Bibliot.

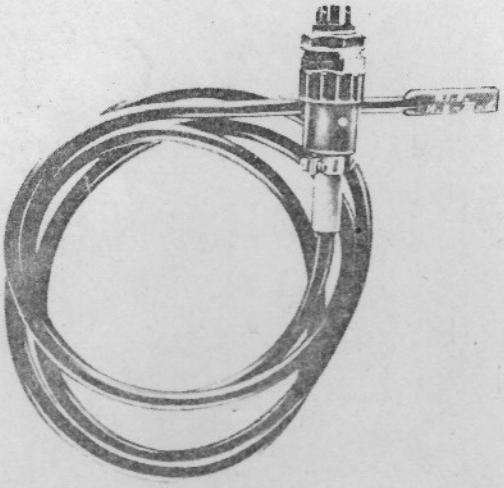
# PRACE PRZEMYSŁOWEGO INSTYTUTU ELEKTRONIKI

II/79

1

PIE

1960



Hallotron do pomiaru natężenia stałych pól magnetycznych z antymonku indu (InSb) produkowany w PIE. Seria HS — wymiar płytki 8x4x0,5 mm czułość — 15μV/Oe ± 15%.

# PRACE

PRZEMYSŁOWEGO INSTYTUTU

# ELEKTRONIKI

K PWL 00150

WARSZAWA 1960

ROK I NR 1(1)

PRACE

PRZEMYSŁOWEGO INSTYTUTU
E L E K T R O N I K I

Redaguje Komitet Redakcyjny w składzie:

Redaktor Naczelny: *doc. Wiesław Barwicz*
Redaktorzy Działowi: *mgr inż.Henryk Łukasiak*
*mgr Andrzej Taczanowski*

Adres Redakcji:

Przemysłowy Instytut Elektroniki
Warszawa, ul. Długa 44/50
tel. 315-144

Wszelkie prawa zastrzeżone

Sekretarz Redakcji: *Anna Czarkowska*

Redaktor Techniczny: *mgr Stanisław A. Makowski*

Format B-5. Nakład 300 egz. Ark. wyd. 6. Ark. druk. 5. Papier druk sat. V kl., 80-gramowy. Oddano do składania dnia 26. 10 1960 r. Druk ukończono dnia 31 12. 1960 r.
Koszalińskie Zakłady Graficzne w Koszalinie ul. Alfreda Lampe 18/20. D-1385 Nr C-67

*ALEKSANDER FRYSZMAN, EWA ZARZYCKA*
Samodzielna Pracownia Widikonów i Fotopowielaczy

# WIDIKON PWF-3

Rękopis doręczono dnia 15. IX. 1960 r.

W artykule omówiono mechanizm działania lamp typu widikon dla przypadku, gdy powierzchnia warstwy światłoczułej nie naładowuje się do potencjału równowagi. Teoretycznie uzasadniono, że lampy tego typu nie mogą pracować przy uzyskaniu potencjału równowagi. Podano warunki, jakie musi spełniać warstwa światłoczuła dla uzyskania maksymalnej wartości sygnału elektrycznego przy małej bezwładności prądowej. Podano metodę określania znaku nośników prądu w materiałach światłoczułych przez pomiar przewodności indukowanej. Opisano niektóre problemy technologiczne przy opracowywaniu lampy typu PWF-3. Porównano jej parametry z parametrami widikonów angielskich typu 6198 i 6326.

## 1. WSTĘP

Widikon należy do dużej już dziś grupy lamp, w których dla uzyskania modulacji prądu wiązki elektronowej stosuje się tzw. cienką warstwę. Do grupy tej należą także lampy pamięciowe, grafechony i lampy analizujące. Widikon jest lampą analizującą, przetwarzającą obraz optyczny w sygnały elektryczne.

W procesie tworzenia sygnału elektrycznego w lampach wykorzystujących cienką warstwę istnieją jak gdyby dwie części:

a) tworzenie reliefu*) potencjałowego na powierzchni warstwy,

b) modulacja prądu wiązki elektronowej przez relief potencjałowy.

W lampach analizujących, obraz optyczny przekształcany jest w sygnały elektryczne przy pomocy cienkiej warstwy. Na powierzchni cienkiej warstwy, dzięki wykorzystaniu któregoś ze zjawisk fotoelektrycznych, obraz optyczny przekształcany jest w relief potencjałowy. Tak jak

* Relief potencjałowy jest to odpowiednik pewnego obrazu optycznego w postaci ładunków elementarnych rozłożonych na powierzchni.

obraz optyczny składa się w zasadzie z obszarów o większym i mniejszym naświetleniu, tak i relief potencjałowy, który jest dokładnym odzwierciedleniem obrazu optycznego, składa się z obszarów o większym i mniejszym potencjale powierzchni warstwy względem jej podłoża.

Stosowane są różne sposoby otrzymywania reliefu potencjałowego i zostały one dokładnie opisane w literaturze (1).

W czasie obiegania powierzchni cienkiej warstwy z reliefem potencjałowym przez wiązkę elektronową, zachodzi modulacja prądu. Z punktu widzenia mechanizmu modulacji, lampy analizujące można podzielić na dwie grupy:

### 1. Lampy, w których modulację uzyskuje się przy pomocy pola hamującego elektrony wtórne, wytrącone z warstwy wiązką elektronową

W tym przypadku różnica potencjałów, istniejąca między poszczególnymi elementami warstwy a kolektorem elektronów wtórnych, jest określona przez relief potencjałowy. Pole hamujące elektrony wtórne będzie posiadało różną wartość dla różnie naświetlonych elementów warstwy.

Ponieważ rozkład szybkości elektronów wtórnych określony jest tylko właściwościami powierzchni warstwy i jest jednakowy dla całej powierzchni warstwy, więc w czasie obiegu powierzchni warstwy przez wiązkę elektronową zachodzi także selekcja elektronów wtórnych według ich szybkości: powolne elektrony powracają do warstwy, a szybkie elektrony docierają do kolektora elektronów wtórnych.

Ponieważ ilość odrzucanych elektronów zależy wyłącznie od początkowego potencjału warstwy, przeto proces selekcji jest procesem modulacji prądu elektronów wtórnych przy pomocy reliefu potencjałowego.

Do lamp wykorzystujących ten typ modulacji należą np. lampy typu ikonoskop lub superikonoskop.

### 2. Lampy, w których modulację uzyskuje się przy pomocy pola przyspieszającego elektrony wtórne, emitowane z warstwy

Mechanizm modulacji w lampach tego typu będzie w szczegółach rozważony poniżej. Do lamp tego typu należą np. lampy typu ortikon, superortikon, a także widikon.

