

MINISTERSTWO ŁĄCZNOŚCI

PRACE  
INSTYTUTU ŁĄCZNOŚCI

ROK VII

ZESZYT 1(18)

W A R S Z A W A 1 9 6 0

I N S T Y T U T Ł Ą C Z N O Ś C I

## SPIS TRESCI

1. <i>Władysław Cetner</i> — Wprowadzenie do badań widikonu . . . . .	3
2. <i>Paweł Szulkin</i> — Promieniowanie dipola umieszczonego nad wzniesieniem półkulistym . . . . .	53
3. <i>Zofia Życińska</i> — Omówienie ważniejszych międzynarodowych przeglądów bibliograficznych z dziedziny telekomunikacji oraz sposoby korzystania z nich . . . . .	73

## СОДЕРЖАНИЕ

1. <i>В. Цетнер</i> — Введение в исследования видикона . . . . .	49
2. <i>П. Шулькин</i> — Излучение вибратора помещённого над полусферической возвышенностью . . . . .	71
3. <i>С. Жицинска</i> — Обсуждение важнейших международных библиографических обзоров из области электросвязи, а также способы пользования ними . . . . .	105

## CONTENTS

1. <i>W. Cetner</i> — Introduction to the testing of vidicon tubes . . . . .	50
2. <i>P. Szulkin</i> — Radiation of a doublet over a hemispheric surface . . . . .	71
3. <i>Z. Życińska</i> — Important international bibliographical reviews on telecommunications and their utilization . . . . .	105

## SOMMAIRE

1. <i>W. Cetner</i> — Introduction aux essais des tubes vidicon . . . . .	50
2. <i>P. Szulkin</i> — Radiation d'un doublet placé sur une hémisphère . . . . .	71
3. <i>Z. Życińska</i> — Importantes revues internationales bibliographiques du domaine des télécommunications et leur utilisation . . . . .	106

## INHALTSVERZEICHNIS

1. <i>W. Cetner</i> — Einführung in die Prüfung von Vidicon-Röhren . . . . .	51
2. <i>P. Szulkin</i> — Die Strahlung eines über einer Halbkugel befindlichen Dipols . . . . .	71
3. <i>Z. Życińska</i> — Wichtigste internationale bibliographische Berichte aus dem Gebiete des Nachrichtenwesens und ihre benutzung . . . . .	106

MINISTERSTWO ŁĄCZNOŚCI

PRACE  
INSTYTUTU ŁĄCZNOŚCI

ROK VII

ZESZYT 1(18)

W A R S Z A W A 1 9 6 0

I N S T Y T U T Ł Ą C Z N O Ś C I

Komitet Redakcyjny

Redaktor naczelny — *prof. mgr inż. Józef Wójcikiewicz*

Redaktorzy działów:

*inż. Aleksy Brodowski, doc. mgr inż. Sylwester Jarkowski,  
doc. mgr inż. Lesław Kędzierski*

Sekretarz Redakcji — *Edward Tomkiel*

Adres Redakcji

Instytut Łączności, Warszawa-Miedzeszyn, ul. Szachowa 1

WSZELKIE PRAWA ZASTRZEŻONE

---

Instytut Łączności. Warszawa 1960 r. Wydanie I. Nakład 520 egz. Ark. wyd. 8,5.  
Ark. druk. 8,977/A. Format B5. Papier druk. sat. kl. V, 70 g, 70×100/16. Rękopis  
oddano do składania 10.X.60 r. Podpisano do druku 15.II.1961 r. Druk ukończono  
w lutym 1961 r. Cena zł 40.—

---

Drukarnia im. Rewolucji Październikowej. Warszawa, Zam. 1975/60 S-76

WŁADYSŁAW CETNER

621.385.832:621.397.611.2

## WPROWADZENIE DO BADAŃ WIDIKONU

Rękopis dostarczono do IŁ 30.4.1960 r.

Artykuł wyjaśnia procesy fizyczne zachodzące w lampie analizującej typu widikon. Podany jest krótki zarys teorii fotoprzewodności w ujęciu potrzebnym do zrozumienia procesów zachodzących w warstwach fotoczułych w widikonach. Rozpatrzone są warunki, jakim powinny odpowiadać warstwy fotoprzewodzące w widikonach oraz przegląd własności praktycznie stosowanych warstw.

Podana jest krótka analiza zjawiska opóźnień generowania sygnałów w widikonie. Wyjaśnienie przyczyny powstawania składowej fotoprzewodnościowej tych opóźnień oparte jest na podanej teorii fotoprzewodności. Została przeanalizowana składowa komutacyjna tych opóźnień, spowodowana procesem akumulacji i neutralizacji ładunków na fotokatodzie widikonu przez analizującą wiązkę elektronową. Poddano ocenie wzajemny stosunek tych składowych opóźnień oraz omówiono stosowane środki zaradcze dla zmniejszenia opóźnień.

Całość artykułu pomyślana jest jako wprowadzenie do badań widikonu, głównie dla potrzeb eksploatacji i powinna być pomocną w wysiłkach o lepszą jakość nadawanego obrazu telewizyjnego.

### WSTĘP

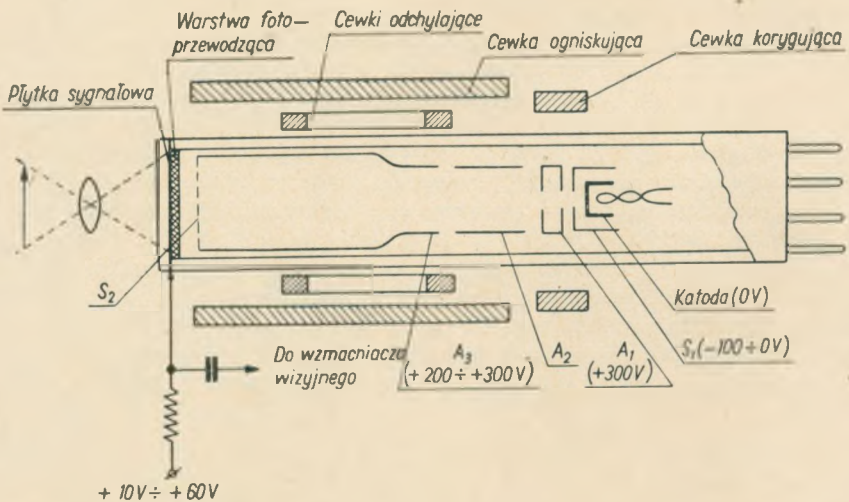
Widikon (niemiecka nazwa — resistron, angielska — stacion) jest telewizyjną lampą analizującą wykorzystującą, w odróżnieniu od innych lamp analizujących, wewnętrzne zjawisko fotoelektryczne. Widikon oznacza się całym szeregiem zalet, które spowodowały coraz bardziej wzrastające stosowanie go zarówno w tzw. telewizji przemysłowej, jak i w telewizji powszechnego użytku (programowej). W telewizji kolorowej widikony znalazły zastosowanie zarówno w kamerach jak i urządzeniach do przekazywania filmów. Opracowywany jest również widikon trójkolorowy, pozwalający na analizę obrazu w trzech podstawowych kolorach za pomocą jednej lampy.

Próby wykorzystania zjawiska fotoprzewodności do przetwarzania optycznego obrazu na sygnały elektryczne dokonywane były już w początko-



wych pracach z dziedziny telewizji, jeszcze w końcu ub. wieku. Poważniejsze prace nad lampami analizującymi opartymi na warstwach foto-przewodzących prowadzone były w latach 1921—1938 w USA, Anglii, ZSRR i najbardziej intensywnie w Niemczech. Wszystkie te wysiłki nie dały jednak wyników w postaci dobrze pracującej lampy analizującej, głównie z powodu trudności związanych z otrzymaniem warstw fotoprzewodzących dostatecznie czułych i jednocześnie o dużej oporności „na ciemno”. Dokonywane wówczas wybieranie elektrody akumulującej wiązką o szybkich elektrodach komplikowało również mechanizm działania widikonu, głównie z powodu występowania dużej emisji wtórnej.

Dopiero w r. 1950, w oparciu o badania materiałów czułych na podczerwień (prowadzone intensywnie w czasie ostatniej wojny) opracowano w laboratoriach RCA pierwszy widikon mogący konkurować z dotychczasowymi telewizyjnymi lampami analizującymi.



Rys. 1. Układ widikonu

Konstrukcję i układ elektrod typowego widikonu ilustruje rys. 1. Bezpośrednio na szkle przedniej ścianki widikonu napyłona jest (od wewnątrz) bardzo cienka warstwa przewodząca, praktycznie przezroczysta w zakresie widma widzialnego. Warstwa ta wykonywana jest zwykle z tlenku cynku ( $ZnO$ ) lub tlenku indy ( $In_2O_3$ ), rzadziej natomiast z czystych metali i stanowi tzw. płytkę sygnałową, z której odprowadza się sygnały wizyjne. Na płytkę sygnałową napyłona jest z kolei warstwa fotoprzewodnika. Grubość tej warstwy wynosi, zależnie od rodzaju półprzewodnika oraz przeznaczenia widikonu, od  $0,5 \mu$  do  $5 \mu$ , a dla warstw gąbczastych do 20 mikronów. Ważniejsze z materiałów stosowanych na

warstwy fotoprzewodzące to trójsiarczek antymonu, bezpostaciowy selen i tlenek ołowiu.

Wymiary typowego widikonu wynoszą 1" średnicy i około 6" długości. Maksymalne wymiary obrazu na warstwie fotoczułej wynoszą w tym przypadku 1,25 cm  $\times$  0,94 cm. Został również opracowany miniaturowy widikon o średnicy  $\frac{1}{2}$  cala, w którym wymiary obrazu są 0,6 cm  $\times$  0,45 cm.

Konstrukcja wyrzutni jest dość prosta, ilustruje ją w sposób dostateczny rys. 1. Anodę  $A_3$  zamyka od strony tarczy akumulującej delikatna siatka (o około 500 oczkach na 1 cal liniowy), mająca za zadanie korekcję kształtu pola elektrycznego w pobliżu elektrody akumulującej w celu umożliwienia prostopadłego ładowania na niej elektronów wiązki wybierającej.

Dynamiczną korekcję ogniskowania na brzegach obrazu, nieco pogarszającego się przy maksymalnym odchyleniu wiązki, uzyskuje się przez dostarczenie dodatkowego napięcia do anody  $A_2$ , zmieniającego się w zależności od wielkości odchylenia wiązki od osi. Ta dynamiczna korekcja nie zawsze jest stosowana i w niektórych typach widikonów anody  $A_2$  i  $A_3$  stanowią jedną całość.

Wybieranie elektrody akumulującej dokonuje się wiązką, o tzw. wolnych elektronach, tzn. między anodą (siatką)  $A_3$  a elektrodą sygnałową jest wytworzone pole silnie hamujące prędkość elektronów.

Generacja sygnałów wizyjnych w widikonie ujęta w sposób ogólny (mechanizm ładowania elektronów, ładowania i rozładowywania elementów elektrody sygnałowej będzie później rozpatrzony bardziej szczegółowo) przebiega w sposób następujący.

Płytkę sygnałową otrzymuje dodatni potencjał o wielkości 10 do 60 V w stosunku do katody wyrzutni (w niektórych ostatnich typach widikonów do 90 V), zależnie od warunków pracy i własności warstwy fotoczułej. Wiązka elektronowa przy zaciemnionej warstwie fotoprzewodzącej ustala potencjał analizowanej powierzchni wybieranej na wartości bliskiej potencjałowi katody wyrzutni (tj. na potencjale około +1 do +2 V). Wskutek dodatniego (kilkadziesiąt woltów) potencjału na płytce sygnałowej ustala się dość duże, wskutek cienkości warstwy, natężenie pola elektrycznego na wskroś warstwy fotoprzewodnika. Przy dostatecznie dużej jednak oporności właściwej fotoprzewodnika w ciemności, w praktyce  $10^{11}$  do  $10^{12}$   $\Omega$ cm powstający w półprzewodniku prąd „ciemny” jest stosunkowo niewielki i różnica potencjałów między zewnętrzną (od strony wyrzutni) powierzchnią fotoprzewodnika a płytką sygnałową praktycznie nie będzie się zmieniać w okresie wybierania obrazu. Prąd ciemny szybko wzrasta, jeśli potencjał płytki sygnałowej przekroczy pewną wartość krytyczną dla danej warstwy.

Przy naświetleniu warstwy fotoczułej powstaną na niej miejsca o mniejszej lub większej przewodności skrośnej, zależnie od jaśniejszych i ciemniejszych miejsc w przekazywanym obrazie. Prądy fotoelektryczne przepływające na wskroś warstwy powodują powstanie w elementarnych pojemnościach elektrody akumulującej odpowiednich ładunków, a więc i potencjałów na powierzchni fotoopornika, na ogół wyższych od stanu „na ciemno”. W najjaśniejszych miejscach potencjały te będą najbardziej zbliżone do potencjału płytki sygnałowej. Cienka warstwa fotoprzewodnika stanowi bowiem jakby zbiór elementarnych kondensatorów, w których akumuluje się energia elektryczna w ciągu całego czasu naświetlania elementu, a więc w ciągu wybierania całego obrazu (tj. np. w ciągu  $1/25$  sek). Cienkość warstwy warunkuje nierozpływanie się utworzonego obrazu ładunkowego wzdłuż (po powierzchni) elektrody akumulującej w ciągu  $1/25$  sek, gdyż oporność poprzeczna jest wówczas duża w stosunku do oporności na wskroś warstwy.

W momencie wybierania danego elementu przez wiązkę elektronową oddaje ona część swoich elektronów elementowi (kompensując ładunek dodatni zakumulowany w elementarnej pojemności) sprowadzając jego potencjał do wartości równowagi stabilnej, bliskiej potencjałowi katody wyrzutni. Druga część elektronów, tj. elektrony zawrócone w polu hamującym, odbite sprężystości od powierzchni fotoprzewodnika i powstałe wskutek emisji wtórnej, powrócą do anody  $A_3$ . W momencie gdy wiązka doprowadza elektrony do elektrody akumulującej, równa liczba elektronów spływa z płytki sygnałowej przez opór obciążenia  $R$  do katody wyrzutni. Na oporze  $R$  powstają więc napięciowe sygnały wizyjne, generowane w miarę przesuwania się wiązki elektronowej po tarczy, proporcjonalne do ładunków utworzonych na poszczególnych elementach.

Ogniskowanie i odchylenie wiązki elektronowej odbywa się podobnie jak w ortikonie obrazowym.

Z wymiarów lampy i z opisanej wyżej stosunkowej prostoty układu elektrod wynika jedna z głównych zalet widikonu (w porównaniu z innymi lampami analizującymi), mianowicie bardzo małe jego wymiary i stąd mały ciężar kamery widikonowej. Małe wymiary obrazu na powierzchni fotoczułej widikonu pozwalają na stosowanie do kamer widikonowych lekkich obiektywów krótkoogniskowych. Obiektywy takie, nawet przy dużych jasnościach charakteryzują się stosunkowo dużą głębią ostrości. Ciężar ich jest niewielki, a pozostałe układy w kamerze, poza samym widikonem i jego cewkami ogniskującymi i odchylającymi, zawierają zwykle tylko 2 lampy. Zastosowanie tranzystorów i  $1/2''$  widikonu pozwala na sprowadzenie wymiarów i ciężaru takiej kamery do wielkości umożliwiającej użytkowanie jej przy transmitowaniu obrazów



z najbardziej niedostępnych miejsc oraz na łatwe przenoszenie i operowanie kamerą.

Z innych, również bardzo istotnych, zalet widikonu należy wymienić:

a. Brak fałszywych sygnałów generowanych w lampie przy właściwych warunkach pracy.

b. Duża stabilność pracy, tj. nie reagowanie na jaskrawe błyski w transmitowanej scenie, brak efektu utrwalania się dłużej stojącego obrazu, mały wpływ na zmiany temperatury itp. Brak tej stabilności jest bardzo dokuczliwy przy pracy z innymi lampami analizującymi.

c. Duży stosunek sygnału użytecznego do szumu. Pozwala to przy większym poziomie średniego oświetlenia na pełną korekcję zniekształceń aperturowych. Wykorzystano to przy przekazywaniu filmów za pomocą urządzeń widikonowych.

d. Duże własności akumulujące.

e. Duża trwałość lampy.

Czułość lampy jest dość duża, jednak ustępująca ortikonowi obrazowemu.

Mimo tak wielu zalet widikonu posiada on poważną wadę, mianowicie sygnały generowane w widikonie ulegają opóźnieniom przy szybkich zmianach oświetlenia. Wyraża się to zacieraniem się w transmitowanych obrazach ostrych konturów i utratą drobnych szczegółów szybko poruszających się obiektów przekazywanej sceny. Przyczyna opóźnień leży w relaksacyjności wewnętrznego zjawiska fotoelektrycznego oraz w mechanizmie komutowania sygnału przez wiązkę elektronową. Zagadnieniu temu poświęcone będzie w niniejszym referacie sporo uwagi, gdyż bezwładność w reagowaniu widikonu na szybkie zmiany oświetlenia poważnie utrudnia zastosowanie kamer widikonowych w reportażu i transmisjach studyjnych w telewizji programowej oraz przekazywanie obrazów obiektów szybko poruszających się w telewizji przemysłowej, tj. w dziedzinach, gdzie widikon ze względu na wymienione wyżej zalety powinien odegrać największą rolę.

Referat niniejszy ma na celu ułatwienie badań widikonów dla celów eksploatacyjnych, umożliwienie stawiania wymagań technicznych na widikony rozpoczynającej się w kraju produkcji oraz ułatwienie orientowania się w licznych dotychczasowych i nowo wprowadzanych typach widikonów. Dlatego zawiera on szersze przeanalizowanie zjawisk fizycznych zachodzących w widikonie oraz zapoznanie się z własnościami stosowanych w nich warstw fotoprzewodzących.

Dla należytego zrozumienia zjawisk zachodzących w fotoprzewodnikach wydawało się autorowi za potrzebne przedstawienie, w skróconej bardzo formie, tzw. fenomenologicznej teorii fotoprzewodności. Teoria

ta stanowi właściwie hipotezę roboczą, opracowaną w dużej mierze pod kątem widzenia zastosowania do warstw fotoprzewodzących w widokach. Za głównego twórcę tej teorii uważany jest badacz amerykański A. Rose. Teoria fenomenologiczna fotoprzewodności dobrze wyjaśnia szereg zjawisk zachodzących w warstwach fotoprzewodzących, ze zjawiskiem relaksacyjnego narastania i zaniku fotoprądu łącznie.

## 1. PODSTAWOWE WIADOMOŚCI Z FENOMENOLOGICZNEGO UJĘCIA TEORII FOTOPRZEWODNOŚCI

Złożoność procesów wewnętrznego zjawiska fotoelektrycznego, szereg odstępstw od oczekiwanych teoretycznie własności, różnice mierzonych parametrów dochodzące do kilku rzędów wielkości (zależne od nieuchwytnych często domieszek lub zmian w procesach technologicznych) nie pozwoliły na teoretyczne ujęcie zjawiska fotoprzewodności, które dawałoby ścisłe ilościowe wyniki w praktycznych obliczeniach warstw fotoprzewodzących.

Pasmowy model ciała stałego, oparty na mechanice kwantowej, pozwala jednak na wyjaśnienie jakościowe szeregu procesów zachodzących w fotoprzewodności. W ostatnich latach model ten, w miarę wzrastania liczby obserwacji nad zachowaniem się materiałów fotoprzewodzących, wciąż jest udoskonalany, przy jednoczesnym jego komplikowaniu, szczególnie w zakresie mechanizmu rekombinacji.

Jak wiadomo, model atomu Bohra odnoszący się do izolowanego, swobodnego atomu składał się z jądra otoczonego określonymi, cienkimi energetycznie powłokami, na których mogły się poruszać elektrony. Te dozwolone powłoki oddzielone były stosunkowo szerokimi strefami zabronionymi, na których nie wolno było przebywać elektronom.

Przy przejściu od oddzielnego atomu do kryształu, czyli zbioru atomów (względnie molekuł), elektrony podlegają już oddziaływaniu nie pojedynczego jądra, a zbiorowisku atomów danej próbki. Wynikiem tego jest rozszerzanie się cienkich energetycznie powłok oddzielnego atomu w szerokie pasma dozwolone, będące zbiorem poziomów energetycznych. Pasma te mogą, w miarę zacieśniania się atomów w materiale, zbliżać się lub nawet zachodzić na siebie, zmniejszając szerokość pasma zabronionego nawet do zera (jak np. w metalach).

Z pasm energetycznych występujących w izolatorach i półprzewodnikach wchodzi w grę (z punktu widzenia fotoprzewodności) trzy energetycznie najwyższe, tj. pasmo walencyjne i pasmo przewodnictwa oddzielone od siebie pasmem zabronionym. W stanie niewzbudzonym ani cieplnie, ani optycznie wszystkie poziomy energetyczne w pasmie walencyjnym są zapełnione elektronami, a pasmo przewodnictwa ma wszystkie

swoje poziomy energetycznie puste. Dla temperatur (bezwzględnych)  $T > 0$  odnosić się to może tylko do izolatorów fotoprzewodzących przy braku oświetlenia.

Pojęcie pasma zabronionego, całkowicie wolnego od elektronów (i dziur) odnosi się tylko do wyjątkowego przypadku kryształu idealnie czystego, z siatką całkowicie uporządkowaną. Normalnie jednak, w rozważaniach fotoprzewodności przyjmujemy istnienie w strefie zabronionej całego szeregu zlokalizowanych poziomów energetycznych, które nazywać będziemy ogólnie stanami zlokalizowanymi (są to donory, akceptory, pułapki, centra  $F$  itp. wymieniane w literaturze o półprzewodnikach). Stany te nie mogą oddziaływać bezpośrednio na siebie i, w przeciwstawieniu do pojęcia pasma, są wąskie energetycznie. Mogą na nich przebywać elektrony i dziury, nie biorąc jednak bezpośredniego udziału w przewodnictwie. Stany zlokalizowane powstają na skutek zanieczyszczeń i celowych domieszek oraz na skutek odkształceń siatki kryształu względnie odstępstwa od prawidłowej stoichiometrii (tj. istnienia nadmiaru jednego z chemicznych składników kryształu).

Stany (poziomy energetyczne) istniejące w pasmie przewodnictwa i pasmie walencyjnym nie mają charakteru zlokalizowanego, tzn. elektrony (lub dziury) mogą tu wędrować, np. pod wpływem pola zewnętrznego, z jednego poziomu na drugi.

Elektrony (i dziury) rozkładają się na tych poziomach (energetycznych) w pasmie przewodnictwa, walencyjnym i zabronionym, zgodnie ze statystyką Fermi-Diraca. Prawdopodobieństwo zapełnienia stanów energetycznych określa się funkcją:

$$f = \frac{1}{e^{\frac{(E - E_f)}{kT}} + 1}$$

gdzie:

$E_f$  — tzw. granica lub poziom Fermi,

$k$  — stała Boltzmanna

Rozkład ten ilustruje rys. 2.

Półprzewodniki i izolatory posiadają pewną przewodność elektryczną również przy braku wzbudzenia optycznego, na skutek wzbudzenia cieplnego, tzn. że istnieje pewien przerzut elektronów do pasma przewodnictwa w wyniku oddziaływania na elektrony (przenoszenia energii) drgań cieplnych siatki krystalicznej. Tę przewodność zwać będziemy przewodnością „ciemną”.

Fotoprzewodnością będziemy nazywali wzrost przewodności na skutek oświetlenia próbek. Kwanty energii świetlnej  $h\nu$  powodują tutaj dodatkowe przerzuty elektronów bezpośrednio z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa lub pośrednio poprzez stopy zlokalizowane.



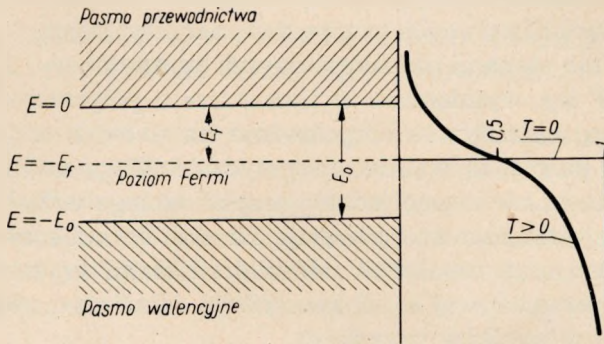
Dla bezpośredniego wzbudzenia musi być spełniony warunek kwantowy  $h\nu \geq E_0$ ,

gdzie:

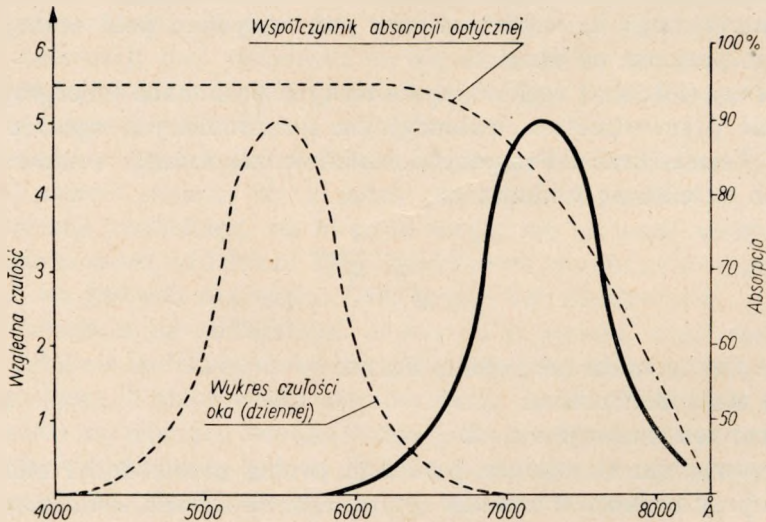
$h$  — stała Plancka,

$\nu$  — częstotliwość promieniowania świetlnego,

$E_0$  — szerokość energetyczna pasma zabronionego.



Rys. 2. Przykładowe wypełnienie stanów energetycznych wg rozkładu Fermi-Diraca



Rys. 3. Czułość spektralna warstwy  $Sb_2S_3$

W praktyce pojęcie fotoprzewodności rozszerza się na zakres częstotliwości od bliskiej podczerwieni do bliskiego ultrafioletu, mniej więcej od  $3,75 \cdot 10^{14}$  Hz do  $10^{15}$  Hz, tj. od 3000 Å do 8000 Å. Odpowiada to energiom fotonu  $1,55 \div 4,16$  eV, dość dużym w porównaniu z odstępem energetycznym pasma zabronionego  $E_0$ , jaki występuje w większości spotykanych w praktyce fotoprzewodników.



Zjawisko fotoprzewodności ma charakter selektywny, tzn. istnieje dolna i górna granica częstotliwości, poniżej i powyżej której energia świetlna przestaje być aktywną dla danego fotoprzewodnika. To ograniczenie częstotliwościowe wynika z jednej strony z warunku kwantowego, z drugiej zaś strony z absorpcji optycznej fal świetlnych przez warstwę półprzewodnika. Dolna granica leży w podczerwieni i zwie się granicą czerwoną. Efekt selektywności ilustruje rys. 3 [8]. Przedstawia on krzywą czułości względnej dla stosowanej często w widikonach warstwy fotoprzewodzącej  $Sb_2S_3$  (trójsiarczek antymonu). Przy cieńszych warstwach krzywa ta bardziej się rozpląszcza i górna granica przesuwana się bardziej w lewo. Dla porównania wrysowana jest również krzywa czułości oka (przy adaptacji na widno).

Spektralna czułość fotoprzewodnika jest zależna od rodzaju materiału, technologii przygotowania i grubości warstwy.

Wychodząc ze znanej zależności dla przewodności elektrycznej półprzewodników, przy uwzględnieniu wzbudzenia zarówno elektronów, jak i dziur:

$$\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p),$$

gdzie:

$e$  — ładunek elektronu,

$n$  — liczba swobodnych elektronów w  $1 \text{ cm}^3$ , tj. koncentracja elektronów w pasmie przewodnictwa,

$p$  — liczba swobodnych dziur w  $1 \text{ cm}^3$ , tj. koncentracja dziur w pasmie walencyjnym,

$\mu_n$  — ruchliwość elektronów w  $\text{cm}^2/\text{Vsek}$ , tj. średnia statystyczna prędkości przemieszczania się swobodnego nośnika prądu w kierunku pola elektrycznego o natężeniu  $1 \text{ V/cm}$ ,

$\mu_p$  — to samo dla dziur,

przyjmując za  $n$  i  $p$  koncentrację swobodnych elektronów lub dziur bez oświetlenia, tenże wzór określi nam przewodność bez oświetlenia próbki, tzw. „na ciemno” ( $\sigma_c$ ).

Fotoprzewodność, tj. wzrost przewodności na skutek oświetlenia określimy zależnością:

$$\Delta\sigma = e(\Delta n \mu_n + \Delta p \mu_p)$$

gdzie:  $\Delta n$ ,  $\Delta p$  — wzrost koncentracji swobodnych elektronów i swobodnych dziur na skutek oświetlenia, pierwszych — w pasmie przewodnictwa, drugich — w pasmie walencyjnym.

Dla warstw fotoprzewodzących w widikonach powinien być spełniony warunek:  $\Delta\sigma > \sigma_c$  w zakresie normalnych warunków pracy, tzn. materiał fotoprzewodzący powinien być w tym przypadku raczej izolatorem „na ciemno”.

Istnienie swobodnych nośników prądu kończy się zwykle ich rekombinacją, tj. połączeniem się swobodnego, wzbudzonego elektronu ze swobodną dziurą w pasmie walencyjnym lub na głęboko położonym (w stosunku do dołu pasma przewodnictwa lub góry pasma walencyjnego) stanie zlokalizowanym. Rekombinacja jest połączona z wydzieleniem energii.

Czas trwania elektronu (lub dziury) w stanie swobodnym, tj. czas przebywania elektronu w pasmie przewodnictwa (dziury w pasmie walencyjnym), zwie się czasem życia swobodnych nośników (oznaczenie  $\tau$ ). Czas życia swobodnego elektronu odnosi się tylko do okresu przebywania wzbudzonego elektronu w pasmie przewodnictwa. Czas życia swobodnej dziury odnosi się tylko do okresu przebywania w pasmie walencyjnym. Czas przebywania elektronu (lub dziury) w zlokalizowanych stanach energetycznych, leżących wewnątrz pasma zabronionego, nie wlicza się do czasu życia swobodnych nośników. Czas życia swobodnych nośników, tj. średnia statystyczna z czasów życia danych nośników w określonym materiale, jest podstawowym parametrem fotoprzewodnika. Stanowi on, jak zobaczymy niżej, o wielkości prądu fotoelektrycznego.

Wyprowadzimy obecnie podstawową zależność dla fotoprądu. Przyjmijmy, że próbka fotoprzewodnika z przyłożonymi doń elektrodami o napięciu  $V$  i odległości pomiędzy elektrodami (poprzez fotoprzewodnik)  $l$ , jest oświetlona równomiernie.

Zgodnie z definicją ruchliwości średnia prędkość przesuwu (ang. drift) nośników od elektrody do elektrody przy natężeniu pola  $K = \frac{V}{l}$  będzie:

$$v_d = \mu K$$

Średni czas tego unoszenia:

$$T_d = \frac{l}{v_d} = \frac{l}{\mu K} = \frac{l^2}{\mu V}$$

Jeśli przyjmiemy, że w  $1 \text{ cm}^3$  fotoprzewodnika generuje się w ciągu 1 sek (wskutek padającego światła)  $f$  par elektron-dziura, to w całej próbce liczba wzbudzeń będzie:

$$F = f l A$$

gdzie  $A$  — przekrój kontaktu elektrody z próbką.

Wzrost koncentracji swobodnych nośników:

$$\Delta n = f \tau$$

gdzie  $\tau$  — czas życia swobodnych nośników.

Wzrost liczby nośników w całej próbce:

$$\Delta N = F \cdot \tau$$

Przyjmując znaczną przewagę fotoprzewodności jednego znaku, możemy obecnie wyrazić fotoprzewodność zależnością:

$$\Delta \sigma = \Delta n e \mu$$

$$\text{Fotoprzewodność próbki} = \Delta\sigma \frac{A}{l}$$

Fotoprąd

$$I = V \Delta\sigma \frac{A}{l} = V \Delta n e \mu \frac{A}{l} = V f \tau e \mu \frac{A}{l} = e F \tau \frac{\mu V}{l^2}$$

ale

$$\frac{\mu V}{l^2} = \frac{1}{T_d}$$

stąd

$$I = e F \frac{\tau}{T_d} \quad (1)$$

Stosunek czasu życia swobodnych nośników do czasu ich tranzytu przez próbkę jest określany jako wydajność fotoprzewodnikowa

$$G = \frac{\tau}{T_d} \quad (2)$$

a więc:

$$I = e F G$$

$G$  — jest tu miarą liczby ładunków elektronowych przepływających przez fotoprzewodnik na 1 absorbowany foton.  $G$  może być większe lub mniejsze od 1.

Czasem życia będzie tu poprzednio omówiony czas istnienia swobodnego nośnika lub też czas od chwili generacji elektronu (lub dziury) do chwili osiągnięcia styku z elektrodą bez zastąpienia go przez takiż nośnik z drugiej elektrody.

Zależność (1) wskazuje, że prąd z próbki fotoprzewodnika jest równy szybkości generacji swobodnych nośników pomnożonej przez średni statystycznie czas życia tych nośników i podzielonej przez czas ich przejścia pomiędzy elektrodami próbki.

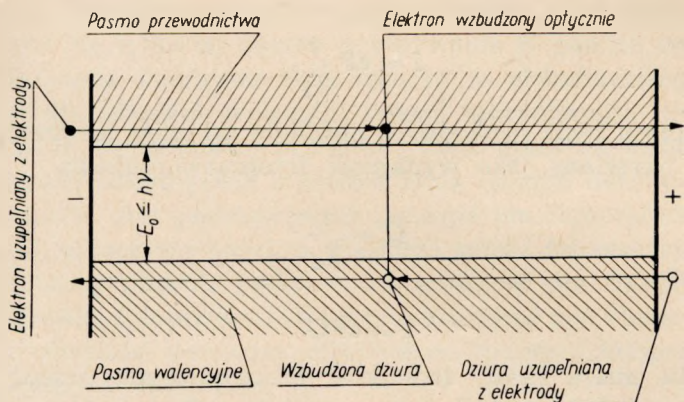
Czas życia swobodnych elektronów może nie być równy czasowi życia swobodnej dziury. Wówczas, dla określenia efektu fotoprzewodności przyjmuje się dłuższy z czasów życia.

Obserwowany czas narastania fotoprądu przy nagłym włączeniu światła o wartości ustalonej i czas zaniku fotoprądu po nagłym wyłączeniu światła są znacznie większe od czasu życia swobodnych nośników. Różnica ta może dochodzić do kilku rzędów wielkości. Na przykład dla warstwy  $\text{Sb}_2\text{S}_3$  fotoprąd zanika do 10% wartości początkowej w ciągu około 1/10 sek, do zera zaś w ciągu kilku sekund, a czas życia swobodnych nośników, obliczony z zależności (1) dla tego fotoprzewodnika jest rzędu  $10^{-8}$  sek.



Relaksacyjność\*) wewnętrznego zjawiska fotoelektrycznego określa się zwykle przez tzw. obserwowaną stałą czasu, tj. czas zaniku ustalonego fotoprądu do połowy wartości początkowej (rzadziej do  $1/e$ ).

Opóźnienia w narastaniu i zaniku ustalonego fotoprądu, inna od teoretycznie oczekiwanej (przy bezpośredniej rekombinacji) zależność fotoprądu od natężenia padającego światła, często obserwowane znacznie mniejsze czułości fotoprzewodnika niż wykazałoby to z zależności (1) itp. wymagają bardziej skomplikowanego modelu rekombinacji dla wyjaśnienia tych zjawisk.



Rys. 4. Bezpośrednia rekombinacja [2]

Rysunek 4 przedstawia bezpośrednią (tzw. bimolekularną) rekombinację, tj. powrót wzbudzonego elektronu z pasma przewodnictwa do pasma walencyjnego i połączenie się tu ze swobodną dziurą.

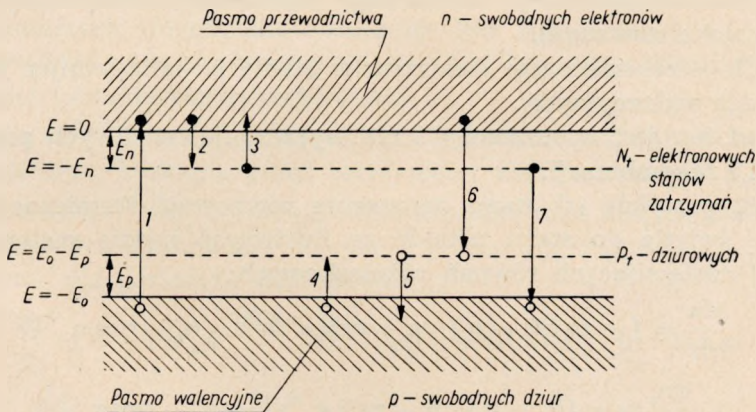
Prawdopodobieństwo występowania w fotoprzewodniku rekombinacji bezpośredniej jest bardzo małe. Odgrywa ono rolę w stosunkowo rzadkim przypadku bardzo dużych koncentracji swobodnych nośników obydwóch znaków, tj. przy bardzo dużych natężeniach światła padającego na fotoprzewodnik.

