał się też aż do ostatnich czasów, jako ten, według którego obliczać należy prąd emisji elektronowej. Spotykamy go też w każdym podręczniku, traktującym o problemie emisji elektronowej i w podręcznikach, w których traktowane są zastosowania tego zjawiska, ze znanymi powszechnie stałymi dla wolframu, podanymi przez Langmuira:

$$a = 2,36 \cdot 10^7 \frac{\text{amperów}}{\text{cm}^2 \cdot \text{stop}^{1/2}}, \quad b = 52500 \text{ stopni} \quad (2)$$

W r. 1923 ogłosił jednak uczone amerykański S. Dushman⁵⁾ pracę, w której wznosił on inny wzór na zależność j od θ podany przez Richardsona⁶⁾ jeszcze w r. 1912, jako rezultat pewnych uzupełnień w dawniejszej teorii tego zjawiska, wprowadzonych na skutek postępów, jakie zaszły w nauce. Wzór ten, mający postać:

$$j = A \cdot \theta^2 \cdot e^{-\frac{B}{\theta}} \quad (3)$$

zwany przez jednych *drugim wzorem Richardсона* na prąd emisji elektronowej, przez innych *wzorem Richardсона-Dushmana*, różni się nie tylko tem od wzoru (1), że występuje tu θ^2 w miejsce $\theta^{1/2}$ występującego w pierwszym wzorze, ale różni się jeszcze tem, że stała A jest tu *stałą uniwersalną*, zaś stała B podobnie jak w pierwszym wzorze, stałą substancji emitującej elektrony. Dushman, traktując zjawisko emisji elektronowej przez metal, jako zjawisko parowania, obliczył wartość stałej uniwersalnej A , postępując w ten sposób, że w przybliżonym wzorze termodynamicznym na prężność pary, wprowadził za t. zw. *stałą chemiczną Nernsta*, wartość, którą uzyskali O. Sackur i H. Tetrode na drodze teoretycznej, przez skombinowanie teorii kinetycznej z teorią kwantów. Doszedł on w ten sposób do następującego wyrażenia na stałą A :

$$A = \frac{2 \pi m \epsilon k^2}{h^3} \quad (4)$$

gdzie oznaczają: m masę elektronu, ϵ nabój elektronu, k stałą Boltzmann z teorii kinetycznej gazów, h stałą Plancka z teorii promieniowania. Aby wyliczyć wartość tej stałej A , wystarczy zatem tylko podstawić do wzoru powyższego następujące wartości tych stałych przyrody:

$$m = 8,995 \cdot 10^{-28} \text{ gr.}, \quad \epsilon = 4,77 \cdot 10^{-10} \text{ jedn. elstat. naboju}$$

$$k = 1,372 \cdot 10^{-16} \frac{\text{ergów}}{\text{stop}}, \quad h = 6,55 \cdot 10^{-27} \text{ erg.sek.} \quad (5)$$

Po podstawieniu tych wartości i wyliczeniu, otrzymuje się:

$$A = 1,80 \cdot 10^{11} \frac{\text{jedn. elstat. prądu}}{\text{cm}^2 \cdot \text{stop}^2} = 60,2 \frac{\text{amperów}}{\text{cm}^2 \cdot \text{stop}^2} \quad (6)$$

Gdyby zatem doświadczenie okazało, że wartość ta obliczona na drodze czysto teoretycznej, jest dobra dla pewnych ciał, to dla tych ciał mielibyśmy wyrażoną zależność gęstości prądu j od temperatury θ przy pomocy wzoru:

$$j = 60,2 \cdot \theta^2 \cdot e^{-\frac{B}{\theta}} \frac{\text{amperów}}{\text{cm}^2 \cdot \text{stop}^2} \quad (7)$$

w którym występuje tylko jedna stała B , zależna od natury substancji emitującej elektrony. A cóż na to doświadczenie?

Otóż Dushman, który podjął badania doświadczalne mające na celu potwierdzenie wzoru (7) wypowiedział po pierwszych swych doświadczeniach przypuszczenie, że wzór ten będzie się stosował do metali czystych, występujących w stanie krystalicznym, a w pracy z r. 1923 podaje on następujące wartości B dla różnych metali⁷⁾:

Metal	B	Metal	B
Calcium	26 000	Tantalium	51 000
Yttrium	37 000	Wolframium	52 600
Zirconium	38 000	Thorium	34 100
Molybdenium	50 000	Uranium	38 000
Cerium	35 600		

Ale już w następnej pracy doświadczalnej, którą wykonał Dushman⁸⁾ ze swymi współpracownikami, okazało się, że trzeba być bardzo ostrożnym z takim uogólnianiem. Wprawdzie, w doświadczeniach tych, przeprowadzonych z bardzo wielką dokładnością, znaleziono dla wolframu, z pomiarów j i θ wartość na stałą $A = 60,2$ czyli wartość teoretyczną, ale dla tantalu rezultat ten nie może być uważany już za tak pewny jak dla wolframu, a dla molybdeniu jest jeszcze gorzej. Autorowie tłómaczą to wprawdzie niemożnością dokładnego mierzenia temperatury tantalu i molybdeniu i trudnościami pracy w warunkach, w których te metale byłyby zupełnie czyste, ostrożność jest jednak wskazana.

⁷⁾ Zob. Phys. Rev. 23, p. 156 (1924) i loc. cit. ⁴⁾, tablica IV.

⁸⁾ S. Dushman, H. N. Rowe, J. Ewald and C. A. Kidner, Phys. Rev. 25, p. 338 (1925).

³⁾ Zob. F. Jentsch, Ann. d. Phys. 4, Bd. 27, p. 129 (1908). (1908).

⁴⁾ I. Langmuir, Phys. Rev. 2, p. 450 (1913); Phys. Zeitschr. 15, p. 348,516 (1914).

⁵⁾ S. Dushman, Phys. Rev. 21, p. 623 (1923).

⁶⁾ O. W. Richardson, Phil. Mag. 23, p. 602 (1912) i 28, p. 633 (1914).