Najprostszą, zarówno w konstrukcji, jak i w eksploatacji, jest lampa analizująca typu widikon. W lampach tych uzyskuje się znaczny prąd

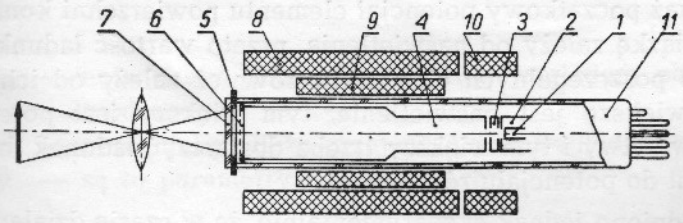
sygnału i dlatego w odróżnieniu od ortikonu nie ma tam powielacza elektronów wtórnych. Czułość uzyskiwana w tych lampach jest wystarczająca dla pracy przy normalnym oświetleniu dziennym lub elektrycznym. Na skutek zastosowania cienkiej warstwy z materiału światłoczułego o dużej czułości, lampa ta w odróżnieniu od superortikonu nie potrzebuje stosowania przetwornika obrazu. Cienka warstwa w widikonie służy jednocześnie jako element światłoczuły i element modulujący wiązkę elektronową.

Podstawową wadą, ograniczającą zastosowanie widikonu do telewizji przemysłowej i telekina, jest jego duża poświata. Przy przekazywaniu obrazów ruchomych na ekranie monitora oprócz obrazu przekazywanego w danym momencie widoczny jest także ślad obrazu obiektu w położeniu poprzednim. Chociaż teoretycznie (6) wada ta może być usunięta i na rynku pojawiają się coraz lepsze typy widikonów, zagadnienie to nie jest jeszcze rozwiązane i do dnia dzisiejszego nie ma widikonów nadających się do przekazywania obiektów ruchomych w warunkach wymaganych przez telewizję programową.

Artykuł niniejszy jest poświęcony niektórym zagadnieniom związanym z teorią i opracowaniem lampy analizującej typu widikon.

## 2. ZASADA DZIAŁANIA WIDIKONU

Relief potencjałowy w widikonie wytwarza się na warstwie naparowanego w próżni siarczku antymonu, lub innego materiału światłoczułego. W czasie pracy powierzchnia warstwy światłoczułej (rys. 1) ładowana jest przez wiązkę elektronową do określonego potencjału. Z biegiem czasu ładunek ten przepływa z powierzchni warstwy do podłoża przewodzącego.




Rys. 1. Schemat widikonu:
*1* — katoda, *2* — siatka I, *3* — siatka II, *4* — anoda, *5* — elektroda sygnałowa, *6* — subtelna siatka anodowa, *7* — ekran pokryty przezroczystą warstwą przewodzącą i warstwą światłoczułą. *8* — cewka ogniskująca, *9* — cewka odchylająca *10* — cewka korekcyjna, *11* — balon.

Szybkość rozładowania zależy od oporu warstwy. Ponieważ opór materiałów używanych na warstwy światłoczułe zależy od naświetlenia, przeto szybkość rozładowania się naświetlonego elementu warstwy zależy od intensywności naświetlenia. Dlatego też, gdy rzutujemy na powierzchnię warstwy obraz optyczny, na powierzchni warstwy powstaje określony rozkład potencjału. Rozkład potencjałów na powierzchni warstwy, czyli relief potencjałowy, jest dokładnym odpowiednikiem rozkładu intensywności naświetlenia w obrazie optycznym.

Przy obieganiu reliefu potencjałowego wiązką elektronową, zachodzi modulacja prądu wiązki elektronowej i powstaje sygnał elektryczny. Proces tworzenia się sygnału nie jest w pełni zbadany. W literaturze spotyka się dwa odmienne poglądy na mechanizm modulacji wiązki elektronowej w lampach typu widikon. Przy opisywaniu mechanizmu modulacji zwykle z powierzchni warstwy wydzielany jest element warstwy, którego wymiary są równe wymiarom poprzecznego przekroju wiązki elektronowej. Ponieważ w przekazywanym przez lampę analizującą obrazie każdy szczegół obrazu jest przekazywany oddzielnie, niezależnie od treści całego obrazu, więc można uznać, że wydzielenie pojedynczego elementu jest słuszne.

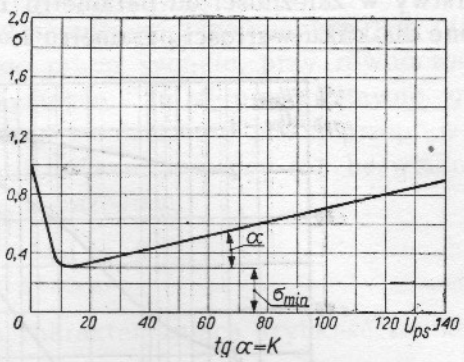
Według Knolla i Kazana (1) oraz Lubszyńskiego (2) w czasie obiegu powierzchni warstwy przez wiązkę elektronową każdy element warstwy, na skutek emisji wtórnej, naładowuje się do potencjału równowagi. W przypadku widikonu, potencjałem równowagi dla elementu warstwy jest potencjał zbliżony do potencjału katody. Po osiągnięciu potencjału równowagi wiązka elektronowa nie dociera już do powierzchni warstwy, lecz odprowadzana jest do kolektora — w tym wypadku do anody (4 na rys. 1).

Ponieważ początkowy potencjał elementu powierzchni komutowanego przez wiązkę zależy od naświetlenia, przeto wartość ładunku dostarczanego do poszczególnych elementów również zależy od ich naświetlenia. Im większe jest naświetlenie, tym większy jest potencjał powierzchni warstwy i tym większy trzeba dostarczyć ładunek, by naładować element do potencjału równowagi.

Udowodniono jednak eksperymentalnie, że w czasie działania wiązki elektronowej potencjał powierzchni nie osiąga wartości potencjału równowagi. W tym przypadku mechanizm modulacji można opisać w sposób następujący:

Szybkość, jaką osiągają elektrony bombardujące warstwę półprzewodnika, jest określona różnicą potencjałów pomiędzy katodą wyrzutni elektronowej a komutowanym w danym momencie elementem warstwy. Ponieważ potencjały elementów zależą od naświetlenia, a więc są różne, przeto przy obiegu powierzchni warstwy zachodzą zmiany szybkości wiązki elektronowej, czyli modulacja szybkości elektronów wiązki. Mo-

dulacja szybkości powoduje zmiany współczynnika emisji wtórnej i odpowiednie zmiany prądu emisji wtórnej, jak również zmiany prądu przepływającego przez warstwę, ponieważ wartość współczynnika emisji wtórnej zależy od szybkości elektronów.




Rys. 2.
Zależność współczynnika emisji wtórnej od napięcia przyspieszającego w zakresie pracy widikonu

Na rys. 2 pokazana jest zależność współczynnika emisji wtórnej od napięcia przyspieszającego (w zakresie napięć przyspieszających stosowanych w widikonie).