Normalnie występująca rekombinacja to rekombinacja za pośrednictwem zlokalizowanych stanów energetycznych, występujących w pasmie zabronionym i odgrywających w fotoprzewodniku rolę tzw. stanów zatrzymań (pułapek), przechwytyjących i przetrzymujących swobodne nośniki lub też rolę tzw. stanów podstawowych, w których swobodne nośniki rekombinują. Mechanizm tej pośredniej rekombinacji jest bardzo złożony, skomplikowany matematycznie i dotychczas niedostatecznie jeszcze wyjaśniony.

\*) Zjawisko jest relaksacyjne, gdy nagle (skokowa) zmiana warunków, w jakich znajduje się dany układ, powoduje stopniowe przejście układu do innego stanu odpowiadającego nowym warunkom.



Stany zlokalizowane są rozłożone na różnych poziomach energetycznych w pasmie zabronionym i zależnie od ich rozkładu ilościowego odpowiednio do energii zmieniają się własności fotoprzewodnika. Stany te nazywane są często stanami związanymi, gdyż elektrony i dziury, jak już mówiliśmy, nie mogą tu przechodzić bezpośrednio z jednego stanu (poziomu energetycznego) do drugiego. Elektrony znajdujące się w stanach występujących w pasmie przewodnictwa (lub dziury w pasmie walencyjnym) mogą się pod wpływem zewnętrznego pola przesuwac z jednego stanu do drugiego dając efekt prądu elektrycznego. Przejście elektronu z jednego stanu zlokalizowanego do drugiego jest możliwe tylko poprzez pasmo przewodnictwa, tj. drogą wzbudzenia termicznego lub optycznego, powodującego przejście do tego pasma i powrót na jeden ze stanów związanych.



Rys. 5. Przykład wzbudzeń i rekombinacji poprzez zlokalizowane stany

Elektron znalazłszy się w pasmie przewodnictwa może w nim wędrować z dużą prędkością określoną równowagą termiczną, może się często zderzać z siatką kryształu i może przy takim zderzeniu być schwytyany przez jeden z pustych, (tj. niezajętych przez elektron) stanów zlokalizowanych. Jeśli ten stan zlokalizowany leży blisko pasma przewodnictwa, elektron może być powtórnie wzbudzony do pasma przewodnictwa. Jeśli elektron będzie zarzucony z pasma przewodnictwa do głębiej położonego, pustego stanu związanego, to energii cieplnej drgań siatki nie wystarczy na powtórne wyrzucenie go do pasma przewodnictwa i będzie bardziej prawdopodobne, że schwyta on swobodną dziurę i zakończy życie przez rekombinację. Może również nastąpić wcześniej powtórne wzbudzenie optyczne. Elektron wytracony z pasma przewodnictwa może też trafić na stan głębiej leżący, zapełniony dziurą. Wówczas również nastąpi rekombinacja i koniec życia swobodnego nośnika.

Rozpatrzmy przykładowo układ procesów (od 1 do 7) wzbudzania i rekombinacji poprzez stany zlokalizowane, przedstawiony na rys. 5.

Proces 1 — optyczne a w wyjątkowych przypadkach cieplne wzbudzenie elektronu z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa, z pozostawieniem swobodnej dziury w pasmie walencyjnym.

Proces 2 — przerzut termiczny elektronu z pasma przewodnictwa do zlokalizowanego stanu zatrzymania.

Proces 3 — wzbudzenie termiczne elektronu z powrotem do pasma przewodnictwa.

Proces 4 — przerzut swobodnej dziury z pasma walencyjnego do stanu zatrzymania (dziurowego).

Proces 5 — wzbudzenie termiczne dziury z powrotem do pasma walencyjnego.

Proces 6 — rekombinacja swobodnego elektronu z zatrzymaną dziurą w stanie zlokalizowanym.

Proces 7 — rekombinacja elektronu w stanie zlokalizowanym z dziurą w pasmie walencyjnym.

Przykład ten jest uproszczony i nie wyczerpuje możliwych procesów wzbudzeń i rekombinacji.

Przebieg przejścia od stanu naruszenia równowagi termicznej przez włączenie światła do stanu ustalonego ilustrować będzie matematycznie układ następujących równań różniczkowych:

$$\frac{dn}{dt} = f - vs(N_t - n_t) \cdot n + vsN_c e^{-E_n/kT} \cdot n_t - vsp_n$$

$$\frac{dn_t}{dt} vs = (N_t - n_t) \cdot n - vsN_c e^{-E_n/kT} \cdot n_t - vsp_n$$

$f$  — liczba wzbudzeń (par elektron — dziura) na 1 cm<sup>3</sup> i 1 sek,

$v$  — termiczna prędkość swobodnych nośników,

$n$  — koncentracja swobodnych elektronów w pasmie przewodnictwa,

$N_c$  — koncentracja stanów energetycznych w pasmie przewodnictwa,

$$N_c = 10^{19} \left( \frac{T}{300} \right)^{3/2} \text{ na cm}^3; \quad .$$

$N_t$  — koncentracja zlokalizowanych stanów zatrzymań elektronów (pułapek),

$n_t$  — koncentracja zajętych elektronami stanów zatrzymań;

$(N_t - n_t)$  — koncentracja pustych elektronowych stanów zatrzymań;

$E_n$  — odstęp energetyczny elektronowego poziomu zatrzymań od dołu pasma przewodnictwa;

$k$  — stała Boltzmanna ( $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  jouli/stopień);

$s$  — tzw. przekrój chwywania zlokalizowanego stanu zatrzymań dla elektronów względnie dziur.

Równania odnoszą się do odpowiednich poziomów energetycznych (elektronowych), a poszczególne człony prawej strony równań odnoszą się kolejno do procesów według rys. 5.

Przekrój chwytania jest określony prawdopodobieństwem schwymania elektronu (lub dziury) przez stan zlokalizowany. Jest to przekrój cylindra wokół drogi przebiegu nośnika, wewnątrz którego istnieje prawdopodobieństwo występowania stanu energetycznego, zdolnego schwytać nośnik. Na przykład dla pustego elektronowego stanu będzie to prawdopodobieństwo wynosić:

$$vs(N_t - n_t)$$

Przekrój chwytania dla elektronowych stanów zatrzymań będzie w zasadzie inny niż dla dziurowych, będzie on również zależec od tego, czy stan jest pusty czy zapełniony nośnikiem. Dla uproszczenia w wyżej przedstawionych równaniach oznaczony jest jednakowo.

Człony więc równań typu:  $vs(N_t - n_t) \cdot n$  lub  $vsp_t n$  określają tempo zatrzymań (pułapkowania) elektronów.

Czynnik  $e^{-E_n/kT}$  — to tzw. współczynnik Boltzmanna, określający prawdopodobieństwo zyskania przez zatrzymany elektron energii  $E_n$ . Człony więc typu  $vsN_e e^{-E_n/kT}$  wyrażają efekt oswabadzania elektronów wskutek drgań cieplnych kryształu.

Podobnie dla poziomów dziurowych:

$$\frac{dp}{dt} = f + vsP_w e^{-E_p/kT} \cdot (P_t - p_t) - vs(P_t - p_t) \cdot p - vsn_t p$$

$$\frac{dp_t}{dt} = -vsP_w e^{-E_p/kT} \cdot (P_t - p_t) + vs(P_t - p_t) \cdot p - vsp_t n$$

gdzie:

- $p$  — koncentracja swobodnych dziur w pasmie walencyjnym,
- $P_t$  — koncentracja dziurowych stanów zatrzymań,
- $P_w$  — koncentracja stanów energetycznych w pasmie walencyjnym,
- $p_t$  — koncentracja zapełnionych dziurowych stanów zatrzymań,
- $(P_t - p_t)$  — koncentracja pustych dziurowych stanów zatrzymań,
- $E_p$  — odległość dziurowego poziomu zatrzymań od góry pasma walencyjnego.

Poszczególne koncentracje oraz liczba wzbudzeń (przebieg włączania i wyłączania światła) dla stanu przejściowego są funkcjami czasu.

Ponieważ wzbudzenie i rekombinacja przebiega parami elektron—dziura, to:

$$n + n_t = p + p_t \quad \text{i} \quad \frac{dn}{dt} + \frac{dn_t}{dt} = \frac{dp}{dt} + \frac{dp_t}{dt}$$



Układ tych równań różniczkowych jest nierozwiązalny w sposób ścisły, niemniej jednak pozwala przy dalszych uproszczeniach na pewną interpretację fizyczną procesów wzbudzenia i rekombinacji.

Dla stanu ustalonego, przy wzbudzeniu fotoprzewodności światłem o stałym natężeniu, koncentracje  $n$ ,  $n_t$ ,  $p$ ,  $p_t$  przestaną być funkcjami czasu, tj.

$$\frac{dn}{dt} = \frac{dn_t}{dt} = \frac{dp}{dt} = \frac{dp_t}{dt} = 0$$

Rozpatrzmy przypadek istnienia tylko bezpośredniej rekombinacji swobodnych elektronów z pasma przewodnictwa ze swobodnymi dziurami w pasmie walencyjnym. Bezpośrednia rekombinacja zachodzi przy bardzo dużych natężeniach światła padającego na fotoprzewodnik. Wówczas  $n > N_t$ ,  $p > P_t$ , a więc wszystkie zlokalizowane stany w pasmie zabronionym są zajęte. Dla stanu ustalonego znikną w tym przypadku z równań wyrażenia ze współczynnikiem Boltzmanna oraz wobec  $(N_t - n_t) = 0$  prędkość wzrostu koncentracji swobodnych nośników wyrazi się przez:

$$\frac{dn}{dt} = f - vspn = 0 \quad \frac{dp}{dt} = f - vsnp = 0$$

tutaj  $vsp$  — prawdopodobieństwo liczby stanów zdolnych schwytać swobodne elektrony (dla dziur  $vsn$ ).

Ale przy bezpośredniej rekombinacji  $n = p$ , więc:

$$f = vsn^2$$

stąd

$$n = Cf^{1/2}$$

Zależność koncentracji elektronów w pasmie przewodnictwa, czyli fotoprądu, od liczby wzbudzeń, czyli od natężenia światła padającego na fotoprzewodnik, wyraża się więc przy bezpośredniej rekombinacji wzorem:

$$I = C \cdot L^{1/2}$$

czyli wykładnik zależności fotoprąd-natężenie oświetlenia

$$\gamma = 0,5$$

W związku z wprowadzeniem pojęcia przekroju chwytania wyprowadzimy zależność dla czasu życia swobodnych nośników wyrażoną przekrojem chwytania. Czas życia jest zależny od występowania takiego czy innego procesu rekombinacji, dlatego zwie się też rekombinacyjnym czasem życia swobodnych nośników. W przypadku braku stanów zlokalizowanych bezpośrednia rekombinacja, tj. prawdopodobieństwo spotkania się swobodnego elektronu ze swobodną dziurą będzie proporcjonalne do koncentracji dziur  $p$ , prędkości ruchu elektronu  $v$  oraz do przekroju chwytania  $s$  elektronu przez dziury.



Iloczyn  $vsp$  będzie więc miarą liczby zderzeń elektronu kończących się rekombinacją w ciągu 1 sek (i na 1  $\text{cm}^3$ ). Średni czas między spotkaniami elektronu z dziurą (kończącymi się rekombinacją) będzie więc

$$\tau = \frac{1}{vsp}$$

Wobec  $p = n$  dla bezpośredniej rekombinacji

$$\tau = \frac{1}{vsn}$$

Ta ostatnia zależność obowiązuje również dla materiałów o przewodze przewodności dziurowej.

Dla rekombinacji elektronu ze zlokalizowanego stanu elektronowego z dziurą w paśmie walencyjnym (proces 7 z rys. 5):

$$\tau = \frac{1}{vsn_i}$$

gdzie:  $n_i$  — koncentracja zajętych przez elektrony, stanów zlokalizowanych.

Dla różnego typu rekombinacji średni statystycznie czas życia swobodnych nośników oblicza się według:

$$\frac{1}{\tau} = \sum_k \frac{1}{\tau_k}$$

Bardziej pełny obraz wzbudzeń i rekombinacji daje model przedstawiony przez A. Rose [2] i [3]. Ilustruje go rys. 6.

Oprócz poziomu (granicy) Fermi dla stanu nienaświetlonego wprowadzone są tu poziomy (dla elektronów i dziur) dla stanu ustalonego przy oświetleniu fotoprzewodnika. Poziomy te określa zależność:

$$n = N_c e^{-E_{fn}/kT}$$

gdzie:

$n$  — koncentracja swobodnych elektronów

$N_c$  — liczba stanów energetycznych w pasmie przewodnictwa (dla temperatury pokojowej  $N_c = 10^{19}$  na  $\text{cm}^3$ ).

$E_{fn}$  — odległość energetyczna od pasma przewodnictwa do ustalonego elektronowego poziomu Fermi.

Analogicznie dla dziurowego poziomu Fermi przy oświetleniu  $E_{fp}$  jest odległością od góry pasma walencyjnego.

Pokazany tu rozkład stanów zlokalizowanych jest prawie równomierny. Może on jednak być rozmaity, a od rozkładu energetycznego stanów zlokalizowanych, zależą silnie własności fotoprzewodnika.

Ustalony poziomy Fermi dzieli zlokalizowane stany w pasmie zabronionym na dwie kategorie. Stany położone pomiędzy pasmem przewod-

nictwa a ustalonym poziomem Fermi dla elektronów oraz pomiędzy pasmem walencyjnym i ustalonym poziomem Fermi dla dziur zwać będziemy płytkimi stanami zatrzymania, a stany zawarte pomiędzy ustalonymi poziomami Fermi — podstawowymi stanami.

Płytkie stany zatrzymań są odpowiedzialne za zatrzymywanie na pewien czas elektronów i dziur (zgodnie z poprzednio opisanym mechanizmem) i za wyzwianie ich z powrotem, na skutek ciepłych drgań siatki kryształu.

W przypadku gdy elektron (lub dziura), na skutek zderzenia z siatką, zarzucony zostanie głębiej do stanu podstawowego, potrzeba będzie bardzo długiego czasu, aby został on termicznie przerzucony z powrotem do pasma przewodnictwa. Znacznie większe będzie prawdopodobieństwo, że schwyta ten elektron swobodną dziurę, tzn. zrekombinuje i zakończy swój swobodny żywot. Aby wrócić obecnie do pasma przewodnictwa potrzebne będzie powtórne świetlne wzbudzenie elektronu. Stany podstawowe będą więc stanami rekombinacji i ich zajętość będzie określana przez kinetykę rekombinacji.

Koncentracja głębokich stanów podstawowych jest obliczana na około  $N_g = 10^{15}$  na  $\text{cm}^3$ . Koncentracja swobodnych nośników w pasmie przewodnictwa jest podawana zwykle znacznie mniejsza, np. dla warstw fotoczułych w widikonach rzędu  $n = 10^7$  na  $\text{cm}^3$ . Należy więc oczekiwać, że większość swobodnych elektronów zrekombinuje w stanach podstawowych.

Czas życia swobodnych nośników określać więc będzie koncentracja stanów podstawowych. Wzrost tej koncentracji zmniejsza średni czas życia. Istnienie stanów podstawowych powodować będzie zmniejszenie czasu życia swobodnych nośników w stosunku do przypadku bezpośrednio rekombinacji, a więc zmniejszy również wielkość fotoprądu.

Płytkie stany zatrzymań, jako nieodpowiedzialne za rekombinacje swobodnych nośników, nie wpływają na wielkość ustalonego fotoprądu. Wpływają natomiast w sposób bardzo istotny na czas potrzebny do ustalenia się fotoprądu od chwili włączenia światła oraz na czas zaniku fotoprądu po wyłączeniu światła. Obserwowana stała czasu fotoprzewodnika będzie równa czasowi życia swobodnych nośników tylko wówczas, gdy zachodzić będzie tylko bezpośrednia rekombinacja. Jeśli jednak zachodzi chwywanie i przetrzymywanie elektronów (lub dziur) w płytkich stanach zlokalizowanych, obserwowana stała czasu będzie przewyższać czas życia swobodnych elektronów.

Przy włączeniu światła fotoprąd wzrasta stopniowo, gdyż część nośników prądu będzie przerzucona do płytkich stanów zatrzymań, powodując stopniowy wzrost koncentracji nośników w pasmie przewodnictwa aż do ustalenia się równowagi pomiędzy liczbą wzbudzeń i rekombinacji. Przy wyłączeniu światła, tj. po przerwaniu wzbudzenia optycznego, będą elek-

trony (dziury) jeszcze przez pewien czas przerzucane z płytkich stanów zatrzymań do pasma przewodnictwa (dziury do pasma walencyjnego), powodując stopniowe zanikanie fotoprądu. Przedłużenie tego czasu zależy będzie od stosunku koncentracji nośników zatrzymanych w płytkich stanach zatrzymań do koncentracji swobodnych nośników w pasmie przewodnictwa oraz od rozkładu płytkich stanów zatrzymań.

Przy braku oświetlenia obydwie ustalone poziomy Fermi łączą się w jeden poziom dla stanu „na ciemno”. Przy oświetleniu poziomy  $E_{fn}$  i  $E_{fp}$  przesuwają się w kierunku pasma przewodnictwa względnie pasma walencyjnego.

Przy dużych natężeniach światła padającego gęstości swobodnych nośników będą większe od gęstości nośników zatrzymanych na płytkich stanach — obserwowana stała czasu będzie się zbliżać do czasu życia, bo wpływ chwytania i przetrzymywania będzie tu mniejszy. Przy małych natężeniach światła, tj. przy małych gęstościach swobodnych nośników, i zwiększonej liczbie płytkich stanów zatrzymań, wzrost czasu narastania i czasu zaniku może być bardzo duży, dochodzący do  $10^8$  czasu życia nośników w pasmie przewodnictwa. Potwierdzają to obserwowane w praktyce zmniejszenia się stałej czasu wzrostu i zaniku fotoprądu przy zwiększeniu oświetlenia warstwy fotoprzewodzącej.

Za pomocą przedstawionego modelu możemy więc wyjaśnić przebiegi fizyczne w rzeczywistych fotoprzewodnikach, dotyczące wielkości fotoprądów i czasów reakcji fotoprzewodnikowej.

Za pomocą tegoż modelu można również wyjaśnić zależność fotoprądu od natężenia oświetlenia, tj. wielkość wykładnika  $\gamma$  zależności

$$I = CL^\gamma$$

Dla bezpośredniej (bimolekularnej) rekombinacji wykładnik ten, jak wiemy, wynosi 0,5. W praktyce występują materiały o wykładnikach dla zależności fotoprąd—natężenie światła najczęściej zawartych między 0,5 a 1, a nawet przekraczających 1 (tzw. nadliniowość fotoprzewodników).

Ułamekowy wykładnik oznacza zgodnie z zależnością

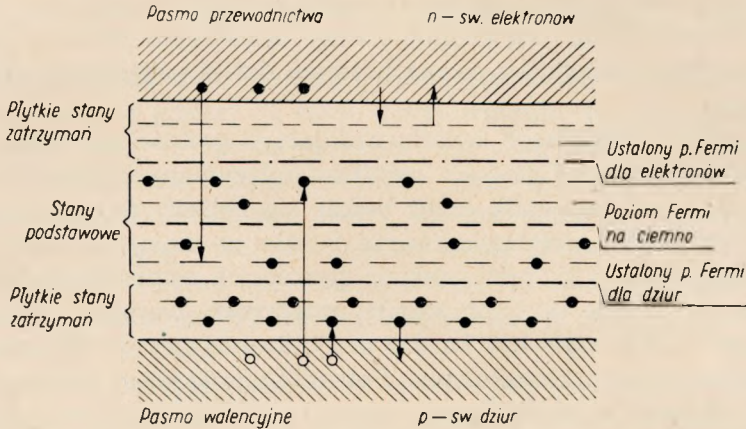
$$I = eF \frac{\tau}{T_d}$$

że czas życia swobodnych nośników powinien stawać się krótszy przy większych natężeniach światła, gdyż liczba wzbudzeń  $F$  jest proporcjonalna do wielkości fotoprądu. Również i to można objaśnić na podstawie modelu z rys. 6. Przy wzroście intensywności oświetlenia ustalone poziomy Fermi przesuwają się coraz bardziej w kierunku pasma przewodnictwa i pasma walencyjnego, obejmując coraz więcej stanów podstawowych, z którymi mogą rekombinować swobodne nośniki. To zwiększenie prawdopodobieństwa rekombinacji powoduje zmniejszenie czasu życia



nośników, a więc w rezultacie mniej niż proporcjonalne do natężenia światła zwiększanie się fotoprądu.

Na wielkość wykładnika zależności fotoprąd — natężenie światła, podobnie jak na wielkość obserwowanej stałej czasu, ma zasadniczy wpływ rozkład energetyczny stanów zlokalizowanych. Można obliczyć, że np. bardziej równomierny energetyczny rozkład tych stanów prowadzi do wy-



Rys. 6. Model wzbudzeń i rekombinacji wg A. Rose [3]

kładnika bliższego 1, a wykładniczy rozkład stanów, tj. szybkie zmniejszanie się liczby stanów w miarę oddalania się od pasma przewodnictwa (lub pasma walencyjnego) prowadzi do  $\gamma = 0,5 \div 0,9$ .

Nadliniowość fotoprzewodnika, tj. zależność fotoprądu od natężenia światła z wykładnikiem  $\gamma > 1$ , objaśnia się przez przyjęcie, że nie wszystkie rodzaje stanów zlokalizowanych mają te same przekroje chwytania swobodnych nośników. Podzielić tu musimy stany zlokalizowane na dwie klasy. Przyjmijmy, że przez dodanie stanów klasy II do stanów klasy I fotoprzewodnik staje się bardziej czuły, tj. wzrasta czas życia swobodnych nośników jednego znaku. Występuje to wtedy np., gdy klasa I stanów ma przekrój chwytania mniejszy dla swobodnych elektronów a większy dla swobodnych dziur. W rezultacie stany klasy II będą się przy oświetleniu szybciej zapełniać przez dziury, a elektrony będą zapełniać stany klasy I, czyli te ostatnie wskutek dużego zapełnienia nie będą już łatwo chwytac elektrony. Ale klasa II też nie łatwo chwytac elektrony, gdyż te stany mają małe przekroje chwytania dla elektronów. Wskutek zmniejszania się możliwości chwytania swobodnych elektronów ich czas życia zwiększy się silnie, a jednocześnie czas życia swobodnych dziur zmniejszy stosunkowo nieznacznie. W wyniku działania domieszek klasy II uczuli się fotoprzewodnik, pod warunkiem jednak, że stany klasy II znajdują się pomiędzy ustalonymi poziomami Fermi, tj. będą stanami re-



kombinacji. Taka sytuacja powstaje tylko przy większych natężeniach światła padającego, gdy ustalone poziomy Fermi przesuną się bliżej pasma przewodnictwa i pasma walencyjnego, obejmując więcej stanów podstawowych. Uczulenie będzie więc występowało przy dużych natężeniach światła, a nie będzie występowało przy mniejszych. To właśnie daje w wyniku superliniowość.

Hipoteza podziału stanów na klasy może wyjaśnić również przechodzenie w nasycenie krzywej fotoprąd—natężenie światła przy bardzo dużych intensywnościach oświetlenia. Koncentracja swobodnych elektronów, wskutek intensywnych wzbudzeń, staje się wówczas porównywalna z koncentracją podstawowych stanów — w stanach klasy I zjawiają się z powrotem dziury i czułość fotoprzewodnika znacznie maleje.

Reasumując wyżej przedstawioną teorię, na wewnętrzne zjawisko fotoelektryczne składają się cztery procesy:

1. Proces wzbudzania elektronów i dziur przez promieniowanie świetlne, tj. przyrost swobodnych nośników prądu ponad liczbę istniejących przy termicznej równowadze w ciemności.

2. Ruch swobodnych nośników pod wpływem zewnętrznego pola elektrycznego, tj. przepływ prądu elektrycznego przez fotoprzewodnik.

3. Mechanizm przetrzymywania elektronów i dziur w płytkich stanach zlokalizowanych.

4. Proces rekombinacji z głębiej leżącymi stanami zlokalizowanymi lub, znacznie rzadziej, bezpośrednia rekombinacja elektronu z pasma przewodnictwa z dziurą w pasmie walencyjnym.

Przedstawiony tu model wzbudzeń i rekombinacji daje dość przekonujące wyjaśnienie jakościowe ważniejszych zjawisk zachodzących w warstwach fotoprzewodzących. Model ten był opracowywany w dużej mierze pod kątem widzenia zastosowania do warstw fotoprzewodzących widikonu. Niemniej jednak wydaje się on jeszcze niewystarczający do pełnego zrozumienia zjawisk zachodzących w tych warstwach.

W szczególności nie jest jeszcze jasna rola ładunku przestrzennego, ograniczającego fotoprąd. Prądy ciemne występujące w wysokoopornych przewodnikach uważane są za prądy ograniczone ładunkiem przestrzennym. Potwierdzają to pomiary praktyczne, tj. charakter przebiegu krzywej  $I = f(V)$  o wykładniku kwadratowym lub większym niż kwadratowy. Oddziaływanie ładunku przestrzennego (elektronów lub dziur) na prąd w półprzewodniku jest podobne do efektu ładunku przestrzennego w diodzie próżniowej.

W stosunku do fotoprądów stwierdzono występowanie ograniczenia ładunkiem przestrzennym w niektórych materiałach (np. monokryształach CdS). Efekt ten występuje wyraźniej przy nierównomiernym oświetleniu próbki. Niektórzy autorzy [25] uważają, że ładunek przestrzenny ma

duży wpływ na relaksacyjność zjawiska fotoprzewodności. Dla pracy widikonu również wydają się być istotne procesy zachodzące w bardzo cienkiej warstwie przejściowej leżącej pomiędzy warstwą fotoprzewodzącą i płytką sygnałową. Istnieje też prawdopodobieństwo występowania w niektórych warstwach efektu mieszanego — zjawiska fotoprzewodnictwa i zjawiska fotowoltaicznego [14].

Na podstawie powyższego przedstawienia zjawiska fotoprzewodności możemy stwierdzić, że dzisiejszy stan badań i teorii fotoprzewodności pozwala na wgląd w wewnętrzne, fizyczne przebiegi zachodzące w fotoprzewodnikach. Niemniej jednak konieczne są podstawowe badania i pogłębianie teorii, gdyż nie daje ona przede wszystkim dostatecznego ilościowego ujęcia zjawisk. Fotoprzewodność, podobnie jak i inne zjawiska występujące w półprzewodnikach, charakteryzuje się bardzo dużymi zmianami parametrów, w zależności od minimalnych przypadkowych domieszek i zmian technologicznych. Ta zmienność bardzo również utrudnia ilościową podbudowę teorii.

W podanym wyżej szkicu teorii fotoprzewodności nie uwzględniono zagadnienia szumów w fotoprzewodnikach. Z punktu widzenia pracy widikonów, w porównaniu z innymi lampami analizującymi, nie jest to sprawa pierwszego znaczenia ze względu na duży stosunek sygnału użytecznego do szumów mających swe źródło wewnątrz lampy. Niemniej jednak zagadnienie szumów w fotoprzewodnikach jest ważne i prowadzone są intensywne prace badawcze w tym kierunku.

## 2. WŁASNOŚCI WARSTW FOTOPRZEWODZĄCYCH STOSOWANYCH W WIDIKONACH

Prawidłowe działanie widikonu zależy głównie od trzech czynników:

1. Własności warstwy fotoprzewodzącej.
2. Optyki elektronowej widikonu, w szczególności od przebiegu ładowania elektronów wiązki analizującej na warstwie fotoczułej oraz od dokładnego ogniskowania wiązki.
3. Mechanizmu zapisu i odczytu obrazu potencjałów, powstającego na elektrodzie akumulującej.

Te trzy czynniki są w zasadzie ze sobą powiązane, np. od równomierności grubości warstwy fotoprzewodzącej zależy mechanizm ładowania elektronów, mechanizm komutacji i akumulacji uzależniony jest bezpośrednio od pojemności i oporności warstwy fotoczułej, od ogniskowania wiązki zależy proces komutacji itd. Mimo to można ustalić pożądane własności samych warstw fotoczułych w widikonie, które powinny charakteryzować:

1. Duża wydajność, tj. możliwość uzyskiwania stosunkowo dużych fo-

toprądów z warstwy na jednostkę padającego strumienia świetlnego przy jednoczesnej dużej czułości.

2. Duża oporność „na ciemno” warstwy, a więc małe prądy ciemne przy nominalnym napięciu na warstwie.

3. Mała relaksacyjność ustalania się i zaniku fotoprądu przy włączaniu i wyłączaniu światła.

4. Odpowiednia dla danego zakresu pracy charakterystyka spektralna.

5. Wysoka jednorodność warstwy zarówno ze względu na skład chemiczny jak i na jej grubość.

6. Mniejszy od jedności wykładnik potęgowy zależności pomiędzy fotoprądem i intensywnością oświetlenia, tj.  $\gamma < 1$ .

7. Małe szумы własne warstwy fotoprzewodzącej przy dużym stosunku sygnału użytecznego do szumu.

8. Możliwie duży zakres temperatur, w których warstwa fotoprzewodząca może pracować bez nieodwracalnych zmian strukturalnych.

9. Duża trwałość przy zachowaniu parametrów warstwy w dopuszczalnych granicach tolerancji.

Takie podstawowe parametry jakościowe widikonu, jak: zdolność akumulacji, zdolność rozdzielcza, powstawanie fałszywych sygnałów wizyjnych, są już wynikiem zespołu czynników: własności warstwy fotoprzewodzącej, mechanizmu generowania sygnałów oraz optyki elektronowej lampy.

Żądanie dużej wydajności warstwy fotoprzewodzącej jest w zasadzie przeciwstawne żądaniu dużej oporności oraz małej relaksacyjności. Na ogół wydajniejsze warstwy odznaczają się zbyt małą opornością na ciemno oraz zbyt dużą obserwowaną stałą czasu.

Pod czułością lamp analizujących rozumieć będziemy minimalne oświetlenie płytki fotoczułej potrzebne dla otrzymania obrazu jakościowo jeszcze do tolerowania. Tak rozumiana czułość lamp analizujących jest zwykle warunkowana stosunkiem sygnału użytecznego do szumu. W przypadku widikonu, który odznacza się małymi szumami wewnętrznymi, stosunek sygnał użyteczny — szum określać będą szумы pierwszego stopnia wzmacniacza. Przy małych jednak oświetleniach obiektu, decydującym dla czułości czynnikiem są opóźnienia generowanych sygnałów wizyjnych i one będą wyznaczać graniczną czułość lampy. Ostatnio sygnalizowane są warstwy (np. PbO w widikonie Lab. Philipsa), w których te opóźnienia mają być bardzo małe; w tym przypadku czułość warunkować będzie znów stosunek sygnał użyteczny—szum. Również w przypadku zastosowania widikonów w telekinie, gdzie wobec dużych poziomów oświetlenia warstwy fotoprzewodzącej opóźnienia nie odgrywają praktycznie roli, decydować będzie raczej stosunek sygnał użyteczny—szum.



Wydajność widikonu (zwana często integralną czułością) określa się zwykle liczbą mikroamperów na 1 lumen padającego na warstwę strumienia świetlnego. Przy  $\gamma < 1$  wydajność będzie więc malała ze wzrostem oświetlenia.

Zarówno dla określenia wydajności, jak i czułości widikonu, najbardziej istotną wielkością jest fotoprąd uzyskiwany z warstwy a określony poprzednio zależnością:

$$I = eFG$$

Z kolei wydajność fotoprzewodnościowa (zwana często wydajnością kwantową, odnoszącą się raczej do pierwotnego zjawiska fotoprzewodności) wynosi:

$$G = \tau\mu \frac{V}{L^2}$$

gdzie:

$V$  — napięcie przyłożone do warstwy

$L$  — grubość warstwy.

Z powyższej zależności wynika, że materiał fotoprzewodzący powinien odznaczać się długim czasem życia swobodnych nośników, dużą ruchliwością tych nośników i. powinien pozwalać na przyłożenie na wskroś warstwy stosunkowo dużego napięcia bez występowania znaczniejszego prądu ciemnego oraz ta warstwa powinna być możliwie cienka.

Z kolei czas życia swobodnych nośników:

$$\tau = \frac{1}{vsn_t}$$

a więc materiał powinien mieć możliwie małą koncentrację nośników przetrzymywanych przez zlokalizowane stany, tj. możliwie idealną strukturę krystaliczną oraz powinien mieć małe przekroje chwytania tych stanów.

Szerokość odstepu energetycznego strefy zabronionej  $E_0$ , z punktu widzenia dostatecznej oporności na ciemno, powinna być duża, a z punktu widzenia osiągnięcia dużej wydajności — powinna być mała.

Pożądaną oporność właściwą (objętościową) warstwy fotoprzewodzącej można określić z warunku dobrej akumulacji na elektrodzie akumulującej ładunki wytwarzane przez rzutowany obraz. Warunek ten określa, że stała czasu każdego elementu warstwy, tj. iloczyn oporności na ciemno elementu przez pojemność, powinna przewyższać czas trwania jednego obrazu, tj. 1/25 sek. Wobec tego, że oporność całej elektrody wynosi  $R_c = r_{el}/N$ , a jej pojemność wynosi  $C = Nc_{el}$  warunek ten sprowadza się do:

$$R_c C > 1/25 \text{ sek}$$

gdzie:

$R_c$  — oporność (skrośna) warstwy na ciemno,

$C$  — pojemność zewnętrznej (tj. od strony wyrzutni) powierzchni warstwy do płytki sygnałowej.

Zakładając  $R_c C \cong 0,1 \div 1$  sek. i przyjmując przenikalność dielektryczną  $\varepsilon = 8 \div 10$  otrzymamy wymaganą oporność właściwą materiału foto-przewodzącego dla widikonu (w ciemności):

$$\rho = 10^{11} \div 10^{12} \Omega \text{ cm}$$

Ładunki zbierające się na elektrodzie akumulującej powinny być zneutralizowane przez wiązkę elektronową w ciągu wybierania jednego obrazu, czyli:

$$R_w C < 1/25 \text{ sek}$$

gdzie  $R_w$  — oporność wiązki elektronowej.

$R_w$  zmienia się od  $\infty$  do kilku  $M\Omega$ , zależnie od rozkładu potencjału na elementach tarczy w stosunku do potencjału katody. Do obliczenia potrzebnej pojemności elektrody można przyjąć średnią wartość  $R_w$ .

Poziom szumów pierwszego stopnia wzmacniacza lub też opóźnienia sygnałów wizyjnych generowanych w widikonie wyznaczają minimalny prąd sygnału wyjściowego. Średni prąd sygnału wynosi zwykle  $I_s = 0,1 \div 0,3 \mu\text{A}$ . Prąd ten musi wytworzyć akumulowane ładunki.

Z powyższych warunków można wyprowadzić wielkość pojemności, jaką powinna mieć elektroda akumulująca widikonu przy dobrej akumulacji. Zwykle wynosi ona  $1000 \div 3000$  pF, co z kolei wyznacza grubość warstwy fotoprzewodzącej rzędu  $2 \div 5$  mikronów. Takie grubości warstw występują w komercyjnych widikonach. Od grubości warstwy w pewnych granicach zależy charakterystyka spektralna widikonu. W doświadczalnych widikonach były stosowane warstwy znacznie cieńsze rzędu  $0,5 \mu$  oraz warstwy o porowatej, gąbczastej strukturze i o grubości około  $20$  mikronów. Warstwa porowata wykazuje większą oporność na ciemno w stosunku do zwartej warstwy z tego samego materiału, ale kosztem wydajności.

Bardzo ważnym czynnikiem jest duża jednorodność grubości warstwy. W normalnych widikonach ograniczenie wielkości prądu ciemnego do około  $0,1$  prądu średniego sygnału wyjściowego, jest uwarunkowane widocznością plamistego tła obrazu, wynikającego z minimalnych niejednorodności warstwy. Podniesienie napięcia na płytce sygnałowej zwiększyłoby czułość lampy, ale wielkość tego napięcia jest ograniczona występowaniem większego prądu ciemnego. Opanowanie technologii uzyskiwania wyjątkowo dużej jednorodności warstwy pozwoliło ostatnio na opracowanie widikonów (np. RCA 7038) pracujących przy zwiększonych napięciach na płytce sygnałowej, a jednocześnie znacznym wzroście prądu ciemnego

(do wartości bliskiej prądowi sygnału wyjściowego) bez uwidocznienia tła. Zwiększyło to kilkakrotnie czułość lampy.