Autorowie rozpatrują też w tej pracy sprawę doświadczalnego rozstrzygnięcia, który z wzorów odpowiada lepiej doświadczeniu, czy wzór (1) czy wzór (3), który z punktu widzenia teoretycznego uważać należy za poprawniejszy. Ale okazuje się, że doświadczenie nie daje na to pytanie odpowiedzi. Przyczyną zaś tego jest to, że za szczupły jest zakres temperatur, w którym się pomiary wykonuje, a za wielki wzrost prądu w tym interwale, aby można było ocenić z danych doświadczalnych, który z tych wzorów lepiej oddaje rzeczywistość. Słowem okazało się, że praktycznie biorąc oba wzory oddają równie dobrze zależność j od Θ , na co zwracał już uwagę R i c h a r d s o n.

Powróćmy jednak do wzoru *Richardsona-Dushmana*, który, jak powyżej zaznaczono, uważa się za poprawniejszy. Otóż, jak mówiliśmy już, D u s h m a n znalazł, że dokładnie rzeczy biorąc, wypada dla A wartość 60.2 tylko dla wolframu, a przy tantalum i molybdenie wystąpiły już odstępstwa. Ale co więcej, K. H. K i n g d o n⁹⁾, a także D u s h m a n i jego współpracownicy¹⁰⁾ znaleźli, że w pewnych przypadkach dla włókien wolframowych torowanych, prowadzą doświadczenia do wartości na A, która jest nie tylko mniejsza od teoretycznej, ale i zmienna z ilością toru pokrywającego wolfram. Następnie, doświadczenia K i n g d o n a nad cezowanym wolframem i obserwacje nad emisją tlenków pokrywających włókna metaliczne, prowadzą do tego rezultatu, że wartość stałej A może być mniejsza lub większa od wymaganej przez teorię. K i n g d o n znalazł np., że dla emisji elektronowej wolframu pokrytego torem wypada z doświadczeń wartość $A = 7$ ($B = 31200$), zaś z emisji wolframu pokrytego cezem $A = 0.003$ ($B = 8300$), natomiast z dat emisyjnych wolframu pokrytego tlenem, otrzymał on dla stałej A wartość 5.10^{11} (dla B wartość 107000). A zatem nie może być w tych przypadkach mowy o stosowalności wzoru (3) w tym sensie, jak to początkowo przypuszczał D u s h m a n.

Bardzo ciekawe są też rezultaty K i n g d o n a i niezależnie od nich wykonanych doświadczeń *Raschevsky'ego*¹⁰⁾, które wykazały, że metaliczny cez wzięty w zwartej masie daje znikomo małą emisję w porównaniu z emisją jaką daje on w postaci cienkiego filmu, a to samo znalazł też *Raschevsky* dla toru. *Richardson* i *Young*¹¹⁾ znaleźli znowu, że emisja potasu nie odbywa się według wzoru postaci (3), ale że odbywa się według wzoru złożonego z dwu składników postaci (3), przyczem występują dwie stałe B i dwie stałe wchodzące w miejsce stałej A.

Jasną jest rzeczą, że fakty te stanowią trudność, o ile chodzi o stosowanie podanych wzorów. I ktoś mało wytrawny w badaniu naukowym, a pochopny do łatwej krytyki, mógłby powiedzieć: teoria wykazuje bankructwo. Przyda się więc może parę słów wyjaśnienia.

Przyroda jest nadzwyczaj skomplikowana. Gdy bierzemy pod rozważanie jakieś zjawisko lub grupę zjawisk, które chcemy objaśnić jakościowo i ilościowo posługując się aparatem matematycznym, to obmyśla się dla tego zjawiska pewien model, dotyczący jego

mechanizmu. Model taki, z natury rzeczy zawsze tylko mniej lub więcej zbliżony do rzeczywistości, służy jako fundament dla matematycznego traktowania zjawiska. Teoria prowadzi do pewnych końcowych rezultatów, które poddaje się badaniu doświadczalnemu. Jeśli rezultaty teoretyczne zgadzają się ze spostrzeżeniami doświadczalnymi, wtedy przyjmujemy teorię jako dobrą, jeśli zaś nie, odrzuca się ją. Uczony, który wiedziony intuicją, stworzy zasadniczy model zjawiska najbardziej zbliżony do rzeczywistości i opracuje przy jego pomocy teorię, odnosi zawsze sukces. Jasną jest rzeczą, że sukces ten będzie tem większy im większy zakres możliwości teoria objaśnia i im lepiej oddaje spostrzeżenia doświadczalne. Ale już z góry zdać sobie trzeba sprawę, że każda teoria, jako dzieło ludzkie, musi mieć braki. I braki te wystąpić muszą i występują zawsze w miarę gromadzenia się zdobytych doświadczeń. Wtedy poddaje się teorię rewizji, uzupełnia się jej luki, dopóki się to da. Z czasem okazuje się, że dana teoria już nie wystarcza. Wtedy przychodzi na jej miejsce, inna, lepsza.

Narzuca się tu pytanie jak się ma sprawa z dotychczasową teorią emisji elektronów przez ciała ogrzane do wysokich temperatur, wobec przytoczonych doświadczeń *Kingdona* i innych. Otóż, ogólnie rzecz biorąc odpowiedź jest prosta, gdyż zarówno wzór (1) jak i wzór (3) z wartością (4) dla stałej A są wynikami pewnych specjalnych założeń we wzorze ogólniejszym, słowem ta, że te wzory są wzorami tylko przybliżonymi.

Aby wskazać w krótkości jak się te rzeczy mają, przytaczamy, że np. teoria termodynamiczna emisji elektronowej¹²⁾, prowadzi do następującego wzoru ogólnego na gęstość prądu nasycenia emisji elektronowej:

$$j = \frac{2\pi m \varepsilon k^2}{h^3} (1-r) \cdot \Theta^2 \cdot e^{-\frac{\lambda'_0 + \Psi(\Theta)}{R\Theta}} \quad (8)$$

$$\text{gdzie } \Psi(\Theta) = N\varepsilon(\varphi - \varphi_0) - \int_0^{\Theta} c d\Theta + \Theta \int_0^{\Theta} \frac{cd\Theta}{\Theta} \quad (9)$$

przyczem wielkości: m , ε , k , h , Θ mają te same znaczenia co przedtem, zaś r oznacza współczynnik uwzględniający refleks elektronów (pędzących od wnętrza metalu ku próżni) od jego powierzchni, λ' ciepło atomowe parowania kondensatu elektronowego przy temperaturze absolutnego zera, N stałą *Avogadry* $60,6 \cdot 10^{22}$ cząsteczek w gramocząsteczce], φ różnicę potencjałów między metalem a miejscem w próżni, tuż przy powierzchni metalu, przy temperaturze Θ , φ_0 przy temperaturze absolutnego zera, c ciepło atomowe elektryczności^{*}). O wielkości r , φ i c wiemy jednak bardzo mało i z tego powodu nie możemy wyliczyć j w postaci konkretnego wzoru, jeśli nie uczynimy pewnych choćby przybliżonych założeń.