W ten sposób modulacja szybkości wiązki elektronowej przekształca się w zmiany prądu przepływającego przez warstwę. W pracy A. Fryszmana (5) otrzymano następujące wyrażenie dla największego potencjału osiąganego przez element powierzchni warstwy, przy okresowym bombardowaniu go strumieniem elektronowym:

$$U_{max} = U_{ps}\frac{1 - e^{-\alpha}}{1 - e^{-\alpha} \cdot e^{-\beta}} \qquad (1)$$

gdzie:

$U_{max}$ — największy potencjał warstwy względem podłoża przewodzącego,
$U_{ps}$ — potencjał podłoża przewodzącego względem katody,
$\alpha, \beta$ — są to parametry o wartościach:

$$\alpha = \frac{I_w\, k\, T_k}{C} \qquad (2)$$

gdzie:

$I_w$ — prąd wiązki elektronowej,
$k$ — tg kąta nachylenia charakterystyki emisji wtórnej,
$T_k$ — czas komutacji elementu,
$C$ — pojemność elementu warstwy,

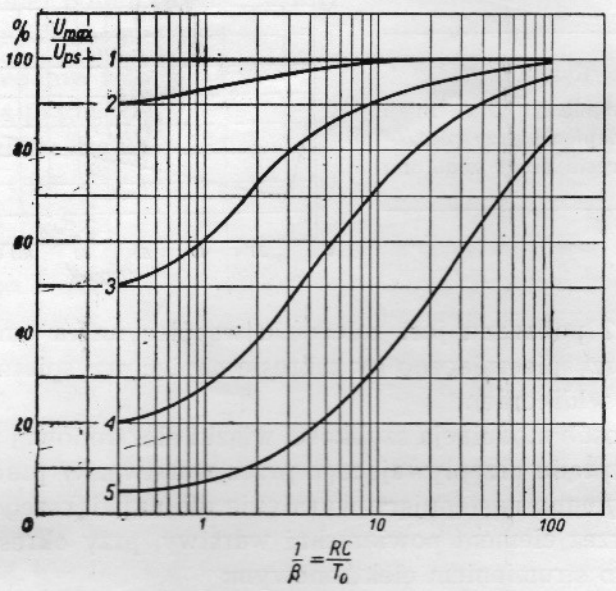
$$\beta = \frac{T_o}{R\,C} \qquad (3)$$

gdzie:

$T_o$ — okres powtarzania komutacji elementu,

$R$ — oporność elementu warstwy.

Przy pomocy wyrażenia (1) zostały obliczone potencjały powierzchni warstwy w zależności od parametru $1/\beta$. Obliczenia te były przeprowadzone dla kilku wartości parametru $1/\alpha$ (rys. 3).




Rys. 3.

Zależność $\frac{U_{max}}{U_{ps}} = f\left(\frac{1}{\beta}\right)$ przy parametrze $\alpha$ dla:

1) $\frac{1}{\alpha} = 0{,}145$; 2) $\frac{1}{\alpha} = 0{,}435$; 3) $\frac{1}{\alpha} = 1{,}44$; 4) $\frac{1}{\alpha} = 4{,}5$; 5) $\frac{1}{\alpha} = 19{,}6$

Jak wynika z teoretycznych obliczeń, tylko dla wartości parametru $1/\alpha$ mniejszych od 0,145 potencjał warstwy osiąga wartość bliską potencjału katody. Praktycznie wykorzystywane wartości parametru $1/\alpha$ elementu warstwy są mniejsze i potencjał warstwy nie osiąga potencjału katody.

Z rozważań elektrono-optycznych również można wnioskować, że działanie widikonu według mechanizmu podanego przez Knolla i Lubszyńskiego jest raczej niemożliwe. Według wyżej wymienionych, element warstwy po naładowaniu do potencjału katod zaczyna działać jak lustro elektronowe i odpycha z powrotem elektrony na anodę wyrzutni. Działanie pojedynczego izolowanego elementu można w ten sposób przedstawić, ale działanie wielu elementów wchodzących w skład warstwy będzie odmienne. Po osiągnięciu potencjału równo-

wagi przez poszczególne elementy warstwy, elektrony strumienia będą odpychane nie do kolektora, lecz na sąsiednie elementy warstwy, posiadające wyższy potencjał. Moment osiągnięcia potencjału równowagi ($\sigma = 1$) powinien charakteryzować się utratą zdolności rozdzielczej lampy.

Przy opracowaniu widikonu zasadniczym zagadnieniem jest otrzymanie dużej czułości, czyli dużego prądu sygnału, przy równocześnie małej bezwładności prądowej. Wymagania te są przeciwstawne, gdyż zmniejszenie bezwładności powoduje zmniejszenie prądu przepływającego przez warstwę. Według teorii podanej w pracy (5), bezwładność warstwy określa się następującym wyrażeniem:

$$Y = e^{-\alpha} \cdot e^{-\beta} \qquad (4)$$

gdzie Y — bezwładność prądowa charakteryzująca szybkość zanikania sygnału.

Warstwa światłoczuła w widikonie może pracować tylko w określonym zakresie wartości parametru $\beta = \frac{T_o}{RC}$ i w odniesieniu do poszczególnego elementu warstwy wartość ta waha się w granicach 0,05 do 2,5. Dlatego też bezwładność może być zmniejszona tylko przez odpowiednie zwiększenie parametru $\alpha$. Jednak każde zwiększenie parametru $\alpha$ powoduje zmniejszenie prądu sygnału, co wynika z równania dla maksymalnego prądu osiąganego w cienkich warstwach (6).

$$\left(\frac{I_s}{I_w}\right)_{max} \leq \left(1 - \sigma_{min}\right) \frac{1 - e^{-\alpha}}{\alpha} \qquad (5)$$

gdzie:

$I_s$ — prąd przepływający przez warstwę,

$I_w$ — prąd wiązki,

$\sigma_{min}$ — minimalna wartość współczynnika emisji wtórnej w wykorzystywanym zakresie charakterystyki (rys. 2).

Jak wynika z równań (2) i (4), zmniejszenie bezwładności może być osiągnięte przez:

a) zmniejszenie pojemności warstwy,

b) zwiększenie gęstości prądu wiązki elektronowej,

c) zwiększenie stromości nachylenia charakterystyki emisji wtórnej.

Zarówno zmniejszenie pojemności, jak i zwiększenie stromości nachylenia charakterystyki emisji wtórnej powoduje zmniejszenie prądu przepływającego przez warstwę, czyli zmniejszenie sygnału. Zmniejszenie bezwładności bez zmniejszenia prądu przepływającego przez warstwę może być osiągnięte przez zwiększenie gęstości prądu wiązki, ponieważ

od gęstości prądu wiązki elektronowej zależy parametr $\alpha$ jak i człon $I_s/I_w$ równania (5).

Jak wynika z równania (5), zwiększenie prądu przepływającego przez warstwę, czyli zwiększenie prądu sygnału bez zwiększenia bezwładności może być osiągnięte tylko w drodze zmniejszenia wartości $\sigma_{min}$ i zwiększenia gęstości prądu.

Tak więc opracowanie lampy typu widikon stawia trudne zadania przed katodą i optyką elektronową lampy (maksymalna gęstość prądu w wiązce elektronowej) oraz przed warstwą światłoczułą półprzewodnika (duża czułość w pożądanym zakresie wartości RC warstwy, mała pojemność, duża stromość charakterystyki emisji wtórnej oraz minimalna wartość $\sigma_{min}$).