Jednorodność grubości warstwy poprawia również błędy lądowania elektronów wiązki na brzegach tarczy, tj. wyrównuje zniekształcenia sygnałów wyjściowych, występujące wskutek niejednakowego przewodnictwa poszczególnych miejsc na tarczy.

Od grubości warstwy zależy również jej charakterystyka spektralna.

Z powyższego rozpatrzenia wpływu poszczególnych parametrów warstwy fotoprzewodzącej na pracę widikonu oraz występującej często przeciwstawności tych parametrów wynika, że dobór właściwego materiału na warstwy fotoczułe w widikonach nie jest łatwy, pomimo że zjawisko fotoprzewodności zachodzi w bardzo wielu pierwiastkach i związkach.

Z obecnie stosowanych materiałów fotoczułych w widikonach zarówno powszechnie używanych jak i doświadczalnych można wymienić następujące:

1. Trójsiarczek antymonu ( $Sb_2S_3$ )
2. Bezpostaciowy selen (Se)
3. Tlenek ołowiu (Pb O)
4. Siarczek kadmu (Cd S).

Kilka innych związków jak: InSb, Pbs, ZnS, CdTe budzi nadzieje na możliwość korzystnego ich zastosowania w widikonach, nie jest to jednak jeszcze dostatecznie sprawdzone.

Poniżej zostaną przedstawione pokrótce własności podstawowych materiałów.

Trójsiarczek antymonu  $Sb_2S_3$  stanowi obecnie materiał najbardziej zbliżony do spełniającego wyżej przedstawione wymagania. Posiada on mikrokryształiczną strukturę i przy naporowanej w próżni warstwie wykazuje, zależnie od technologii i ewentualnych domieszek, oporność ciemną  $10^{11} \div 10^{13} \Omega \text{ cm}$ . Pozwala to na pełne wykorzystanie zasady akumulacji ładunków. Oporność ta silnie maleje (wzrasta prąd ciemny) przy wzroście temperatury. Przy temperaturze  $170^\circ \div 180^\circ \text{C}$  zachodzą już nieodwracalne zmiany, powodujące trwałe zwiększenie prądu ciemnego. Przy temperaturach  $200^\circ \div 250^\circ \text{C}$  normalnie czerwony trójsiarczek antymonu przechodzi w odmianę czarną, nie nadającą się już do pracy w widikonach. Dla widikonów z tą warstwą zalecana jest temperatura pracy poniżej  $60^\circ \text{C}$  mierzona na czołowej ściance lampy.

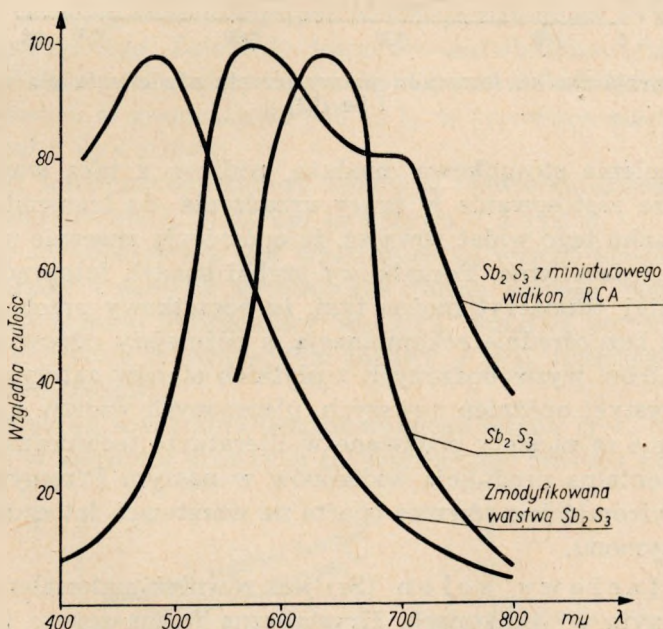
W zastosowaniach praktycznych warstwa  $Sb_2S_3$  podlega aktywowaniu przez odpowiednią obróbkę technologiczną oraz przez wprowadzenie domieszek. Procesy te znacznie zmieniają własności warstw  $Sb_2S_3$ . Z tego powodu charakterystyczne parametry tych warstw wykazują bardzo duży rozrzut. Na przykład warstwa  $Sb_2S_3$  w miniaturowym widikonie RCA, mająca wygląd szklistej ciemnej masy, o strukturze raczej bezpostacio-



wej wykazuje bardzo wysoką wydajność  $1000 \div 2000 \mu\text{A/lm}$ , podczas gdy warstwa porowata  $\text{Sb}_2\text{S}_3$  wykazuje mniejszą wydajność (około  $100 \mu\text{A/lm}$ ), ale większą oporność na ciemno oraz mniejsze opóźnienia narastania i zaniku fotoprądu.

Zależność fotoprądu od natężenia padającego światła charakteryzuje się dla tego typu warstw wykładnikiem  $\gamma = 0,65—0,75$ , ale dla wspomnianej warstwy szklistej przy dużych natężeniach światła podawany jest spadek  $\gamma$  do 0,5. Ze względu na rozszerzenie zakresu użytecznego poziomów oświetlenia sceny jak również ze względu na naturalną kompensację niepożądanego zwiększenia kontrastów, wprowadzanych przede wszystkim przez charakterystykę kineskopu, taka wartość  $\gamma$ , jest bardzo korzystna.

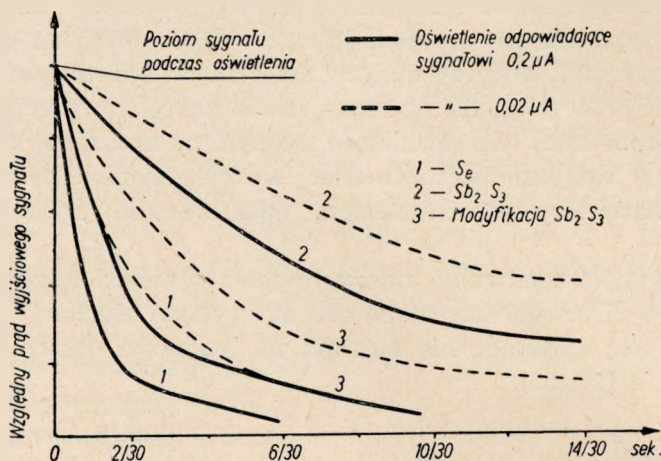
Charakterystyka spektralna zależy również silnie od sposobu aktywowania warstwy. Na ogół uzyskanie charakterystyki zbliżonej do krzywej widzialności oka ludzkiego nie natrafia na trudności. Ilustruje to przykładowo rys. 7 [21, 22].



Rys. 7. Charakterystyki spektralne różnych modyfikacji warstw  $\text{Sb}_2\text{S}_3$  [21 i 22]

Doświadczalnie stwierdzono liniową zależność fotoprądu od napięcia przyłożonego do warstwy. Wskazuje to, że w warstwie  $\text{Sb}_2\text{S}_3$  fotoprąd nie jest ograniczony ładunkiem przestrzennym. Zależność natomiast prądu ciemnego od napięcia ma charakter wykładniczy, co z kolei charakteryzuje ten prąd jako ograniczony ładunkiem przestrzennym.

Rysunek 8 [22] przedstawia opóźnienia zaniku fotoprądu przy wyłączeniu światła dla dwóch odmian warstw  $Sb_2S_3$  (oraz dla warstwy bezpostaciowego selenu). Widzimy tu, że zależnie od technologii aktywowania warstwy, opóźnienia te mogą się znacznie różnić. Krzywe warstwy 3 wy-



Rys. 8. Opóźnienia zaniku fotoprądu po wyłączeniu oświetlenia dla warstw  $Sb_2S_3$  i Se [22]

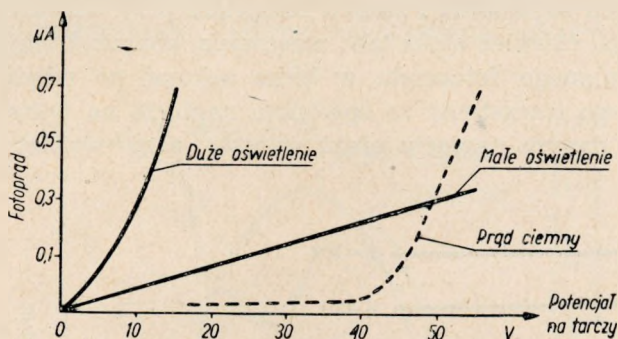
kazują opóźnienia stosunkowo nieduże, widikon z taką warstwą może znaleźć dobre zastosowanie w pracy urządzenia do transmitowania filmów. Z rysunku tego widać również, że opóźnienia znacznie maleją wraz ze wzrostem oświetlenia. Początkowy szybki spadek fotoprądu i powolniejszy później tłumaczyć można tym, że początkowy przebieg uwarunkowany jest bezpośrednią rekombinacją, a późniejszy odpowiada rekombinacji nośników wyswobodzonych z płytkich stanów zatrzymań.

Charakterystyki opóźnień nowszych, ulepszonych warstw z aktywowanym  $Sb_2S_3$  nie są niestety podawane w literaturze technicznej.

Eksperymentalna produkcja widikonów w naszym Przemysłowym Instytucie Elektroniki jest również oparta na warstwach fotoczułych z trójsiarczku antymonu.

Bezpostaciowy selen (Se) jest również materiałem praktycznie stosowanym w widikonach. Krystaliczna forma selenu (szara) była pierwszym materiałem, w którym zaobserwowano (w 1873 r.) zjawisko fotoprzewodności. Mała jednak oporność ciemna (około  $10^5 \div 10^6 \Omega \text{ cm}$ ) i duża stała czasu nie kwalifikuje tej formy do zastosowania na warstwy fotoczułe w widikonach. Nadaje się do tego celu inna, bezpostaciowa forma selenu, tzw. selen czerwony wykazujący dużą oporność ciemną, dużą wydajność i stosunkowo małą relaksacyjność. Rysunek 9 [7] przedstawia dla takiej warstwy zależność fotoprądu i prądu ciemnego od napięcia

przyłożonego do warstwy. Widzimy tu, że po przekroczeniu około 40 V prąd ciemny wzrasta gwałtownie, powyżej tego napięcia widikon nie może więc pracować. Przy małych i średnich oświetleniach zachodzi pro-



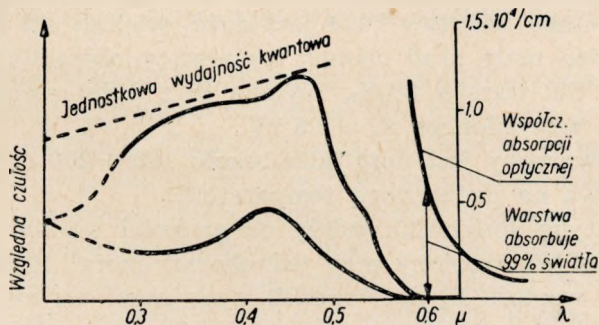
Rys. 9. Zależność fotoprądu od potencjału tarczy dla selenu bezpostaciowego [7]

porcjonalność między fotoprądem i napięciem, przy dużych poziomach oświetlenia przebieg charakterystyki wskazuje natomiast na istnienie ładunku przestrzennego. Zależność fotoprąd—naświetlenie charakteryzuje się wykładnikiem  $\gamma = 0,9$  przy normalnym poziomie oświetlenia i napięciu na warstwach w granicach  $30 \div 40$  V, tj. w typowych warunkach pracy widikonów z tą warstwą.

Opóźnienia fotoprzewodnościowe selenu są niewielkie, mniejsze niż dla większości warstw  $Sb_2S_3$ . Ilustruje to krzywa 1 z rys. 8.

Wadą warstw selenowych jest wrażliwość na wzrost temperatury, powodujący przechodzenie w krystaliczną formę szarego selenu. Nawet przy nieprzekraczaniu temperatury  $30\text{--}35^\circ\text{C}$  warstwa po paru set godzinach pracy wykazuje nieodwracalne zmiany, a przy temperaturach wyższych znacznie szybciej.

Charakterystyka spektralna bezpostaciowego selenu (rys. 10) wykazuje przesunięcie w kierunku krótszych fal widzialnego zakresu aż do zakresu

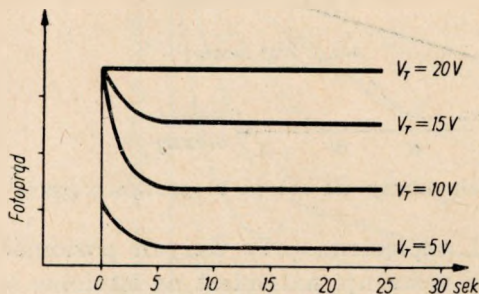


Rys. 10. Spektralne krzywe warstw z bezpost. selenu (zdjęta przy równych wartościach strumienia radiacji dla każdej długości fali [7])



ultrafioletowego. Grube warstwy bezpostaciowego selenu pozwalają na otrzymywanie obrazów nawet w zakresie promieni Roentgena.

Według niektórych badaczy [7] w selenie bezpostaciowym występuje, oprócz opóźnień narastania i zaniku fotoprądu przy włączaniu i wyłączeniu oświetlenia, również efekt tzw. zmęczenia, charakteryzujący się spadkiem już ustalonego fotoprądu w kilka sekund po włączeniu światła. Efekt ten i jego wzrastanie ze spadkiem napięcia na warstwie ilustruje rys. 11. Przy danym napięciu efekt wzrasta przy wyższych poziomach



Rys. 11. „Zmęczenie” warstwy bezpost. selenu [7]

oświetlenia. Zmęczenie charakteryzować się będzie na obrazie telewizyjnym przewartościowaniem jaskrawości niektórych miejsc, zmieniając prawidłowe odtworzenie światła i cieni w obrazie.

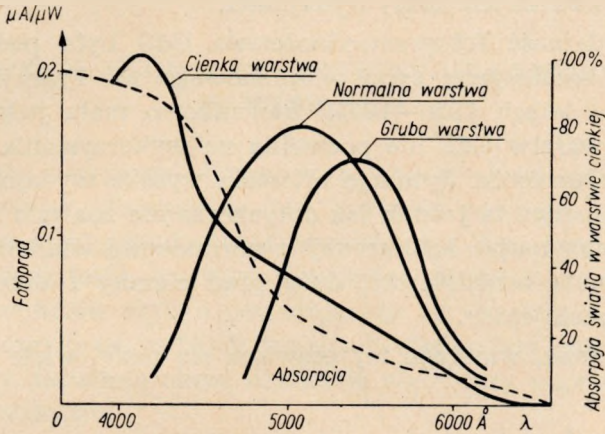
Tlenek ołowiu ( $PbO$ ) jest materiałem dającym ciekawe wyniki w zastosowaniu do widikonów. Przy naporowywaniu warstwy ma ona strukturę mikrokryształiczną. Opracowane egzemplarze widikonów z warstwą  $PbO$  [10] dały dobre rezultaty, szczególnie co do małej relaksacyjności narastania i zaniku fotoprądu. W tych warstwach efekt ten wydaje się być niezależny od intensywności oświetlenia; czas życia swobodnych nośników jest więc tu niezależny od koncentracji nośników. Wynika stąd, że wykładnik  $\gamma = 1$ . W porównaniu z warstwą  $Sb_2S_3$  taka wartość  $\gamma$  jest raczej niekorzystna, gdyż wymaga korekcji kontrastowości w torze wizyjnym i zmniejsza zakres użyteczny oświetlenia.

Oporność ciemna warstwy  $PbO$  jest duża, większa od  $10^{12} \Omega \text{ cm}$ , co zapewnia bardzo mały prąd ciemny wynoszący około  $0,003 \mu A$ , wobec około  $0,02 \mu A$  dla warstw  $Sb_2S_3$ . Wynika to z dużej szerokości energetycznej pasma zabronionego  $E_o = 2,6 \text{ eV}$ .

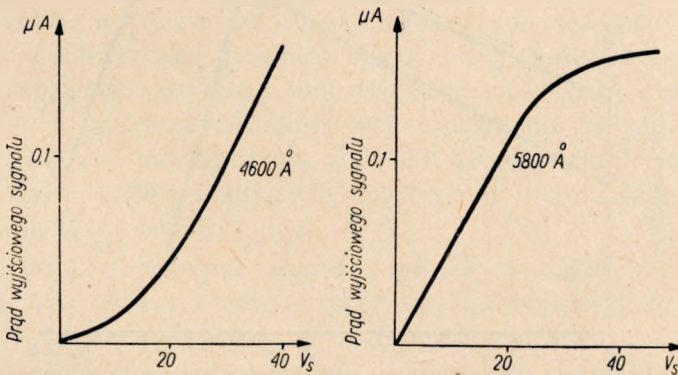
Wydajność warstwy jest dość duża, około  $100 \div 200 \mu A/lm$ . Warstwa ta jest wrażliwa na podniesioną temperaturę.

Charakterystyka spektralna zależy od grubości warstwy. Ilustruje to rys. 12 (wykres jest zrobiony przy jednakowej energii w całym zakresie widma). Duża wartość  $E_o$  daje spadek wydajności dla czerwonej części widma. Warstwa o grubości  $4 \div 5 \mu$  daje charakterystykę zbliżoną do krzywej widzialności. Rysunek 13 przedstawia zależność fotoprąd — na-

pięcie przyłożone do warstwy. Z przebiegu tej zależności widzimy, że występują tu dla krótszych fal świetlnych fotoprądy ograniczone ładunkiem przestrzennym. Przy dłuższych falach świetlnych zależność ta jest w normalnym zakresie pracy liniowa, tzn. nie występuje zależność fotoprądu od ładunku przestrzennego. Górne zakrzywienie charakterystyki dla



Rys. 12. Charakterystyki spektralne dla warstw PbO [10]



Rys. 13. Zależność fotoprąd-potencjał na warstwie dla PbO [10]

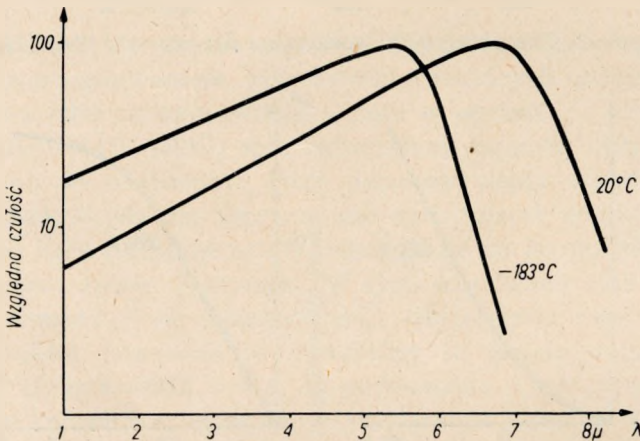
$\lambda = 5800 \text{ \AA}$  można objaśnić wyciąganiem przez duże natężenie pola wszystkich wzbudzonych nośników wcześniej nim zdążą one zrekombinować.

Siarczek kadmu (CdS) odznacza się bardzo dużą wydajnością fotoprzewodnościową. Dla pojedynczych kryształów określono  $G = 3,6 \div \div 3,9$  [9]. Czyste kryształy mają bardzo wysoką oporność na ciemno (np.  $10^{12} \text{ \Omega cm}$ ), ale minimalne domieszki bardzo łatwo zmniejszają tę oporność o kilka rzędów wielkości. Dodatek np. niektórych halogenków, przy silnym zmniejszeniu oporności, zwiększa wydajność o kilka rzędów wielkości. Jak już wiemy, zwiększenie fotoprzewodności wskutek domieszek

wyjaśnia teoria fenomenologiczna istnieniem pomiędzy tzw. ustalonymi poziomami Fermi domieszkowych stanów klasy II o mniejszym dla elektronów przekroju chwytania od stanów klasy I. Zwiększający się w rezultacie czas życia swobodnych nośników daje zwiększoną wydajność. Pomiary realnych kryształów CdS dały bardzo małe przekroje chwytania, co jest powodem ich dużej wydajności.

Wysoka wydajność fotoprzewodnościowa CdS była podstawą stworzenia lampy analizującej typu widikonowego we Francji pod nazwą Conductron (w latach 1950—1952). Stosunkowo mała jednak oporność praktycznych warstw CdS nie pozwoliła na wykorzystanie zasady akumulacji w conductronie. Sytuację ratowała wysoka wydajność fotoprzewodnościowa. Lampa ta jednak jak dotychczas nie znalazła rozpowszechnienia, nie wytrzymując konkurencji z normalnymi widikonami. Conductron dawał małą rozdzielczość, duży prąd ciemny i stosunkowo dużą obserwowaną stałą czasu.

Niemniej jednak, warstwie tej poświęca się nadal wiele prac badawczych.



Rys. 14. Fotoprzewodność InSb [12]

Ciekawym materiałem z punktu widzenia zastosowania widikonów do pracy w podczerwieni jest antymonek indu (InSb), wykazujący charakterystykę spektralną sięgającą do 8 μ (rys. 14). Jest to zjawisko dość wyjątkowe. Materiał ten odznacza się dużą wydajnością fotoprzewodnościową, ale małą opornością.

Powyższe zestawienie własności warstw fotoprzewodzących dotyczy raczej pewnych typowych egzemplarzy tych warstw i nie wyczerpuje występującej w praktyce wielkiej różnorodności warstw o danym składzie chemicznym. Duży rozrzut tych własności jest spowodowany pro-



cesem aktywowania warstw, zarówno na drodze obróbki technologicznej, jak i minimalnymi ilościowo domieszkami.

Przedstawiony tu przegląd ilustruje przydatność teorii fenomenologicznej fotoprzewodności do interpretacji fizycznych własności warstw fotoczułych stosowanych w widikonach.

### 3. OPÓŹNIENIA SYGNAŁÓW WIZYJNYCH GENEROWANYCH W WIDIKONIE

Prąd sygnału wizyjnego płynący w obwodzie płytki sygnałowej widikonu ma przebieg relaksacyjny, tzn. potrzeba pewnego czasu do ustalenia prądu po nagłym włączeniu oświetlenia i jego zaniku po nagłym wyłączeniu oświetlenia warstwy fotoczułej. Rezultatem tego jest zacieranie się konturów szybko poruszających się obiektów i spadek zdolności rozdzielczej przy szybkich zmianach oświetlenia obrazów, gdyż na transmitowany aktualnie obraz nakładają się obrazy poprzednie, chociaż coraz słabiej widoczne.

Z jedną z przyczyn tych opóźnień zapoznaliśmy się przy rozpatrywaniu samego zjawiska fotoprzewodności. Różnice sięgające nawet kilku rzędów wielkości między czasem życia swobodnych nośników a tzw. stałą czasu, charakteryzującą przebieg narastania i zaniku fotoprądu, przy nagłych włączeniach i wyłączeniach oświetlenia półprzewodnika, dawały miarę opóźnień fotoprzewodnościowych. Opóźnienia te charakteryzują widikon, oparty na wewnętrznym zjawisku fotoelektrycznym, w odróżnieniu od innych lamp analizujących, opartych na nierelaksacyjnym praktycznie zjawisku fotoemisji.

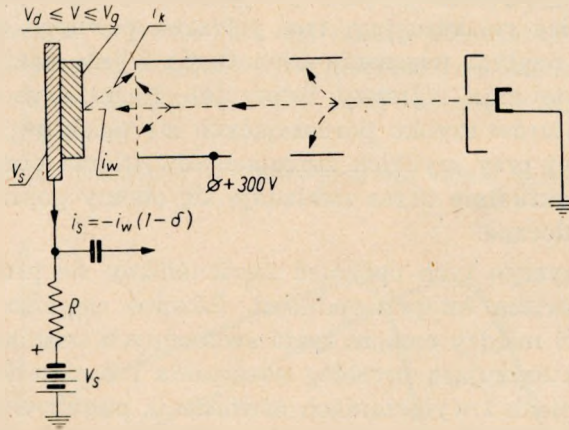
Obserwowany w praktyce znaczny spadek opóźnień przy wzroście oświetlenia oraz wzrost opóźnień przy spadku temperatury dostatecznie wyjaśnia fenomenologiczna teoria fotoprzewodności.

Opóźnienia sygnałów generowanych w widikonie powstają jednak nie tylko wskutek relaksacyjności zjawiska fotoprzewodności, istnieje również tzw. składowa komutacyjna opóźnień. Powstaje ona wskutek tego, że wiązka wybierająca nie zdąża przez krótki czas  $t_e = T/N$  (gdzie  $T$  — czas nadawania obrazu, np.  $T = 1/25$  sek,  $N$  — liczba elementów analizy obrazu) komutacji elementu, całkowicie zneutralizować dodatni ładunek, powstały podczas oświetlenia tego elementu w ciągu czasu trwania 1 obrazu  $T$ . Po następnych okresach komutacji, tj. po następnych odstępach czasu co np.  $1/25$  sek, wiązka będzie neutralizować pozostały jeszcze na elemencie ładunek z poprzedniego oświetlenia, generując stopniowo zanikające, ale fałszywe sygnały, nie odpowiadające zmienionemu w tym czasie oświetleniu elementu. Te opóźnienia dadzą w skutku znów spadek

rozdzielczości dla szybko poruszających się obiektów w obrazie lub szybko zmieniających się, co do rozkładu oświetlenia, miejsc w obrazie.

Niezupełna neutralizacja ładunku elementu przez wiązkę wynika z niewystarczającego zwykle prądu wiązki dla jednorazowego rozładowania elementu (a raczej tej części wiązki, która dochodzi do powierzchni warstwy fotoczułej).

Dla głębszego przeanalizowania powstawania tej komutacyjnej składowej opóźnień jest konieczne dokładniejsze zapoznanie się z przebiegiem mechanizmu generacji sygnałów w widikonie.

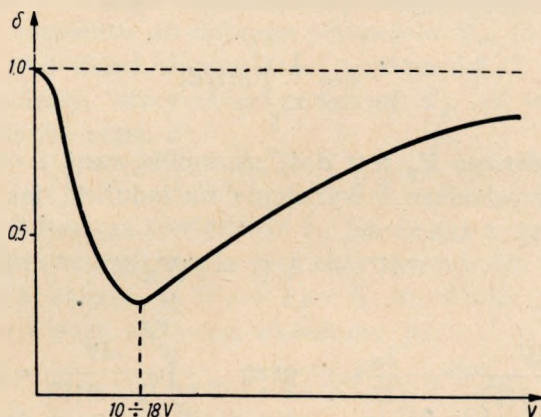


Rys. 15. Rozkład prądów i potencjałów w widikonie

Rozkład prądów i napięć w widikonie ilustruje rys. 15. Wiązka elektronów opuszczając katodę wyrzutni częściowo rozprasza się (wskutek istnienia nieosiowych składowych prędkości elektronów) na boczne ścianki elektrod wyrzutni oraz osadza część elektronów na siatce anody  $A_3$ . Część wiązki, która przejdzie przez oczka siatki  $A_3$ , oznaczmy przez  $i_w$  i będziemy nazywać prądem wiązki. Po przejściu siatki  $A_3$  wiązka elektronów znajdzie się w polu hamującym występującym pomiędzy tą siatką a powierzchnią warstwy fotoprzewodzącej. W przestrzeni tej istnieje znaczna różnica potencjałów:  $V_{A_3} = +300\text{ V}$ , a  $V_s = +10 \div +60\text{ V}$ . Wskutek istnienia pola hamującego, przy małych potencjałach na powierzchni elektrody akumulującej, znaczna część elektronów zawróci, a przede wszystkim te, które nie miały prędkości ściśle osiowej. Jeśli potencjał na powierzchni (zwróconej do wyrzutni) będzie  $V = 0$ , to zawrócą wszystkie elektrony. Istnieje również możliwość sprężystego odbicia elektronów od powierzchni. Wreszcie przy wzrastającym potencjale powierzchni elektrody będzie występować emisja wtórna. Zarówno zawrócone elektrony, jak i odbite oraz elektrony emisji wtórnej powrócą do

anody  $A_3$ , tworząc prąd powrotny  $i_k$ . Oznaczmy  $i_k/i_w = \delta$  i nazwiemy go współczynnikiem powrotu.

Zależność współczynnika  $\delta$  od potencjału powierzchni tarczy, opartą na danych doświadczalnych, przedstawia rys. 16. Początkowa część krzywej odpowiada efektowi zawracania elektronów przez pole hamujące (dla  $V = 0$  wszystkie elektrony wiązki nie zostały dopuszczone do tarczy). Na przebieg środkowej części krzywej mają wpływ wszystkie wyżej wymienione czynniki. Dla wyższych potencjałów tarczy przebieg krzywej zależy tylko od przebiegu emisji wtórnej. Większość autorów



Rys. 16. Współczynnik powrotu w funkcji potencjału warstwy fotoczułej

[10, 23, 26] podaje przebieg tej części zależności  $\delta = f(V)$  jako leżący poniżej prostej  $\delta = 1$ , co oznacza, że współczynnik emisji wtórnej  $k$  nawet przy wyższych potencjałach powierzchni jest  $< 1$ . Niektórzy [15] dopuszczają dla gładkich warstw  $Sb_2S_3$  przekraczanie linii  $\delta = 1$ , tj.  $k > 1$ . Stabilność pracy widikonów przemawia raczej za  $k < 1$ , w zakresie stosowanych w praktyce potencjałów płytki sygnałowej.

Część wiązki dochodząca do powierzchni warstwy  $i_w - i_k = i_w (1 - \delta)$  będzie kompensować dodatni ładunek na danym elemencie w chwili komutacji tego elementu. Dodatni ładunek na elementach powierzchni warstwy tworzy się wskutek naświetlania warstwy fotoczułej w ciągu całego okresu trwania jednego obrazu i wskutek przedostawania się ładunków z płytki sygnałowej w wyniku upływności. W momencie neutralizacji ładunku elementu przez elektrony stanowiące prąd  $(i_w - i_k)$ , równa liczba elektronów będzie spływać z płytki sygnałowej przez opór obciążenia  $R$ . Różnica tych prądów, z elementów różnie oświetlonych, da prąd sygnału wizyjnego. Prąd sygnału będzie więc proporcjonalny do różnicy kompensowanych ładunków na sąsiednich elementach.



Gęstość prądu w wiązce jest niejednakowa na całej powierzchni jej przekroju (większa na przedniej w kierunku wybierania części przekroju), przyjmować tu będziemy jednak średnią wartość gęstości.

Również w znaczeniu czasowym, tj. w ciągu czasu komutacji elementu  $t_e$ , liczba zawróconych elektronów wyrażona przez współczynnik  $\delta$  nie będzie jednakowa, gdyż w tym okresie czasu potencjał elementu pod wiązką zmienia się od górnego potencjału  $V_g$ , jaki zyskał element w czasie akumulacji, do dolnego potencjału  $V_d$ , jaki powstaje w rezultacie kompensacji ładunku na elemencie w końcu czasu  $t_e$ .

Zależność tego średniego współczynnika:

$$\bar{\delta} = \frac{1}{t_e} \int_0^{t_e} \delta(t) dt$$

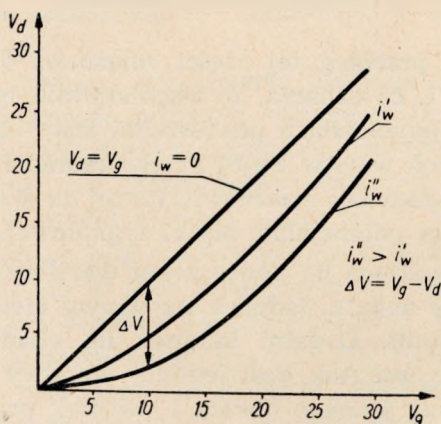
od potencjału górnego  $V_g$  jest dość skomplikowana i określić ją można graficznie [26] wychodząc z wyrażenia na ładunek, jaki wiązka powinna rozładować, tj. z zależności

$$CdV = -i_w [1 - \delta(V)] dt$$

a stąd:

$$\int_{V_d}^{V_g} \frac{dV}{1 - \delta(V)} = -\frac{i_w t}{C} \quad \text{oraz} \quad \int_{V_g}^{V_d} \frac{dV}{1 - \delta(V)} = -\frac{i_w t_e}{C}$$

gdzie  $C$  — pełna pojemność elektrody akumulującej.



Rys. 17. Zależność  $V_d = f(V_g)$  [26]

Całkując liczbowo (graficznie) można wyprowadzić ważną zależność  $V_d$  od  $V_g$ , przy danym prądzie wiązki (rys. 17), co z kolei pozwala na określenie przebiegu powstawania sygnału, a więc i jego opóźnień. Wielkość sygnału będzie wówczas:

$$i_s = i_w(1 - \delta)$$

a zmiana potencjału pod wiązką wyniesie w czasie komutacji

$$\Delta V = V_o - V_d$$

Potencjał powierzchni zwróconej do wyrzutni będzie zależał od procesu tworzenia obrazu ładunkowego wskutek oświetlenia, tj. od upływności warstwy fotoprzewodzącej w ciągu czasu  $T = 1/25$  sek (proces akumulacji) oraz od procesu neutralizacji tego ładunku przez wiązkę elektronową w ciągu bardzo krótkiego czasu  $t_e = T/N$ .

Jeśli założymy, że wiązka za każdym razem w czasie komutacji sprowadza potencjał elementu do dolnego potencjału  $V_d$ , to rozpatrując ten element tarczy jako układ elementarnej pojemności  $C_e$  i oporności elementu  $R_e$  równolegle, otrzymamy potencjał  $V_g$  na wymienionej powierzchni po upływie czasu  $T$ :

$$V_g = V_s(1 - e^{-T/R_e C_e}) + V_d e^{-T/R_e C_e}$$

przy czym  $R_e$  jest funkcją oświetlenia  $L$ .

Jeśli wiązka sprowadzać będzie elementy do dolnego potencjału równego potencjałowi katody, tj.  $V_d = V_k = 0$ , to różnicę potencjałów dla ciemnego i oświetlonego elementu określimy jako:

$$\Delta V' = V_{o\text{św}} - V_{ciem} = V_s(e^{-T/R_{ec} C_e} - e^{-T/R_{e\text{ośw}} C_e})$$

$R_{e\text{ośw}}$  otrzymamy ze znanej nam zależności dla fotoprzewodności:

$$\sigma = \sigma_c + A I^\gamma$$

gdzie:

$\sigma_c$  — przewodność ciemna,

$A$  — stały współczynnik zależny od rodzaju warstwy,

$\gamma$  — wykładnik zależności fotoprąd-natężenie światła, dla widikonów najczęściej 0,6—0,7.

Górną granicą, do jakiej może dojść potencjał powierzchni przy bardzo dużym oświetleniu, będzie potencjał płytki sygnałowej  $V_g = V_s$ , a dolną granicą (bez oświetlenia) przy pełnym rozładowaniu płytki przez wiązkę oraz bardzo małej upływności na ciemno, będzie  $V_d = V_k = 0$ . Można jednak przybliżonym rachunkiem stwierdzić, że spełnienie warunku dostatecznego dla pełnego rozładowania prądu, a raczej jej części  $(i_w - i_k) = i_w(1 - \delta)$  jest trudne przy większych potencjałach na powierzchni warstwy fotoczułej. W granicznym przypadku wiązka powinna skompensować na elemencie potencjał równy potencjałowi płytki sygnałowej w ciągu czasu komutacji elementu, tj. czasu  $t_e$ , a więc:

$$i_w(1 - \delta) = \frac{V_s C_e}{t_e} = \frac{V_s C}{T}$$

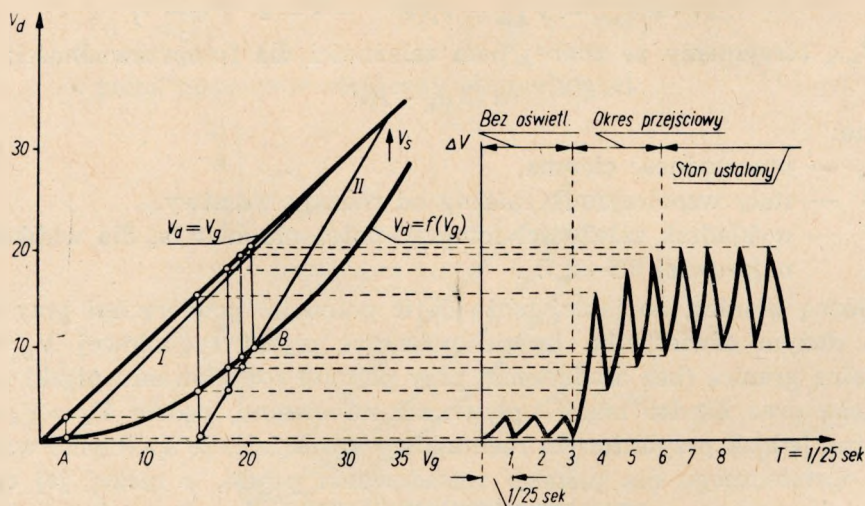
(bo  $C_o = C/N$  a  $t_e = T/N$ ).