I tak, gdy założymy się $c = \frac{3}{2} R$, jak to uczynił

⁹⁾ K. H. Kingdon, Phys. Rev. 24, p. 510 (1924); 25, p. 892 (1925).

¹⁰⁾ N. v. Raschevsky, Zeitschr. f. Phys. 35, p. 905 (1926).

¹¹⁾ O. W. Richardson i A. F. A. Joung, Proc. Roy. Soc. Ser. A., 107, p. 377 (1925).

¹²⁾ Zob. np. H. A. Wilson, Phys. Rev. 24, p. 38 (1924); wzór (8) różni się tem od wzoru na j , który podaje w tej pracy Wilson, że tu dla dostosowania wzoru *Dushmana* opuszczono no czynnik e przy h^3 w mianowniku.

^{*}) Objasnienia wymienionych tu wielkości podamy w jednym z następných artykułów.

swego czasu Richardson, a nadto założymy, że $\varphi = \varphi_0$, to wtedy wzór (9) daje:

$$\Psi(\theta) = -\frac{3}{2} R \theta + \frac{3}{2} R \theta \lg \theta.$$

Gdy zaś podstawimy tę wartość do wzoru (8), to otrzymujemy:

$$j = \frac{2 \pi m \varepsilon k^2}{h^3} (1-r) e^{-\frac{\lambda'_0}{R \theta}} \theta^{3/2} \cdot \theta^{1/2} \cdot e^{-\frac{\lambda'_0}{R \theta}}$$

czyli po oznaczeniu:

$$\frac{2 \pi m \varepsilon k^2}{h^3} (1-r) \cdot e^{-\frac{\lambda'_0}{R \theta}} = A'$$

$$\frac{\lambda'_0}{R} = B$$

wzór postaci (1). Ponieważ teraz, współczynnik refleksji elektronów od powierzchni metalu (r), a także i ciepło parowania (λ'_0) będą zależę od natury metalu, przeto wynika z tego, że stałe A i B należy uważać za stałe substancji emitującej elektrony.

W późniejszych swych rozważaniach doszedł jednak Richardson do wniosku, że wartość $c = \frac{3}{2} R n$ ciepła atomowe elektryczności, jest stanowczo za wielka. Przy takiej wartości winno się to ciepło atomowe ujawnić w doświadczeniach. Z małymi wyjątkami nic podobnego nie zachodzi jednak przy większości metali. I dlatego założył on dla metali $c = 0$. Gdy oprócz tego założenia przyjmiemy że: $r = 0$ i $\varphi = \varphi_0$, to wtedy wzór (9) prowadzi do wartości:

$$\Psi(\theta) = 0,$$

która podstawiona do wzoru (8) daje następujące wyrażenie na gęstość prądu emisji elektronowej:

$$j = \frac{2 \pi m \varepsilon k^2}{h^3} \cdot \theta^2 \cdot e^{-\frac{\lambda'_0}{R \theta}} \quad (10)$$

czyli po wprowadzeniu oznaczeń:

$$\frac{2 \pi m \varepsilon k^2}{h^3} = A$$

$$\frac{\lambda'_0}{R} = B$$

dochodzimy do wzoru *Richardsona-Dushmana*, ze stałą A jako stałą uniwersalną i ze stałą B jako stałą materiału emitującego elektrony.

Widać więc najwyraźniej że wzory (1) i (3) są wzorami przybliżonemi, płynącymi z pewnych specjalnych założeń. Fakty, że oba te wzory oddają dla szeregu ciał dobrze zależność j od θ w granicach temperatur, w których wykonuje się pomiary, i że dla wolframu wypada z doświadczeń teoretyczna wartość na stałą A , stanowią jednak na nowo silną podstawę dla dotychczasowej teorii, tak że musi się ją respektować. To, że nie oddaje ona emisji elektronowej w przytoczonych przypadkach pod postacią zależności np. (3), nie podrywa jej, bo jak to widać z wzoru (8) dopuszczalne są różne możliwości. Tkwią one w tem, że odpowiednio do zależności wielkości r , φ i c od natury substancji emitującej i od temperatury, można ocze-

kiwać różnych postaci wzoru emisyjnego. Jeśli zaś wzór postaci (3) znajduje potwierdzenie doświadczalne dla wolframu, czy też znajdzie je dla jakiegoś innego ciała, to znak, że albo spełniają się dla tego ciała z wielkiem przybliżeniem założenia:

$$r = 0, \quad \varphi = 0, \quad c = 0$$

albo też zachodzi następująca rzecz, na którą zwraca uwagę H. A. Wilson. Gdy mianowicie napiszemy wzór (8) w postaci:

$$j = \frac{2 \pi m \varepsilon k^2}{h^3} \cdot \theta^2 \cdot e^{-U(\theta)}$$

gdzie $U(\theta) =$

$$= \lambda'_0 + N \varepsilon (\varphi - \varphi_0) - \int_0^\theta c d\theta + \theta \int_0^\theta \frac{cd\theta}{\theta} - R \theta \lg(1-r) \quad (11)$$

to przejdzie on na wyrażenie (10), gdy wielkości r , φ i c będą wykazywać taką zależność od temperatury, że wyrażenie:

$$N \varepsilon (\varphi - \varphi_0) - \int_0^\theta c d\theta + \theta \int_0^\theta \frac{cd\theta}{\theta} - R \theta \cdot \lg(1-r)$$

występujące w wykładniku, stanie się po wylczeniu równe zero. Możliwe więc i to, że dla wolframu takie właśnie zależności zachodzą. Na razie nie można jednak nic bliższego o tem powiedzieć z powodu braku danych doświadczalnych.