Wymagania stawiane warstwie można podzielić na dwie grupy:

a) wymagania dla materiału warstwy światłoczułej (oporność, pojemność, czułość),

b) wymagania dla powierzchni warstwy (stromość nachylenia charakterystyki emisji wtórnej, minimalna wartość $\sigma_{min}$).

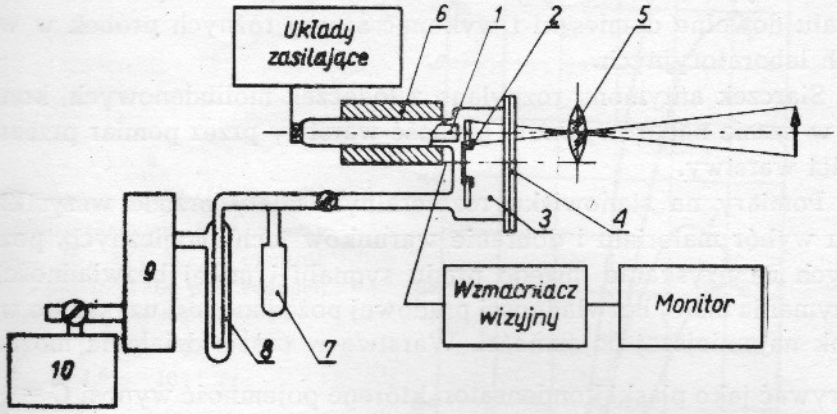
Najtrudniejszym problemem przy opracowaniu lampy analizującej typu widikon jest wykonanie warstwy światłoczułej o określonych parametrach.

## 3. TECHNOLOGIA WARSTWY ŚWIATŁOCZUŁEJ WIDIKONU

W celu właściwego doboru i kontroli właściwości materiałów przy opracowaniu warstwy światłoczułej zastosowanej w widikonie wykonano stanowisko rozbieralne. Stanowisko takie pozwala na przebadanie właściwości warstw światłoczułych w układzie pracy widikonu, bez konieczności wykonywania w tym celu lamp, co jest kosztowne i bardzo pracochłonne.

Na rys. 4 pokazany jest schemat stanowiska rozbieralnego. Urządzenie to składa się z układu próżniowego, układu zasilającego oraz z monitora i kamery telewizyjnej. Zespół cewek ogniskujących i odchylających nasunięty jest na szklaną część głowicy, w której umieszczone jest działo elektronowe. W głowicy znajduje się również uchwyt, w którym zamocowane są płytki szklane z warstwami światłoczułymi. Uchwyt jest obracany przy pomocy magnesu, a próbki są kolejno nasuwane w pole obiegu wiązki elektronowej. Elektrody sygnałowe wszystkich próbek są wyprowadzone przepustem w szkle i połączone ze wzmacniaczem wizyjnym. Rzutując na płytkę świetlny test kontrolny otrzymujemy na ekranie monitora przekazywany obraz.

Przy pomocy powyżej opisanego stanowiska rozbieralnego przebadana była znaczna ilość warstw światłoczułych, wykonanych z różnych materiałów i napylanych w różnych warunkach technologicznych.




Rys. 4.

Schemat stanowiska rozbieralnego do badania warstw światłoczułych: *1* — wyrzutnia elektronowa, *2* — uchwyt dla próbek, *3* — głowica szklana, *4* — szlif, *5* — obiektyw, *6* — zespół cewek odchylających i ogniskujących, *7* — sonda jonizacyjna, *8* — wymrażarka, *9* — pompa dyfuzyjna, *10* — pompa obrotowa.

Otrzymanie warstw światłoczułych o stabilnych i powtarzalnych parametrach jest trudne, ponieważ na właściwości warstwy wpływa szereg czynników wynikających z procesu technologicznego, a mianowicie:

1) czystość materiałów i ilość wprowadzonych domieszek (do materiału wyjściowego i przy procesie naparowywania),
2) technologia naparowania:
   a) ciśnienie i rodzaj gazów szczątkowych,
   b) szybkość naparowywania,
   c) temperatura podłoża warstwy,
   d) materiał rozpylacza.

Na warstwy światłoczułe użyto siarczku antymonu $Sb_2S_3$. Ze względu na bardzo duży wpływ ilości i rodzaju domieszek na właściwości warstwy, wykonano szereg próbek siarczku antymonu z domieszkami: Ag, Au, Cu, S, Sb, $CuCl_2$, $Sb_2O_3$. Do wykonania próbek wykorzystano materiały o czystości spektralnej. Antymon i siarkę (w stosunku stechiometrycznym) oraz wprowadzane domieszki stapiano w ampułkach kwarcowych w próżni. Ampułki były wstępnie dokładnie oczyszczone i odgazowane.

W zależności od rodzaju domieszek stosowano różne metody stapiania materiałów. Dobrze wykonane próbki otrzymywano w postaci litego materiału na dnie ampułki. Ściany ampułki pozostawały czyste.

Po rozbiciu ampułki materiał rozcierano na proszek w moździerzu agatowym. Tak przygotowany materiał używano do naparowania warstw światłoczułych.

Stosując tę technologię można w łatwy sposób wprowadzić do materiału dowolne domieszki i wykonać szereg różnych próbek w warunkach laboratoryjnych.

Siarczek antymonu rozpylano z łódeczek molibdenowych, kontrolując w czasie naparowywania grubość warstwy przez pomiar przezroczystości warstwy.

Pomiary na stanowisku rozbieralnym miały przede wszystkim na celu wybór materiału i dobranie warunków technologicznych, pozwalających na uzyskanie dużego prądu sygnału i małej bezwładności. Dla otrzymania małej bezwładności prądowej pożądane jest uzyskanie warstw o jak najmniejszej pojemności. Warstwę w czasie działania można rozpatrywać jako płaski kondensator, którego pojemność wynosi $C = \frac{\varepsilon S}{4 \pi d}$

gdzie:

$d$ — grubość warstwy,

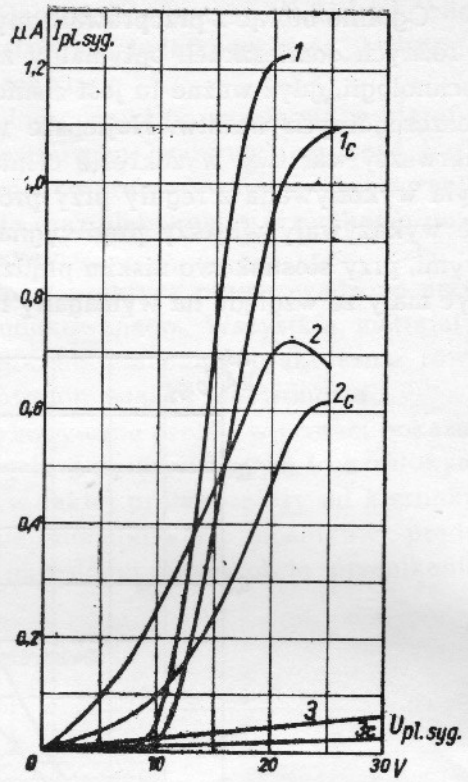
$\varepsilon$ — stała dielektryczna,

$S$ — powierzchnia warstwy.