Jeżeli założymy na podstawie krzywej z rys. 16  $\delta=0,5$  oraz  $C=2000$  pF  $T = 0,04$  sek i przyjmiemy stosunkowo niewielki potencjał płytki sygnałowej, np.  $V_s = 20$  V, to otrzymamy:

$$i_w = \frac{2V_s C}{T} = 2 \mu\text{A}$$

Jest to prąd duży, przeważnie bowiem prąd wiązki nie przekracza  $0,5 \mu\text{A}$ , gdy w przeciwnym przypadku zbyt duży przekrój wiązki wprowadza spadek rozdzielczości obrazu. Zwiększenie pojemności tarczy oraz zwiększenie ładunków sytuację pogarsza. Niedostateczny prąd wiązki oznacza rozładowywanie ładunku na elemencie dopiero w ciągu kilku lub kilkunastu kolejnych okresów wybierania, powodując relaksacyjność generacji sygnałów. Należy zaznaczyć, że w praktyce  $T$  powinno być raczej równe  $1/50$  sek, gdyż przy wybieraniu międzyliniowym plamka wybierająca zbiera, przynajmniej częściowo, również ładunki z sąsiednich linii pola, a więc średnica przekroju plamki przeważnie przekracza szerokość jednej linii.

Możemy teraz określić wykresnie relaksacyjny proces tworzenia się potencjałów na powierzchni fotoopornika spowodowany komutacją. W całym tym rozważaniu nie braliśmy pod uwagę opóźnień wywołanych



Rys. 18. Wykres ustalania się potencjałów na elektrodzie akumulującej po włączeniu oświetlenia [26]

procesem fotoprzewodnictwa, tj. procesu stopniowego narastania i zaniku fotoprądu przy włączaniu i wyłączaniu oświetlenia. Rysunek 18 przedstawia w układzie  $V_g - V_d$ , prostą  $V_d = V_g$  (pod kątem  $45^\circ$ ) oraz krzywą  $V_d = f(V_g)$ , dla pewnego prądu wiązki  $i_w$  (wzięte z rys. 17). Od-



ciniki rzędnej pomiędzy tą prostą i krzywą dadzą, dla każdego potencjału  $V_g$ , wartość zmiany potencjału na elemencie tarczy elektrody akumulującej  $\Delta V = V_g - V_d$ .

Na wykresie są jeszcze przedstawione dwie proste wychodzące z punktu  $V_g = V_d$  a wyrażające zgodnie ze wzorem (1) zależność  $V_d$  od  $V_g$  w procesie zapisu informacji (akumulacji) wskutek upływności przez warstwę. Prosta I jest podana dla przypadku braku oświetlenia ( $L = 0$ ), a prosta II dla przypadku maksymalnego oświetlenia ( $L = L_{max}$ ), dopuszczalnego dla danego widikonu. Odcinki rzędnych pomiędzy prostą II dla  $L = L_{max}$  i prostą  $V_g = V_d$  dadzą znów różnice potencjałów ( $\Delta V'$ ), powstające na powierzchni wskutek procesu akumulacji. Warunek równowagi potencjałów na powierzchni fotoopornika określa, że wzrost ładunku przez przewodzenie powinien równać się ładunkom (przeciwnym co do znaku) otrzymywanym z wiązki, tj.  $\Delta V = \Delta V'$ . Warunek ten będzie spełniony w punktach A i B przecięcia wspomnianych prostych akumulacyjnych z krzywą  $V_d = f(V_g)$ . Odcinek A — B krzywej  $V_d = f(V_g)$  jest więc odcinkiem użytecznej pracy dla danego widikonu, przy przyjęciu pewnego maksymalnego oświetlenia oraz określonego prądu wiązki. Przyjmując teraz jako punkt wyjścia p. A i nagle oświetlenie fotokatody, możemy wykreślić, punkt po punkcie, kolejno dla poszczególnych  $T$ , wykreślić zmiany potencjału od  $V_d$  do  $V_g$ , aż do osiągnięcia p. B. W rezultacie otrzymamy wykres prawej części rys. 18, przedstawiający relaksacyjne narastanie potencjału na powierzchni warstwy fotoczułej. Te zmiany potencjału pozwolą na wykreślenie przebiegu narastania prądu sygnału. Podobnie wykreślić można przebieg zanikania potencjałów po nagłym wyłączeniu światła. Jeśli przyjmiemy mniejszy prąd wiązki, krzywa  $V_d = f(V_g)$  przesunie się bliżej  $V_g = V_d$  i jeśli analogicznie wykreślimy narastanie potencjału, to przekonamy się, że czas ustalania się potencjału obecnie wzrośnie.

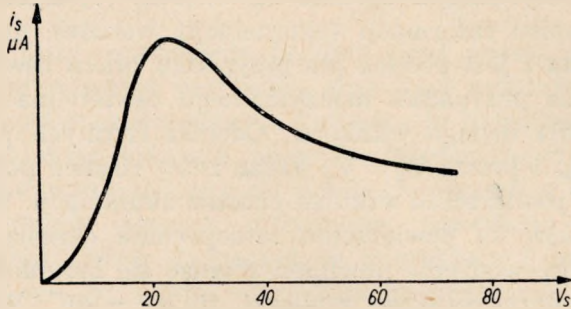
Przedstawiona tu metoda [26] unaocznia fizyczny proces powstawania opóźnień z tytułu komutacji.

Istnieją i inne ujęcia analityczno-wykreślnego określania opóźnień [16, 15, 18, 19] oparte na zdjętej eksperymentalnie tzw. krzywej akceptacji wiązki, tj. na zależności  $i_s = f(V)$ . Taka krzywa jest przykładowo przedstawiona na rys. 19 — wynika ona bezpośrednio z krzywej  $\delta = f(V)$ .

Podane wyżej metody analizy procesu akumulacji i komutacji w widikonie pozwalają na dość prawidłową interpretację zjawiska i potwierdzają istnienie składowej komutacyjnej opóźnień, ale nie mogą dać ściślejszych ustaleń ilościowych, pozwalających na określenie wzajemnego udziału procesu fotoprzewodnościowego i procesu komutacyjnego w opóźnieniach generacji sygnałów w widikonie. Przyczyną tego jest trudność pomiarów, w szczególności wtórnej emisji przy małych wartościach po-

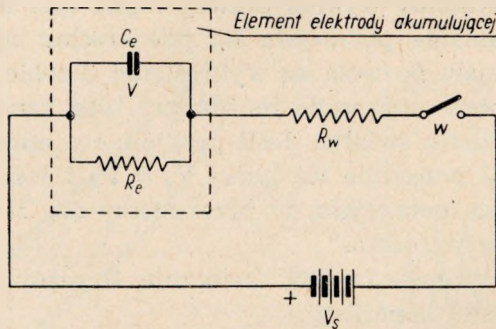
tencjałów powierzchni tarczy, a zależność  $\delta = f(V)$  jest wyjściową dla tych dość skomplikowanych obliczeń.

Wymienione metody są oparte na przyjęciu prawie prostoliniowości odcinka pracy na krzywej akceptacji wiązki (tj. na części wzrastającej tej



Rys. 19. Krzywa akceptacji wiązki

krzywej). Jeśli rozpatrywać układ równoważny dla procesu komutacji, przedstawiony na rys. 20, sprowadza się ten warunek do przyjęcia oporności wiązki elektronowej  $R_w$  za stałą. Nie wprowadza to dużych błędów przy analizie pracy normalnych widikonów pracujących z małymi prądami ciemnymi i przy niewielkich potencjałach płytki sygnałowej.



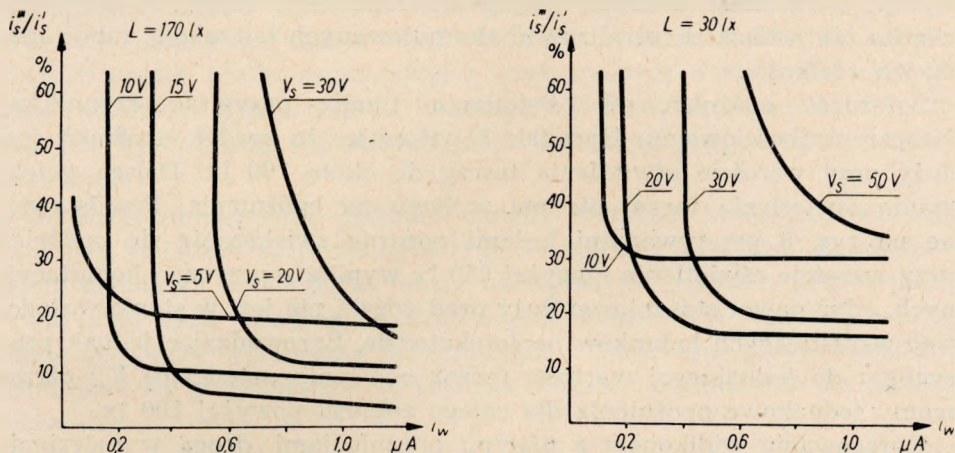
Rys. 20. Obwód równoważny dla elementu elektrody akumulującej

Ostatnio wprowadzone widikony (np. firmy RCA) pracują jednak przy prądach ciemnych tej samej praktycznie wielkości co i prądy sygnałów i przy stosunkowo wysokich potencjałach płytki sygnałowej. Wówczas  $R_w$  staje się nieliniową funkcją potencjału elementu powierzchni fotoczułej i możliwość stosowania wyżej przedstawionej analizy staje się wątpliwą.

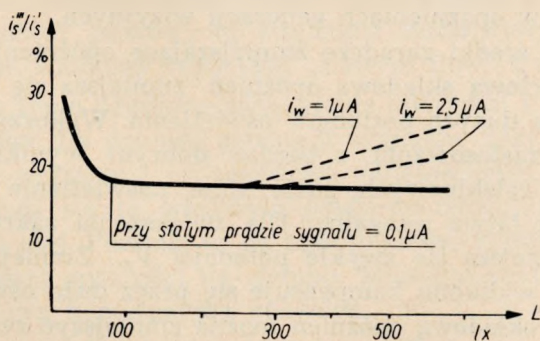
Z tych powodów w literaturze technicznej istnieją bardzo różne poglądy co do przewagi czynnika komutacyjnego względnie przewodnościowego w opóźnieniach sygnałów w widikonach. Webley, Lubszyński

i Lodge [16] oraz Redington [18] porównywali dla tych samych widikonów krzywe eksperymentalne ogólnych opóźnień z krzywymi obliczonymi dla opóźnień komutacyjnych, dochodząc do wniosku, że składowa fotoprzewodnościowa stanowi przynajmniej połowę ogólnych opóźnień. Inni autorzy [15, 26] uważają, że składowa komutacyjna ma znaczną przewagę.

Dla przykładowego przedstawienia zależności opóźnień od prądu wiązki oraz od oświetlenia na rysunkach 21, 22, 23 są podane wyniki doświad-



Rys. 21 i 22. Zależność opóźnień (stosunek resztkowego sygnału po 1/25 sek do r.s. po 0 sek) od prądu wiązki [28]



Rys. 23. Zależność opóźnień od oświetlenia [28]

czalne z pomiarów R. Bykowa i S. Gurewicza [28]. Mierzone tu były resztkowe sygnały z obrazu czarnego pasa na białym tle, bezpośrednio po zaciemnieniu fotokatody oraz po upływie 1/50 sek i po 1/25 sek. Rysunki te wyraźnie wskazują, że nawet znacznym zwiększeniem prądu wiązki nie można uniknąć długo ciągnącego się resztkowego sygnału. Należy uważać, że ten długi ogon wykresu opóźnień jest spowodowany



wyłącznie relaksacyjnością zjawiska fotoprzewodności. Zwiększanie potencjału płytki sygnałowej powoduje wzrost opóźnień komutacyjnych, gdyż wzrastają ładunki akumulowane na powierzchni fotoopornika. Przy małych potencjałach płytki sygnałowej opóźnienia początkowo maleją szybko wraz ze wzrostem prądu wiązki, ale potem resztkowe opóźnienia pozostają większe niż dla krzywych przy większych  $V_s$ . Można to tłumaczyć dolnym zakrzywieniem charakterystyki akceptacji wiązki lub krzywej  $\delta = f(V)$  przy bardzo małych potencjałach powierzchni fotoczułej, tj. zawracaniem znacznej większości elektronów wiązki. W rezultacie wiązka nie nadąża zneutralizować akumulowanych ładunków, mimo małej ich wielkości.

Zależność opóźnień od oświetlenia trzeba przypisać czynnikowi fotoprzewodnościowemu. Rysunek 8 wskazuje, że spadek opóźnień jest duży przy wzroście oświetlenia tarczy do około 100 lx. Dalsze zwiększanie oświetlenia raczej nie ma wpływu na opóźnienia. Przedstawione na rys. 8 przerywanymi liniami pozorne zwiększanie się opóźnień przy wzroście oświetlenia powyżej 250 lx wynika z przyczyn komutacyjnych, gdyż nawet stosunkowo duży prąd wiązki nie jest w stanie rozładować wzrastających ładunków na fotokatodzie. Sprowadzając jednak prąd sygnału do jednakowej wartości (przez obniżenie potencjału  $V_s$ ) otrzymamy jednakowe opóźnienia dla całego zakresu powyżej 100 lx.

Opracowanie widikonów z małymi opóźnieniami drogą wynaleźnia odpowiednich materiałów, poprzez odpowiednie domieszki i technologię obróbki warstw fotoczułych, dowodzi dużego udziału czynnika fotoprzewodnościowego w opóźnieniach generacji wizyjnych.

Jakie istnieją środki zaradcze zmniejszające opóźnienia w widikonie? Fotoprzewodnościową składową opóźnień zmniejsza się bardzo znacznie przez stosowanie dużych poziomów oświetlenia. Wykorzystane to zostało w pełni przy zastosowaniu, z bardzo dobrym wynikiem, widikonów w urządzeniach telekinowych, gdzie silne naświetlenie taśmy filmowej jest normalne i łatwo osiągalne. Dla zwiększenia zakresu użytecznego oświetlenia zmniejsza się zwykle potencjał  $V_s$ . Zmniejszającą się przy tym wydajność widikonu kompensuje się przez duże oświetlenie.

Komutacyjną składową opóźnień można zmniejszyć zwiększeniem prądu wiązki, co potwierdza doświadczenie i podana wyżej analiza. Zwiększanie jednak prądu wiązki poza określoną wartość powiększa zbytnio przekrój wiązki, zmniejszając rozdzielczość. W praktyce prąd  $i_w$  nie powinien dla normalnych widikonów przekraczać  $0,5 \mu\text{A}$ , aby uzyskać prawidłowość wybierania międzyliniowego i aby rozdzielczość była utrzymana w granicach 500—600 linii. Dobre zogniskowanie wiązki, a więc dobrze zaprojektowany układ elektrod i cewek ogniskujących, pozwala na zwiększenie prądu wiązki bez obniżenia rozdzielczości.

W nowych lampach pracujących z dużymi prądami ciemnymi wiązka kompensuje sumaryczny prąd (ciemny + z oświetlenia). Prąd wiązki powinien więc być większy. Aby utrzymać rozdzielczość w dopuszczalnych granicach, musiano bardzo znacznie poprawić ogniskowanie wiązki oraz warunki ładowania elektronów wiązki na elektrodzie akumulującej.

Ważne jest utrzymanie bardziej liniowego odcinka dolnego zakrzywienia krzywej akceptacji wiązki. Osiągnąć to można przez zmniejszenie nieosiowych składowych prędkości elektronów wiązki drogą odpowiedniej konstrukcji układu elektrod oraz przez uzyskanie jednolitej grubości warstwy fotoczułej. Praca nowych widikonów (np. RCA 7038) w zakresie dużych napięć płytki sygnałowej, a więc znacznie wydajniejszych, była możliwa dzięki wypracowaniu wyjątkowo jednorodnej warstwy fotoczułej, nie wykazującej widocznych plam tła nawet przy dużych prądach ciemnych.

Znaczne zmniejszenie opóźnień można uzyskać przez podświetlenie warstwy światłem rozproszonym [16]. Tłumaczyć to można stabilizowaniem dodatnich potencjałów tarczy na wyższym poziomie (przy tym samym  $\Delta V$ ), gdzie zdolność neutralizacyjna wiązki jest większa, zmniejszają się więc opóźnienia komutacyjne. Składowa przewodnościowa mniejsza się prawdopodobnie również wskutek zwiększenia się gęstości nośników.

Wysiłki nad opracowaniem trójbarwnego widikonu dla kamer telewizji kolorowej spowodowały opanowanie w dużej mierze technologii wytwarzania fotokatod widikonowych o strukturze paskowej. Wykorzystując tę technikę struktur paskowych, względnie komórkowych, opracowano eksperymentalne widikony typu tzw. „Lateral flow” i mostkowego [29].

W pierwszym typie uzyskano zwiększenie oporności i zmniejszenie pojemności warstwy dla procesu generacji sygnałów przy zachowaniu tej samej grubości warstwy i jej oporności objętościowej, gdyż przepływ prądów dokonywa się tu właściwie powierzchniowo, wzdłuż warstwy a nie na wskroś niej. Pozwala to na zastosowanie czulszych fotoprzewodników, o mniejszej oporności na ciemno. Mniejsza skuteczna pojemność redukuje składową komutacyjną opóźnień.

W mostkowym typie również istnieje możliwość zastosowania czulszych fotoprzewodników, a poza tym wiązka neutralizuje tylko składową zmienną prądu sygnału. Uzyskuje się przez to również zmniejszenie opóźnień.

Jednak technologia paskowo-komórkowych fotokatod jest wyjątkowo trudna, wymaga wysokiej precyzji wykonania dla utrzymania tej samej rozdzielczości. Z tego względu zastosowanie tych rozwiązań nie wyszło dotychczas z fazy doświadczalnej.

Wadę widikonów wynikającą z opóźnień generacji sygnałów, uniemożliwiającą do niedawna stosowanie widikonowych kamer przy transmisjach ze studia i z pleneru, należy w ogólności uważać w dużej mierze za opanowaną. Nowe widikony pozwalają już na dobrą pracę we wspomnianych dziedzinach, jak również na zastosowanie ich w studyjnych kamerach trójlampowych w telewizji kolorowej, gdzie dodatkowe wymagania dotyczące uzyskiwania jednakowych sygnałów z poszczególnych egzemplarzy oraz odpowiednich charakterystyk spektralnych utrudniają zagadnienie.

#### 4. WNIOSKI KOŃCOWE

Lampa analizująca stanowi w torze telewizyjnym ogniwo, w którym łatwo powstają skażenia, bardzo trudno lub często w ogóle niemożliwe do późniejszego skorygowania. Dlatego gruntowne badania lamp analizujących powinny być przeprowadzane w Instytucie Łączności i w Polskim Radio (niezależnie od potrzeb produkcyjnych), jako podstawowy czynnik w walce o jakość obrazu telewizyjnego przekazywanego do odbiorców.

Widikon już obecnie odgrywa decydującą rolę w urządzeniach dla przekazywania filmów, a należy przewidywać, że już w najbliższej przyszłości odgrywać będzie podobną rolę w reportażu i transmisjach ze studia. Rola widikonu w telewizji kolorowej oraz w innych zastosowaniach, poza telewizją programową, jest również wyjątkowo duża.

Generalnie biorąc, prace dotyczące widikonów, jakie na podstawie rozeznania autora powinny być prowadzone, można zestawić następująco:

1. Prace podstawowe z teorii fotoprzewodności, mające na celu pogłębienie rozeznania tej dziedziny, wyjaśnienie wielu zagadnień dotychczas niejasnych, ale przede wszystkim mające na celu dążenie do bliższego ilościowego ujęcia zjawiska fotoprzewodności.

2. Badanie nowych materiałów na warstwy fotoprzewodzące w widikonach oraz prace nad technologią tych warstw.

Obydwa te zadania przekraczają w zasadzie zakres zadań Instytutu Łączności i Laboratorium Telewizyjnego Polskiego Radia, poza ograniczeniem się raczej do fragmentów prac i śledzenia postępu w tej dziedzinie.

Natomiast IŁ i Polskie Radio powinny bezpośrednio interesować następujące prace:

3. Pogłębienie analizy pracy widikonu, tj. procesu generacji sygnałów, rozciągając ją również na widikony pracujące z dużymi prądami ciemnymi i przy wysokich potencjałach płytki sygnałowej.

4. Analiza skażeń obrazu mających swe źródło w lampie analizującej. Powinna tu być badana nie tylko sama lampa i warunki jej pracy w ka-



merze, ale i wpływ na jej pracę warunków zewnętrznych, jak oświetlenie sceny, reagowanie na błyski światła, dłużej trwające nieruchome jaskrawości sceny, odtwarzanie szybko poruszających się obiektów, wpływ temperatury itp.

5. Badania widikonów i pomiary ich parametrów, potrzebne z punktu widzenia eksploatacji oraz normalizacja tych badań i pomiarów.

Jak dotychczas, metody pomiarowe dotyczące parametrów lamp analizujących są bardzo skąpo podawane w literaturze technicznej i nawet co do zasadniczych pojęć nie są ujednocnione. Ustalenie tych metod wymaga dużego wkładu pracy, ale opracowane metody pomiaru większości parametrów będą nadawać się nie tylko do widikonów ale i do innych lamp analizujących.

Z punktu widzenia eksploatacji najważniejsze wydają się badania następujących parametrów widikonów:

a) zdejmowanie charakterystyki: prąd sygnału — naświetlenie fotokatody. Z charakterystyki tej określa się wydajność widikonu (zwykle w  $\mu\text{A}/\text{lm}$ ), zakres dopuszczalnych zmian oświetlenia oraz współczynnik  $\gamma$ , będący miarą odtwarzania gradacji obrazu;

b) zdejmowanie charakterystyki spektralnej. Ma ona szczególne znaczenie przy selekcji lamp dla kamer telewizji kolorowej, a również daje orientację co do prawidłowego odtwarzania kolorów transmitowanej sceny jako odcieni w telewizji biało-czarnej;

c) badanie czułości, tj. określanie minimalnego oświetlenia obiektu, potrzebnego dla otrzymania jeszcze dostatecznie dobrego jakościowo obrazu. Czułość należy badać dla statycznego obrazu w odniesieniu do poziomu szumów po pierwszym stopniu wzmocnienia oraz dynamicznie dla obiektów w ruchu, w odniesieniu do efektu opóźnień w obrazie. Tak badana czułość określi możliwość zastosowania kamery z danym widikonem w warunkach skąpego oświetlenia;

d) badanie rozdzielczości w kierunku poziomym i pionowym;

e) badanie opóźnień generacji sygnałów;

f) badanie widoczności tła obrazu wskutek istnienia prądu ciemnego i niejednorodności struktury warstwy fotoczułej.

6. Próby poprawy parametrów eksploatowanych widikonów (regeneracja). Doświadczenia zewnętrznego formowania warstwy fotoczułej były przeprowadzane np. w NRF, z dobrym wynikiem zarówno co do podniesienia czułości lampy, jak i zmniejszenia opóźnień [30].

Zagadnieniem ważnym jest zdobycie dobrego rozeznania własności widikonów w celu umiejętności określania warunków technicznych dla przygotowywanej produkcji krajowej oraz umiejętności prawidłowego odbioru technicznego.

Umiejętność oceny własności widikonów ostatnio produkowanych za

granicą pozwoli na prawidłowe ich zastosowanie w już istniejących urządzeniach (pracujących z widikonami starszego typu), a przez to na poprawę jakości nadawanych obrazów.

Wysoka cena importowanych lamp analizujących w pełni uzasadnia jednorazowe wydatki na wyposażenie pracowni badań, a poprawa jakości emisji telewizyjnej będąca następstwem tych badań, uzasadni całkowicie wkład pracy na opracowanie metod pomiarowych.

#### WYKAZ LITERATURY

1. *Van der Ziel A.*: Solid State Physical Electronics. Prentice-Hall. 1957.
2. *Rose A.*: An Outline of Some Photoconductive Processes. RCA Review. Sept. 1951.
3. *Rose A.*: Performance of Photoconductors. Ze zbioru: Photoconductivity Conference. Atlantic City 1954.
4. *Szałyt S.*: Elektroprowodnost Połuprowodników. Ze zbioru A. N. ZSRR: „Połuprowodniki w Naukie i Tiechnike” tom I 1957.
5. *Rywkın S.*: Rekombinacja w Połuprowodnikach. Ze zbioru jak wyżej, tom II 1958.
6. *Bube R.*: Photoconductivity of the Sulfide, Selenide and Telluride of Zinc or Cadmium. PIRE. Dec. 1955.
7. *Weimer P., Cope A.*: Photoconductivity in Amorphous Selenium. RCA Review Sept. 1951.
8. *Forgue S., Goodrich R., Cope A.*: Properties of Some Photoconductors principally Antimony Trisulfid. RCA Review. Sept. 1951.
9. *Smith R.*: Some Aspects of the Photoconductivity of Cadmium Sulfid. RCA Review. Sept. 1951.
10. *Heijne L.*: The Lead-oxide Vidicon. Acta Electronica. Vol. 2. N 1-2.
11. *Jumatow K., Pierewodczikow W.*: Nowyje Fotosłoi dla Pieredajuszczich Tielewizionnyh Trubok s Fotoprowodiaszczej Miszeniu. Radiotekhnika i Elektronika. N 3 1958.
12. *Moss T.*: Absorption and Photoconductivity in InSb. Ze zbioru: Photoconductivity Conference. Atlantic City 1954.
13. *Redington R.*: Maximum Performance of High-Resistivity Photoconductors. J. of Applied Physics. Febr. 1958.
14. *Babits V.*: Semi-conducting Materials in Vidicon-type television Pick-up Tubes. J. of Tel. Society. 12. 1958.
15. *Kunze C.*: Zur Frage der Trägheitererscheinungen in Fernsehaufnahmeröhren von Vidikon-typ. Hohfr. und EL-Akustk. Nov. 1957.
16. *Webley, Lubszyński, Lodge*: Some Half-tone Charge Storage Tubes. PIEE July 1955.
17. *Heimann W.*: Eigenschaften und Anwendungen von Fernseh-Bildaufnahmeröhren mit Widerstandsphotoschichten. AEU 1. 1955.
18. *Redington R.*: The Transient Response of Photoconductivity Camera Tubes Employing Low-velocity Scanning. IRE Transactions in Elektron Devices. July 1957.
19. *Neuhauser R., Miller L.*: Beam-Landing Errors and Signal-Output Uniformity of Vidicons. J. of SMPTE. March 1958.

20. Miller L., Vine B.: Improved Developmental One-Inch Vidikon For Television Cameras. J. of SMPTE. March 1958.
21. Cope A.: A Miniatur Vidicon of High Sensitivity. RCA Review. Dec. 1956.
22. Vine, Janes, Veith: Performance of the Vidicon, a Small Developmental Television Camera Tube. RCA Review. March 1952.
23. Heimann W.: Zur Problem der Nachwirkungerscheinungen im Vidikon. AEU 2. 1956.
24. Artemiew N., Sokolow W., Poklad N.: Issledowanie Inercionnosti Pieredajuszczich Telewizionnych Trubok s Fotoprowodiaszczimi Miszeniami. Tiechnika Kino i Tielewidienja. 10. 1957.
25. Oksman J., Epifanow M.: K Woprosu ob Inercionnsti Fotorezistivnych Trubok Tipa Widikon. Radiotiechnika i Elektronika. 12 1958.
26. Gerus W. L.: Nakoplenie i Sczytywanie Potencjalnowo Reliefa w Tielewizionnych Pieredajuszczich Trubkach s Razłożeniem Puczkom Miedlennych Elektronow. Tiechnika Kino i Tielewidienja. 4/5 1958.
27. Gurewicz S. B.: Fizyczeskiye Processy w Pieredajuszczich Tielewizionnych Trubkach. Gos. Izd. Fiz.-Mat. Literatury. 1958.
28. Bykow R., Gurewicz S.: K Analizu Faktorow, Wlijajuszczich na Inercionnost Wikona. Tiechnika Kino i Tielewidienja 5. 1959.
29. Ochs S., Weimer P.: Some New Structure-type Targets for the Vidicon. An Analysis of their Operation. RCA Review. March 1958.
30. Heimann W.: Moglichkeiten zur Verringerung der Nachwirkungerscheinungen bei Kameraröhren von Typ Vidikon. AEU. Mai. 1959.

V. Цетнер

## ВВЕДЕНИЕ В ИССЛЕДОВАНИЯ ВИДИКОНА

### Резюме

В статье объяснены физические процессы происходящие в передающей телевизионной трубке типа видикон. Приведён краткий очерк теории фотопроводимости с постановкой вопроса требуемой для понятия процессов, происходящих в светочувствительных слоях в видиконах. Рассмотрены условия, которые должны быть соблюдены светочувствительными слоями в видиконах, а также приведен обзор свойств слоев, применяемых в практике.

Приведен краткий анализ явления инерционности генерирования сигнала в видиконе. Объяснение причины возникновения фотоэлектрической составляющей вышеуказанной инерционности основано на приведенной теории фотопроводимости. Произведен анализ коммутационной составляющей этой инерционности, вызванной процессом накопления и нейтрализации зарядов на фотокатоде видикона электронным пучком. Представлена оценка взаимного отношения этих составляющих инерционности, а также обсуждены применяемые предохранительные средства для уменьшения запаздываний.

Вся статья составлена таким образом, чтобы получить введение в исследования видикона в основном для потребностей эксплуатации и она должна помочь в достижении высшего качества передаваемого телевизионного изображения.



W. Cetner

## INTRODUCTION TO THE TESTING OF VIDICON TUBES

### Summary

The paper explains physical processes taking place in a vidicon type scanning tube. A brief outline of the theory of photoconductivity is given, comprising what is necessary to the understanding of phenomena occurring in photosensitive layers of vidicon tubes. Conditions to be met by photoconductive layers in vidicon tubes are discussed and a survey of those in practical use is given.

A brief analysis of the phenomenon of signal generation lag in vidicon tubes is followed by an explanation of the cause of the photoconductive component which is based on the above mentioned theory of photoconductivity. The commutative component of lag arising from the process of accumulation and neutralization of electric charges on the photocathode of a vidicon tube, caused by the scanning electron beam has been analysed. The relation between these components of lag is evaluated and the methods of reducing lag discussed.

The paper is intended to constitute an introduction to the testing of vidicon tubes, specially for exploitation purposes, and should contribute to the improvement of the quality of TV picture transmitted.

W. Cetner

## INTRODUCTION AUX ESSAIS DES TUBES VIDICON

### Résumé

Les processus physiques ayant lieu dans un tube d'analyse du type vidicon sont expliqués. Est donné un bref exposé de la théorie de la photoconductivité, contenant ce qui est nécessaire pour comprendre les phénomènes ayant lieu dans les couches photosensibles des tubes vidicon. Les conditions auxquelles doivent satisfaire les couches photoconductives des tubes vidicon sont examinées et les propriétés de celles utilisées en pratique sont passées en revue.

Une brève analyse du phénomène du délai, de la génération des signaux dans les tubes vidicon est suivie d'une explication de l'origine de la composante photoconductive de ce délai, ce qui est basé sur la théorie de la photoconductivité ci-mentionnée. Est examinée la composante commutative du délai, provoquée par l'accumulation et neutralisation des charges électriques à la photocathode du tube vidicon par le faisceau d'électrons. Le rapport entre les composantes du délai est examiné, ainsi que les mesures à prendre pour réduire ce délai.

L'article est conçu comme introduction aux essais des tubes vidicon, surtout au point de vue d'exploitation, et devrait contribuer à l'amélioration de la qualité de l'image télévisuel à l'émission.

W. Cetner

## EINFÜHRUNG IN DIE PRÜFUNG VON VIDICON-RÖHREN

### Zusammenfassung

Die in einer Vidicon-Abtaströhre entstehenden physikalischen Prozesse werden erläutert. Anschliessend wird eine kurzgefasste Einführung in die Theorie der Fotokonduktivität gegeben, die das Wesentliche zur Verständnis der in fotosensitiven Schichten einer Vidicon-Röhre entstehenden Prozesse enthält. Die von den fotokonduktiven Schichten einer Vidicon-Röhre zu erfüllenden Bedingungen werden besprochen, sowie die Eigenschaften der in Praxis verwendeten Schichten.

Das Phänomen der Verzögerung der in einer Vidicon-Röhre entstehenden Signale wird untersucht. Die Ursache der fotokonduktiven Komponente dieser Verzögerung wird auf Grund der dargelegten Theorie der Fotokonduktivität erläutert. Die kommutative Komponente dieser Verzögerung, die infolge der vom abtastenden Elektronenbündel verursachten Häufung und Neutralisierung von elektrischen Ladungen an der Fotokathode der Vidicon-Röhre entsteht, wird untersucht. Das Verhältnis der Komponenten der Verzögerung wird abgeschätzt und die Massnahmen zur Verminderung der Verzögerung besprochen.

Das Ganze ist vorgesehen als eine Einführung in die Prüfung der Vidicon-Röhren und trägt hauptsächlich den Bedürfnissen des Betriebes Rechnung. Es sollte auch zur Verbesserung der Qualität des ausgesandten Fernsehbildes einen Beitrag leisten.

PAWEŁ SZULKIN

621.396.674.3

## PROMIENIOWANIE DIPOLA UMIESZCZONEGO NAD WZNIESIENIEM PÓLKULISTYM

Rękopis dostarczono do IŁ. 6.5.1960 r.

Praca daje rozwiązanie problemu promieniowania anteny dipolowej, umieszczonej nad półkulą, której podstawą jest płaszczyzna. Wyniki w postaci szeregów mogą służyć do obliczania praktycznego pola anten umieszczonych na wierzchołkach gór lub wzniesień ponad poziomem ziemi.

Promieniowanie anten umieszczonych na wierzchołkach gór lub wzniesień jest problemem niezmiernie trudnym. Wydaje się więc celowa próba rozwiązania tego zagadnienia w warunkach wyidealizowanych w tym sensie, że wzniesienie lub górę traktujemy jako półkulę, której podstawą jest nieskończona płaszczyzna (rys. 1). Przyjmujemy dalej, że zarówno półkula jak i płaszczyzna są doskonale przewodzące.

Problem polega na znalezieniu pola dalekiego cienkiej anteny dipolowej, jeżeli znamy rozkład prądu wzdłuż anteny. Jest oczywiste, że sytuacja ogólna nie zmieni się, jeżeli usuniemy płaszczyznę przewodzącą wprowadzając obraz wzniesienia i anteny. W rezultacie otrzymamy kulę pobudzaną przez dwa dipole umieszczone w przeciwległych biegunach (rys. 1). Prądy w obu dipolach są w fazie, tzn. że jeżeli w dowolnym momencie prąd w jednej antenie w odległości  $x$  od podstawy jest skierowany od kuli, wówczas prąd w odpowiednim punkcie drugiej anteny płynie w kierunku kuli.

Zagadnienie można jeszcze bardziej uprościć, rozpatrując działanie tylko jednego dipola, a następnie nałożyć na siebie wpływy obu anten przy uwzględnieniu właściwej orientacji i zależności fazy. Dla nieskończonego cienkiego dipola zasilanego u podstawy rozkład prądu będzie sinusoidalny [1]. Możemy przyjąć, że w przybliżeniu rozkład taki jest również ważny dla dostatecznie cienkich anten. Należy jeszcze znać rozkład prądu na kuli wywołany przez dipol. W tym celu rozpatrzmy rys. 2, gdzie antena

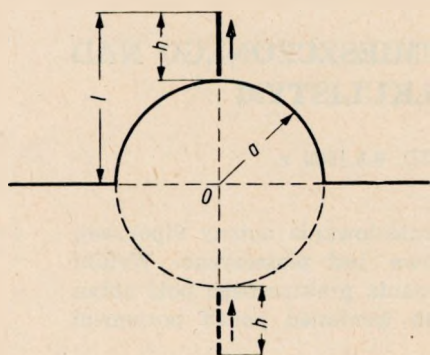


leży wzdłuż promienia przechodzącego przez biegun  $\Theta = 0$  kulistego układu współrzędnych.

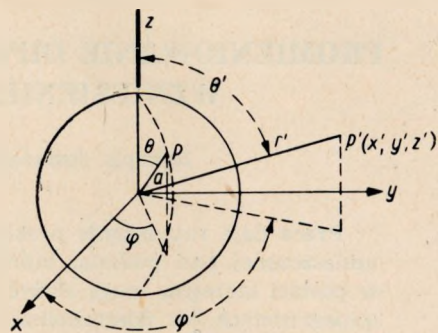
Stosujemy twierdzenie o wzajemności [2] Lorentza, które mówi, że

$$\nabla \cdot (\bar{E}' \times \bar{H}'' - \bar{E}'' \times \bar{H}') = 0 \quad (1)$$

gdzie  $\bar{E}'$ ,  $\bar{H}'$  i  $\bar{E}''$ ,  $\bar{H}''$  — dwa pola spełniające równania Maxwella w tej samej przestrzeni geometrycznej, lecz pochodzące od całkowicie niezależ-



Rys. 1



Rys. 2

nych źródeł. Własności fizyczne przestrzeni (np.  $\epsilon$ ,  $\mu$ ), w której są określone pola, mogą być różne w obu przypadkach. Jeżeli powyższe pola spełniają warunek promieniowania w nieskończoności [2], równaniu (1) można nadać postać

$$\int_S \bar{n} \times (\bar{E}' \times \bar{H}'' - \bar{E}'' \times \bar{H}') dS = 0 \quad (2)$$

gdzie tym razem zakładamy, że pola są w swobodnej przestrzeni.  $S$  jest powierzchnią ograniczającą objętość skończoną  $V$ , zaś  $\bar{n}$  — jednostkowy wektor normalny do  $S$  i skierowany na zewnątrz  $V$ .