To co przytoczono, to nie wszystko jeszcze. W wyprowadzeniu kinetycznym, a także i termodynamicznym wzoru emisyjnego nie uwzględniano wpływu budowy atomu. Jest to niewątpliwie brak w dawniejszych teoriach, brak, który jest tak oczywisty z punktu widzenia dzisiejszych poglądów na budowę materji. I właśnie na te braki w dotychczasowych teoriach wskazują wspomniane zdobycze doświadczalne Kingdona, Dushmana i jego współpracowników, Richardsona i Younga, Raschevskijego. I tak Dushman podnosi, że w przypadku gdy na wolfranie znajduje się osad z toru lub cezu, które to pierwiastki mają t. zw. *elektropozytywne atomy*, wypadają dla stałej A wartości znacznie mniejsze od teoretycznej 60.2 (dla toru 7, dla cezu 0.003), podczas gdy dla osadu tlenu, którego atomy są *elektronegatywne*, wypadła wartość znacznie wyższa od teoretycznej (5.10"). Do tego dodać warto spostrzeżenie o wybitnej różnicy emisji jaka zachodzi w zależności od tego czy metal emituje elektrony z większej masy czy też z cienkiej powłoki i t. p.

Ale i w tym kierunku poczyniono już pewne postępy. Mamy na myśli prace A. T. Watermana¹³⁾, w których badacz ten uczyniwszy próbę uzupełnienia teorii emisji elektronowej, przez wciągnięcie procesu odbywającego się między atomami metalu a wolnymi elektronami, osiągnął odrazu dość pomyślny rezultat. Waterman, przyjąwszy, że między atomem metalu, a elektronami swobodnymi odbywa się reakcja typu: Atom neutralny \rightleftharpoons jon dodatni + v elektronów (12)

¹³⁾ A. T. Waterman, Phys. Rev. 22, p. 259 (1933); 24, p. 366 (1924).

dochodzi do następującego wzoru na gęstość prądu emisyjnego:

$$j = \alpha \cdot \theta^\beta \cdot e^{-\frac{\gamma}{\theta}} \quad (13)$$

przyczem wielkości α, β, γ określone są jak następuje:

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \varepsilon \sqrt{\frac{k}{2\pi m}} \cdot e^{\frac{\nu i}{\nu+1}} \cdot (\nu \eta)^{\frac{1}{\nu+1}} \\ \beta &= (\nu + \gamma) : 2(\nu + 1) \\ \gamma &= (\nu \Phi_0 + \Psi_0) : (\nu + 1) k \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Co do wielkości występujących w związkach (14) to: ε, k, m mają znaczenia poprzednio podane, zaś ν oznacza liczbę elektronów wchodzących w reakcję (12), i —stałą chemiczną, obliczoną w jednostkach absolutnych, dla jednego elektronu i dla koncentracji, N oznacza liczbę jąder w jednostce objętości. W wyrażeniu na γ występują wielkości Φ_0 i Ψ_0 , z których pierwsza oznacza pracę potrzebną do oderwania elektronu od atomu, zaś druga pracę potrzebną do wydobywania się elektronu z łona metalu przez jego powierzchnię do próżni, obie przy temperaturze absolutnego zera.

(C. d. n.).

ERRATA

W art. inż. K. Krulisza. „W sprawie obliczenia dławika modulacyjnego”, w Nr. 1-szym Prz. Radj. należy poprawić:
str. 6. wiersz 5-ty
zamiast
„krzywe II rys. 3-go i 4-go”
powinno być
„krzywe rysunku 4-go”.

wiersz 6-ty
zamiast
„że modulacja poprawia się,
powinno być
„że dobroć modulacji poprawia się”.
str. 6.
numeracje rys. 4 i 5 należy przestawić.

Ogólne zasady projektowania anten.

(N. Sindenblad i W. W. Brown).

Projektując połączenie radiotelegraficzne, należy znać siłę zakłóceń atmosferycznych na obu końcach linii komunikacyjnej, a stąd dopiero, przyjąwszy pewien stosunek siły odbioru do siły zakłóceń, obiera się natężenie pola elektrycznego w miejscu odbioru. Teraz najtrudniejszym zagadnieniem jest rozbitcie metr-amperów na moc generatora i wysokość anteny. jak wskazuje rys. 1.

Przy wyborze wysokości anteny rozstrzygają względy elektryczne i mechaniczne. Rozróżniamy anteny wysokie o małej pojemności i niskie o wielkiej pojemności. Anteny wysokie mają zwykle małą ilość podpór, co jest ich cechą dodatnią. Z powodu małej pojemności, wysokość skuteczna jest stosunkowo niewielka, do czego przyczynia się jeszcze i ta okoliczność, że anteny te wykazują znaczną pojemność względem masztów.

Anteny niskie posiadają dużą pojemność i duży współczynnik kształtu, lecz zajmują dużą przestrzeń. Można do nich łatwo zastosować wielokrotne strojenie, co zmniejsza straty.

W wyborze anten dla małych stacyj mogą decydować również i inne względy.

Kwestję izolacji masztów rozpatrywać należy głównie z punktu widzenia ekonomicznego. Izolatory na takie obciążenia są bardzo drogie. Musimy ich stosować większą ilość, co nie gwarantuje równomierności rozkładów sił. Zamiana w razie uszkodzenia znacznie zwiększa kosztą ruchu. Maszt 260-metrowy anteny parasolowej w Tuckerton był początkowo izolowany, lecz z powodu niedomagań mechanicznych izolację usunięto. Izolacja dla prądów szybkozmennych jest zawsze

połowiczna ze względu na pojemność masztów względem ziemi, lecz prąd pojemnościowy w maszcie izolowanym jest w każdym razie mniejszy, niż prąd w uziemionym. Należy dążyć albo do idealnego uziemienia albo do idealnej izolacji. Np. każda podpora betonowa wieży stacji Song Island, posiada w pewnych warunkach atmosferycznych 200 R. Przy przepięciu 100 000 V i oporze pojemnościowym antena-maszt 5 000 omów płynie prąd 20 amperów. Gdyby fundamenty nie były doskonale uziemione, straty w każdej podstawie wynosiłyby po 80 kW.