Przy określonej powierzchni warstwy „$S$" zmniejszenie pojemności może być osiągnięte przez zwiększenie grubości warstwy i zmniejszenie stałej dielektrycznej. Wiadomo, że wszystkie materiały światłoczułe posiadają dużą stałą dielektryczną i istnieje prawo empiryczne, według którego stała dielektryczna materiałów światłoczułych nie może być mniejsza od 4. Jednakże przy naparowywaniu w resztkach powietrza (lub innych gazów) udaje się otrzymać warstwy porowate, których efektywna stała dielektryczna jest znacznie mniejsza niż stała dielektryczna materiału litego. Jednocześnie ze zmianą stałej dielektrycznej zmieniają się właściwości warstwy. Na rys. 5 pokazane są krzywe ilustrujące wpływ ciśnienia na wielkość prądu ciemnego i prądu elektrody sygnałowej przy oświetleniu warstwy (w próbkach jednowarstwowych).

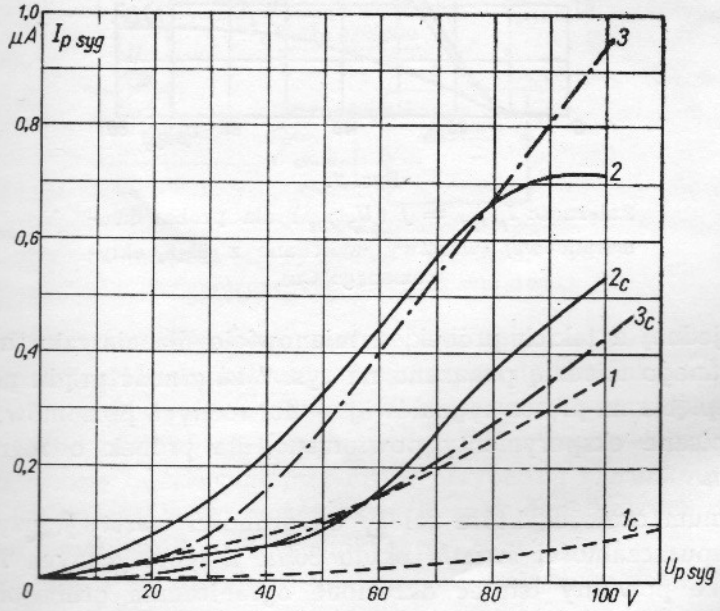
Ze względu na różne wymagania stawiane przed materiałem warstwy i przed właściwościami powierzchni tej warstwy, przeprowadzono także badania nad próbkami dwuwarstwowymi. Na rys. 6 pokazane są wyniki jednego z przeprowadzonych eksperymentów. Rysunek ilustruje wpływ grubości poszczególnych warstw na wielkość prądu przepływającego przez warstwę.

Najbardziej właściwą drogą byłoby oczywiście badanie charakterystyk emisji wtórnej otrzymanych warstw, jednak brak oprzyrządowania nie pozwolił na przeprowadzenie tych eksperymentów. Dlatego też dobór najlepszych warunków wykonywania warstwy i dobór materiału prowadzony był drogą wykonania dużej ilości prób.




Rys. 5

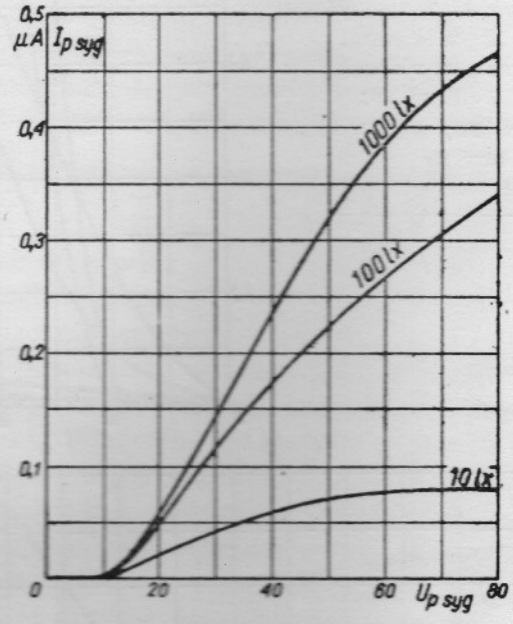
Zależność $I_{pł.\ syg} = f\,(U_{pł.\ syg})$ dla próbek $Sb_2S_3$ (krzywe *1*, *2*, *3* przy oświetleniu *1C*, *2C*, *3C* w ciemni). Próbki były naparowane przy różnych ciśnieniach: $p_1 = 8 \cdot 10^{-2}$ Tr;
$p_2 = 1 \cdot 10^{-1}$ Tr;
$p_3 = 1{,}5 \cdot 10^{-1}$ Tr




Rys. 6

Zależność $I_{p\ syg} = f\,(U_{p\ syg})$ dla trzech próbek dwuwarstwowych $Sb_2S_3$ (przy oświetleniu 600 lx) dla różnych wzajemnych grubości 1. i 2. warstwy

Ogólnie biorąc z przeprowadzonych badań wynika, że dla siarczków o różnych domieszkach optymalny zakres pracy odpowiada nieco innej technologii, gdyż ważne tu jest ciśnienie przy naparowywaniu i grubość poszczególnych warstw. Najlepsze wyniki osiągano przy naparowaniu pierwszej warstwy w zakresie ciśnień $10^{-1} \div 10^{-2}$ Tr. Warstwa druga była wykonywana z reguły przy próżni wyższej. Warstwy kombinowane wykazywały większy prąd sygnału w porównaniu z jednowarstwowymi, przy stosunkowo niskim prądzie ciemnym. (Prąd ciemny powinien być mały ze względu na wymagany niski poziom szumów).




Rys. 7.

Zależność: $I_{p\,syg} = f(U_{p\,syg})$ dla próbki dwuwarstwowej (warstwy wykonane z $Sb_2S_3$ aktywowanego Cu)

Dla jednej z takich próbek, a mianowicie dla siarczku antymonu aktywowanego miedzią pokazano na rys. 7 zależność prądu naświetlenia od napięcia na płytce sygnałowej — dla różnych poziomów naświetlenia. Opisane eksperymenty powtarzano dla próbek o różnych domieszkach.