Niech rzeczywiste prądy w antenie i na powierzchni kuli są źródłami pola  $\bar{E}'$ ,  $\bar{H}'$ . Na doskonale przewodzącej kuli muszą być spełnione następujące warunki brzegowe

$$\bar{n} \times \bar{E}' = 0 \quad \bar{n} \times \bar{H}' = \bar{J}'_s \quad (3)$$

gdzie  $\bar{J}'_s$  jest gęstością prądu powierzchniowego na kuli. Jeżeli ten prąd jest wywołany przez źródła, znajdujące się w antenie i posiadające symetrię azymutalną,  $\bar{J}'_s$  ma tylko składową  $\Theta$ . Całkowity prąd przecinający dowolną szerokość będzie więc

$$I'_s(\Theta) = \int_0^{2\pi} \bar{J}'_s(\Theta) a \sin \Theta d\varphi \quad (4)$$

gdzie  $a$  — promień kuli. Całkowity prąd anteny  $I'_a(r)$ , będąc osiowym znajdujemy jako całkę konturową dla  $\bar{H}'$  otaczającą dipol

$$\oint \bar{H}' \cdot d\bar{l} = I'_a(r) \quad (5)$$

Drugie pole  $\bar{E}''$ ,  $\bar{H}''$  jest fikcyjne i tworzymy je zakładając, że objętość pierwotnie zajęta przez dipol jest swobodną przestrzenią, natomiast objętość przewodzącej kuli zawiera teraz źródła, które na powierzchni kulistej o promieniu  $a$  dają następujące pola

$$E''_\varphi = H''_\theta = H''_r = 0 \quad E''_\theta = U \sin \Theta P_n(\cos \Theta) \quad (6)$$

Podstawiając tak zdefiniowane pola do równania (2) dochodzimy do następującego równania całkowego

$$\int_0^\pi E''_\theta I'_s(\Theta) a d\Theta = - \int_{r=a}^{r=1} E''_r I'_a(r) dr \quad (7)$$

które należy rozwiązać względem prądu  $I'_s(\Theta)$  na kuli, gdyż prąd anteny jest znany. W tym celu postulujemy

$$I'_s(\Theta) = \sum_{n=0}^{\infty} R'_n P_n(\cos \Theta) \quad (8)$$

zaś prąd w antenie jest zgodnie z założeniem

$$I'_a(r) = I_0 \sin k(l - r) \quad (9)$$

Ponieważ pole  $\bar{E}''$ ,  $\bar{H}''$  spełnia równania Maxwella, pozwala to wyznaczyć składową  $E''_r$ . Podstawiamy następnie tak otrzymane wielkości prądów i składowych pól równania całkowego (7) i korzystając z ortogonalności wielomianów Legendre'a wyznaczamy współczynniki  $R'_n$ :

$$R'_n = - \frac{I_0}{2} \left\{ \frac{h_{n-1}^{(2)}(kl)}{h_{n-1}^{(2)'}(ka)} - \cos k(l - a) \left[ \frac{h_{n-1}^{(2)}(ka)}{h_{n-1}^{(2)'}(ka)} - \frac{h_{n+1}^{(2)}(ka)}{h_{n+1}^{(2)'}(ka)} \right] - \frac{h_{n+1}^{(2)}(kl)}{h_{n+1}^{(2)'}(ka)} \right\} \quad n \neq 0 \quad (10)$$

gdzie

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$$

zaś  $h_n^{(1)}$  lub  $h_n^{(2)}$  — kuliste funkcje Hankela, określone jako [3]

$$h_n^{(2)}(x) = \sqrt{\frac{\pi x}{2}} \left[ J_{n+1/2}(x) - j N_{n+1/2}(x) \right] \quad (11)$$

Dla  $n = 0$   $R'_0$  przybiera prostszą postać. Zgodnie z definicją bowiem

$$h_{-1}^{(2)}(x) = \sqrt{\frac{\pi x}{2}} \left[ J_{-1/2}(x) - j N_{-1/2}(x) \right] = \cos x - j \sin x$$

gdyż

$$J_{-1/2}(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \cos x N_{-1/2}(x) = J_{1/2}(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \sin x$$

Stąd

$$h_1^{(2)'}(x) = -\sin x - j \cos x$$

Podstawiając to do równania (10), otrzymujemy dla  $n = 0$

$$R'_o = -\frac{I_o}{2} \left[ \sin k(l-a) - \frac{h_1^{(2)}(kl)}{h_1^{(2)'}(ka)} + \cos k(l-a) \frac{h_1^{(2)}(ka)}{h_1^{(2)'}(ka)} \right] \quad (n=0) \quad (12)$$

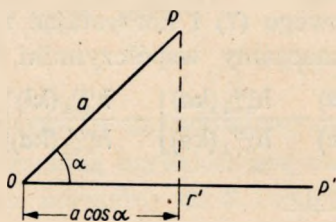
Możemy teraz przejść do wyznaczenia pola dalekiego wywołanego przez rozkład prądu na półkuli. W tym celu oznaczmy współrzędne punktu na kuli (rys. 2) przez  $(x, y, z)$  lub  $(a, \Theta, \varphi)$  w zależności od układu współrzędnych. Podobnie oznaczmy współrzędne punktu obserwacyjnego  $P'$  znajdującego się w dużej odległości przez  $(x', y', z')$  lub  $(r', \Theta', \varphi')$ . Ponieważ prąd  $I_s(\Theta)$  jest skierowany wzdłuż osi  $\Theta$ , gęstość prądu powierzchniowego na kuli będzie

$$J_{s\theta}(\Theta) = \frac{I_s(\Theta)}{2\pi a \sin \Theta} \quad (13)$$

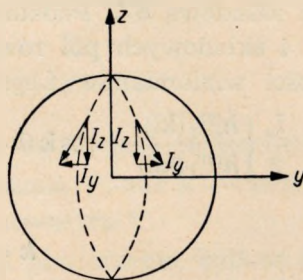
zaś jej składowe prostokątne (rys. 2)

$$\left. \begin{aligned} J_x &= J_{s\theta} \cos \Theta \cos \varphi \\ J_y &= J_{s\theta} \cos \Theta \sin \varphi \\ J_z &= J_{s\theta} \sin \Theta \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Stosując metodę opóźnionego potencjału do wyznaczania pól, można znacznie uprościć obliczenia, jeżeli punkt obserwacji  $P'$  znajduje się w dużej odległości od anteny.



Rys. 3



Rys. 4

Niech  $\alpha$  oznacza kąt między  $OP$  i  $OP'$  (rys. 3). Wprowadzamy wektor promieniowania dla prądów na kuli określony jako całka

$$\bar{\Psi}_s = \int_{\text{kula}} \bar{J}_s e^{jka \cos \alpha} dS = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} J_s e^{jka \cos \alpha} a^2 \sin \Theta d\Theta d\varphi \quad (15)$$

W dużej odległości od anteny pole magnetyczne w  $P'$  wyraża się przy pomocy  $\bar{\Psi}_s$  następująco [2]

$$H_{s\varphi'} = -\frac{jk}{4\pi r'} e^{-jkr'} \Psi_{s\theta} \quad (16)$$



Metoda ta daje wyrażenie pola z dokładnością rzędu  $\frac{1}{r^2}$ . Uwzględniając symetrię układu jest oczywiste, że  $H_{s\theta'}$  stanowi jedyną składową pola magnetycznego; czyli

$$H_{s\theta'} = H_{s\varphi'} = 0 \quad (17)$$

Jednocześnie kąt  $\alpha$  wyraża się wzorem

$$\cos \alpha = \cos \Theta \cos \Theta' + \sin \Theta \sin \Theta' \cos(\varphi - \varphi') \quad (18)$$

Bez uszczerbku dla ogólności rozważań możemy punkt  $P'$  umieścić w płaszczyźnie  $(x, z)$ , a to ze względu na symetrię azymutalną. Ponieważ  $J_{s\theta}$  jest niezależne od  $\varphi$ , wnioskujemy z równań (14) i (15), że udział składowych  $J_{s\varphi}$  w  $\Psi'$  znika. Widać to również z wykresu wektorowego na rys. 4.

Z rysunku 2 wynika, że

$$\left. \begin{aligned} \Psi_{\theta'} &= (\Psi_{x'} \cos \varphi' + \Psi_{y'} \sin \varphi') \cos \Theta' - \Psi_{z'} \sin \Theta' \\ \Psi_{\varphi'} &= -\Psi_{x'} \sin \varphi' + \Psi_{y'} \cos \varphi' \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

a ponieważ przyjęliśmy  $\varphi' = 0$

$$\left. \begin{aligned} \Psi_{\theta'} &= \Psi_{x'} \cos \Theta' - \Psi_{z'} \sin \Theta' \\ \Psi_{\varphi'} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Aby wyznaczyć  $\Psi_{x'}$  piszemy  $J_x$  w postaci

$$J_x = \frac{1}{2\pi a} \frac{\cos \Theta \cos \varphi}{\sin \Theta} \sum_{n=0}^{\infty} R'_n P_n(\cos \Theta)$$

gdzie wykorzystaliśmy równania (8), (13) i (14).

Wówczas zgodnie z równaniem (15)

$$\Psi_{x'} = \frac{a}{2\pi} \sum_{n=0}^{\infty} R'_n \int_0^{\pi} \left\{ P_n(\cos \Theta) \cos \Theta e^{jk \cos \Theta \cos \Theta'} \int_0^{2\pi} \cos \varphi e^{jk \sin \Theta \sin \Theta' \cos \varphi} d\varphi \right\} d\Theta \quad (21)$$

Otóż

$$\int_0^{2\pi} \cos \varphi e^{jk \sin \Theta \sin \Theta' \cos \varphi} d\varphi = 2\pi j J_1(ka \sin \Theta \sin \Theta') \quad (22)$$

co wynika z ogólnej zależności [3]

$$J_n(x) = \frac{1}{2\pi j^n} \int_0^{2\pi} e^{j^x \cos \beta} \cos n\beta d\beta$$

Podstawiając równanie (22) do (21) otrzymujemy

$$\Psi_{x'} = ja \sum_{n=0}^{\infty} R'_n \int_0^{\pi} P_n(\cos \Theta) J_1(ka \sin \Theta \sin \Theta') e^{jk \cos \Theta \cos \Theta'} \cos \Theta d\Theta \quad (23)$$

Jak się przekonamy niebawem jedynie wielomiany Legendre'a o indeksie parzystym mają udział w  $\Psi_x$ . Pozwala to napisać równanie (23) w postaci

$$\Psi_x = a \sum_{n=0}^{\infty} R'_n \Phi_{2n} \quad (24)$$

gdzie:

$$\Phi_{2n} = \int_0^{\pi} e^{jka \cos \theta \cos \theta'} J_1(ka \sin \theta \sin \theta') P_{2n}(\cos \theta) \cos \theta d\theta \quad (25)$$

Kładąc

$$\Phi_{2n} = \sum_{m=1}^{\infty} B_m^{2n} P_m^1(\cos \theta') \quad (26)$$

gdzie  $P_m^1$  — skojarzona funkcja Legendre'a, mamy dzięki ortogonalności tych wielomianów

$$B_m^{2n} = \frac{2m+1}{2} \frac{(m-1)!}{(m+1)!} \int_0^{\pi} \Phi_{2n}(\theta') P_m^1(\cos \theta') \sin \theta' d\theta' \quad (27)$$

Podstawiamy w równanie (27) wyrażenie dla  $\Phi_{2n}(\theta')$  dane przez równanie (25) i zmieniając kolejność całkowania otrzymujemy

$$B_m^{2n} = \frac{2m+1}{2m(m+1)} \int_0^{\pi} \left\{ P_{2n}(\cos \theta) \cos \theta \int_0^{\pi} e^{jka \cos \theta \cos \theta'} J_1(ka \sin \theta \sin \theta') P_m^1(\cos \theta') \sin \theta' d\theta' \right\} d\theta \quad (28)$$

lub [3]

$$B_m^{2n} = \frac{2m+1}{2m(m+1)} j^{m-1} j_m(ka) \int_0^{\pi} P_{2n}(\cos \theta) P_m^1(\cos \theta) \cos \theta d\theta \quad (29)$$

gdzie:

$$j_m(ka) = \sqrt{\frac{\pi}{2ka}} J_{m+1/2}(ka) \quad (29a)$$

kulista funkcja Bessela.

Pozostaje jeszcze obliczyć całkę

$$C_m^{2n} = \int_0^{\pi} P_{2n}(\cos \theta) P_m^1(\cos \theta) \cos \theta d\theta \quad (30)$$

gdzie  $n$  jest stałą, zaś  $m = 1, 2, 3, \dots$ . Wprowadzając nową zmienną  $\nu = \cos \theta$  mamy zamiast równania (30)

$$C_m^{2n} = \int_{-1}^1 P_{2n}(\nu) P_m^1(\nu) \frac{\nu}{\sqrt{1-\nu^2}} d\nu \quad (31)$$

Otóż  $P_{2n}(\nu)$  jest zawsze parzyste względem  $\nu = 0$ ,  $\frac{\nu}{\sqrt{1-\nu^2}}$  jest nieparzyste, zaś  $P_m^1(\nu)$  jest parzyste lub nieparzyste w zależności od tego, czy  $m + 1$  jest parzyste lub nieparzyste. A więc dla  $m$  nieparzystego, funkcja podcałkowa w (31) jest nieparzysta i

$$C_{2m+1}^{2n} = 0 \quad (32)$$

Korzystając ze wzoru rekurencyjnego [3]

$$\nu P_{2n}(\nu) = P_{2n-1}(\nu) - \frac{1-\nu^2}{2n} P'_{2n}(\nu)$$

i definicji skojarzonego wielomianu Legendre'a

$$P_{2n}^1(\nu) = (1-\nu^2)^{1/2} P'_{2n}(\nu)$$

możemy równanie (31) dla  $m$  parzystego napisać w postaci

$$C_{2m}^{2n} = \int_{-1}^1 P_{2n-1}(\nu) P_{2m}^1(\nu) \frac{d\nu}{\sqrt{1-\nu^2}} - \frac{1}{2n} \int_{-1}^1 P_{2m}^1(\nu) P_{2n}^1(\nu) d\nu \quad (33)$$

Indeks  $m$  może przybierać wszystkie wartości całkowite  $m = 1, 2, 3, \dots$  Należy jednak zwrócić uwagę, że ze względu na równanie (32) znaczenie mają tylko parzyste skojarzone wielomiany Legendre'a pierwszego rodzaju.

Druga całka w równaniu (33) wobec ortogonalności skojarzonych wielomianów Legendre'a równa się przy chwilowym założeniu, że  $n$  jest stałe [3]

$$\frac{1}{2n} \int_{-1}^1 P_{2m}^1(\nu) P_{2n}^1(\nu) d\nu = \frac{1}{2n} \frac{2}{4n+1} \frac{(2n+1)!}{(2n-1)!} \delta_{n,m}$$

gdzie:

$$\begin{aligned} \delta_{n,m} &= 1 \quad \text{dla } n = m \\ &= 0 \quad \text{dla } n \neq m \end{aligned}$$

W ten sposób

$$C_{2m}^{2n} = K - \frac{1}{2n} \frac{2}{4n+1} \frac{(2n+1)!}{(2n-1)!} \delta_{n,m} \quad (34)$$

gdzie:

$$K = \int_{-1}^1 P_{2n-1}(\nu) P_{2m}^1(\nu) \frac{d\nu}{\sqrt{1-\nu^2}}$$



lub

$$K = \int_{-1}^1 P_{2n-1}(\nu) \frac{d}{d\nu} P_{2m}(\nu) d\nu \quad (35)$$

Otóż

$$\frac{d}{d\nu} P_{2m}(\nu)$$

jest wielomianem stopnia  $2m-1$ ; a więc

$$K = 0, \text{ jeżeli } m < n \quad (36)$$

Dla  $m \geq n$  całkowanie przez części równania (35) daje

$$K = [P_{2n-1}(\nu) P_{2m}(\nu)]_{-1}^1 - \int_{-1}^1 P_{2m}(\nu) \frac{d}{d\nu} P_{2n-1}(\nu) d\nu \quad (37)$$

Ponieważ

$$\frac{d}{d\nu} P_{2n-1}(\nu)$$

jest wielomianem, którego stopień jest mniejszy od  $2m$ , całka po prawej stronie równa się zero i ostatecznie

$$K = [P_{2n-1}(\nu) P_{2m}(\nu)]_{-1}^1 = 1 - (-1)^{2n+2m-1} = 2 \quad \text{dla } m \geq n \quad (38)$$

Łącząc równania (34), (36) i (38) otrzymujemy

$$\left. \begin{aligned} C_{2m}^{2n} &= 2 - \frac{2(2n+1)}{4n+1} \delta_{n,m} & m \geq n \\ C_{2m}^{2n} &= 0 & m < n \end{aligned} \right\} (n \neq 0) \quad (39)$$

Dla  $n = 0$  mamy zamiast równania (25)

$$\Phi_0 = \int_0^\pi e^{jka \cos \theta \cos \theta'} J_1(ka \sin \theta \sin \theta') P_0(\cos \theta) \cos \theta d\theta \quad (40)$$

Kładąc jak poprzednio

$$\Phi_0 = \sum_{m=1}^{\infty} B_m^0 P_m^1(\cos \theta') \quad (41)$$

i wykonując podobne obliczenia dochodzimy do następujących wyników

$$B_m^0 = \frac{2m+1}{m(m+1)} j^{m-1} j_m(ka) C_m^0 \quad (42)$$

gdzie:

$$C_m^0 = \int_0^\pi P_0(\cos \theta) P_m^1(\cos \theta) \cos \theta d\theta \quad (43)$$

i równa się

$$\begin{aligned} C_{2m+1}^0 &= 0 \\ C_{2m}^0 &= 2 \end{aligned} \quad (m = 1, 2, 3 \dots) \quad (44)$$

Porównanie równań (44) i (39) oraz fakt, że  $P_0^1(\cos \theta) = 0$  wskazują, że wypadek  $n = 0$  jest również ujęty ogólnymi wzorami (39).

Uwzględniając wyżej otrzymane wyniki, możemy teraz równanie (25) napisać w postaci:

$$\Phi_{2n} = j \sum_{m=1}^{\infty} \frac{4m+1}{2m(2m+1)} (-1)^{m+1} j_{2m}(ka) P_{2m}^1(\cos \theta') C_{2m}^{2n}$$

Niech

$$m = n + r$$

wówczas

$$\Phi_{2n} = j \sum_{n+r=1}^{\infty} \frac{[4(n+r)+1]}{2(n+r)[2(n+r)+1]} (-1)^{n+r+1} j_{2(n+r)}(ka) P_{2(n+r)}^1(\cos \theta') C_{2(n+r)}^{2n} \quad (45)$$

Sumowanie jest względem  $r$  i wszystkie człony dla których  $r < 0$  znikają zgodnie z równaniem (39).

Podstawiamy w równaniu (45) zamiast  $C_{2(n+r)}^{2n}$  równanie (39) i kładąc

$$B_{2(n+r)}^{2n} = j A_{2(n+r)}^{2n}$$

otrzymujemy ostatecznie

$$\Phi_{2n} = j \sum_{r=0}^{\infty} A_{2(n+r)}^{2n} P_{2(n+r)}^1(\cos \theta') \quad (46)$$

gdzie:

$$A_{2(n+r)}^{2n} = (-1)^{n+r+1} \frac{4(n+r)+1}{(n+r)[2(n+r)+1]} j_{2(n+r)}(ka) \left[ 1 - \frac{2n+1}{4n+1} \delta_{r,0} \right] \quad (47)$$

$$A_0^0 = 0$$

Obliczanie  $\Psi_{z'}$  odbywa się w sposób analogiczny. Z równań 13 i 14 mamy

$$J_z = - \frac{I_z(\theta)}{2\pi a} \quad (48)$$

Stąd wykorzystując równanie (15)

$$\Psi_{z'} = \frac{-a}{2\pi} \sum_{n=0}^{\infty} R_n' \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} P_n(\cos \theta) e^{jka(\cos \theta \cos \theta' + \sin \theta \sin \theta' \cos \varphi)} \sin \theta \, d\theta \, d\varphi \quad (49)$$

Biorąc pod uwagę, że

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{jka \sin\theta \sin\theta' \cos\varphi} d\varphi = J_0(ka \sin\theta \sin\theta')$$

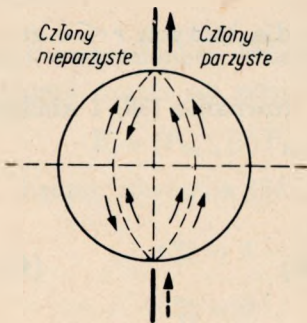
równanie (49) przybiera postać

$$\Psi_{z'} = -a \sum_{n=0}^{\infty} R_n' \int_0^{\pi} P_n(\cos\theta) J_0(ka \sin\theta \sin\theta') e^{jka \cos\theta \cos\theta'} \sin\theta d\theta \quad (50)$$

lub ostatecznie [3]

$$\Psi_{z'} = -a \sum_{n=0}^{\infty} 2R_n' j^n j_n(ka) P_n(\cos\theta') \quad (51)$$

Zwróćmy teraz uwagę, że kula jest zasilana na dwóch przeciwległych biegunach prądami biegnącymi w fazie. Wielomiany Legendre'a są parzyste lub nieparzyste względem  $\theta = \frac{\pi}{2}$  w zależności od tego, czy ich rząd jest parzysty lub nieparzysty. A więc składowe prądu związane z wielomianami Legendre'a parzystego rzędu dodają się do siebie, zaś te, które są związane z nieparzystymi wielomianami Legendre'a wzajemnie neutralizują się (rys. 5). Dlatego też ostatecznie  $\Psi_{z'}$  i  $\Psi_{z''}$  można napisać jako



Rys. 5

$$\Psi_{z'} = j 2a \sum_{n=0}^{\infty} R_{2n}' \Phi_{2n} \quad (52)$$

$$\Psi_{z''} = 4a \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^{n+1} R_{2n}' j_{2n}(ka) P_{2n}(\cos\theta) \quad (53)$$

gdzie  $\Phi_{2n}$  jest dane przez równania (46) i (47)

Możemy teraz przejść do wyznaczenia  $\Psi_{\theta'}$  wykorzystując w tym celu równanie (20). Indeksy (') przy współrzędnych odrzucamy, gdyż odtąd są one zbędne.

$\Psi_{s\theta}$  będziemy szukać w postaci

$$\Psi_{s\theta} = \sum_{n=0}^{\infty} V_{2n} P_{2n}^1(\cos\theta)$$

podczas gdy z równań (20), (52) i (53) wynika, że zależność od  $\theta$  jest

$$P_m^1(\cos\theta) \cos\theta \quad \text{i} \quad P_n(\cos\theta) \sin\theta$$

Postępujemy więc następująco. Korzystamy z dobrze znanych wzorów [3]

$$\sin\theta P_{2n}(\cos\theta) = \frac{1}{4n+1} [P_{2n+1}^1(\cos\theta) - P_{2n-1}^1(\cos\theta)] \quad (54)$$



$$\sin \theta P_0(\cos \theta) = P_1^1(\cos \theta)$$

$$\cos \theta P_{2m}^1(\cos \theta) = \frac{2m}{4m+1} P_{2m+1}^1(\cos \theta) + \frac{2m+1}{4m+1} P_{2m-1}^1(\cos \theta) \quad (55)$$

Z równań (46) i (55) wynika, że

$$\frac{\cos \theta \Phi_{2n}}{j} = \sum_{r=0}^{\infty} A_{2(n+r)}^{2n} \left[ \frac{2(n+r)}{4(n+r)+1} P_{2(n+r)+1}^1(\cos \theta) + \frac{2(n+r)+1}{4(n+r)+1} P_{2(n+r)-1}^1(\cos \theta) \right]$$

lub zastępując  $A_{2(n+r)}^{2n}$  przez równanie (47)

$$\begin{aligned} \frac{\cos \theta \Phi_{2n}}{j} = & \sum_{r=0}^{\infty} (-1)^{n+r+1} \frac{j_{2(n+r)}(ka)}{(n+r)[2(n+r)+1]} \{2(n+r)P_{2(n+r)+1}^1(\cos \theta) + \\ & + [2(n+r)+1]P_{2(n+r)-1}^1(\cos \theta)\} \\ & - \frac{(-1)^{n+1}j_{2n}(ka)}{n(4n+1)} [2nP_{2n+1}^1(\cos \theta) + (2n+1)P_{2n-1}^1(\cos \theta)] \end{aligned}$$

Można powyższy wynik zapisać w postaci

$$\frac{\cos \theta \Phi_{2n}}{j} = \sum_{r=0}^{\infty} a_{2r}^{2n} P_{2(n+r)+1}^1(\cos \theta) + \sum_{r=0}^{\infty} b_{2r}^{2n} P_{2(n+r)-1}^1(\cos \theta) \quad (56)$$

gdzie:

$$a_{2r}^{2n} = (-1)^{n+r+1} j_{2(n+r)}(ka) \left[ \frac{2}{2(n+r)+1} - \frac{2}{4n+1} \delta_{r,0} \right] \quad (57)$$

$$b_{2r}^{2n} = (-1)^{n+r+1} j_{2(n+r)}(ka) \left[ \frac{1}{n+r} - \frac{2n+1}{n(4n+1)} \delta_{r,0} \right] \quad (58)$$

Postępując podobnie dla wypadku  $n=0$ , otrzymujemy z równań (46), (47) i (55)

$$\frac{\cos \theta \Phi_0}{j} = \sum_{r=1}^{\infty} a_{2r}^0 P_{2r+1}^1(\cos \theta) + \sum_{r=1}^{\infty} b_{2r}^0 P_{2r-1}^1(\cos \theta) \quad (59)$$

gdzie:

$$\left. \begin{aligned} a_{2r}^0 &= (-1)^{r+1} j_{2r}(ka) \frac{2}{2r+1} \\ b_{2r}^0 &= (-1)^{r+1} j_{2r}(ka) \frac{1}{r} \end{aligned} \right\} \quad (60)$$

A więc

$$\Psi_z \cos \theta = j_{2a} \left[ R'_0 \Phi_0 + \sum_{n=1}^{\infty} R'_{2n} \Phi_{2n} \right] \cos \theta = -2a R'_0 \left\{ \sum_{r=1}^{\infty} \left[ a_{2r}^0 P_{2r+1}^1(\cos \theta) + \right. \right.$$

$$+ b_{2r}^0 P_{2r-1}^1(\cos \Theta) \Big] - 2a \sum_{n=1}^{\infty} R'_{2n} \left\{ \sum_{r=0}^{\infty} \left[ a_{2r}^{2n} P_{2(n+r)+1}^1(\cos \Theta) + b_{2r}^{2n} P_{2(n+r)-1}^1(\cos \Theta) \right] \right\} \quad (61)$$

Z drugiej strony równania (53) i (54) dają

$$\Psi_s \sin \Theta = -4a R'_0 j_0(ka) P_1^1(\cos \Theta) + 4a \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{R'_{2n} j_{2n}(ka)}{4n+1} [P_{2n+1}^1(\cos \Theta) - P_{2n-1}^1(\cos \Theta)] \quad (62)$$

Po podstawieniu równań (61) i (62) do (20) i uproszczeniu otrzymujemy ostatecznie

$$\begin{aligned} \Psi_{s0} = & -2a \sum_{n=1}^{\infty} R'_{2n} \left\{ 2 \sum_{r=0}^{\infty} \left[ (-1)^{n+r+1} \frac{j_{2(n+r)}(ka)}{2(n+r)+1} P_{2(n+r)+1}^1(\cos \Theta) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{(-1)^n}{n} j_{2n}(ka) P_{2n-1}^1(\cos \Theta) \right] + \sum_{r=0}^{\infty} (-1)^{n+r+1} \frac{j_{2(n+r)}(ka)}{n+r} P_{2(n+r)-1}^1(\cos \Theta) \right\} + \\ & + 2a R'_0 \left\{ 2j_0(ka) P_1^1(\cos \Theta) - 2 \sum_{r=1}^{\infty} (-1)^{r+1} \frac{j_{2r}(ka)}{2r+1} P_{2r+1}^1(\cos \Theta) - \right. \\ & \left. - \sum_{r=1}^{\infty} (-1)^{r+1} \frac{j_{2r}(ka)}{r} P_{2r-1}^1(\cos \Theta) \right\} \quad (63) \end{aligned}$$

Wzór ten pozwala wyznaczyć bezpośrednio pole magnetyczne wywołane przez prądy kuli, gdyż zgodnie z równaniem (16)  $H\varphi$  jest proporcjonalne do  $\Psi_\theta$ .

Często jest wygodniej operować radialną składową pola elektrycznego, która wyraża się na podstawie równań Maxwella wzorem

$$j\omega \epsilon_0 E_{sr} = \frac{1}{r \sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \Theta} (\sin \Theta H_{\varphi r}) \quad (64)$$

Wiemy z poprzednich rozważań, że otrzymane wyrażenie dla pola magnetycznego zawiera człony do rzędu  $\frac{1}{r}$ . Ponieważ równanie (64) nie zawiera różniczkowania względem  $r$ , pole elektryczne radialne będzie zawierać człony do rzędu  $\frac{1}{r^2}$ .

Równanie Legendre'a można napisać jako

$$\frac{1}{\sin \Theta} \frac{d}{d\Theta} [\sin \Theta P_n^1(\cos \Theta)] = n(n+1) P_n(\cos \Theta) \quad (65)$$

gdzie wykorzystujemy definicję skojarzonych wielomianów Legendre'a

$$P_n^1(\cos \Theta) = -\frac{d}{d\Theta} P_n(\cos \Theta)$$

Otóż zależność  $H_{sp}$  od  $\Theta$  wyraża się funkcją  $P_m^1(\cos \Theta)$ . Aby więc otrzymać  $E_{sr}$  z  $H_{sp}$ , wystarczy zastąpić każdy czynnik  $P_m^1(\cos \Theta)$  przez  $m(m+1)P_m(\cos \Theta)$  i podzielić przez  $j\omega\varepsilon_0$ . Po wykonaniu tej operacji nad równaniem (63) przy uwzględnieniu równania (16) otrzymujemy:

$$\begin{aligned}
 j\omega\varepsilon_0 E_{sr} r^2 = & j2a \frac{k}{4\pi} e^{-jkr} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} R'_{2n} \left\{ 2 \sum_{r=0}^{\infty} \left[ \frac{(-1)^{n+r+1} [2(n+r)+1][2(n+r)+2]}{2(n+r)+1} \right. \right. \right. \\
 & \times \left. \left. \left. j_{2(n+r)}(ka) P_{2(n+r)+1}(\cos \Theta) \right] + (-1)^n \frac{2n(2n-r)}{n} j_{2n}(ka) P_{2n-1}(\cos \Theta) + \right. \right. \\
 & \left. \left. + \sum_{r=0}^{\infty} (-1)^{n+r+1} \frac{2(n+1)[2(n+r)-1]}{n+r} j_{2(n+r)}(ka) P_{2(n+r)-1}(\cos \Theta) \right\} + \right. \\
 & \left. - R_0^1 \left[ 2j_0(ka) 1 \cdot 2 \cdot P_1(\cos \Theta) + \right. \right. \\
 & \left. - 2 \sum_{r=1}^{\infty} (-1)^{r+1} \frac{(2r+1)(2r+2)}{2r+1} j_{2r}(ka) P_{2r+1}(\cos \Theta) + \right. \\
 & \left. \left. - \sum_{r=1}^{\infty} (-1)^{r+1} \frac{(2r-1)2r}{r} j_{2r}(ka) P_{2r-1}(\cos \Theta) \right\} \right. \quad (66)
 \end{aligned}$$

Równanie to po pewnych uproszczeniach można jeszcze napisać

$$\begin{aligned}
 E_{sr} = & \frac{\eta a}{2\pi} \frac{e^{-jkr}}{r^2} \left\{ 4 \sum_{n=0}^{\infty} R'_{2n} \sum_{r=1}^{\infty} (-1)^{n+r+1} (n+r+1) j_{2(n+r)}(ka) P_{2(n+r)+1}(\cos \Theta) + \right. \\
 & + 2 \sum_{n=0}^{\infty} R'_{2n} \sum_{r=1}^{\infty} (-1)^{n+r+1} [2(n+r)-1] j_{2(n+r)}(ka) P_{2(n+r)-1}(\cos \Theta) + \\
 & \left. + 4 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^{n+1} R'_{2n} (n+1) j_{2n}(ka) P_{2n+1}(\cos \Theta) \right\} \quad (67)
 \end{aligned}$$

gdzie  $\eta = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$  — impedancja falowa próżni.

Równanie (67) daje się dalej uprościć, korzystając z równoważności następujących sum

$$\sum_{n=0}^{\infty} b_{2n} \sum_{r=1}^{\infty} a_{n+r+1} c_{2(n+r)} d_{2(n+r)+1} \equiv \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ a_{m+1} c_{2m} d_{2m-1} \sum_{r=0}^{m-1} b_{2r} \right\}$$

co po zastosowaniu do wyrażenia  $E_{sr}$  pozwala napisać wzór ostateczny

$$E_{sr} = \frac{I_0 a}{2\pi} \frac{e^{-jkr}}{r^2} \left\{ 4 \sum_{n=0}^{\infty} A'_n P_{2n+1}(\cos \Theta) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} B'_n P_{2n-1}(\cos \Theta) \right\} \quad (68)$$



gdzie

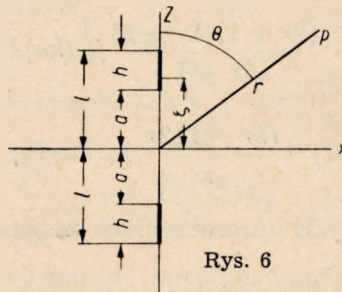
$$\left. \begin{aligned} A'_n &= (-1)^n (n+1) j_{2n}(ka) \sum_{r=0}^n R_{2n} \\ B'_n &= (-1)^n (2n-1) j_{2n}(ka) \sum_{r=0}^{n-1} R_{2n} \end{aligned} \right\} \quad (69)$$

zaś

$$R'_n = -I_0 R_n \quad (70)$$

Warto podkreślić, że pozostałe składowe poprzeczne pola można wyprowadzić bez większych trudności. Zrobimy to później przy obliczaniu całkowitego pola dalekosiężnego.

Przejdziemy teraz do obliczenia pola dalekiego układu dwóch cienkich dipoli o długości  $h = l - a$  i odległości wzajemnej  $2a$ , równej średnicy kuli (rys. 6). Przyjmujemy, że dipole leżą wzdłuż osi z prostokątnego



Rys. 6

układu współrzędnych i oznaczymy przez  $\zeta$  — współrzędną dowolnego punktu dipola. Rozkład prądu w antenach jest

$$\left. \begin{aligned} &= I_0 \sin k(l - \zeta) && l \geq \zeta \geq a \\ &= 0 && a > \zeta > -a \\ &= I_0 \sin k(l + \zeta) && -a \geq \zeta \geq -l \end{aligned} \right\} \quad (71)$$

Ponieważ prąd płynie w kierunku z, wektor promieniowania ma również jedynie składową z, równą

$$\begin{aligned} \Psi_z &= \int_{-l}^l I(\zeta) e^{jk\zeta \cos\theta} d\zeta = I_m \left\{ \int_{-l}^{-a} e^{jk\zeta \cos\theta} \sin k(l + \zeta) d\zeta + \right. \\ &+ \left. \int_a^l e^{jk\zeta \cos\theta} \sin k(l - \zeta) d\zeta \right\} = 2I_m \int_a^l \cos(k\zeta \cos\theta) \sin k(l - \zeta) d\zeta \quad (72) \\ &= \frac{I_m}{k} \left\{ \frac{\cos(kl \cos\theta) - \cos k[l - a(1 + \cos\theta)]}{1 + \cos\theta} + \right. \\ &+ \left. \frac{\cos(kl \cos\theta) - \cos k[l - a(1 - \cos\theta)]}{1 - \cos\theta} \right\} \end{aligned}$$

Zgodnie z rysunkiem 6

$$\Psi_{\theta} = -\Psi_z \sin \theta \quad (73)$$

zaś  $H_{\varphi}$  jedyna składowa dalekiego pola magnetycznego jest dana przez równanie 16.