Izolacja masztów jest niezbędna, gdy wysokość masztu jest rzędu $\frac{1}{2}$ fali lub większa, gdyż wówczas powoduje znaczną absorpcję energii i zniekształcenie pola elektrycznego.

Anteny pryzmatyczne (dla mniejszych stacyj) posiadają zaletę większej odporności na wiatr i łatwości wykonania, niż anteny płaskie, lecz przy tejsamej średniej wysokości przewodników mają mniejszą pojemność i wysokość skuteczną. Dla napięć od 75 000 V doprowadzanie pryzmatyczne zmniejsza niebezpieczeństwo iskrzenia, lecz średnica pryzmatu nie powinna być za duża, gdyż zwiększa to pojemność doprowadzenia, a temsamem zmniejsza wysokość skuteczną anteny.

Konstrukcja mechaniczna. Pożądane jest wykonanie modelu anteny, przyczem ciężary poszczególnych części powinny być proporcjonalne do rzeczywistych.

Maszty i wieże. Wieże są wprawdzie droższe, lecz kosztą utrzymania są mniejsze. Przytem posiadają one mniejszą pojemność względem anteny, co gwarantuje większą jej wysokość skuteczną i zmniejsza absorpcję, szczególnie na krótszych falach.

Przewodniki. Najbardziej rozpowszechnione w Ameryce, są bronz kremowy i stal Copperweld'a. Pod względem mechanicznym groźne jest przemęcenie i krystalizacja materiału z powodu drgań, których częstotliwość waha się od akustycznych do wynoszących kilka sekund na okres. Krystalizacja

zacje wywołują głównie większe częstotliwości, zaś mniejsze częstotliwości działają ujemnie w miejscach umocowania.

Naprężenie mechaniczne. Druty nie mogą mieć dużego zwisu, który wpływa ujemnie na stałość pracy. Mały zwis zwiększa naprężenia. Wieżom z poprzeczkami grozi skreślenie, gdy jeden lub kilka drutów zerwie się.

Urządzenie do topienia sadzi znacznie zmniejsza niebezpieczeństwo przeciążenia mechanicznego anteny i temsamem zmniejsza jej koszt. Skutecznym zabezpieczeniem anteny jest zawieszenie jej na przeciwwadze. Wymaga to jednak anten odpowiedniego kształtu (anten rombów, diamond-shepe, rys. 2 a i b).

Konstrukcja elektryczna Przybliżona metoda obliczenia pojemności anteny jest następująca. Przyjmuje się, że pojemność całkowita jest wypadkową z połączonych w szereg pojemności: druty względem anteny C_1 i antena względem ziemi C_2 . Pierwsza oblicza się, mnożąc przez liczbę drutów N pojemności C_1 drutu względem współśrodkowego cylindra, którego promień $r_1 = \frac{a}{\pi}$ gdzie a = odległość dwu sąsiednich drutów. Pojemność anteny względem ziemi C_2 równa się pojemności dwóch cylindrów, z których jeden ma promień $r_2 = \frac{a}{\pi}$ zaś drugi $r_3 = 2h$, gdzie H jest wysokością zawieszenia drutów. Dla długich anten metoda daje wyniki dość dokładne, dla rombów mniej, szczególnie gdy szerokość przekracza podwójną wysokość. Im większa jest liczba drutów, tem bardziej antena zbliża się do płaszczyzny, im antena jest stosunkowo wyższa, tem mniej dokładne są wyniki.

Dla sprawdzenia wpływu krawędziowego, stosuje się metodę pomiaru oporu modeli. Polega on na tem, że w skrzynię z metalowem dnem, wypełnioną wodą, zanurza się krążek metalowy, osadzony w izolacji i otoczony pierścieniem ochronnym Kelvina i mierzy opór między krążkiem a dnem skrzyni. Dzięki pierścieniowi, rozproszenie krawędziowe może być pominięte i pojemność krążka względem dna może być ściśle obliczona. Ponieważ można przyjąć, że rozkład prądu w wodzie odpowiada rozkładowi linii pola elektrycznego w kondensatorze, więc pojemność układu można uważać za odwrotnie proporcjonalną do oporu układu. Zanurzając teraz zamiast krążka model anteny i mierząc opór, można przez analogję obliczyć jej pojemność. Metoda ta dała bardzo dobre wyniki.

Straty w antenie. Anteny typu transatlantyckiego, budowane przez R. C. A., posiadają następujący rozkład oporów:

Opór promieniowania (= 16 500 m)	0,05 Ω
„ uziemienia	0,10 „
„ zwojnicy antenowej	0,15 „
„ przewodników	0,05 „
„ strat izolacyjnych i t. d.	0,05 „

Opór całkowity 0,40 Ω

Opór uziemienia stanowi w większości wypadków przeważającą pozycję strat. Zasadą zmniejszenia tych strat jest stworzenie, jak najszerszej drogi dla prądów ziemnych. W dobrej ziemi można stosować płyty lub rury, w złej lepsze są wkopane druty. Przed ustaleniem typu uziemienia, należy wprawdzie zbadać opór właściwy gruntu (np. piasek ma opór 500 razy większy, niż słony grunt bagnisty).

Prądy ziemne należy zbadać w szeregu punktów, proporcjonalnie do objętej powierzchni i do głębokości strumienia elektrycznego. Zwykle rozmieszczone są uziemienia symetrycznie i doprowadzone do anteny wspólnymi przewodami zbiorczymi. Ponieważ jednak natężenia prądu i indukcyjny spadek napięcia w przewodach zbiorczych rośnie w miarę zbliżania się do anteny, do uziemień, należy włączać opory indukcyj-

ne, wywołujące spadki napięć, które odpowiadają potencjałom punktów połączenia. Tylko w ten sposób uniknąć można prądów błądzących w systemie uziemiającym. Tosamo stosuje się do połączenia masztów i t. p. z uziemieniem. Wpierw mierzy się prądy, które płyną w tych częściach konstrukcyjnych, a znając potencjał punktu uziemiającego, obliczamy opór indukcyjny, który należy włączyć.