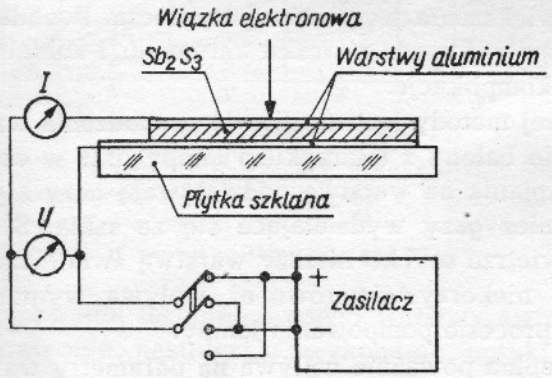
Optimum czułości, która zależy od grubości warstwy, uzyskiwano przy przepuszczalności światła około 30%. Z teoretycznych rozważań wynika, że powinny istnieć określone ograniczenia grubości warstw światłoczułych. Dla półprzewodnika z przewodnictwem typu „n", maksymalna grubość warstwy powinna być określona głębokością przenikania światła w warstwę. Jeśli warstwa będzie za gruba, to część warstwy

położona dalej od podłoża przewodzącego nie będzie oświetlona. Nie oświetlona część warstwy będzie działała jak dodatkowy opór obciążający, który będzie zmniejszał czułość warstwy.

W półprzewodniku typu „p", wolne nośniki poruszają się w kierunku od podłoża przewodzącego do powierzchni warstwy i grubość warstwy może być większa. W tym przypadku grubość warstwy jest ograniczona głębokością przenikania światła oraz głębokością przenikania nośników w kierunku powierzchni warstwy.

Określenie znaku nośników było w praktyce przeprowadzone przy pomocy zjawiska przewodnictwa indukowanego. Wszystkie materiały wypróbowane jako materiały światłoczułe zmieniały praktycznie również swoją oporność przy bombardowaniu wiązką elektronową.

Do pomiarów oporności były wykonywane próbki w postaci pokazanej na rys. 8. Przy określonym napięciu przyspieszającym i określonym natężeniu prądu, wartość oporności w takiej próbce zależy od kierunku przyłożonego napięcia. Wzbudzenie dodatkowych nośników prądu w warstwie zachodzi w objętości określonej głębokością przenikania elektronów wiązki bombardującej.




Rys.8.
Schemat ideowy pomiaru przewodnictwa indukowanego w cienkich warstwach

W zależności od kierunku przyłożonego napięcia, dodatkowe nośniki będą przesuwały się w kierunku przeciwnym do kierunku wiązki elektronowej albo w kierunku zgodnym, jakby tę wiązkę przedłużając. Jeśli kierunek ruchu nośników i kierunek wiązki elektronowej będą zgodne, to opór mierzony będzie mniejszy niż w przypadku kierunków niezgodnych. W ten sposób łatwo można określić znak dodatkowych nośników. W naszym przypadku były to nośniki typu „p".

Przy pracy z warstwami posiadającymi nieliniową zależność oporu od napięcia, zależność czułości od grubości warstwy jest zbyt trudna do analizy. Dlatego też grubość warstwy była w każdym wypadku dobierana empirycznie, w drodze kolejnych prób.

W praktyce okazało się, że powtórzenie w widikonach wyników otrzymanych na stanowisku rozbieralnym jest nadzwyczaj trudne, gdyż przy procesie stapiania balonu lampy z talerzykiem oraz przy pompowaniu — w warstwie światłoczułej zachodzą trudne do kontroli zmiany.

Istnieją dwie metody naparowywania warstwy światłoczułej na ekran balonu widikonu, a mianowicie:

a) naparowanie warstwy w końcowej fazie pompowania widikonu,

b) naparowanie warstwy przed stopieniem balonu z talerzykiem.

Obie metody posiadają pewne wady. W metodzie pierwszej warstwa jest naparowywana poprzez subtelną siatkę zamykającą cylinder anody. Otrzymanie jednorodnej warstwy jest utrudnione w tych warunkach, ponieważ przy naparowywaniu anoda stwarza cienie i półcienie na części ekranu (4 na rys. 1). Ażeby naparowana warstwa posiadała jednorodną grubość, należy umieszczać rozpylacz na znacznej odległości, a w omawianej metodzie jakakolwiek zmiana położenia rozpylacza jest bardzo utrudniona. Zwiększenie odległości pomiędzy rozpylaczem i ekranem powoduje szereg trudności, jak: zwiększenie cieni i półcieni na ekranie, zwiększenie ilości siarczku osadzającego się na bocznych powierzchniach anody, zwiększenie wymiarów rozpylacza. Ponadto usuwanie po naparowaniu warstwy osadu siarczku antymonu z subtelnej siatki stwarza dodatkowe komplikacje.

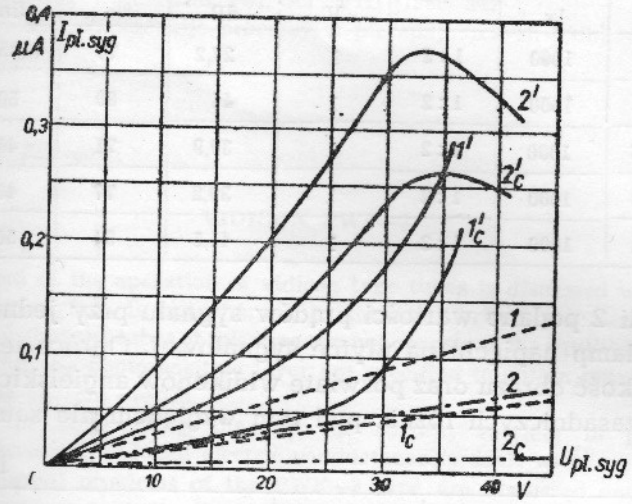
Wadą drugiej metody jest możliwość uszkodzenia warstwy podczas procesu stapiania balonu z talerzykiem lampy oraz w czasie pompowania. Podczas stapiania na warstwę oddziaływają gazy z palników gazowych, jak również gazy wydzielające się ze szkła. Stwierdzono np., że wilgotne powietrze szybko niszczy warstwę światłoczułą. Na właściwości warstwy niekorzystnie również wpływa wygrzewanie balonu niezbędne przy procesie pompowania lampy.

Obróbka cieplna poważnie wpływa na parametry warstwy i pozwala w niektórych przypadkach osiągnąć korzystne wyniki. Przy pompowaniu widikonu obróbka taka nie jest jednak pożądana, a to ze względu na trudności kontroli jej wpływu na parametry warstwy. Otrzymywany rozrzut parametrów jest wówczas bardzo duży. Na rys. 9 podano wpływ obróbki termicznej na wzrost prądu elektrody sygnałowej przy oświetleniu, jak również na niepożądany wzrost prądu ciemnego.

Przy opracowaniu widikonu wybrano drugą metodę, gdyż przy odpowiedniej technologii pozwala ona na powtórzenie wyników otrzymanych na stanowisku rozbieralnym i pozwala w łatwiejszy sposób uzyskiwać jednorodność warstwy niż w pierwszej metodzie.

W tym celu opracowano technologię eliminującą wygrzewanie warstwy przy pompowaniu i możliwość uszkodzenia warstwy przy zatapianiu lampy. Zatapianie widikonu odbywa się w atmosferze azotu, co wyklucza osiadanie wilgoci na powierzchni warstwy. Odgazowanie szkla-

nego balonu lampy przeprowadza się bezpośrednio przed naparowaniem warstwy, jeszcze przed stopieniem go z talerzykiem. Natomiast w czasie procesu pompowania przeprowadza się odgazowanie detali wyrzutni elektronowej przy pomocy wysokiej częstotliwości. Części szklane lampy są odgazowywane jedynie pośrednio. Podczas całego procesu pompowania ekran jest utrzymywany w niskiej temperaturze, przez dodatkowe chłodzenie go sprężonym powietrzem.