Wobec tego zależność  $H_{\varphi}$  od  $\theta$  wyraża się funkcją

$$S(\theta) = \sin \theta \left\{ \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos k[l - a(1 + \cos \theta)]}{1 + \cos \theta} + \right. \\ \left. + \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos k[l - a(1 - \cos \theta)]}{1 - \cos \theta} \right\} = \frac{1}{\sin \theta} \{ 2 \cos(kl \cos \theta) + \\ - 2 \cos k(l - a) \cos(ka \cos \theta) + 2 \sin k(l - a) \sin(ka \cos \theta) \cos \theta \} \quad (74)$$

Stąd wykorzystując równanie (64) łatwo obliczyć składową radialną pola elektrycznego

$$j\omega \epsilon_0 2\pi r^2 E_{dr} = jI_0 e^{-jkr} \{ kl \sin(kl \cos \theta) - [ka \cos k(l - a) + \\ + \sin k(l - a)] \sin(ka \cos \theta) - ka \sin k(l - a) \cos(ka \cos \theta) \cos \theta \} \quad (75)$$

Aby wyrazić  $E_{dr}$  przy pomocy wielomianów Legendre'a, stosujemy rozwinięcie

$$e^{jkr \cos \theta} = \sum_{n=0}^{\infty} j^n (2n + 1) j_n(kr) P_n(\cos \theta)$$

i dobrze znaną zależność [3]

$$\cos \theta P_{2n}(\cos \theta) = \frac{2n + 1}{4n + 1} P_{2n+1}(\cos \theta) + \frac{2n}{4n + 1} P_{2n-1}(\cos \theta)$$

Stąd

$$\sin(ka \cos \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n (4n + 3) j_{2n+1}(ka) P_{2n+1}(\cos \theta) \quad (76)$$

$$\cos \theta \cos(ka \cos \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n j_{2n}(ka) [(2n + 1) P_{2n+1}(\cos \theta) + \\ + 2n P_{2n-1}(\cos \theta)] \quad (77)$$

Łącząc równania (75), (76) i (77) otrzymujemy ostatecznie

$$E_{dr} = \frac{I_0}{2\pi k} \eta \frac{e^{-jkr}}{r^2} \sum_{n=0}^{\infty} [C'_n P_{2n+1}(\cos \theta) - D'_n P_{2n-1}(\cos \theta)] \quad (78)$$

gdzie:

$$C'_n = (-1)^n (4n + 3) \{ kl j_{2n+1}(kl) - [ka \cos k(l - a) + \sin k(l - a)] j_{2n+1}(ka) \} + \\ - (-1)^n (2n + 1) ka \sin k(l - a) j_{2n}(ka) \quad (79)$$

$$D'_n = (-1)^n 2nka \sin k(l - a) j_{2n}(ka)$$

Możemy już teraz wyznaczyć całkowite pole szukane. Korzystając z równań (68), (69), (78) i (79) otrzymujemy

$$E_r = \frac{I_0}{2\pi} \eta \frac{e^{-jkr}}{r^2} \left[ \sum_{n=0}^{\infty} E_n P_{2n+1}(\cos \Theta) + \sum_{n=1}^{\infty} F_n P_{2n-1}(\cos \Theta) \right] \quad (80)$$

gdzie

$$\left. \begin{aligned} E_n &= 4aA'_n + \frac{1}{k} C'_n \\ F_n &= 2aB'_n - \frac{1}{k} D'_n \end{aligned} \right\} \quad (81)$$

Zmieniając indeks sumowania w równaniu (80) możemy również napisać

$$E_r = \frac{I_0}{2\pi} \eta \frac{e^{-jkr}}{r^2} \sum_{n=0}^{\infty} G'_{2n+1} P_{2n+1}(\cos \Theta) \quad (82)$$

gdzie

$$\left. \begin{aligned} G'_{2n+1} &= E_n + F_{n+1} = 4aA'_n + 2aB'_{n+1} + \frac{1}{k} C'_n - \frac{1}{k} D'_{n+1} \\ &= (-1)^n 2a \left( \sum_{r=0}^n R_{2r} \right) [2(n+1) j_{2n}(ka) - (2n+1) j_{2(n+1)}(ka)] + \\ &+ (-1)^n \frac{4n+3}{k} kl j_{2n+1}(kl) - (-1)^n \frac{4n+3}{k} ka \cos k(l-a) j_{2n+1}(ka) + \\ &\quad - (-1)^n \frac{4n+3}{k} \sin k(l-a) j_{2n+1}(ka) + \\ &\quad + (-1)^n \frac{2(n+1)}{k} ka \sin k(l-a) j_{2n+1}(ka) + \\ &\quad - (-1)^n \frac{ak}{k} (2n+1) \sin k(l-a) j_{2n}(ka) \end{aligned} \right\} \quad (83)$$

Analiza równań (10), (12) i (70) wskazuje, że suma  $\sum_{r=0}^n R_{2r}$  sprowadza się jedynie do części pierwszego i ostatniego człona

$$2 \sum_{r=0}^n R_{2r} = \left[ \sin k(l-a) + \cos k(l-a) \frac{h_{2n-1}^{(2)}(ka)}{h_{2n+1}^{(2)}(ka)} - \frac{h_{2n+1}^{(2)}(kl)}{h_{2n+1}^{(2)'}(ka)} \right] \quad (84)$$

Porównując definicje  $h_n^{(2)}$  (równanie 11) i  $j_n$  (równanie 29a) staje się oczywiste, że celem ujednoczenia wzorów wygodnie jest operować funkcją kulistą Bessela  $\hat{j}_n$ , określoną przez

$$\hat{j}_n(x) = x j_n \quad (85)$$



Ostatecznie  $G'_{2n+1}$  przybiera postać:

$$\begin{aligned}
 G'_{2n+1} = & \frac{(-1)^n}{k} \left[ \cos k(l-a) \frac{h_{2n+1}^{(2)}(ka)}{h_{2n+1}^{(2)'}(ka)} - \frac{h_{2n+1}^{(2)}(kl)}{h_{2n+1}^{(2)'}(ka)} + \right. \\
 & \left. + \sin k(l-a) \right] [2(n+1)j_{2n}(ka) - (2n+1)j_{2(n+1)}(ka)] + \\
 & + (-1)^n \frac{4n+3}{k} j_{2n+1}(kl) - (-1)^n \frac{4n+3}{k} \cos k(l-a) j_{2n+1}(ka) + \\
 & - (-1)^n \frac{4n+3}{ak^2} \sin k(l-a) j_{2n+1}(ka) - (-1)^n \frac{2n+1}{k} \sin k(l-a) j_{2n}(ka) + \\
 & + (-1)^n \frac{2(n+1)}{k} \sin k(l-a) j_{2(n+1)}(ka) \quad (86)
 \end{aligned}$$

Korzystając z zależności

$$j'_n(x) = \frac{1}{2n+1} [(n+1)j_{n-1}(x) - nj_{n+1}(x)]$$

i

$$\frac{2n+1}{x} j_n(x) = j_{n+1}(x) + j_{n-1}(x)$$

mamy

$$(4n+3)j_{2n+1}(ka) = 2(n+1)j_{2n}(ka) - (2n+1)j_{2(n+1)}(ka)$$

$$2(n+1)j_{2(n+1)}(ka) - (2n+1)j_{2n}(ka) = \frac{4n+3}{ak} j_{2n+1}(ka) - (4n+3)j'_{2n+1}$$

co po podstawieniu do (86) daje

$$\begin{aligned}
 kG_{2n+1} = & (-1)^n (4n+3) \left\{ \left[ \cos k(l-a) \frac{h_{2n+1}^{(2)}(ka)}{h_{2n+1}^{(2)'}(ka)} - \frac{h_{2n+1}^{(2)}(kl)}{h_{2n+1}^{(2)'}(ka)} \right] j'_{2n+1}(ka) + \right. \\
 & \left. - \cos k(l-a) j_{2n+1}(ka) + j_{2n+1}(kl) \right\} \quad (87)
 \end{aligned}$$

Wprowadzając to do równania (82) mamy ostatecznie

$$E_r = \frac{I_0}{2\pi} \frac{\eta}{k} \frac{e^{-jkr}}{r^2} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n G_{2n+1} P_{2n+1}(\cos \theta) \quad (88)$$

gdzie

$$\begin{aligned}
 G_{2n+1} = & (4n+3) \left\{ \left[ \cos k(l-a) \frac{h_{2n+1}^{(2)}(ka)}{h_{2n+1}^{(2)'}(ka)} - \frac{h_{2n+1}^{(2)}(kl)}{h_{2n+1}^{(2)'}(ka)} \right] j'_{2n+1}(ka) + \right. \\
 & \left. - \cos k(l-a) j_{2n+1}(ka) + j_{2n+1}(kl) \right\} \quad (89)
 \end{aligned}$$

Można wykazać, że kuliste fale TM można wyprowadzić z radialnej funkcji wektorowej Hertza  $\Pi_r$  [4]

$$\left. \begin{aligned} E_r &= \frac{1}{j\omega\epsilon} \frac{n(n+1)}{r^2} \Pi_r \\ E_\theta &= \frac{1}{j\omega\epsilon} \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \Pi_r}{\partial r \partial \theta} \end{aligned} \right\} \quad (90)$$

Porównując z równaniem (88) widzimy, że

$$\Pi_r = j \frac{I_0}{2\pi} e^{-jkr} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{G_{2n+1}}{(2n+1)(2n+2)} P_{2n+1}(\cos \theta)$$

skąd ostatecznie składowa  $E_\theta$  pola dalekiego wyrazi się jako

$$E_\theta = \frac{j\eta}{2\pi} I_0 \frac{e^{-jkr}}{r} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n H_{2n+1} P_{2n+1}^1(\cos \theta) \quad (91)$$

gdzie

$$H_{2n+1} = \frac{G_{2n+1}}{(2n+1)(2n+2)} \quad (92)$$

zaś  $E_\theta$  jest dane aż do członów  $\frac{1}{r}$  włącznie. Otrzymane wyniki mogą służyć do liczbowego wyznaczenia charakterystyki promieniowania anteny znajdującej się nad półkulistym wzniesieniem przewodzącej ziemi.

Na zakończenie rozpatrzmy jeszcze przypadek graniczny, gdy  $a \rightarrow 0$ . Z równania (89) wynika

$$\lim_{a \rightarrow 0} G_{2n+1} = (4n+3) j_{2n+1}(kl)$$

co po podstawieniu do równania (88) daje

$$\lim_{a \rightarrow 0} E_r = \frac{I_0}{2\pi} \frac{\eta}{k} \frac{e^{-jkr}}{r^2} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n (4n+3) j_{2n+1}(kl) P_{2n+1}(\cos \theta) \quad (93)$$

Łatwo się przekonać, że otrzymany wynik reprezentuje pole dipola symetrycznie zasilanego o długości  $2l$  [1].

Z drugiej strony dla bardzo dużych wartości  $a$  można sądzić, że pole będzie równoważne polu dipola o wysokości  $h = l - a$ . Należy jednak obawiać się, że dla dużych  $h$  i  $a$  szeregi występujące w równaniach (88) i (91) mogą być bardzo powolnie zbieżne i wobec tego nieprzydatne do obliczeń numerycznych.

#### WYKAZ LITERATURY

1. Schelkunoff S. A. — Electromagnetic Waves, N. Y. 1947
2. Wajnsztejn L. A. — Elektromagnitnyje wołny, Moskwa 1957
3. Ryżyk I. M., Gradsztejn I. S. — Tablice intiegralów..., Moskwa 1951
4. Stratton J. A. — Electromagnetic Theory, N. Y. 1941

*П. Шулькин*

ИЗЛУЧЕНИЕ ВИБРАТОРА ПОМЕЩЁННОГО НАД ПОЛУСФЕРИЧЕСКОЙ  
ВОЗВЫШЕННОСТЬЮ

Резюме

Работа приводит решение проблемы излучения вибраторной антенны, помещенной над полусферой, основанием которой является плоскость. Результаты, в виде рядов, могут быть использованы для практического расчёта поля антенн, помещенных на вершинах гор или холмов, над поверхностью земли.

*P. Szulkin*

RADIATION OF A DOUBLET OVER A HEMISPHERIC SURFACE

Summary

The problem of radiation of a doublet over a hemisphere placed on a plane is dealt with. The solution in the form of series may be useful in practical calculation of the field of antennae placed on top of mountains or hills.

*P. Szulkin*

RADIATION D'UN DOUBLET PLACÉ SUR UNE HÉMISPHERE

Résumé

La probléme de la radiation d'un doublet sur une hémisphère placée sur un plan est étudié. La solution sous la forme des séries peut être appliquée au calcul pratique du champ des antennes placées aux sommets des montagnes ou des collines.

*P. Szulkin*

DIE STRAHLUNG EINES ÜBER EINER HALBKUGEL BEFINDLICHEN DIPOLS

Zusammenfassung

Das Problem der Strahlung eines über einer auf einer flachen Unterlage ruhenden Halbkugel befindlichen Dipols wird untersucht. Die in Gestalt von Reihen angegebene Lösung kann für praktische Berechnung des Strahlungsfeldes von auf den Gipfeln von Bergen oder Hügeln aufgestellten Antennen verwendet werden.



ZOFIA ŻYCIŃSKA

028.7:01:621.39

## OMÓWIENIE WAŻNIEJSZYCH MIĘDZYNARODOWYCH PRZEGLĄDÓW BIBLIOGRAFICZNYCH Z DZIEDZINY TELEKOMUNIKACJI ORAZ SPOSOBY KORZYSTANIA Z NICH

Rękopis dostarczono do IŁ. 28.6.1960 r.

Artykuł mówi o znaczeniu, jakie przeglądy bibliograficzne mają dla inżynierów, charakteryzuje najważniejsze przeglądy bibliograficzne radzieckie, angielskie, francuskie i niemieckie, omawia ich układ i wartość oraz przeprowadza ich porównanie pod względem rozwoju, zasięgu, dokładności, ujęcia tematu i szybkości zamieszczania omówień publikowanych artykułów.

### 1. WSTĘP

Wobec olbrzymiego rozwoju piśmiennictwa technicznego wzrasta ciągle znaczenie bibliografii. Ilość materiałów publikowanych jest tak wielka i tak różnorodna, że zorientować się w nich można jedynie dzięki bibliografiom specjalistycznym. Bibliografie te zaś są tak liczne i rozmaite, że trzeba metodycznego wprowadzenia, aby umieć z nich korzystać.

Zarówno inżynierowie prowadzący prace naukowo-badawcze, jak i pracownicy bibliotek technicznych, powinni znać zasadnicze przeglądy bibliograficzne z interesujących ich dziedzin i wiedzieć jak się nimi posługiwać.

Pracownika naukowego musi cechować twórcze ustosunkowanie się do pracy. Postęp jego w obranej specjalności jest niemożliwy bez opanowania techniki samodzielnego pogłębiania zasobu wiedzy wyniesionego z uczelni. Z ogromu opublikowanego materiału musi on umieć wybrać możliwie wszystkie wiadomości, wiążące się z opracowywanym przez niego tematem.

Kardynalnym warunkiem właściwego poziomu pracy naukowej i zawodowej inżyniera jest jego stała łączność z literaturą fachową i umie-

jętne odszukiwanie potrzebnych mu materiałów. Inżynier musi wiedzieć o wszystkich najnowszych osiągnięciach, gdyż na nich opiera się wszelki postęp. Przystępując do badania naukowego jakiegokolwiek zagadnienia, przede wszystkim ustala się, jaki materiał faktyczny jest już zebrany, gdzie i jak został on uogólniony, jakie istnieją poglądy na dane zagadnienie i do jakich wniosków doszli poprzedni badacze. W celu ustalenia tego wszystkiego wykorzystuje się literaturę dotyczącą danego tematu, a dla jej zebrania korzysta się z odpowiednich bibliografii.

Zarówno w instytutach naukowo-badawczych, jak i w przemyśle, niedostateczne wykorzystanie informacji bibliograficznych opóźnia postęp techniczny. Bieżące studiowanie wiadomości zawartych w literaturze jest konieczne dla prawidłowego prowadzenia badań.

Retrospektywne badanie wyników prowadzonych prac może wykazać niejednokrotnie, że dane zagadnienie było już gdzie indziej przedmiotem badań i, że można zaoszczędzić wiele czasu i kosztów wykorzystując wyniki tych badań.

Tak więc korzystanie z pomocy bibliograficznych, orientujących w literaturze opracowywanego zagadnienia, jest jednym z pierwszych etapów badań naukowych. Jeżeli nie ma bibliografii danego zagadnienia, pracownik nauki musi sam wykonywać pracę bibliografa, to znaczy zajmować się poszukiwaniem i ujawnianiem źródeł naukowych, ich opisaniem, systematyzacją i oceną.

Na terenie naszego kraju nie posiadamy kompletnej bibliografii bieżącej, obejmującej literaturę wszechświatową z dziedziny telekomunikacji. Jedynym rodzajem takiej bibliografii jest kartoteka dokumentacyjna opracowywana przez Centralny Instytut Dokumentacji Naukowo-Technicznej. Dostarczane przez nią wiadomości są jednak niekompletne, wskutek czego pracownicy naukowcy i inżynierowie muszą informować się o najnowszych zdobyczach wiedzy przez systematyczne przeglądanie najważniejszych zagranicznych bibliografii bieżących.

Pragnąc ułatwić inżynierom telekomunikacji zorientowanie się w możliwościach gromadzenia potrzebnych im materiałów naukowych, omówię ważniejsze bibliografie zagraniczne.

Wszystkie wymienione poniżej przeglądy bibliograficzne zaliczają się do:

— bibliografii specjalistycznej — obejmującej publikacje ograniczone określonym zakresem;

— bibliografii bieżącej — ukazującej się periodycznie i rejestrującej bieżącą produkcję wydawniczą.

Z kolei podzielić je można na dwie zasadnicze grupy:

I. Bibliografie analityczne — zawierające analizy treściowe:

1. Science Abstracts:

Section A — Physics Abstracts,  
Section B — Electrical Engineering Abstracts.

2. Abstracts and References.
3. Referatiwnyj żurnał:
  - a. Fizika,
  - b. Elektrotechnika.
4. Annotirowannyj ukazatel literatury po radioelektronike.
5. Bulletin Signalétique des Télécommunications.
6. Technisches Zentralblatt — Abteilung Elektrotechnik.

II. Bibliografie rejestrujące — zawierające notatkę bibliograficzną bez analizy treści:

1. Ukazatel statiej w russkoj i inostrannoj pieriodiczeskoj literaturie po przewodnoj i pocztowej swiazi.
2. VDE-Schnellberichte.

Wszystkie te przeglądy bibliograficzne rejestrują bieżącą produkcję wydawniczą w sposób ciągły, w określonych odcinkach chronologicznych i ukazują się periodycznie.

Należy podkreślić, że cztery spośród nich wydawane są w formie przystosowanej do wycinania i naklejania na karty tworzące kartotekę, a mianowicie:

1. Science Abstracts (wydanie specjalne).
2. Annotirowannyj ukazatel literatury po radioelektronike.
3. Ukazatel statiej w russkoj i inostrannoj pieriodiczeskoj literaturie po przewodnoj i pocztowej swiazi (od 1959 r. drukowane jednostronnie).
4. VDE-Schnellberichte.

Przystąpmy teraz do omówienia układu, tematyki i wartości poszczególnych przeglądów bibliograficznych.

## 2. BIBLIOGRAFIE RADZIECKIE

### 2.1. Referatiwnyj żurnał

*Referatiwnyje żurnaly* (czasopisma referujące) wydawane są od 1953 r. przez Instytut Informacji Naukowej Akademii Nauk ZSRR, utworzony w 1952 r. i przekształcony obecnie we Wszeczwiązkowy Instytut Informacji Naukowej i Technicznej Gostiechniki ZSRR i Akademii Nauk ZSRR. Obejmują one najrozmaitsze dziedziny wiedzy i obecnie ukazują się w 13 seriach:

- |                             |               |
|-----------------------------|---------------|
| 1. Astronomia i Gieodiezija | 4. Gieografia |
| 2. Biologiczeskaja Chimia   | 5. Gieologia  |
| 3. Biologia                 | 6. Gieofizika |



- |                     |                     |
|---------------------|---------------------|
| 7. Matematyka       | 11. Fizyka          |
| 8. Maszynostrojenie | 12. Chemia          |
| 9. Metalurgia       | 13. Elektrotechnika |
| 10. Mechanika       |                     |

*Referatiwnyje żurnaly* wydawane są w formacie 20 cm × 26 cm. Omówimy tutaj dwie serie *Referatiwnych żurnalow*, a mianowicie te, które interesują inżynierów telekomunikacji: *Fizikę* i *Elektrotechnikę*.

Seria *Fizika* wychodzi od stycznia 1954 r., *Elektrotechnika* od listopada 1955 r. W serii *Fiziki* ukazuje się w ciągu roku 12 zeszytów, w serii *Elektrotechniki* od 1957 r. — 24 zeszyty. Każdy zeszyt *Fiziki* zawiera około 2500 analiz i pozycji bibliograficznych, a zeszyt *Elektrotechniki* około 1500 pozycji. W 1959 r. seria *Fizika* zawierała 28750 pozycji, a *Elektrotechnika* 51289. Począwszy od 1960 r. każdy zeszyt *Fiziki* ukazuje się w całości oraz w 4 częściach obejmujących oddzielne działy. Każdy zeszyt *Elektrotechniki* ukazuje się zarówno w całości, jak i w 6 oddzielnych częściach obejmujących poszczególne działy.

*Referatiwnyje żurnaly* są bibliografią bieżącą, adnotowaną, referującą, to znaczy podającą omówienia krytyczne każdej pozycji bibliograficznej. Notatki bibliograficzne ułożone są według spisu działów i poddziałów, umieszczonego na początku każdego zeszytu. Działy te nie mają żadnego oznaczenia liczbowego. W każdym dziale omawiane są najpierw artykuły z publikacji periodycznych, a następnie książki, recenzje, rozprawy i patenty. Analizy i opisy bibliograficzne podane są w dwóch kolumnach i oznaczone kolejnymi numerami, zachowującymi ciągłość w ramach danego roku, niezależnie od numeru zeszytu. W zakończeniu każdego zeszytu podany jest spis autorów, których prace omówiono w danym zeszycie. Przy nazwiskach podane są numery odnośnych pozycji bibliograficznych.

Zasadniczy opis bibliograficzny skonstruowany jest w *Referatiwnych żurnalach* w sposób podany na rys. 1.

Na pierwszym miejscu podany jest numer kolejnej pozycji bibliograficznej, następnie tytuł w dokładnym tłumaczeniu znaczeniowym na język rosyjski (tłustym drukiem); nazwisko autora w transkrypcji rosyjskiej (podane tłustym drukiem); tytuł publikacji w oryginalnej pisowni, w języku oryginału; nazwisko i pierwsza litera imienia autora w oryginalnej pisowni (zgodnie z oryginałem); tytuł czasopisma w skrócie (zgodnie z oryginałem); rok wydania, numer, tom, numer zeszytu, strony, na których wydrukowany jest artykuł; w nawiasie podany jest język, w jakim opublikowano artykuł; następnie podana jest analiza artykułu, ilość pozycji bibliograficznych i inicjały analisty.

Należy zwrócić uwagę na następujące szczegóły: jeżeli tytuł czasopisma podany jest w języku, w którym używa się alfabetu różniącego się

3142 Проблема сопряжения настраиваемых контуров в супергетеродинном приемнике. Роткевич (Die Gleichlaufprobleme abgestimmter Kreise im Superheterodynempfänger Rotkiewicz W.), Hochfrequenztechn. und Elektroakust., 1956, 64, № 5, 144—154 (нем.)

Рассмотрены вопросы сопряжения и расчета контуров супергетеродина для случая настройки контуров с помощью блока переменных конд.ров. пластины всех секций к-рого имеют одинаковую форму, но секции имеют разные емкости. Выведены ф-лы для расчета элементов контуров при точном сопряжении в двух и трех точках перекрываемого диапазона. Из этих общих ф-л могут быть легко получены соответствующие ф-лы для частного случая равенства емкостей всех секций блока, что обычно имеет место в радиовещательных приемниках. Изложен новый метод расчета сопряжения контуров супергетеродина по трем точкам, согласно к-рому вначале анализируется неточность сопряжения, а затем рассчитываются элементы резонансных контуров. Метод основан на том, что для заданного диапазона зависимость неточности сопряжения  $\Delta f$  от частоты настройки приемника  $f_e$  целиком определяется выбором частот точного сопряжения  $f_1$ ,  $f_2$ ,  $f_3$  и промежуточной частоты  $\Delta f$ . Получена приближенная ф-ла для

$$\text{расчета величины } \Delta f = \frac{(f_e - f_1)(f_e - f_2)(f_e - f_3)(f_e + d)}{2(f_e + f_2)(f_e^2 + l^2)} \quad (1)$$

где коэф.  $d$  и  $l^2$  рассчитываются по ф-лам

$$d = a + 2f_2; \quad a = f_1 + f_2 + f_3. \quad (2)$$

$$l^2 = \frac{a^2 d - c^3}{2f_2}; \quad a^2 = f_1 f_2 + f_2 f_3 + f_1 f_3. \quad (3)$$

$$c^3 = f_1 \cdot f_2 \cdot f_3. \quad (4)$$

Относительная погрешность  $\delta$ , возникающая при расчете неточности сопряжения  $\Delta f$  по приближенной ф-ле (1), мала и может быть определена с помощью ф-лы

$$\delta = \frac{\Delta f}{2(f_e + f_2)}$$

Для определения наиболее выгодных частот точного сопряжения нет необходимости рассчитывать всю кривую сопряжения. Достаточно определить  $\Delta f$  на тех частотах, где она принимает наибольшие значения: на краях диапазона и на частотах  $f_m$  и  $f_n$  вычисленных по

$$\text{ф-ле } f_{m,n} = \frac{a \pm \sqrt{a^2 - 3c^2}}{3}$$

в к-рой коэф.  $u$  и  $v$  определены из (2) и (3). Произведен анализ влияния на сопряжение настраивающихся контуров связанных с ними цепей — антенного контура, анодного контура УВЧ, контура обратной связи гетеродина. Выведена ф-ла для определения допустимых значений коэф. связи. Приведен пример расчета сопряжения контуров супергетеродина по трем точкам. Библи. 13 назв. Г. А. А.

od alfabetu rosyjskiego i łacińskiego, tytuł ten powtórzony jest w transkrypcji rosyjskiej. Opisy bibliograficzne zaczynają się od tytułu, a to ułatwia czytelnikowi ogólny przegląd materiału i szybkie zorientowanie się w nim. (W bibliografiach pozaradzieckich na pierwszym miejscu umieszczone jest nazwisko autora).

Indeksy roczne *Referatiwnych żurnalow* obejmują:

1. Indeks systematyczny.
2. Indeks przedmiotowy.
3. Indeks autorski.
4. Indeks czasopism omawianych w *Referatiwnych żurnalach*.

1. Indeks systematyczny jest indeksem podstawowym, ułożonym według działów i poddziałów. W poszczególnych działach opisane są odpowiednie pozycje bibliograficzne. Każdy opis obejmuje nazwisko autora, tytuł artykułu i numer, pod którym artykuł był zamieszczony w danym roczniku *Referatiwnego żurnala*. Działy o zbliżonej tematyce zaopatrzone są w odsyłacze. Schemat klasyfikacyjny danego działu może służyć jednocześnie jako opis treści indeksu rocznego. W schemacie klasyfikacyjnym wyliczone są symbole i nazwy działów indeksu systematycznego. Niestety, indeksy systematyczne do serii Fizyka i do serii Elektrotechnika jeszcze do Polski nie nadeszły.

2. Indeksy przedmiotowe również nie zostały jeszcze nadesłane i opieram się jedynie na skorowidzu przedmiotowym z serii *Matiematika*.

Indeks przedmiotowy zawiera hasła tematów omówionych w analizach artykułów. W większości przypadków hasła te nie pokrywają się z nazwami działów indeksu systematycznego i stanowią jakby dalszy bardziej szczegółowy podział indeksu systematycznego. Przy każdym hasle indeksu przedmiotowego podane są odnośne numery pozycji bibliograficznych. Jeżeli hasło indeksu przedmiotowego zbiega się z nazwą działu indeksu systematycznego, podano przy nim w nawiasach symbol tego działu.

3. Indeks autorski składa się z dwóch części: podstawowej i uzupełniającej. W części podstawowej podano w porządku alfabetycznym nazwiska i pierwsze litery imion autorów i recenzentów w języku rosyjskim lub (nazwiska autorów obcych) w transkrypcji rosyjskiej.

Przy transkrypcji rosyjskiej podana jest w nawiasach pisownia oryginalna. Przy nazwiskach autorów podane są tytuły książek, artykułów rozpraw, patentów i numer odnośnej analizy. Przy nazwiskach recenzentów nie podaje się tytułu omówionej pracy, tylko numer analizy z dopiskiem „rec”. Prace jednego i tego samego autora ułożone są wg numerów analiz. W części uzupełniającej nazwiska autorów podane są w następującym porządku: najpierw w językach posługujących się alfabetem



łacińskim, następnie alfabetem rosyjskim, gruzińskim, ormiańskim, chińskim i japońskim. W zakończeniu podany jest alfabet ww języków.

*Referatiwnyje żurnaly* przeznaczone są dla pracowników nauki i techniki oraz studentów.

Seria *Fizika* obejmuje omówienia artykułów z następujących działów: fizyka teoretyczna, fizyka jądrowa, fizyka atomowa i cząsteczkowa, fizyka ciała stałego, magnetyzm, elektryczność, elektronika, radiofizyka, akustyka i optyka.

Inżynierowie telekomunikacji zwrócą szczególną uwagę na dział magnetyzmu, zawierający między innymi poddział ferromagnetyzm i poddział ferryty; na dział elektryczności obejmujący dielektryki, półprzewodniki i przewodniki; dział elektroniki, radiofizyki, w skład której wchodzi zagadnienia statyczne w radiofizyce, generacja i przetwarzanie drgań o częstotliwościach radiowych, promieniowanie fal radiowych, linie radiowe, nadajniki i anteny, propagacja, odbiorniki, miernictwo radiotechniczne, zastosowania elementów półprzewodnikowych, zastosowania metod radiofizycznych; dział akustyki, w którym znajduje się elektroakustyka i akustyka w technice oraz dział optyki.

Seria *Elektrotechnika Referatiwnych żurnalow* obejmuje następujące działy: elektrotechnika teoretyczna, materiałoznawstwo elektrotechniczne, termoelektryczność, energia wodna i energia wiatru, rozdział energii elektrycznej, elektryczne maszyny i transformatory, aparaty elektryczne, elektryfikacja przemysłu, transportu i rolnictwa, miernictwo elektryczne, automatyka i telemekhanika, elektronika, radiokomunikacja przewodowa, technika oświetlenia, elektrochemiczne źródła energii elektrycznej.

*Referatiwnyje żurnaly* przewyższają zasięgiem wszystkie inne międzynarodowe bibliografie, gdyż omawiają literaturę publikowaną w 34 językach i uwzględniają różnorodne publikacje, a mianowicie:

1. Artykuły, przeglądy, wiadomości, które zostały wydane w czasopiśmie, pracach, zbiorach, rocznikach i innych wydawnictwach ciągłych.

2. Książki, broszury i inne wydawnictwa zwarte.

3. Recenzje o książkach, broszurach i innych publikacjach.

4. Opisy patentowe.

5. Adnotowane opisy bibliograficzne rozpraw naukowych.

Należy podkreślić, że większość zagranicznych czasopism bibliograficznych nie omawia patentów i niemal połowa nie uwzględnia rozpraw naukowych (patrz Varrosieau W. W. — Survey of Scientific Abstracting and Indexing Service, „Review of documentation”, 1949, vol. XVI, 25—46).

*Referatiwnyje żurnaly* przewyższają wartością wszystkie inne bibliografie adnotowane, dzięki temu, że zawarte w nich analizy nie ograniczają się do sygnalizowania treści omawianych publikacji, ale ujawniają istotę zagadnień wyrażonych w omawianych artykułach.

Pracowników naukowych interesuje nie tylko fakt wydania tej czy innej pracy, ale zawarty w niej materiał informacyjny. Bibliografia krytyczna w postaci szczegółowych analiz jest najbardziej celowa i stanowi najlepszy materiał informacyjny dla pracowników naukowych. Jednocześnie należy zaznaczyć, że *Referatiwnyje żurnaly* podają opisy bibliograficzne bardziej szczegółowo niż zagraniczne przeglądy bibliograficzne, przytaczają bowiem w większym stopniu dane faktyczne zawarte w oryginalnych pracach, zamieszczają tablice, schematy, fotografie.

Wartość *Referatiwnych żurnalow* podkreśla fakt, że omówienia artykułów podawane są stosunkowo szybko po opublikowaniu. Przeciętnie na 10 artykułów, których analizy znajdują się na danej stronie, 7 jest omówionych w 6 do 12 miesięcy po ich opublikowaniu. *Referatiwnyje żurnaly* omawiają przede wszystkim artykuły dotyczące zastosowań techniki, przeznaczone dla fabryk i laboratoriów, a w mniejszym stopniu artykuły teoretyczne. Zawarty w nich materiał będzie dopiero wtedy należycie wykorzystany, kiedy ukażą się indeksy systematyczne i przedmiotowe.

## 2.2. Annotirowannyj ukazatel literatury po radioelektronikie

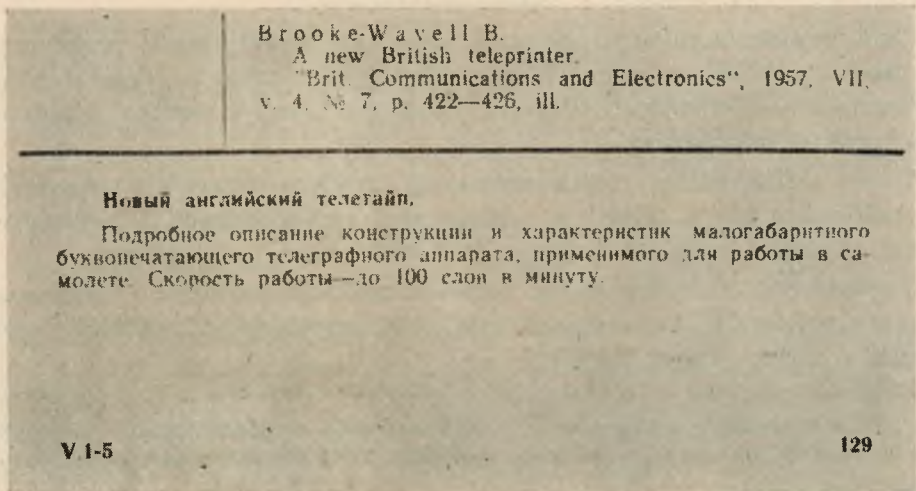
*Annotirowannyj ukazatel literatury po radioelektronikie* jest bibliografią z dziedziny radiokomunikacji i elektroniki. Wydawany jest od 1944 r. w Moskwie przez „Sowietskoje Radio”. Do 1956 r. ukazywał się pod nazwą *Annotirowannyj bibliograficzeskij ukazatel* i uwzględniał jedynie literaturę zagraniczną od 1956 r. Omawia publikacje zagraniczne i radzieckie. Wychodzi jako dwutygodnik, w formacie 14 cm × 22 cm. W ciągu roku ukazują się 24 zeszyty. Każdy zeszyt zawierał początkowo około 250, a obecnie około 500 adnotowanych pozycji bibliograficznych. W 1957 r. *Annotirowannyj ukazatel literatury po radioelektronikie* obejmował 6222 pozycje bibliograficzne, a w 1959 r. 12000 pozycji.

Jest to bibliografia bieżąca, adnotowana, przeznaczona dla pracowników nauki i studentów zaawansowanych w studiach.

Nie uwzględnia ona artykułów popularnych. Opisywane są w niej, oprócz artykułów z czasopism radzieckich i zagranicznych, sprawozdania ze zjazdów, z posiedzeń Akademii Nauk i zbiory prac instytutów naukowych. Indeks czasopism omawianych w 1958 r. obejmuje 112 tytułów.

Na okładce każdego zeszytu *Annotirowannogo ukazatiela literatury po radioelektronikie* podany jest tytuł, numer i rok wydania.

Na początku każdego zeszytu znajduje się spis omówionych w nim działów i podane są odnośne pozycje bibliograficzne. Do r. 1959 działy te były układane wg klasyfikacji własnej, a od r. 1959 wg Klasyfikacji Dziesiętnej. Do r. 1959 na każdej stronie podawane były trzy opisy bibliograficzne, drukowane jednostronnie, co pozwalało na ułożenie ich w formie kartoteki. obecnie jednak opisy drukowane są dwustronnie, w sposób przedstawiony na rys. 2.



Rys. 2. Wycinek z przeglądu bibliograficznego Annotirowannyj ukazatel literatury po radioelektronikie

U góry podany jest opis bibliograficzny w oryginalnym brzmieniu, obejmujący nazwisko i pierwszą literę imienia autora, tytuł artykułu, tytuł czasopisma, rok i miesiąc wydania, numer tomu, numer zeszytu, strony zawierające omawiany artykuł, ewentualnie ilość ilustracji. Niżej podane są w języku rosyjskim tytuł artykułu oraz analiza treściowa. Na dole, po lewej stronie, znajduje się symbol klasyfikacji, po prawej — kolejny numer analizy.