Celem zmniejszenia pola elektrycznego przewodów uziemiających, możnaby kompensować indukcyjność kondensatorami, lecz tylko dla pewnej określonej częstotliwości. Prąd jednak w przewodach pozostaje, i ten indukuje silne prądy wirowe w ziemi.

Wielokrotnie nastrajana antena Alexandersona, znacznie upraszcza sprawę, gdyż każde uziemienie anteny, zbiera prądy z nieznacznej przestrzeni.

Hensell i Carter z R. C. A., wykazali matematycznie, że istnieje najkorzystniejsza długość drutów doprowadzających, która daje najmniejsze straty. Wynosi ona około $\frac{1}{4}$ długości fali, odpowiadającej szybkości rozchodzenia się w danym gruncie. Szybkość ta, zależna od rodzaju gruntu, jest znacznie mniejsza, niż w powietrzu, czasami przeszło 20-krotnie. Gdy długość drutu zwiększa się do nieskończoności, przewodność jego zmienia się okresowo z malejącą amplitudą, dążąc do wartości odpowiadającej przewodnikowi nieskończenie długiemu.

Drugim sposobem zmniejszenia oporu anteny jest zastosowanie ekranu ziemnego.

Gdy antena ma tylko rozgałęzione uziemienie, straty powstają tak w oporze ziemi, jak i w oporach przejściowych. Szczególnie z powodu rozproszenia krawędziowego, część prądu przebywa daleką drogę powrotną. Gdy natomiast stosujemy przeciwwagę, niema oporów przejściowych i prądy ziemne są mniejsze, a linje pola elektrycznego skupiają się na przeciwwadze. Ilość tych linii jest wprost proporcjonalna do stosunku: pojemność antena-przeciwwaga do pojemności antena-przeciwwaga-ziemia. Potencjały anteny i przeciwwagi są odwrotnie proporcjonalne do ich pojemności względem ziemi. Ponieważ potencjał przeciwwagi nieuziemiającej jest ujemny względem ziemi, więc też promieniowanie jej przeciwdziała promieniowaniu anteny. Zmniejszenie promieniowania jest tem dotkliwsze, im wyższy jest potencjał przeciwwagi. Promieniowanie to zmniejsza jeszcze skupienie pola przez przeciwwagę. Dla pewnej powierzchni przeciwwagi istnieje pewna wysokość optima, przy której otrzymujemy maksimum sprawności promieniowania (zmniejszenie tak oporu promieniowania, jak i strat). Im większa przeciwwaga, tem lepiej. Gęstość drutów nie powinna być mniejsza od wysokości, dlatego zgęszczenie drutów pozwala obniżyć przeciwwagę, a temsamem zmniejszyć jej szkodliwe promieniowanie.

Gdy miejsce jest ograniczone, a ziemia źle przewodząca, można skombinować rozgałęzienie uziemienia z przeciwwagą. Szczególnie na gruncie kamienistym, gdzie nie można wkopać dostatecznej ilości drutów, przeciwwaga pozwala skupić linje pola elektrycznego, które rozproszyłyby się poza obrębem ziemi zmetalizowanej.

Na sprawność promieniowania, anteny wpływają w pierwszym rzędzie wysokość skuteczna i opór ziemi poza obszarem zmetalizowanym. Gdy obszar ten jest dany, sprawność można podwyższyć, zwiększając wysokość skuteczną.

W podobnych wypadkach przeciwwaga jest równoważycielska z ziemią metalizowaną. Jeden i drugi system jest kosztowny, kombinacja obu pozwala zmniejszyć ilość drutów, a temsamem zmniejszyć koszt założenia i utrzymania. Zmniejsza to równocześnie prądy ziemne i potencjał przeciwwagi. Ponieważ przeciwwaga ma potencjał ujemny względem ziemi i anteny, na cewce antenowej powstaje punkt węzłowy. Gdy

uziemięciem połączymy z tym punktem, nic się nie zmieni, można jednak odgałęzić odpowiedni na cewce punkt, który da równomierny rozdział prądu antenowego na przeciwwagę i na uziemienie. Ze wzrostem prądu w uziemieniu rosną straty, ale rośnie i wysokość skuteczna. Dążymy do maximum wartości.

$$\eta = \frac{R_p + \Delta R_p}{(R_{str} + \Delta R_{str}) + (R_p + \Delta R_p)}$$

gdzie R_p = opór promieniowania, R_{str} = opór strat. Praktycznie można tę wartość stwierdzić, mierząc natężenie pola promieniowanego, i dawniej nie znając dokładnie teorii, dochodzono do η_{max} tą właśnie drogą.

Zaletą sieci uziemionej jest m. i. to, że nie podlega ona uszkodzeniom elektrycznym ani mechanicznym.

Indukcyjności antenowe. Stanowią poważne źródło strat w antenach wielkiej mocy. Istnieją typy wewnętrzne i zewnętrzne. Zwrócono uwagę na wytrzymałość elektryczną (przeskok) i na minimum strat. Stosują izolatory porcelanowe bez okuć metalowych. Wypracowano typ na 16 000 KVA, jako cewkę antenową typ na 28 000 KVA, jako odsprężenia. W ostatnim wypadku dół zwojnicy musi być dokładnie izolowany od ziemi. Zwojnice zewnętrzne umieszcza się czasem w budkach ekranowanych miedzią. Styki blach są lutowane.

Opór przewodników. Wpływ jego jest niewielki, gdyż przekroje daje się duże ze względu na iskrzenie. Stosuje się brąz krzemowy lub miedź. O wyborze stanowią przeważnie względy mechaniczne.

Izolatory. Ważne są odpowiednie osłony na wypadek deszczu. Opracowano typy o napięciu przebicia od 30 kV do 100 kV, w opracowaniu jest typ na 200 kV, dla fal do 100 m włącznie. W konstrukcji zwrócono przedewszystkiem uwagę na uniknięcie strat iskrzenia, okazało się bowiem, że opór anten jest niezależny od prądu, póki nie przekroczy się granicy iskrzenia. Dla anten typu transatlantyckiego R. C. A., napięcie iskrzenia wynosi 175 000 V, przeważnie jednak jest niższe. Można je podwyższyć, stosując większe średnice linek i odległość przewodników.