Rys. 9.

Zależność $I_{pł\ syg} = f(U_{pł\ syg})$ dla dwóch próbek $Sb_2S$ przy oświetleniu $\approx$ 600 lx; krzywe *1*, *2* przy oświetleniu $1_C$, $2_C$, w ciemni; krzywe *1'*, *2'* po wygrzaniu w próżni w temp. $\approx$ 400 °C

Oprócz opracowania technologicznego warstwy światłoczułej, dużo trudności w widikonie nastręczało wykonanie optyki elektronowej. Szczególnie trudne technologicznie było wykonanie subtelnej siatki i przesłony o otworze 50 mikronów. Artykuł nie omawia jednak wymienionych problemów technologicznych, gdyż nie odbiegały one od opisywanych w literaturze.

## 4. POMIARY WIDIKONÓW

W wyniku przeprowadzonych badań na stanowisku rozbieralnym i po dobraniu technologii, wykonano serię widikonów. Ze względu na trudności otrzymania absolutnych wartości charakteryzujących parametry lampy, pomiary parametrów widikonu wykonano metodą porównawczą. Dla porównania zestawiono wyniki pomiarów dla widikonów angielskich typu 6326, typu 6198 oraz dla trzech widikonów w wykonaniu polskim oznaczonych symbolem PWF-3.

W tabeli 1 podano pomiary następujących parametrów: zdolność rozdzielcza, ilość gradacji, równomierność tła oraz poziom szumów.

Tabela 1

| Typ widikonu | $U_{pł}$ | Oświetlenie testu | Przesłona | $U_{wyj}$ | $\frac{U_{syg}}{U_{sz}}$ | Nierównomierność tła | Zdolność rozdzielcza | Ilość gradacji |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | V | lx | | V | dB | % | ilość linii | |
| 6198 | 32 | 1000 | 1 : 2 | 1 | 27,2 | 70 | 450 | 7 |
| 6326 | 32 | 1000 | 1 : 2 | 1 | 44 | 80 | 500 | 7 |
| PWF-3 A | 32 | 1000 | 1 : 2 | 1 | 39,9 | 71 | 450 | 7 |
| PWF-3 B | 32 | 1000 | 1 : 2 | 1 | 39,2 | 77 | 450 | 7 |
| PWF-3 C | 32 | 1000 | 1 : 2 | 1 | 41,5 | 84 | 500 | 7 |

W tabeli 2 podano wartości prądów sygnału przy jednakowym dla wszystkich lamp napięciu na płytce sygnałowej. Oprócz tego oceniono wizualnie jakość obrazu oraz poświatę widikonów angielskich i polskich, przy czym zasadniczych różnic pod tym względem nie zauważono.

Tabela 2

| Typ widikonu | 6326 | 6198 | PWF-3 A | PWF-3 B | PWF-3 C |
|---|---|---|---|---|---|
| $U_{pł}$/V/ | 32 | 32 | 32 | 32 | 32 |
| Oświetlenie ekranu lampy (lx) | 100 | 100 | 100 | 100 | 100 |
| $I_{syg}$ (μA) | 0,2 | 0,08 | 0,16 | 0,1 | 0,09 |

W tabeli 3 podano dla widikonów angielskich i polskich minimalne oświetlenie testu, przy którym jeszcze może pracować warstwa światłoczuła. Pomiary wykonano na teście telewizyjnym. W takich warunkach pomiaru zdolność rozdzielcza odpowiadała około 100 liniom.

Tabela 3

| Typ widikonu | 6326 | 6198 | PWF-3 A | PWF-3 B | PWF-3 C |
|---|---|---|---|---|---|
| $U_{pł}$/V/ | 56 | 50 | 55 | 32 | 50 |
| Oświetlenie testu (lx) | 4 | 24 | 7 | 3 | 5 |

## SPIS LITERATURY


1. M. Knoll, B. Kazan: „Elektronnołuczewyje trubki s nakopleniem zariadow". Gosenergoizdat — Moskwa — Leningrad, 1955
2. H. G. Lubszyński, J. British IRE, 20 (1960) 323
3. A. Oksman, Ż. Optikomech. Prom., 1 (1954) 15
4. A. Fryszman, Bull. Acad. Pol. Sci., VII (1959) 733
5. A. Fryszman, Bull. Acad. Pol. Sci., VIII (1960) 99
6. A. Fryszman, Bull. Acad. Pol. Sci., VIII (1960) 247
7. S. B. Gurewicz: „Fiziczeskije processy w pieredajuszczych trubkach". Fismatgiz — Moskwa, 1958



*A. Fryszman, E. Zarzycka*


## VIDICON PWF—3


The mechanism of the operation of vidicon type tubes is discussed when the photosensitive layer surface is not charged to the equilibrium potential. Theoretical evidence is given that the tubes of this type can not operate at the equilibrium potential. The conditions for the photosensitive layer are specified to obtain maximum electric signal at the low current inertia.

The method of determining the sign of current carriers in photosensitive materials by measuring induced electric conductance is dealt with.

Some technological problems of the PWF—3 type are discussed and the comparison of its parameters with the English types 6198 and 6326 is made.



А. Фрышман, Э. Зажицка


## ВИДИКОН ПВФ — 3


В статье рассмотрен механизм работы ламп типа видикон. Показано, что во время работы потенциал поверхности светочувствительного слоя не достигает значения равновесного потенциала. Приведены условия, которым должен отвечать фотопроводящий слой для получения максимального тока сигнала при малой инерционности. Для определения знака носителей тока использовано измерение проводимости, наведенной электронной бомбардировкой.

Рассмотрены некоторые проблемы, связаные с разработкой ламп этого типа. Проведено сравнение характерыстик разработанных ламп типа ПВФ — 3 с английскими видиконами типа 6198 — 6326.

ANDRZEJ TACZANOWSKI, HALINA DERKO, ANTONI ŻBIKOWSKI
Zakład Fizyki Lamp Elektronowych, Samodzielna Pracownia Lamp Mikrofalowych

# BADANIA SZUMÓW KATOD TERMOELEKTRONOWYCH

Rękopis doręczono dnia 19. IX. 1960 r.

Przeprowadzono pomiary równoważnego prądu szumów dla katod tlenkowych, których pokrycia emisyjne naniesiono metodą wirowania. Badano wpływ procesu aktywowania na zmiany poziomu szumów katod oraz zmiany równoważnego prądu szumów w czasie pracy katody. Wykonano również pomiary prądu szumów katod spiekanych i impregnowanych.

## 1. WSTĘP

Osiągnięcie niskiego poziomu szumów w lampach mikrofalowych nie jest możliwe bez termokatody o odpowiedniej jakości. Przez „jakość" należy rozumieć nie tylko wysoką wartość emisji, określoną wybranym wskaźnikiem, ale również odpowiedni rodzaj powierzchni emitującej.