Do 1959 r. *Annotirowannyj ukazatel literatury po radioelektronikie* obejmuje pozycje bibliograficzne ułożone według klasyfikacji systematycznej, która podzielona jest na XIV zasadniczych działów oznaczonych cyframi rzymskimi. Działy te dzielą się na poddziały oznaczone cyframi arabskimi, np.:

III. 1-5-6-2 Klistrony.

IV. 7-3-1-1 Transformatory impulsowe.

Począwszy od 1959 r. poszczególne działy ułożone są wg Klasyfikacji Dziesiętnej. Zgodnie z tematyką informatora, podstawowymi jego działami są: elektronika, radiokomunikacja i miernictwo radiotechniczne.



W dziale fizyka mieszczą się adnotowane pozycje bibliograficzne dotyczące bezpośrednio zagadnień radiokomunikacji i elektroniki.

Poddział akustyka i optyka ujmuje najobszerniej zagadnienia hydroakustyki, techniki ultradźwiękowej, techniki podczerwieni, łącznie z podstawami fizyki. Zagadnienia elektroakustyki i optyki nie są w informatorze omawiane.

Dział elektronika obejmuje wszystkie artykuły dotyczące przyrządów próżniowych, gazowych i półprzewodnikowych.

Dział radiokomunikacja obejmuje wszystkie teoretyczne i praktyczne zagadnienia generacji, wzmacniania, propagacji i odbioru drgań elektromagnetycznych wszelkich długości. Dział ten ujmuje szeroko zagadnienia techniki impulsowej.

Dział zastosowania radiokomunikacji zawiera wszystkie materiały z radiokomunikacji, telewizji, radiolokacji, radionawigacji i radioastronomii z punktu widzenia techniki oraz zastosowań praktycznych.

Zagadnienia telekomunikacji, radiokomunikacji, telewizji i radioamatorstwa występują w pozycjach bibliograficznych jedynie wtedy, jeżeli chodzi o nowe, oryginalne ujęcia.

Dział automatyka i telemekhanika obejmuje głównie konkretne urządzenia i elementy związane z praktycznymi zastosowaniami radiokomunikacji. Zagadnienia serwomechanizmów i maszyn liczących ujęte są bardzo obszernie.

Dział urządzenia elektrotechniczne, odpowiednio do tematyki bibliografii, nie obejmuje silnych prądów.

Dział miernictwo ujmuje szeroko miernictwo radiotechniczne, pomiary wszelkich parametrów urządzeń elektronicznych, ich elementów i stosowanych materiałów, wyjąwszy przyrządy pomiarowe radioamatorskie.

Dział konstrukcja, technologia i organizacja przemysłu radiotechnicznego oraz dział elementy urządzeń radiotechnicznych obejmują wszystkie odnośne artykuły.

Działy materiały i półfabrykaty oraz organizacja pracy naukowo-badawczej zawierają artykuły ograniczone tematyką bibliografii.

Klasyfikacja systematyczna, według której ułożone są w każdym zeszycie poszczególne pozycje bibliograficzne, stanowi indeks tematyczny do tej bibliografii.

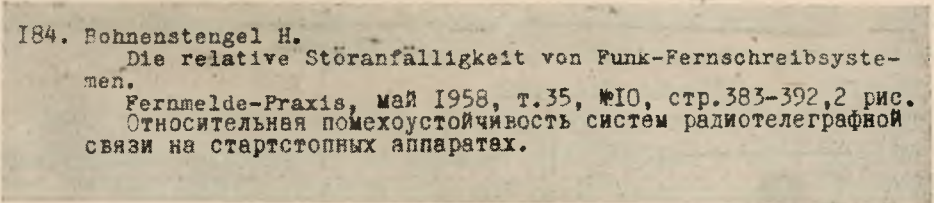
*Annotirowannyj ukazatel literatury po radioelektronike* stanowi niezwykle cenną bibliografię dla inżynierów-radioelektryków i jest szczególnie użyteczny dzięki temu, że może być układany w formie kartoteki. Od 1959 r. ukazuje się on zarówno w postaci czasopisma jak i w postaci *Annotirowannej kartoteki literatury po radioelektronike*.

### 2.3. Ukazatel статей в русской и иностранной периодической литературе по проводной и почтовой связи

*Ukazatel статей в русской и иностранной периодической литературе по проводной и почтовой связи* wydawany jest przez Ministerstwo Swiazi SSSR, Centralnyj nauczno issledowatielskij institut swiazi, Otdiel nauczno tiechniczeskoj informacii (Dział Informacji Naukowo-Technicznej Instytutu Naukowo-Badawczego Łączności w Moskwie).

*Ukazatel* zaczął wychodzić w 1958 r. W okresie od 10.7.58 r. do 31.10.58 r. opublikowano 7 zeszytów, a w 1959 r. 6 zeszytów w formacie 14,5 cm × 21 cm, z których każdy zawiera około 350 pozycji bibliograficznych. Jest to bibliografia specjalna, bieżąca, rejestrująca, nie zawierająca adnotacji. Notatki bibliograficzne ułożone są według spisu tematów umieszczonego na początku każdego zeszytu.

Opis bibliograficzny, oznaczony numerem kolejnym, ułożony jest w sposób przedstawiony na rys. 3: nazwisko i pierwsza litera imienia



184. Bohnenstengel H.  
Die relative Störanfälligkeit von Funk-Fernschreibsystemen.  
Fernmelde-Praxis, май 1958, т.35, №10, стр.383-392, 2 рис.  
Относительная помехоустойчивость систем радиотелеграфной связи на стартстопных аппаратах.

Rys: 3. Wycinek z przeglądu bibliograficznego *Ukazatel статей в русской и иностранной периодической литературе по проводной и почтовой связи*

autora, tytuł artykułu i nazwa czasopisma, zgodnie z oryginałem; miesiąc wydania (w języku rosyjskim), rok wydania, numer tomu, numer zeszytu, numeracja stron zawierających artykuł w czasopiśmie, ewentualnie ilość pozycji bibliograficznych i ilość rysunków. W zakończeniu podany jest tytuł artykułu w tłumaczeniu na język rosyjski.

*Ukazatel статей в русской и иностранной периодической литературе по проводной и почтовой связи*, jak wskazuje to jego tytuł, przeznaczony jest dla pracowników resortu łączności. Obejmuje następujące działy: matematykę, akustykę i elektroakustykę, materiały elektrotechniczne, telekomunikację, linie przesyłowe, telegrafię, telefonię, radiokomunikację, telewizję, generację, wzmacnianie, modulację, elektronikę, technikę impulsową, automatykę i telemekanicę, maszyny liczące, technikę pocztową, mechanizację, ekonomikę i statystykę łączności i poczty oraz dział korozji.

Bibliografia ta, chociaż nie posiada adnotacji treściowych jest bardzo pożyteczna dla inżynierów telekomunikacji, gdyż omawia w bardzo sze-

rokim zakresie wszystkie interesujące ich tematy, uwzględnia nie tylko poważne czasopisma radzieckie i zagraniczne, ale również zagraniczne czasopisma firmowe i prace badawcze wielu instytutów naukowych.

### 3. BIBLIOGRAFIE ANGIELSKIE

#### 3.1. Science Abstracts

*Science Abstracts* wydawane są przez Stowarzyszenie Elektryków w Londynie. Opracowują je wspólnie następujące instytucje: Institution of Electrical Engineers (Stowarzyszenie Elektryków), Physical Society (Stowarzyszenie Fizyków), Institute of Physics (Instytut Fizyczny), American Physical Society (Amerykańskie Stowarzyszenie Fizyków), American Institute of Electrical Engineers (Amerykański Instytut Inżynierów Elektryków).

*Science Abstracts* zaczęły się ukazywać w 1897 roku. Do końca 1955 r. wydawane były w formacie 17 cm × 25,5 cm, a następnie w formacie 21 cm × 27,5 cm. W 1903 r. objętość poszczególnych zeszytów tak wzrosła, że postanowiono podzielić je na dwa działy:

Section A — *Physics Abstracts*,

Section B — *Electrical Engineering Abstracts*.

W ciągu roku w każdym dziale ukazuje się 12 zeszytów i indeks. Obecnie każdy zeszyt zawiera około 500 pozycji bibliograficznych.

*Physics Abstracts* omawiają artykuły z 590 czasopism z 35 krajów i podają około 10 000 pozycji bibliograficznych rocznie. *Electrical Engineering Abstracts* omawiają artykuły z około 600 czasopism z 32 krajów i rejestrują rocznie około 5000 artykułów.

Omówienia artykułów zamieszczane są w *Physics Abstracts* mniej więcej w 3—4 miesiące po ich opublikowaniu, a w *Electrical Engineering Abstracts* w 4—8 miesięcy po ukazaniu się artykułu.

*Science Abstracts* jest bibliografią adnotowaną i bieżącą, a więc rejestrującą bieżącą produkcję wydawniczą w odcinkach chronologicznych, ściśle określonych. Bibliografia ta jest przeznaczona zarówno dla pracowników nauki na najwyższym poziomie jak i dla studentów wyższych uczelni. Omawiane są w niej oprócz artykułów liczne publikacje wychodzące nieregularnie, monografie, tezy uniwersyteckie i sprawozdania ze zjazdów naukowych.

Zeszyty *Science Abstracts* drukowane są dwustronnie i jednostronnie. Poszczególne analizy mogą być z nich wycinane, naklejane na karty i układane według symboli klasyfikacyjnych, jako kartoteka zawartości czasopism. Posiadają numerację ciągłą, kontynuowaną od chwili założenia periodyku. Na okładce każdego zeszytu podany jest tytuł działu,



numer tomu, numer zeszytu, data wydania, numer początkowy i końcowy podanych w nim analiz (uszeregowanych wg symboli Międzynarodowej Klasyfikacji Dziesiętnej), spis pokrewnych tematów zawartych w równoległym zeszycie drugiego działu *Science Abstracts* oraz spis nazwisk autorów, których artykuły omówiono w danym zeszycie.

Każda strona zeszytu zawiera u góry datę wydania zeszytu, hasło tematyczne i numery zamieszczonych na niej analiz. Analizy ułożone są według symboli KD, umieszczonych ponad nimi.

621.396.621 — 397

1553

**Radio receivers of Swedish manufacture for frequency modulation.** BERGLUND, R., AND JANSSON, R. *Tek. Medd. K. Teleg.Styr. (No. 4) 157-61 (1947) In Swedish.*— The receivers are designed for 40-55 Mc/s with 200 kc/s band-width and may be used for both amplitude- and frequency-modulated waves. The frequency stability is 5-10 kc/s. Selectivity, discriminator and I.f. amplifier characteristics are given and distortion is discussed.

J. A. W.

Rys. 4. Wycinek z przeglądu bibliograficznego *Science Abstracts-Electrical Engineering*

Każda pozycja bibliograficzna, jak przedstawia rys. 4, oznaczona u góry symbolem KD oraz numerem kolejnym, zawiera tytuł artykułu, nazwiska i pierwsze litery imion autorów, tytuł czasopisma w skrócie, numer zeszytu, strony obejmujące dany artykuł, rok wydania, oznaczenie języka, w jakim artykuł został opublikowany (o ile to nie jest język angielski) streszczenie artykułu i inicjały analisty.

Jeżeli dany artykuł oznaczony jest kilkoma symbolami klasyfikacji, to analiza treściowa podana jest tylko raz w miejscu, do którego odnosi się najważniejszy symbol klasyfikacji. W pozostałych miejscach są odwołania.

Od 1943 r. *Science Abstracts* układane są według Międzynarodowej Klasyfikacji Dziesiętnej. Klasyfikacja ta oparta jest na oznaczeniach cyfrowych całej wiedzy. Całość podzielona jest na 10 grup obejmujących pojęcia w zakresie najszerszym (poszczególne dziedziny wiedzy), których znakami są cyfry pojedyncze od 0 do 9. Każde pojęcie podzielone jest z kolei na 10 podrzędnych pojęć składowych i zaopatrzone w znaki dwucyfrowe. Powstałe w ten sposób grupy (działy) znów dzielą się na 10 pojęć bardziej szczegółowych, rozbudowując znak do trzech cyfr itd., przy czym na każdym stopniu podziału przybywa jedna cyfra z prawej strony, aż do wyczerpania wszystkich składowych części pojęcia ogólnego. Ilość stopni podziału nie jest ograniczona; na każdym stopniu symbol jest dłuższy o 1 cyfrę. Symbole cyfrowe odczytywane są w ten sposób,

ze zespoły trzycyfrowe traktowane są jako liczby (np. 621.375.2 sześćset dwadzieścia jeden, trzysta siedemdziesiąt pięć, dwa).

W symbolach dziesiętnych stawia się kropkę po każdej trzeciej cyfrze. Dla oznaczenia pewnych dodatkowych cech wspólnych klasyfikowanych dokumentów wprowadzone są podziały wspólne i podziały analityczne (wspólne dla danej dziedziny), stanowiące zakończenia symbolu. Jeżeli treść dokumentu nie da się wyrazić za pomocą jednego symbolu, podaje się tyle symboli, ile jest pojęć treściowych i łączy się je za pomocą:

1) wskaźnika +, jeżeli określają tematy luźno zestawione, np.: 621.314.7+621.315.59 (tranzystory i półprzewodniki);

2) wskaźnika /, jeżeli treść określona jest przez dwa symbole kolejno po sobie następujące i składające się z jednakowej ilości cyfr, np.: 621.394/395 (telegrafia i telefonia);

3) wskaźnika :, jeżeli chodzi o wyrażenie zależności między dwoma pojęciami, np.: 51:62 (matematyka w zastosowaniu do techniki).

Każdy dział *Science Abstracts* posiada indeks roczny obejmujący:

1. Indeks działów, ułożony według symboli KD;
2. Indeks nazwisk analistów;
3. Uzupełniający indeks tytułów czasopism, zawierających artykuły omawiane w danym roczniku;
4. Uwagi dotyczące zmian tytułów i adresów ww czasopism;
5. Spis czasopism, z których wszystkie artykuły są omawiane;
6. Indeks nazwisk autorów omawianych artykułów (przy każdym nazwisku podany jest tytuł artykułu i numer analizy);
7. Indeks przedmiotowy. Hasła przedmiotowe stanowiące pewne działy ułożone są alfabetycznie i obejmują podziały, które znów dzielą się na jeszcze mniejsze grupy. Indeks przedmiotowy zawiera dużo odsyłaczy. Kompletna lista tematów zgrupowanych wg działów znajduje się na końcu indeksu.

Indeksy do tomu 56 z 1953 r. i do tomu 58 z 1955 r. zawierają tablice transliteracji języków: rosyjskiego, serbskiego i bułgarskiego dla celów bibliograficznych. Zeszyt styczniowy 57 z 1954 r. zawiera notatkę objaśniającą układ Międzynarodowej Klasyfikacji Dziesiętnej, wg którego uszeregowane są w zeszytach poszczególne pozycje bibliograficzne.

Następujące zeszyty *Science Abstracts* zawierają kompletne spisy czasopism wykorzystywanych przez tę bibliografię, obejmują one pełne tytuły i adresy redakcji: numer styczniowy, 53, 1950 r., numer styczniowy, 56, 1953 r. i numer czerwcowy 60, 1957 r.

*Science Abstracts* omawiają następujące tematy:

*Physics Abstracts* — podstawy matematyczne, astronomię, fizykę, chemię fizyczną, krystalografię, geofizykę i materiałoznawstwo. Inżynierowie zajmujący się propagacją fal radiowych odnajdą tu dział jonosfery.

*Electrical Engineering Abstracts* obejmują między innymi działy: kontrolę urządzeń, elektrotechnikę ogólną, technikę fal elektrycznych, drgań i impulsów, elektronikę, radiokomunikację, telewizję, telemekanicę, mechanikę, technologię.

Elektrotechnika ogólna zawiera między innymi poddziały: tranzystory, teletransmisję, linie napowietrzne, kable, materiały izolacyjne, oporniki, miernictwo elektrotechniczne, cewki indukcyjne i przekaźniki.

Technika fal elektrycznych, drgań i impulsów, obejmuje między innymi poddziały: linie, obwody, filtry, generację, wzmacnianie, modulację.

Radiokomunikacja obejmuje propagację fal radiowych, pomimo że, wg zmian KD zatwierdzonych przez UDC, została ona przeniesiona do działu techniki fal elektrycznych.

*Science Abstracts* jest najpoważniejszą bibliografią elektrotechniczną i fizyczną anglosaską. Zasięg jej jest bardzo szeroki.

W roku 1959 wyszedł LXII tom *Science Abstracts*. W okresie 61 lat, *Science Abstracts* podały: w latach 1898—1902 (kiedy obydwie działy wydawane były łącznie) — 10 816 analiz artykułów; w latach 1903—1958 *Physics Abstracts* podały 236 304 analizy, a *Electrical Engineers Abstracts* 154 905 analiz.

Bibliografia *Science Abstracts* przedstawia dużą wartość dla inżynierów telekomunikacji, gdyż omawia prawie całą literaturę światową, obejmującą interesujące ich zagadnienia. Wartość *Science Abstracts* podnosią szczegółowo i starannie opracowane indeksy tematyczne, umożliwiające szybkie zebranie potrzebnych materiałów nawet na bardzo wąskie tematy. Dużą rolę odgrywa bardzo dokładne klasyfikowanie tematów poszczególnych artykułów. Prawie każdy artykuł oznaczony jest kilkoma symbolami oznaczającymi różne działy. W dziale *Electrical Engineering Abstracts* dużym krokiem naprzód było wprowadzenie w 1954 r. symbolu 621.37, który obejmuje fale i drgania elektryczne. Wielkim ułatwieniem dla wydawców *Science Abstracts* jest fakt, że przeszło 80 czasopism elektrotechnicznych, szczególnie zachodnio-europejskich, podaje na początku każdego artykułu symbol Klasyfikacji Dziesiątej. Rozbieżności w sposobach klasyfikowania tych samych tematów są bardzo małe. Wydawcy *Science Abstracts* wykorzystują do opracowania analiz streszczenie artykułów w języku angielskim lub w innych językach, zamieszczane na początku artykułów przez autorów. Notatki bibliograficzne opracowane w ten sposób dają gwarancję, że myśl autora nie została zniekształcona. Na zakończenie należy zaznaczyć, że omówienia artykułów w *Science Abstracts* ukazują się stosunkowo szybko po opublikowaniu, gdyż wiele czasopism angielskich, amerykańskich i francuskich przesyła do redakcji *Science Abstracts* kopie artykułów w momencie oddawania ich do druku.



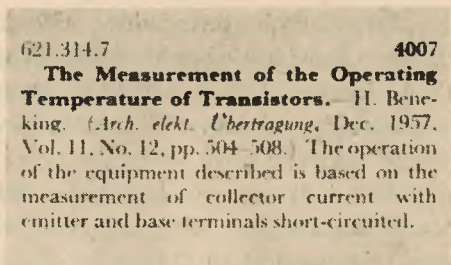
### 3.2. Abstracts and References

*Abstracts and References* (Analizy i notatki bibliograficzne) jest to bibliografia stanowiąca załącznik do czasopisma *Wireless Engineer* wydawanego od 1923 r. w Londynie ukazującego się od 1957 r. pod tytułem *Electronic and Radio Engineer*.

Początkowo *Abstracts and References* były typową bibliografią załącznikową. Następnie zostały zaopatrzone w odrębną paginację i mogą być oddzielnie opracowane, niezależnie od czasopisma. Opracowuje je Radio Research Organisation of the Department of Scientific and Industrial Research (Dział Badań Naukowych z dziedziny radiokomunikacji Departamentu Badań Naukowych i Przemysłowych).

*Abstracts and References* ukazują się co miesiąc w formacie 19 cm × 26 cm. Jest to bibliografia bieżąca z dziedziny radiokomunikacji, zawierająca, jak to wskazuje tytuł, zarówno adnotowane pozycje bibliograficzne, jak i notatki bibliograficzne. Nie wszystkie pozycje posiadają adnotacje treściowe. *Abstracts and References* podają około 4000 pozycji bibliograficznych rocznie. Omówienie artykułów ukazuje się w 3—4 miesiące po ich opublikowaniu. Bibliografia ta omawia książki i artykuły z czasopism (164 czasopisma z 16 krajów). Książki są omawiane na końcu poszczególnych działów.

Każdy zeszyt *Abstracts and References* zawiera na pierwszej stronie spis działów omawianych i następnie na każdej stronie, w 3 kolumnach podane pozycje bibliograficzne. Na początku każdego działu podany jest



Rys. 5. Wycinek z przeglądu bibliograficznego *Abstracts and references*

jego tytuł. Poszczególne pozycje w działach nie są uszeregowane wg symboli KD. Każda pozycja bibliograficzna, jak przedstawia rys. 5, oznaczona jest z lewej strony symbolem KD, a z prawej kolejnym numerem. Opis bibliograficzny obejmuje: tytuł artykułu po angielsku (tłustym drukiem) pierwszą literę imienia i nazwisko autora, następnie w nawiasach tytuł czasopisma, miesiąc i rok wydania, numer tomu, numer zeszytu, strony zawierające artykuł, wreszcie analizę artykułu. Tytuł artykułu ani język oryginału nie są podane w oryginalnym brzmieniu.

*Abstracts and References* posiadają indeksy roczne, obejmujące wykaz skrótów, indeks nazwisk autorów omówionych książek i artykułów, indeks tematyczny, erratę i spis opracowanych czasopism. W indeksie nazwisk autorów, przy każdym nazwisku i literach imion, (podanych tłustym drukiem), znajduje się tytuł artykułu (zaczynający się małą literą) i numer analizy (tłustym drukiem). Indeks przedmiotowy obejmuje ułożone alfabetycznie hasła tematyczne, odpowiadające treści poszczególnych pozycji bibliograficznych i zaopatrzone w numery odpowiednich analiz.

Tematyka bibliografii *Abstracts and References* jest następująca: akustyka, częstotliwości akustyczne, anteny, linie przesyłowe, liczniki automatyczne, obwody i elementy obwodów, podstawy fizyki, zjawiska geofizyczne i atmosferyczne, radiolokacja, materiały radiotechniczne, matematyka, miernictwo i przyrządy pomiarowe, zastosowania radiokomunikacji i elektroniki, propagacja fal radiowych, odbiorniki, urządzenia radiowe, stacje i nadajniki, sprzęt pomocniczy, telewizja, fototelegrafia i lampy elektronowe.

Zasięg *Abstracts and References* jest o wiele mniejszy od *Science Abstracts*, gdyż tematycznie bibliografia ta jest dużo węższa. Nie obejmuje też ona źródeł wykorzystanych przez *Science Abstracts*, takich jak: rozprawy poszczególnych uniwersytetów i politechnik, prace instytutów naukowo-badawczych, patenty itp.

Bibliografia *Abstracts and References* jest jednak bardzo ceniona i wszystkie jej pozycje przedrukowywane są przez czasopismo amerykańskie, najpoważniejszy organ naukowy z zakresu radiokomunikacji. *Proceedings of the Institute of Radio Engineers. Abstracts and References* występują tam jako część czasopisma i nie posiadają oddzielnej paginacji, stanowią bowiem bibliografię załącznikową, zarówno jak ukazujące się w tym samym czasopiśmie omówienia artykułów publikowanych w zeszytach wydawnictwa: *Transactions of the Institute of Radio Engineers*.

## 4. BIBLIOGRAFIA FRANCUSKA

### 4.1. Bulletin Signalétique des Télécommunications

*Bulletin Signalétique des Télécommunications* jest bibliografią periodyczną z dziedziny telekomunikacji, wydawaną przez Centre National d'Etudes des Télécommunications CNET (Państwowy Ośrodek Badań Telekomunikacji), który stanowi wysoce wyspecjalizowaną służbę dokumentacyjną i współpracuje ściśle ze wszystkimi ośrodkami dokumentacyjnymi Francji.

Omawiana bibliografia ukazywała się w Paryżu już w czasie okupacji, w postaci biuletynu o bardzo ograniczonym nakładzie, opracowywanego

na polecenie Comité de Coordination des Télécommunications Impériales i przez Service d'Information et de Brevets de la Société LMT (Biuro Informacji i Patentów Stowarzyszenia LMT). Biuletyn ten przeznaczony był wyłącznie dla instytucji współpracujących z powyższym komitetem.

W styczniu 1946 r. Centre National d'Etudes des Télécommunications zaczął wydawać miesięcznik zatytułowany *Annales des Télécommunications*. Każdy zeszyt *Annales* zawierał część bibliograficzną, opracowaną przez Service de Documentation Interministérielle du CNET (Wydział Dokumentacji Międzyministerialnej ośrodka) i zatytułowaną: *Bulletin Analytique du Comité de Coordination des Télécommunications Impériales*.

1 sierpnia 1949 r. biuletyn ten zmienił nazwę na *Bulletin Analytique du Comité de Coordination des Télécommunications de l'Union Française* (*Bulletin de TUF*). W styczniu 1958 r. wyżej wymieniony biuletyn jeszcze raz zmienia nazwę, przestaje być częścią czasopisma *Annales des Télécommunications* i odtąd ukazuje się w oddzielnych zeszytach jako *Bulletin Signalétique des Télécommunications*. Jest to bibliografia bieżąca, adnotowana, przeznaczona specjalnie dla profesorów, pracowników naukowych i zaawansowanych studentów z dziedziny telekomunikacji.

*Bulletin Signalétique des Télécommunications* ukazuje się jako miesięcznik, w formacie 21 cm × 29,5 cm. Każdy zeszyt obejmuje około 1000 adnotowanych pozycji bibliograficznych. Każdy rocznik zawiera około 10 000 analiz artykułów, około 400 omówień książek i około 50 omówień wydawnictw firmowych i patentów.

Bibliografia ta omawia artykuły z czasopism, książki, patenty francuskie i zagraniczne oraz rozmaite wydawnictwa firmowe, i w związku z rodzajem omawianych publikacji dzieli się na 3 części:

Cz. I. obejmuje przegląd czasopism.

Cz. II. „ przegląd książek.

Cz. III „ przegląd informacji przemysłowych.

Na okładce każdego zeszytu podana jest nazwa bibliografii, numer tomu, numer zeszytu, miesiąc i rok wydania oraz wykaz numerów analiz zamieszczonych w danym zeszycie. Na każdej stronie zeszytu, w dwóch kolumnach, uszeregowane wg specjalnej klasyfikacji dziesiętnej podane są opisy bibliograficzne. Na dole każdej strony podane są symbole i nazwy zasadniczych działów omówionych na tej stronie. Zeszyty nie posiadają ani spisu zamieszczonych artykułów, ani spisu ich autorów.

Opisy bibliograficzne w *Bulletin Signalétique des Télécommunications* podawane są w znormalizowanej formie, przyjętej przez Centre National de la Recherche Scientifique (Państwowy Ośrodek Badań Naukowych) i stosowanej w wydawanym przez niego *Bulletin Analytique*.



W *Bulletin Signalétique des Télécommunications* każda analiza, jak przedstawia rys. 6, zawiera numer specjalnej klasyfikacji dziesiętnej, nazwisko autora, ew. w nawiasie pierwsze litery imion autora, oznaczenie języka oryginału, tytuł artykułu w języku francuskim, tytuł czasopisma,

1,425. — **TURKIN (V. K.), LEVIN (G. A.), en russe. Au sujet de la théorie de détection des oscillations modulées en fréquence. Dokl. Akad. Nauk S.S.S.R. (1956), 106, n° 6, pp. 999-1 002, 4 réf. bibl. — On donne la solution du problème du passage des oscillations modulées en fréquence à travers des filtres résonnants passe-bande à la sortie desquels est connecté un détecteur quadratique. La solution est basée sur une nouvelle application des fonctions spéciales, décrites dans le présent article — G. B. 89101**

Rys. 6. Wycinek z przeglądu bibliograficznego *Bulletin Signalétique des Télécommunications* zawierający analizę artykułu z czasopisma

nazwę kraju wydającego czasopismo, rok wydania czasopisma, numer tomu, numer zeszytu, numerację stron, na których znajduje się artykuł, ilość pozycji bibliograficznych, analizę treściową artykułu i inicjały analisty.

Na początku każdej pozycji bibliograficznej podany jest symbol klasyfikacyjny, którego znaczenie podane jest jednocześnie na dole strony. W zakończeniu analizy, z prawej strony, podany jest tłustym drukiem numer kolejny.

Numery kolejne analiz artykułów z czasopism wyrażone są tylko cyframi.

6,710. — **KNUDSEN (V. Ó.), HARRIS (C. M.). Le projet acoustique en architecture. Dunod, Paris (1957). 15×24, 376 p.; nombre. fig., nombre. tabl. Prix : 4 200 F. — Traduction de la première édition en langue anglaise parue sous le titre *Acoustical designing in architecture* (G.B. 1802). — M. A. L 4495**

Rys. 7. Wycinek z przeglądu bibliograficznego *Bulletin Signalétique des Télécommunications* zawierający analizę książki

Numery kolejne analiz książek poprzedzone są literą L, jak np. na rys. 7.

Numery kolejne analiz katalogów przemysłowych poprzedzone są literą C.

Oznaczenie ° przed numerem kolejnym analizy wskazuje, że analiza nie została zrobiona na podstawie oryginału, lecz na podstawie innej analizy. Oznaczenie " przed numerem analizy wskazuje, że analiza została podana na podstawie notatki bibliograficznej.

Niektóre numery analiz zaopatrzone są w gwiazdkę i odbiegają od kolejności, w jakiej następują po sobie wszystkie numery analiz, jak np. na rys. 8.

Numer analizy zaopatrzonej w gwiazdkę oznacza wiadomość dodatkową, którą należy uważać za uzupełnienie analizy pierwotnej, umieszczonej pod takim samym numerem we właściwej kolejności, w jednym z biuletynów poprzednich. Wypadek ten zachodzi, jeżeli przy opracowywaniu zawartości czasopism spotyka się ten sam artykuł drukowany kilkakrotnie w rozmaitych czasopismach albo umieszczony najpierw w formie streszczenia (analiza pierwotna), a później in extenso. Dodatkowa wiadomość (oznaczona gwiazdką) ogranicza się do podania danych bibliograficznych, wyłączając streszczenie analityczne, gdyż byłoby ono powtórzeniem pierwotnej analizy.

Analizy publikowane w *Bulletin Signalétique des Télécommunications* obejmują następujące działy:

1. Podstawowe problemy telekomunikacji
2. Telekomunikacja przewodowa
3. Radiokomunikacja
4. Elektronika i lampy elektronowe
5. Miernictwo elektrotechniczne
6. Fizyczne podstawy telekomunikacji i elektryka
7. Elementy i podzespoły. Dielektryki. Zasilanie
8. Technologia
9. Pomiary i badania przemysłowe
10. Nauki ścisłe. Dokumentacja. Prawo
11. Słowniki. Tablice. Zbiory wzorów.

Bibliografia *Bulletin Signalétique des Télécommunications* ułożona jest wg specjalnej prowizorycznej klasyfikacji dziesiętnej. Całość zagadnień telekomunikacji podzielona jest na jedenaście grup oznaczonych cyframi od 1 do 11. Do grupy 11 należą tylko książki. Każdy dział podzielony jest następnie na 10 poddziałów oznaczonych cyframi od 0 do 9. Cyfra oznaczająca dział zasadniczy oddzielona jest od pozostałych przecinkiem. Każdy poddział dzieli się na grupy bardziej szczegółowe, oznaczone cyframi od 0 do 9. Ilość stopni poddziału jest nieograniczona, np.:

3,62 Rayonnement et propagation  
 3,6211 Antennes  
 10.11533 Machines comptables.

2,2217. — *BAERRESEN (A. W.)*. DIRECT INWARD DIALING TO PABX EXTENSION STATIONS (**L'appel direct au cadran depuis le réseau vers des postes supplémentaires d'un bureau automatique privé**). *Telephony*, U. S. A. (22 févr. 1958), 154, n° 8, pp. 19-22 et 66-67, 2 fig., 1 réf. bibl. — Le problème technique est facile à résoudre dans les réseaux publics de type « pas-à-pas » à condition d'y réserver au central autant de numéros distincts qu'il y aura de postes supplémentaires au bureau automatique privé bénéficiant du service à appel direct par le réseau public. On donne des schémas de principe : 1° pour un bureau privé ayant une capacité de 790 postes intérieurs bénéficiaires du service à appel direct ; 2° pour un central public ne disposant que de 200 numéros à affecter à l'appel direct des postes de bureau privé. Il y a aussi à résoudre des questions d'annuaire des téléphones de transferts d'appels dans le bureau privé, de taxation des appels, etc. — A. E. R. 104448

2,2217. — *PLESSING (H. C.)*. MATHEMATICAL CALL-CONSUMPTION MODELS (**Modèles mathématiques utilisés pour représenter les appels téléphoniques**). *Teleteknik*, Danm. (1957), 1, n° 2, pp. 175-194, 7 fig., 4 tabl., 13 réf. bibl. — Traduction anglaise de l'article paru dans l'édition danoise de cette revue (1956), 7, p. 183. — H. M. '91529

2,2218. — *HANSSON (K. G.)*. THE TRAFFIC ROUTE TESTER, A NEW TOOL FOR SERVICE OBSERVATION AT AUTOMATIC TELEPHONE EXCHANGES (**Le dispositif d'essais de qualité de service, nouvel outil d'observation du service des centraux téléphoniques automatiques**). *Ericsson Rev.*, Sweden (1958), 35, n° 1, pp. 2-12, 8 fig. — Présentation et description du dispositif d'essais de qualité de service LTR 1 050, destiné aux centraux téléphoniques Ericsson anciens ou récents, et permettant d'effectuer automatiquement 100 connexions entre 10 numéros A et 10 numéros B, A et B pouvant correspondre à des centraux différents d'un même réseau automatique. Les résultats des essais sont transcrits par un centralographe. — N. P. F. 104449

Rys. 8. Wycinek z przeglądu bibliograficznego Bulletin Signalétique des Télécommunications (numer kolejny analizy środkowej oznaczony jest gwiazdką)



Klasyfikacja ta jest bardzo szczegółowa i dokładna, obejmuje najbardziej wąskie zagadnienia.

Bibliografię danego zagadnienia odnajduje się korzystając z klasyfikacji prowizorycznej opracowanej przez Dział Dokumentacji Międzynarodowej CNET i wydanej w 1953 r. Klasyfikacja ta dzieli się na 3 części:

Cz. I obejmuje wyciąg ogólny w klasyfikacji (str. I—IV)

Cz. II obejmuje klasyfikację szczegółową (str. 1—133)

Cz. III obejmuje alfabetyczny indeks tematów (str. 1—50 i dodatek).

Bibliografia *BST* ma bardzo szeroki zasięg, zawiera analizy ze wszystkich artykułów z czasopism telekomunikacyjnych, książek i patentów francuskich i zagranicznych, jakie można osiągnąć na terenie Francji. Należy jednak zaznaczyć, że nie uwzględnia wielu czasopism z krajów demokracji ludowych.

Wartość jej ogromnie podnosi fakt, że podaje omówienia artykułów już w 3—4 miesiące po ich opublikowaniu. Ujemną jej stroną stanowi brak rocznych indeksów zarówno autorskich jak tematycznych. Czytelnik, który znalazł w prowizorycznej klasyfikacji symbol oznaczający opracowywany przez niego temat, musi przeglądać kolejno wszystkie zeszyty kolejnych roczników, odszukując w nich dany symbol. Jest to jedyny sposób korzystania z ww bibliografii.

## 5. BIBLIOGRAFIE NIEMIECKIE

### 5.1. VDE-Schnellberichte

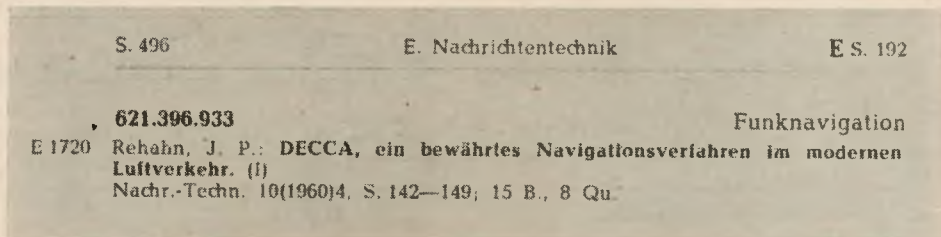
*VDE-Schnellberichte* jest to przegląd bibliograficzny wydawany przez Verband Deutscher Elektrotechniker (Stowarzyszenie Niemieckich Elektryków), które opracowuje go wspólnie z pewnymi wielkimi firmami przemysłowymi. Ukazuje się od lipca 1955 r. w formacie 14,5×21 cm. W ciągu roku wychodzi 50 zeszytów obejmujących około 12000 pozycji bibliograficznych. Jest to bibliografia rejestrująca, sygnalizująca, specjalistyczna, zawierająca notatki bibliograficzne bez omówienia treści.

*VDE-Schnellberichte* dzielą się na 6 naczelných grup, oznaczonych literami *A, B, C, D, E, F* i podzielonych na podgrupy, nie oznaczone żadnymi symbolami. W tym układzie podawane są w poszczególnych zeszytach.