Wysokość skuteczna. Dla obliczenia wysokości skutecznej anteny, należy znaleźć wysokość skuteczną każdej części składowej. Wpływ tych części na całkowitą wysokość skuteczną jest proporcjonalny do ich pojemności. Wysokość wypadkową znajduje się na podobieństwo obliczenia środka ciężkości. Metoda ta jest dostatecznie dokładna, gdy wymiary anteny są małe w porównaniu z długością fali. W przeciwnym razie należy uwzględnić rozkład potencjału.

Odsprężenie anten. Gdy kilka anten pracuje obok siebie, energia pochłaniana, zależy od potencjału anteny czynnej, od sprzężenia pojemnościowego między antenami i od oporu pozornego anteny pochłaniającej dla danej długości fali. W oddziaływaniu wzajemnym anten, mogą zająć następujące wypadki:

1) Antena wtórna jest nastrojona na mniejszą częstotliwość, niż robocza, stanowi więc dla niej obciążenie pojemnościowe. Antena wtórna promieniuje wówczas w fazie z pierwotną i wspomaga ją.

2) Antena wtórna jest nastrojona na większą częstotliwość, stanowi więc obciążenie indukcyjne. Mogą tu zająć trzy przypadki:

a) Gdy opór pojemnościowy sprzężenia jest mniejszy od oporu indukcyjnego anteny wtórnej, napięcie anteny wtórnej jest w fazie z napięciem pierwotnym.

b) Gdy opór pojemnościowy sprzężenia równa się oporo-

wi pozornemu anteny wtórnej, całą energię promieniowaną pochłania antena wtórna, gdyż cały układ jest w rezonansie.

c) Gdy opór sprzężenia jest większy od oporu pozornego anteny wtórnej, promieniowanie jej jest przesunięte w fazie o 180° względem promieniowania anteny pierwotnej.

Wypadek (1) nie jest zbyt szkodliwy, zaś (2a), chociaż zasadniczo sprowadza się do (1), to jednak o ile sprzężenie jest zasilne, oddziałują niekorzystnie na nastrojenie. Wypadek (2c) osłabia promieniowanie anteny pierwotnej, lecz najbardziej szkodliwy jest (2b), gdyż łączy się z bardzo silnym pochłanianiem energii. We wszystkich jednak przypadkach bardzo szkodliwie na zespół anten oddziałują nadawanie znaków, polegające przy dużych stacjach na nieznacznym rozstrajaniu anteny. By tego uniknąć, stosuje się odsprężenie. Najprostsza byłaby neutralizacja pojemnościowa, lecz jest ona technicznie niewykonalna. Zamiast tego włączają w Ameryce równolegle do pojemności sprzężenia — indukcyjność, tworząc w ten sposób między obiema antenami układ rezonansu prądów o dużym oporze pozornym. Obwód ten nastroja się na częstotliwość pośrednią między częstotliwościami obu anten. W Europie rozpowszechnione jest odsprężenie zapomocą transformatorów neutralizujących. Można też kombinować obie metody, gdy chce się całkowicie skompensować obie częstotliwości.

Przewody zasilające. Gdy odległość anteny od generatora jest nieznaczna, jako linia zasilająca, może służyć część obwodu antenowego. Zasilanie może być szeregowo lub równoległe. Gdy długość linii zasilającej jest znaczna w stosunku do długości fali, opór obciążający takiej linii musi być równy jej oporowi charakterystycznemu $\frac{L}{c}$, celem uniknięcia fal odbitych. Według Kroger'a i Sindenblad'a włączenie takiej linii między dwa obwody rezonansowe jest najlepszym środkiem dla uniknięcia dwóch częstotliwości rezonansowych.

Praktyka wykazała, że najkorzystniejsze dla linii zasilających są transformatory o znacznej indukcyjności. Między obu uzwojeniami znajduje się uziemiona osłona elektrostatyczna w formie siatki, celem uniknięcia oddziaływania pojemnościowego. Gdy linia przebiega w silnym polu anteny, przeprowadza się nad nią uziemione przewodniki. Silne napięcie i prostolinijne przeprowadzenie linii zasilających, nie jest konieczne.

Odpowiedni opór zastępczy anteny osiąga się różnymi sposobami. Można np. połączyć wtórne uzwojenie transformatora zasilającego z odpowiednim punktem zwojnicy antenowej. Drugi sposób polega na wykonaniu zwojnicy antenowej z dwóch części równoległych, z których w jedną włącza się szeregowo wtórne uzwojenie transformatora. Dla dostrojenia linii oblicza się w pierw wartości, a następnie podstraja, włączając w linię trzy amperomierze, odległe od siebie o ćwierć fali. Linia jest nastrojona, gdy wszystkie trzy amperomierze wskazują tę samą wartość.

Anteny mniejszych typów. Badania wykazały, że zasady ogólne, wypracowane dla anten wielkiej mocy, są prawdziwe również i dla mniejszych anten. W toku są badania nad charakterystyką promieniowania tych anten przy pomocy przyrządów zbudowanych na zasadzie woltmetr-amplifikatora. Podziałka jego jest przecechowana w mikrowoltach na metr. Dotychczasowe badania nad antenami wydłużonymi wielokrotnie nastrojeniami, dają charakterystykę nadawczą eliptyczną o osi większej w kierunku prostopadłym do kierunku anteny.

Wnioski końcowe. Zmniejszenie oporu skutecznego anten wielkiej mocy wywołuje dwa skutki: 1) zmniejszenie szybkości nadawania; 2) zwiększenie ostrości dostrojenia. Pierwsze zagadnienie jest obecnie w toku badań, co zaś do dru-

giego, to dla anten, których współczynnik mocy (pozorny) wynosi 0,0015, nawet drgania anteny wywołane wiatrem, już wywołują znaczny spadek mocy.

(Proc. I. R. E., tom 14, czerwiec 1926).

K. K.

Wiadomości Techniczne.

Najnowsze wyniki badań nad przeszkodami w odbiorze, wywołanymi przez tramwaje.