Na okładce każdego zeszytu podany jest tytuł, numer zeszytu i rok wydania oraz spis działów, według których uszeregowane są notatki bibliograficzne. Notatki te drukowane są jednostronnie, mogą być wycinane, naklejane na karty i układane w formie kartoteki. Na każdej karcie, u góry podana jest strona kolejna danego rocznika, litera oznaczająca

dział, nazwa tego działu oraz ponownie litera oznaczająca dział i strona kolejna w obrębie tego działu.

Każda notatka bibliograficzna *VDE-Schnellberichte*, jak przedstawia rys. 9, oznaczona jest po lewej stronie literą działu i numerem kolejnym, następnie symbolem klasyfikacji dziesiątej, określającym temat arty-

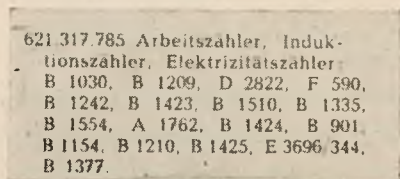


Rys. 9. Wycinek z przeglądu bibliograficznego *VDE-Schnellberichte*

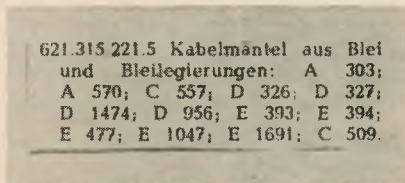
kułu, a po prawej stronie objaśnieniem słownym tego symbolu. Notatka bibliograficzna zawiera nazwisko autora, litery imion, tytuł artykułu w oryginalnym brzmieniu (tłustym drukiem), tytuł czasopisma w skrócie, tom, rok wydania, numer, strony obejmujące artykuł, ilość pozycji bibliograficznych i rysunków.

Bibliografia *VDE-Schnellberichte* posiada dwa indeksy: indeks autorów i indeks systematyczny.

Indeks nazwisk autorów artykułów wymienionych w *VDE-Schnellberichte* wydany był w roku 1956 i 1958. Przy każdym nazwisku podana jest litera oznaczająca dział bibliografii oraz kolejne numery pozycji bibliograficznych. W 1957 r. indeksu autorów nie publikowano.



Rys. 10. Wycinek indeksu systematycznego przeglądu bibliograficznego *VDE-Schnellberichte* (symbol KD obejmuje jeden dział)



Rys. 11. Wycinek indeksu systematycznego przeglądu bibliograficznego *VDE-Schnellberichte* (symbol KD obejmuje kilka poddziałów)

Indeks systematyczny, jak przedstawia rys. 10, ułożony jest wg KD i ukazuje się co pół roku. Przy każdym symbolu KD podane jest hasło i odpowiednie numery pozycji bibliograficznych, poprzedzone literą oznaczającą dział.

Odchylenia od tego układu wskazują na to, że istnieją bardziej szczegółowe poddziały, dotyczące danego symbolu KD.

Jeżeli symbol KD obejmuje kilka poddziałów, jak przedstawia rys. 11, wtedy litery oznaczające główne działy *VDE-Schnellberichte* powtarzają się ponownie przy tym samym symbolu KD i za każdym razem oznaczają nowy poddział.

U w a g a. W 1957 r. w dwóch kolejnych zeszytach, w pewnych działach powtórzone kolejne numery pozycji bibliograficznej, skorygowano to w indeksie, łamiąc numery tych pozycji przez numer strony.

Bibliografia *VDE-Schnellberichte*, obejmująca całą elektrykę, podzielona jest na 6 podstawowych działów:

- A. Nauki podstawowe. Niektóre zagadnienia matematyki, fizyki i chemii. Elektryka teoretyczna.
- B. Metrologia i regulacja.
- C. Technologia.
- D. Elektroenergetyka.
- E. Telekomunikacja.
- F. Różne zagadnienia związane z elektryką.

Dział telekomunikacji jest szeroko rozbudowany i obejmuje całą tematykę interesującą pracowników naukowych tej dziedziny.

*VDE-Schnellberichte* jest bibliografią przeznaczoną dla pracowników nauki oraz inżynierów pracujących w przemyśle. Sygnalizuje opublikowanie artykułów zamieszczonych w 330 poważnych czasopismach z dziedziny elektryki. Zeszyty *VDE-Schnellberichte* ukazują się co tydzień i wymieniają poszczególne artykuły bezpośrednio po ich ukazaniu się w czasopismach. Dzięki temu *VDE-Schnellberichte* jest bibliografią najszybciej informującą o nowoopublikowanych artykułach i powinna znajdować się w każdej bibliotece naukowo-technicznej z zakresu elektryki.

*VDE-Schnellberichte* mogą być wykorzystywane w rozmaity sposób.

1. Mogą być przechowywane w formie zeszytów i wtedy kluczem do nich jest indeks systematyczny.

2. Można wycinać poszczególne pozycje bibliograficzne, naklejać na sztywne karty i układać według 6 naczelných grup, oznaczonych literami A, B, C, D, E, F. Każda z tych grup ma odrębną paginację, ciągnącą się przez cały rok, np. w zeszycie Nr 1 grupa E (Nachrichtentechnik) obejmuje strony E s. 1 — E s. 8. W zeszycie Nr 2 grupa ta zaczyna się od E s. 9.

3. Można układać kartotekę według poddziałów klasyfikacji podanej na okładce każdego zeszytu.

4. Notatki bibliograficzne mogą być układane wg symboli KD.

5. Kartoteka może być ułożona wg haseł tematycznych podanych w każdej pozycji bibliograficznej (Katalog rzeczowy).

Najwłaściwsze jest układanie kartoteki wg klasyfikacji dziesiętnej, gdyż notatki bibliograficzne są dosyć dokładnie określone symbolami KD,



a czytelnik korzystający z bibliografii adnotowanej w *Science Abstracts*, w jednakowy sposób odnajduje ten sam temat w obydwóch bibliografiach.

Podział klasyfikacyjny w indeksie systematycznym nie jest tak szczegółowy, więc zachowanie *VDE-Schnellberichte* w formie zeszytów i korzystanie z indeksu rocznego nie jest wskazane.

## 5.2. Technisches Zentralblatt — Abteilung Elektrotechnik

Czasopismo bibliograficzne *Technisches Zentralblatt* — wydawane jest przez Institut für Dokumentation der Deutschen Akademie der Wissenschaften (Instytut Dokumentacji Niemieckiej Akademii Nauk) w następujących seriach:

- Abteilung I: Energiewesen,
- Abteilung IV: Maschinenwesen,
- Abteilung V: Elektrotechnik,
- Abteilung VIII: Kerntechnik.

Czasopismo *Technisches Zentralblatt — Abteilung Elektrotechnik* ukażało się po raz pierwszy w 1951 r. jako dwumiesięcznik, a począwszy od 1952 r. wychodzi jako miesięcznik. Obecnie w ciągu roku wydawanych jest 12 zeszytów w formacie  $14,7 \times 20,8$  cm, obejmujących około 8000 pozycji bibliograficznych.

Bibliografia ta zawiera obszerne opisy bibliograficzne artykułów i niektórych książek z dziedziny elektrotechniki i jednocześnie sygnalizuje ukazanie się rozmaitych wydawnictw książkowych, bez omawiania ich treści.

Na okładce każdego zeszytu podany jest tytuł, numer zeszytu, miesiąc i rok wydania, początkowa i końcowa numeracja stron zeszytu oraz spis działów, według których ułożone są notatki bibliograficzne. Na każdej stronie u góry podany jest skrót TZ. V (oznaczający *Technisches Zentralblatt Abt. V*), rok wydania, nazwa głównego działu omawianego na danej stronie.

Poszczególne opisy bibliograficzne ułożone są w sposób następujący: tytuł artykułu w języku niemieckim (tłustym drukiem); tytuł artykułu w brzmieniu oryginalnym (podany w nawiasie); pierwsze litery imion i nazwisko autora; (na rys. 12 podano opis artykułu, którego autor jest nieznany), tom, numer zeszytu, data ukazania się (dzień, miesiąc i rok), szczegółowe omówienie treści artykułu. W zakończeniu z prawej strony na dole podany jest numer klasyfikacji dziesiętnej, nazwisko analitycy i symbol specjalnej klasyfikacji *Technisches Zentralblatt*.

*Technisches Zentralblatt-Abteilung Elektrotechnik* ułożona jest według specjalnej klasyfikacji podzielonej na 13 naczelných grup, oznaczonych

literami alfabetu i dzielących się na podgrupy, oznaczone wzrastającymi cyframi arabskimi. Obejmuje ona następujące tematy: fizyczne podstawy elektryki, elektrykę ogólną, technikę pomiarów elektrycznych, techniczne zastosowanie magnetyzmu, technikę oświetlenia elektrycznego, trakcję elektryczną, elektrochemię, termoelektryczność i grzejnictwo

**Aufzeichnungsgerät für Telefongespräche.** (Message recorder) Anonym. (Engineering 187. 37. 9.1. 1959.) Von der Southern Instruments Ltd., London, wurde ein Magnetband-Aufzeichnungsgerät *Ansafone* entwickelt, das durch einen Klinkenstecker u. eine beliebig lange Leitung mit dem Handapparat verbunden werden kann. Wird bei einem Anruf der Hörer innerhalb 10--15 s nicht abgehoben, so spielt das Band zur Unterrichtung des Anrufenden zunächst eine Mitteilung mit Namen u. Telefonnummer des Angerufenen ab u. teilt ihm mit, daß der Anruf auf Band aufgenommen wird. Dann startet das Aufzeichnungsgerät, das Gespräche bis zu 30 min Dauer aufnehmen kann. Bei Sprechpausen von mehr als 10 s erhält der Anrufende eine Mitteilung, daß das Aufnahmegerät jetzt abschaltet. Die Anzahl der Aufnahmen ist beliebig, soweit die Bandlänge ausreicht. Bei einem Bandrest von  $< 3$  min schaltet sich das Gerät nicht mehr ein; der Anruf bleibt unbeantwortet. Die Bandaufzeichnung läßt sich auch bei normalem Gebrauch zur Aufzeichnung des Wechselgesprächs einschalten. Rückspulung u. Wiedergabe erfolgen durch Schalterbetätigung, wobei mit Kopfhörer oder Lautsprecher gehört werden kann. Das Band läßt sich bei der Rückspulung u. Wiedergabe an jedem beliebigen Punkt anhalten. Die Bandlöschung erfolgt automat. bei Passieren des Aufzeichnungskopfes oder wahlweise auch bei der Rückspulung durch Handschalter. Maße:  $16 \times 12,5 \times 8$  in., Gewicht: 33 lb. Speisung: 200--250 V/50 Hz, Leistungsverbrauch: 33 W bei Bereitschaft, 100 W im Betrieb. Impedanz des Spracheingangs: 600  $\Omega$  bei 800 Hz bei Pegeln zwischen  $+ 6$  dB u.  $- 35$  dB, bezogen auf 1 V. Nebensprechpegel:  $< - 60$  dB bei 1 V. Frequenzbereich: 300--3000 Hz (6 dB). Schaltung u. techn. Einzelheiten sind nicht angegeben. Das Gerät kann durch Kauf erworben oder auch gemietet werden. 1 Abbildung. 621.395.625 K. Tillner. V. 6724

Rys. 12. Wycinek z przeglądu bibliograficznego Technisches Zentralblatt — Abteilung Elektrotechnik

elektryczne, elektrykę, technikę drgań elektrycznych, telekomunikację, specjalne zastosowania elektryczności, BHP, wystawy, sprawy patentowe i normalizację.

Bibliografia ta posiada dwa indeksy, ukazujące się po upływie każdego roku: indeks autorski oraz indeks tematyczny.

Indeks autorski obejmuje nazwiska autorów ułożone w porządku alfabetycznym oraz tytuły artykułów odnośnych autorów wraz z podaniem stron, na których one się znajdują. Należy podkreślić, że poszczególne pozycje bibliograficzne nie posiadają kolejnej numeracji, natomiast strony poszczególnych zeszytów mają numerację ciągłą w obrębie całego rocznika. Jeżeli nazwisko powtarza się kilkakrotnie w odniesieniu do rozmaitych autorów, podane są pierwsze litery imion, a w przypadku gdy kilku autorów nosi to samo nazwisko i imię, podano w nawiasie kwadratowym miejsce ich pracy.

Indeks tematyczny obejmuje ułożone alfabetycznie hasła tematów

omówionych w danym roczniku *Technisches Zentralblatt*. Obok każdego hasła podany jest odpowiedni symbol specjalnej klasyfikacji *Technisches Zentralblatt* oraz numery stron zawierających odnośne omówienia artykułów.

Jeżeli bibliografia sygnalizuje ukazanie się książki na dany temat, to numer strony podawany jest w nawiasie kwadratowym. W przypadku gdy książka jest omawiana, to numer strony, na której znajduje się to omówienie, oznaczony jest gwiazdką.

Uzupełnieniem indeksów rocznych są 2 tablice:

Tablica zawierająca wykaz głównych działów z podaniem zeszytów i stron, na których znajdują się odnośne pozycje bibliograficzne.

Tablica podająca strony poszczególnych zeszytów, na których umieszczone są notatki bibliograficzne sygnalizujące ukazanie się książek (*Bibliographien*) i omówienia książek (*Buchbesprechungen*).

Ponadto bibliografia *Technisches Zentralblatt — Abteilung Elektrotechnik* posiada dwa dodatki: *Patente* i *Schnell-Dokumentation*.

Dodatek *Patente* stanowi część każdego zeszytu wyżej wymienionej bibliografii, lecz zaopatrzony jest w odrębną paginację. (Liczba oznaczająca stronę poprzedzona jest literą P).

W 1960 r. każdy dodatek *Patente* podaje przeciętnie około 1300 tytułów patentów. Pozycje bibliograficzne sygnalizujące patenty ułożone są według tej samej klasyfikacji specjalnej *Technisches Zentralblatt* co omówienia artykułów i książek. Opisy patentów zawierają numer patentu, tytuł, imiona i nazwiska autorów, adresy, nazwę instytucji, w której są zatrudnieni, datę przyjęcia patentu i datę umieszczenia w dzienniku urzędowym.

Dane dotyczące patentów przedrukowywane są z *Official Journal (Patents) — Anglia*, *Official Gazette of the United States Patent Office — USA*, *Bulletin Officiel de la Propriété Industrielle — Francja*.

Drugi dodatek do *Technisches Zentralblatt-Abteilung Elektrotechnik*, *Schnell-Dokumentation* ukazuje się od października 1956 r. i wydawany jest w oddzielnych zeszytach (12 w ciągu roku). Jest to bibliografia rejestrująca, sygnalizująca ukazanie się artykułów bez omawiania ich treści, mniej więcej w 2 miesiące po ich wydrukowaniu. W 1957 r. bibliografia ta obejmowała około 5000 pozycji bibliograficznych, ułożonych według specjalnej klasyfikacji *Technisches Zentralblatt-Abteilung Elektrotechnik*.

*Technisches Zentralblatt-Abteilung Elektrotechnik* ma dużą wartość ze względu na to, że analizuje artykuły z 758 czasopism z dziedziny elektrotechniki, omawia te artykuły w sposób bardzo obszerny oraz sygnalizuje dużą ilość nowo wydanych książek. Obszerność poszczególnych analiz artykułów oraz układ indeksów rocznych przypominają *Referatiwnyje żurnaly*.



## 6. ZESTAWIENIE PORÓWNAWCZE PRZEGLĄDÓW BIBLIOGRAFICZNYCH

Na zakończenie przeprowadzimy porównanie omówionych wyżej przeglądów bibliograficznych.

Tablica 1, obrazująca rozwój przeglądów bibliograficznych w latach 1952—1959, podaje ilość pozycji bibliograficznych, zawartych w poszczególnych rocznikach. Odczytywana poziomo — charakteryzuje rozwój odnośnych bibliografii, odczytywana pionowo — wykazuje porównawczo obszerność ich w danym roku. Tablica ta pozwala nam wysnuć następu-

Tablica 1

### Rozwój przeglądów bibliograficznych Ilość pozycji bibliograficznych

Tytuł	1952 r.	1953 r.	1954 r.	1955 r.	1956 r.	1957 r.	1958 r.	1959 r.
Ref. żurn. Elektrotechnik					23 099	40 089	45 658	51 289
Ref. żurn. Fizyka			20 000	26 550	36 500	31 850	28 970	28 750
VDE-Schnell- berichte					12 000	13 024	14 429	11 680
B. Signal. des Télécommunic.	8 776	9 073	10 193	8 924	10 007	10 248	11 997	11 078
Sc. Abstr. Physics Abstr.	9 292	8 830	11 693	10 160	10 000	10 000	9 201	14 016
Sc. Abstr. El. Eng. Abstr.	5 132	5 144	5 402	5 403	4 661	6 451	6 434	7 718
An. uk. lit. po radioelektron.						6 222	5 802	12 000
Abstracts and References	3 623	8 765	3 735	3 812	3 902	4 092	4 033	4 256
Technisches Zen- tralblatt-Abt. El.	3 600	4 600	6 100	7 200	5 150	8 110	7 500	8 000

jące wnioski. *VDE-Schnellberichte*, *Bulletin Signalétique des Télécommunications* oraz *Science Abstracts — Electrical Engineering* wykazują stały rozwój. *Annotirowanyj ukazatel literatury po radioelektronike* oraz *Abstracts and References* utrzymują się prawie stale na jednym poziomie. *Science Abstracts Physics* rozwija się w 1959 r. *Referatiwnyj*

żurnal *Fizika*, mający ogromny zasięg, nie rozwija się już szerzej. *Referatiwnyj żurnal Elektrotechnika* nie ukazuje się regularnie: w 1957 r. z zaplanowanych 24 zeszytów ukazało się 18, a w 1958 r. ukazało się tylko 5 zeszytów. Dopiero w 1959 r. ukazały się pozostałe zeszyty z lat poprzednich.

Tablica 1 wskazuje, że najmniejszą ilość pozycji bibliograficznych podają przeglądy bibliograficzne mające najmniejszy zakres (radiokomunikacja i elektronika), a mianowicie *Abstracts and References* oraz *Annotirowannyj ukazatel litieratury po radioelektronikie*, więc ilość pozycji bibliograficznych jest proporcjonalna do zakresu tematycznego. Porównanie *Annotirowannogo ukazatiela litieratury po radioelektronikie* z *Science Abstracts — Electrical Engineering* wypadłoby na korzyść bibliografii radzieckiej, gdyż podaje ona tylko z działu radiokomunikacji i elektroniki taką samą ilość pozycji rocznie jak *Science Abstracts — Electrical Engineering*, które omawiają całą elektrotechnikę. Uwydatnia się również wartość *Bulletin Signalétique des Télécommunications*. Bibliografia ta, w porównaniu z *Science Abstracts — Electrical Engineering* podaje dużo większą ilość pozycji miesięcznie, chociaż tematycznie jest o wiele węższa od tej ostatniej. *Referatiwnyje żurnaly* ma bardzo duży zasięg, jak również szeroką tematykę.

Rysunek 13 odpowiada pionowemu odczytywaniu tablicy 1. Wykazuje on porównawczo ilość pozycji bibliograficznych opublikowanych przez poszczególne przeglądy bibliograficzne w danym roku.

Tablica 2

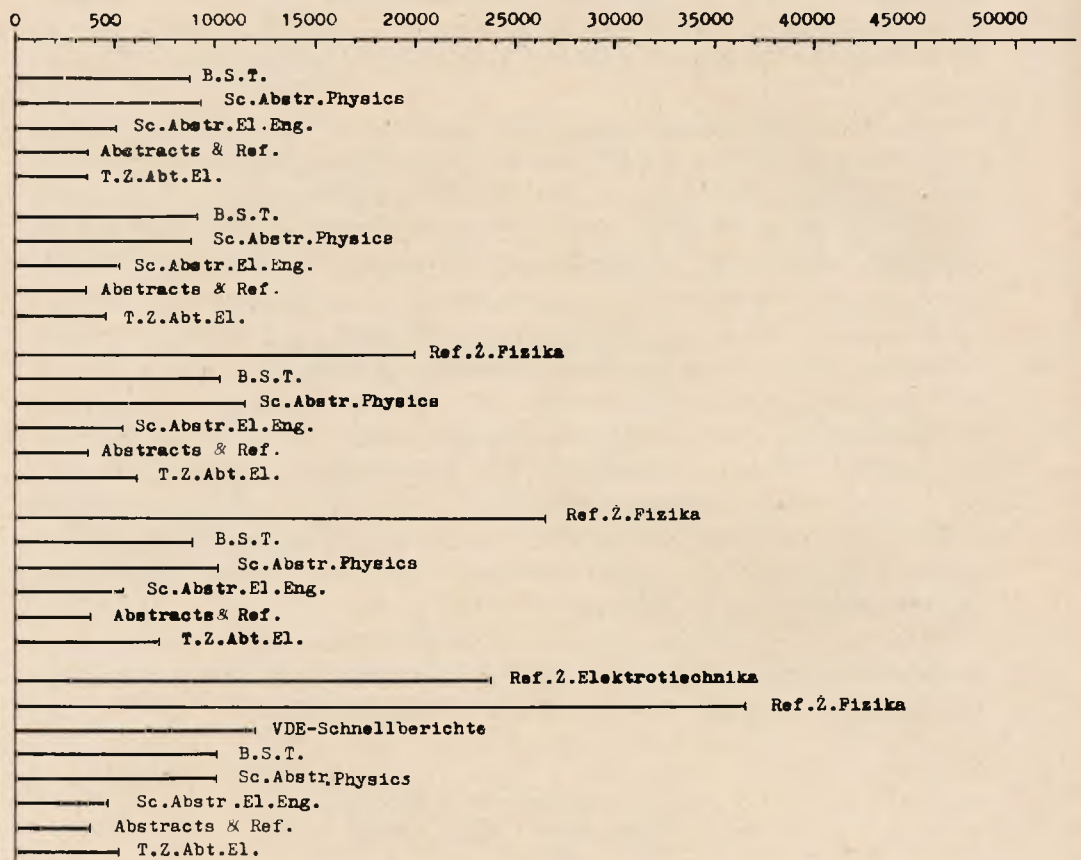
**Zakres przeglądów bibliograficznych  
Ilość haseł tematycznych**

Bulletin Signalétique des Télécommunications	2794
Science Abstracts — Physics Abstr.	1524
Science Abstracts — Electrical Engineering Abstr.	786
Technisches Zentralblatt — Abt. Elektrotechnik	582
Annotirowannyj uk. lit. po radioelektronikie	365
Abstracts and References	287
VDE-Schnellberichte	94
Ref. żurnał.-Elektrotechnika	94
Ref. żurnał.-Fizika	88

Tablica 2 przedstawia zakres przeglądów bibliograficznych, podając na podstawie indeksów ilości omawianych przez nie haseł tematycznych.

Największą ilość specjalnych wąskich tematów można odnaleźć w *Bulletin Signalétique des Télécommunications*. Na drugim miejscu spośród bibliografii telekomunikacyjnych stoi *Science Abstracts — Electrical En-*

Liczba pozycji bibliograficznych



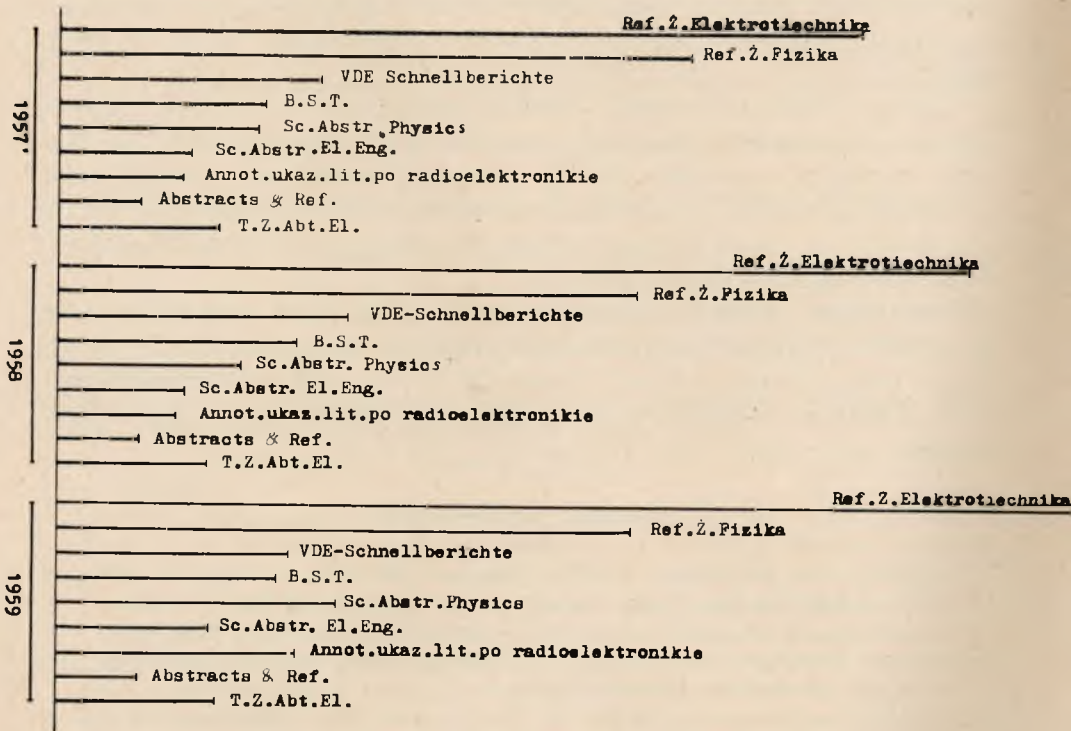
Rys. 13. Rozwój przeglądów bibliograficznych w latach 1952—1959

Tablica 3

**Wskaźniki szczegółowości klasyfikowania**  
Średnia ilość podziałów w każdym dziale

Bulletin Signalétique des Télécommunications	254
Technisches Zentralblatt — Abt. Elektrotechnik	44,7
Science Abstracts — Physics Abstr.	36
Annotirowanyj uk. lit. po radioelektronice	25
Abstracts and References	16
VDE-Schnellberichte	15,7
Science Abstracts-Electrical Eng. Abstr.	14
Referatiwnyj żurnal-Fizika	8
Referatiwnyj żurnal-Elektrotechnika	6





Rys. 13. Rozwój przeglądów bibliograficznych w latach 1952—1959 (c. d.)

gineering. Sytuacja ta może się zmienić z chwilą kiedy ukaza się indeksy rzeczowe do *Referatiwnych żurnalów*.

Tablica 3 podaje wskaźniki szczegółowości klasyfikowania, oparte na obliczeniu, jaka ilość poddziałów przypada średnio na każdy dział danej bibliografii. Widzimy, że chociaż *Science Abstracts-Electrical Engineering* stoi w tablicy 2 na czwartym miejscu, to pod względem szczegółowości

Tablica 4

## Średnia szybkość cmówienia artykułu po opublikowaniu

VDE-Schnellberichte	1 miesiąc
Bull. Sign. des Télécommunications	3,5 miesiąca
Science Abstracts-Physics Abstr.	3,5 „
Abstracts and References	4,5 „
Science Abstracts-Electrical Eng. Abstr.	6 miesięcy
Annot. uk. lit. po radioelektronikie	6 „
Technisches Zentralblatt-Abt. Elektrotechnik	8 „
Referatiwnyj żurnał — Elektrotechnika	9 „
Referatiwnyj żurnał — Fizika	9 „

klasyfikowania tematycznego zajmuje dopiero siódme miejsce. Natomiast na drugie miejsce wysuwa się *Technisches Zentralblatt — Abt. Elektrotechnik*.

Tablica 4, podająca średnią szybkość omówienia artykułu po ogłoszeniu go w czasopiśmie, uwydatnia wartość *VDE-Schnellberichte*, w których omówienia artykułów ukazują się często równocześnie z artykułami, a średnio po upływie 1 miesiąca po opublikowaniu. W tablicy tej jeszcze raz zwraca na siebie uwagę *Bulletin Signalétique des Télécommunications*, gdyż zajmuje drugie miejsce.

Podkreślając znaczenie przeglądów bibliograficznych, przytaczam fakt, że notatki bibliograficzne, dotyczące artykułu, czytane są od 10 do 500 razy częściej niż sam artykuł. (Landes K. K.: A scrutiny of the abstracts. Bull. American Association of Petroleum Geologists, **35**, lipiec 1951, s. 1660).

#### WYKAZ LITERATURY

1. Abstracts and References. *Wireless Engineer*: **29**, 1952; **30**, 1953; **31**, 1954; **32**, 1955; **33**, 1956. *Electronic and Radio Engineer*: **34**, 1957; **35**, 1958; **36**, 1959.
2. Annotirowanyj ukazatiel litieratury po radioelektronikie: 1957; 1958; 1959.
3. Bulletin Analytique du Comité de Coordination des Télécommunications Impériales. *Annales des Télécommunications*: **1**, 1946; **2**, 1947; **3**, 1948.
4. Bulletin Analytique du Comité de Coordination des Télécommunications de l'Union Française. *Annales des Télécommunications*: **4**, 1949; **5**, 1950; **6**, 1951; **7**, 1952; **8**, 1953; **9**, 1954; **10**, 1955; **11**, 1956; **12**, 1957.
5. Bulletin Signalétique des Télécommunications: **13**, 1958; **14**, 1959.
6. Referatiwnyj żurnał — Elektrotechnika: 1955, 1956, 1957, 1958, 1959.
7. Referatiwnyj żurnał — Fizika: 1955, 1956, 1957, 1958, 1959.
8. Science Abstracts. Section A-Physics Abstracts: **55**, 1952; **56**, 1953; **57**, 1954; **58**, 1955; **59**, 1956; **60**, 1957; **61**, 1958; **62**, 1959.
9. Science Abstracts. Section B-Electrical Engineering Abstracts: **55**, 1952; **56**, 1953; **57**, 1954; **58**, 1955; **59**, 1956; **60**, 1957; **61**, 1958; **62**; 1959.
10. *Technisches Zentralblatt — Abt. Elektrotechnik*: **1**, 1951; **2**, 1952; **3**, 1953; **4**, 1954; **5**, 1955; **6**, 1956; **7**, 1957; **8**, 1958; **9**, 1959.
11. Ukazatiel statej w russkoj i inostrannoj pieriodiczeskoj litieraturie po prowadnoy i pocztowoj swiazi: nr 1—7, 1958; nr 1—6, 1959.
12. *VDE-Schnellberichte* **2**, 1956; **3**, 1957; **4**, 1958; **5**, 1959.
13. L'Académie des Sciences de l'U.R.S.S. Publications: — Bulletin de l'Unesco à l'intention des bibliothèques, **10**, nr 5—6, 1956, s. 111—113.
14. Beck G. N. J.: *Science Abstracts — What it is and how it works*. — Tidskrift for Dokumentation, **9**, 1953, s. 65—69.
15. Besterman Th.: *A World bibliography of bibliographies*, **1**, **2**, **3**, **4**, 1954—1956.
16. Beyerly E.: *Russian Abstracting Service in the Field of Sciences*: Referatiwnyj żurnał I. — ASLIB Proc. nr 8, 1956, s. 135—140.
17. Cain J.: *Le développement des services bibliographiques et de la documentation depuis dix ans*. — Bulletin de l'Unesco à l'intention des bibliothèques: **10**, nr 11—12, 1956, s. 271—279.

18. Holmstrom J. E.: *Records and research in engineering and industrial science*. Chapman and Hall, 1956.
19. Kirpiczewa J. K.: *Bibliografia w pomoszcz naucznoej rabotie. Mietodiczskoje i sprawocznoje posobie*. Leningrad, Gos. Publ. Bibl. im. Sałtykowa-Szczedrına, 1958.
20. Liepina R. G.: *Scientific Documentation in the Soviet Union*. American Documentation nr 1, 1954, s. 71.
21. Mackay A. L.: *Sources of Russian Scientific Information* ASLIB Proc. 6, nr 2, 1954, s. 101—110.
22. Milek J. T.: *Abstracting and indexing services in electronics and related electrical fields*. American Documentation, 8, nr 1, 1957, s. 5—21.
23. Panow D. Ju.: *Das Institut für wissenschaftliche Information in der Akademie der Wissenschaften der U. der S.S.R.* Nachrichten für Dokumentation, 7, nr 2, 1956, s. 127—129.
24. Panow D. Ju.: *Referatiwnyje žurnaly. Instituta naucznoej informaczi Akademii nauk SSSR*. Sowiet. bibliografia 36, 1954, s. 41—54.
25. *Report of the Council for the years 1952—53*. Proc. I.E.E.-I, 100, 124, 1953, s. 202—205.
26. *Technical Information Services in Europe*. Nature, 177, nr 4511, 1956, s. 695—696.
27. Wyart J.: *A short Survey of Technical and Scientific Documentation in PWT* Warszawa 1955.
27. Wyart J.: *A short Survey of Technical and Scientific Documentation in France*. The Journal of Documentation, 8, nr 2, 1952, s. 93—98.
28. Silberminc L. W.: *Putiewoditel po inostrannoje bibliografii tiechniczskoj literatury, 1946—1956*. Leningrad, Gos. Publ. Bibl. im. Sałt. Szcz. 1957.

### C. Жицинска

## ОБСУЖДЕНИЕ ВАЖНЕЙШИХ МЕЖДУНАРОДНЫХ БИБЛИОГРАФИЧЕСКИХ ОБЗОРОВ ИЗ ОБЛАСТИ ЭЛЕКТРОСВЯЗИ, А ТАКЖЕ СПОСОБЫ ПОЛЬЗОВАНИЯ НИМИ

### Резюме

В статье представлено значение библиографических обзоров для инженерно-технических кадров приведена характеристика важнейших советских, английских, французских и немецких библиографических обзоров, обсуждены их системы, их достоинства и недостатки, а также произведено сравнение их развития, объёма технического материала, точности постановки вопросов и продолжительности периода времени от появления данной статьи до появления обсуждения её в библиографическом обзоре.

### Z. Życińska

## IMPORTANT INTERNATIONAL BIBLIOGRAPHICAL REVIEWS ON TELECOMMUNICATIONS AND THEIR UTILIZATION

### Summary

The utility of bibliographical reviews to engineers is emphasized, some Soviet, British, French and German publications of this kind are related, their general



set-up and value are discussed. They are compared on the point of view of their respective development, scope, accuracy and promptness of supplying abstracts of papers published.

Z. Zycińska

IMPORTANTES REVUES INTERNATIONALES BIBLIOGRAPHIQUES  
DU DOMAINE DES TÉLÉCOMMUNICATIONS ET LEUR UTILISATION

R é s u m é

L'utilité des revues bibliographiques pour les ingénieurs est soulignée, quelques importantes publications soviétiques, britanniques, françaises et allemandes de ce genre sont passées en revue. Leur forme de rédaction et valeur sont examinées. Elles sont comparées au point de vue de leur développement, portée et précision, ainsi que de la rapidité de la publication des informations bibliographiques.

Z. Zycińska

WICHTIGSTE INTERNATIONALE BIBLIOGRAPHISCHE BERICHTE AUS DEM  
GEBIETE DES NACHRICHTENWESENS UND IHRE BENUTZUNG

Z u s a m m e n f a s s u n g

Die Nützlichkeit der bibliographischen Berichte für Ingenieure wird besprochen, sowie die wichtigsten sowjetischen, britischen, französischen und deutschen Berichte dieser Art, ihre Form und ihr Wert. Sie werden darüber hinaus untereinander verglichen bezüglich ihrer Entwicklung, ihres Bereiches, ihrer Genauigkeit und Geschwindigkeit der Berichterstattung über die erschienenen Aufsätze.

ZESZYT 2(19)  
PRAC INSTYTUTU ŁĄCZNOŚCI

zawierać będzie  
następujące artykuły:

- 1) *Z. Kossakowski, B. Tor, R. Zienkiewicz i Z. Derulski* — Projekt i omówienie wymagań technicznych oraz metod pomiarowych ultrakrótkofalowych nadajników i odbiorników FM stosowanych w lądowej komunikacji ruchomej w kraju
- 2) *L. Knoch, W. Pawłowski i W. Juszkiwicz* — Łączność radiowa UKF w ruchomych służbach morskich

ZESZYT 3(20)  
PRAC INSTYTUTU ŁĄCZNOŚCI

zawierać będzie  
następujące artykuły:

- 1) *J. Dudziewicz* — Zwiększenie stałości częstotliwości generatorów przez zastosowanie ujemnego sprzężenia zwrotnego
- 2) *K. Pakoca i O. Skiba-Rogalska* — Agresywność gruntów i wód gruntowych w stosunku do ołowiu

ZESZYT 4(21)  
PRAC INSTYTUTU ŁĄCZNOŚCI

zawierać będzie  
następujące artykuły:

- 1) *Zb. Kowalski* — Analiza porównawcza własności głośnikowych aparatów telefonicznych
- 2) *W. Moroń i R. G. Strużak* — Warunki przeprowadzania pomiarów przemysłowych zakłóceń odbioru radiowego
- 3) *H. Żołnowska* — Sposób redukcji jonogramów z wysokości pozornych na wysokości rzeczywiste metodą Schmerlinga