Inż. F. Eppen, z Państw. Urzędu dla Techniki Telegraf. w Berlinie ogłosił w numerze 4. E. T. Z. z roku bieżącego wyniki, osiągnięte dotychczas w walce z przeszkodami w odbiorze radjofonicznym, spowodowanymi przez tramwaje. Sprawozdanie to jest dalszym ciągiem pracy, ogłoszonej w r. 1924 (ETZ 1924, str. 817) i streszcza dotychczasowe wyniki w sposób następujący:

Przyczyną zakłóceń, spowodowanych przez tramwaje, są drgania elektromagnetyczne, powstające skutkiem iskrzenia pałków. Iskry to wywołuje niepewny styk pałków z przewodem głównie w czasie słabego obciążenia (poniżej 2 do 2,5 amperów), przy silniejszym bowiem prądzie powstaje łuk, który zapobiega wzbudzeniu drgań gasnących. Ponieważ częstotliwości tych drgań są nieokreślone, zależą bowiem od szeregu przypadkowo tworzących się obwodów rezonansowych, więc też przeszkody występują na całym zakresie fal odbiorników.

Przeszkody występują przeważnie tylko wieczorem w chwilach, gdy silnik wozu jest wyłączony, a wóz pobiera tylko prąd dla oświetlenia (0,2 do 0,5 amp.). W dzień z reguły ograniczają się one do przewodów sygnalizacyjnych na liniach jednotorowych, gdzie przewód sygnalizacyjny biegnie równolegle do przewodu roboczego, i tam występują one niezależnie od obciążenia pobieranego przez wóz. Drugą przyczyną zakłóceń dziennych, może być zła izolacja wozu, jak bowiem wykazały pomiary, prądy upływowe wahają się w granicach od kilku mA do 0,2 A.

Zakłócenia tramwajowe posiadają charakter dwojaki:

a) *traski* spowodowane przez odskakiwanie pałków do przewodu;

b) *szmery* wywołane przez chropowatą powierzchnię styku.

Zakłócenia te działają na odległości 300 do 400 m prostopadle do toru tramwajowego. W zimie, gdy ziemia jest silnie zamrożona, zasięg ich zmniejsza się znacznie. Zauważono, że podczas deszczu przeszkody prawie zupełnie znikają, co przypisują zwilżeniu przewodu roboczego.

W kierunku usunięcia zakłóceń tramwajowych poczyniono następujące doświadczenia tak w Berlinie, jak i w szeregu innych miast:

1) Przewód napowietrzny, jak i powierzchnia szyn powinny się znajdować w jak najlepszym stanie. W niektórych wypadkach sama wymiana przewodu roboczego i nawierzchni zupełnie usuwała zakłócenia.

2) Pałki zbiorcze jest o wiele korzystniejszy od rolki, powinien on jednak posiadać szeroką powierzchnię styku, około 50 mm. Lepsze od rolek są klocki kontaktowe, jak to wykazały próby w Lozannie.

3) Ważny jest wybór materiału stykowego. Najlepszym okazała się węgiel, chociaż zarzucają mu szybkie zużycie i zanieczyszczanie pyłem przedniej platformy przyczepki. Prak-

tyka wykazała jednak, że kontakty węglowe wytrzymują do 60000 km, więc zużycie nie jest tak znaczne, aby mogło zanieczyszczać wóz. Węgiel posiada jeszcze te zalety, że nie niszczy przewodu roboczego, a więc i mechanicznie wpływa na zmniejszenie przeszkód.

Drugim po węglu najkorzystniejszym materiałem jest teoretycznie cynk, chociaż praktycznych doświadczeń z nim nie poczyniono. Unikać należy glinu i mosiądzu.

Uwagi te odnoszą się do wypadku, gdy przewód roboczy jest dodatni, a szyna ujemna. W przeciwnym razie zmiana materiału nic nie pomaga i zakłócenia są bardzo silne.

4) Należy przestrzegać starannej izolacji wozu, celem uniknięcia prądów upływowych. Prądy takie rzędu kilku mA wywołują bowiem już silne zakłócenia.

5) Pałki powinny być szczelnie przylegać do przewodu, a więc zwiększenie nacisku sprężyny również wpływa dodatnio na zmniejszenie zakłóceń.

6) Włączenie kondensatorów między pałki a masę nie dało praktycznie dodatnich wyników.

Zbadano również zakłócenia, których przyczyną są silniki tramwajowe. Przekonano się, że zakłócenia te nie są poważne, o ile zastosowano wszystkie środki dla usunięcia iskrzenia kolektorów. Iskry kolektorów objawia się w postaci szmerów i trasków. Wycie wywołane czasami przez silniki, pochodzi od niewłaściwego rozmieszczenia żłobków twornika i może być usunięte bez zmian konstrukcyjnych w silniku. (E. T. Z. 1927, Nr. 4, str. 97).

K. K.

Informacje.

Stacja radjofoniczna w Krakowie. Jak donoszą dzienniki, w marcu otwarta została w Krakowie stacja radjofoniczna, pracująca na fali 422 m. Aparatura pochodzi z prowizorycznej stacji warszawskiej opisanej w „Przeł. Radj.” Nr. 9/10 1926 r.

Radjotelefony na statkach przybrzeżnych. Wszystkie przybrzeżne statki w Zatoce Perskiej, należące do Trustu Portowego Busrah, zaopatrzone zostały w roku zeszłym w 110-watowe stacje radjotelefoniczne. Stacje te dają zasięg telefoniczny od 60 do 150 km., telegraficzny od 180 do 360 km. (nad morzem). Stacje posiadają wywoływanie dzwonek.

Radjotelegrafia w Boliwii. Eksploatację radjokomunikacji i telegrafu w Boliwii wydzierżawiło na przeciąg 25 lat Tow. Marconi'ego.

Stacja radjofoniczna w Peru. W Limie, stolicy Peru, czynna jest stacja radjofoniczna (OAX) od połowy roku 1925. Jest to stacja Marconi'ego typu A, analogiczna do stacji radjofonicznej w Krakowie, o mocy ok. 1 kw. w antenie. Wysokość masztów wynosi 21 metrów. Pomimo małej mocy i niskich masztów, oraz górzystego terenu, zasięg jest nadspodziewanie duży, stacja ta bowiem podczas międzynarodowego Tygodnia Radjofonicznego z początku 1926 r., była słyszana w Kanadzie, Stanach Zjednoczonych, Argentynie, Kubie i Meksyku, co zapewne należy przypisać szczególnym warunkom terenowym.