Katoda tlenkowa jest specyficznym rodzajem porowatego półprzewodnika. Według Loosjesa i Vinka (1) istnieje dwojaki mechanizm przewodnictwa w katodzie tlenkowej. Poniżej temperatury 800° K zachodzi przede wszystkim przewodnictwo poprzez kryształy warstwy tlenków, a w temperaturach wyższych — przez elektrony znajdujące się w porach warstwy tlenków oraz przez kryształy warstwy tlenków. Jeżeli iloczyn gęstości elektronów i ruchliwości wewnątrz kryształu tlenków jest równy iloczynowi gęstości i ruchliwości elektronów w porach, wówczas przewodnictwa porowe i przez kryształ biorą równy udział w przypływie prądu. Doświadczenia, które przeprowadzili Jansen, Loosjes i Compaan (2) badając rozkłady szybkości elektronów emitowanych z warstwy tlenków, wykazują, że szybkości te można podzielić na trzy rodzaje: szybkość elektronów wychodzących z głębi porów, szybkość elektronów wtórnych wybitych ze ścian bocznych porów oraz szybkość elektronów z po-

wierzchni katody. Stwierdzona nierównomierność w osiowym rozkładzie szybkości elektronów jest w lampie mikrofalowej z katodą tlenkową (3) źródłem znacznych szumów.

Ważną rolę odgrywają też niejednorodności pracy wyjścia, temperatury powierzchni katody i w przewodnictwie warstwy emisyjnej. Wszystkie te czynniki wywołują niejednorodność gęstości prądu emisyjnego oraz szybkości początkowych elektronów, co w konsekwencji prowadzi do generacji szumów. Ze względu na temperaturę pracy katody należy również liczyć się z powstawaniem znacznych szumów termicznych. Katoda niskoszumnych lamp mikrofalowych powinna więc pracować w możliwie niskiej temperaturze, a równocześnie posiadać jak najlepsze właściwości emisyjne.

Wymagania co do struktury powierzchni są surowe. Ze względu na rozkład temperatury, należy zachować wysoki stopień jednorodności w grubości pokrycia. Ponadto, porowatość warstwy musi być niewielka, co narzuca dodatkowe wymagania co do rodzaju past emisyjnych i techniki nakładania warstw na rdzeń niklowy.

Niniejsza praca obejmuje wyniki niektórych doświadczeń dotyczących wpływu pewnych czynników oraz procesów technologicznych katody na jej poziom szumów. W badaniach używano w zasadzie katod tlenkowych. Przeprowadzono jednak również pewne pomiary z katodami innych typów.

## 2. METODA POMIARU

Pomiary szumów katod wykonywano na aparturze do badania szumów katod (typ KSB-1) zbudowanej przez Zakł. Miernictwa Elektronowego Politechniki Wrocławskiej. Aparatura składa się z 4 członów: z generatora szumów, głowicy pomiarowej, wzmacniacza szumów oraz z zasilacza lampy badanej.

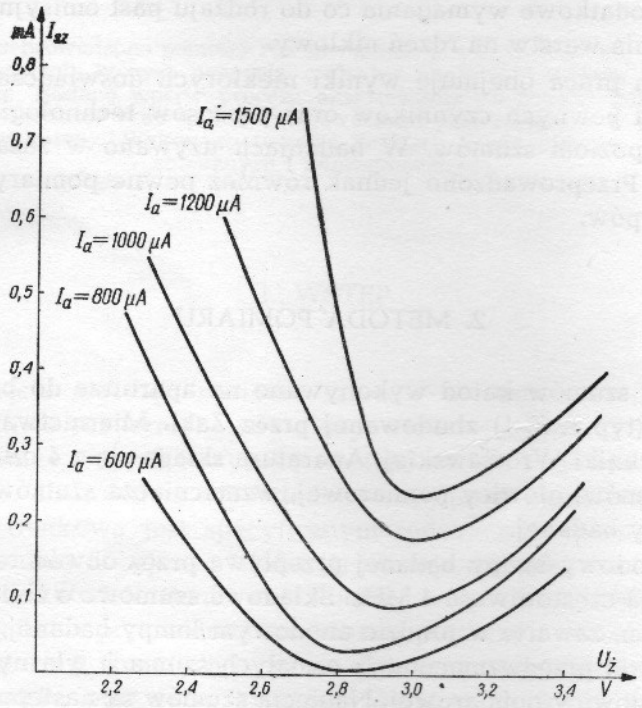
Prąd anodowy lampy badanej przepływa przez obwód rezonansowy nastrojony na częstotliwość 4 MHz. Składowe szumowe o zbliżonych częstotliwościach, zawarte w prądzie anodowym lampy badanej, zostają doprowadzone do przedwzmacniacza o małych szumach własnych, umieszczonego w głowicy pomiarowej. Napięcia szumów są następnie kierowane na wielostopniowy wzmacniacz rezonansowy nastrojony również na częstotliwość 4 MHz. Wyjście tego wzmacniacza zasila dwie diody germanowe, pracujące w układzie prostownika dwupołówkowego. Wyprostowany prąd mierzony jest przez mikroamperomierz, którego wskazania są proporcjonalne do wielkości napięcia szumów.

Generator szumów pozwala na porównawcze, ilościowe określenie wielkości szumów badanej katody. Źródłem szumów o kontrolowanej wielkości jest tu prąd diody szumów. Wielkość prądu diody, a tym

samym wielkość szumów na wyjściu generatora, jest regulowana. Napięcie szumów z generatora doprowadzone jest do obwodu rezonansowego umieszczonego w obwodzie anodowym lampy badanej. Napięcia te zostają wzmocnione i doprowadzone do wskaźnika na wyjściu wzmacniacza szumów.

Częstotliwość 4 MHz wybrano celem uniknięcia zakłóceń spowodowanych przez nie interesujące nas szumy występujące przy niskiej częstotliwości (flicker noise) — efekt migotania. Zastosowana częstotliwość leży znacznie powyżej częstotliwości efektu migotania, którego górna granica występowania wynosi ok. 10 kHz. Przy pomocy wyżej opisanej aparatury mierzono równoważny prąd szumów badanych katod, który był zasadniczym wskaźnikiem właściwości katody.

Aby uzyskać informacje o zmianach szumów katody w zależności od procesów dokonywanych z lampą, od trwałości katody itp. — należy jednoznacznie określić metodykę pomiaru.




Rys. 1.
Charakterystyka $I_{sz} = f(U_ż)$ dla katod tlenkowych

Charakterystyka prądu szumów w funkcji temperatury katody, dla badanego typu katod, jest przedstawiona na rys. 1. Ustalenie warunków pomiarowych dla badanej lampy nie przedstawiałoby większych trudności, gdyby charakterystyki przedstawione na rys. 1 nie przesuwały się wskutek zmian właściwości emisyjnych katody. Jednakże pogarszanie

się właściwości emisyjnych katody powoduje przesuwanie się charakterystyk $I_{sz} = f(T)$ w stronę wyższych temperatur. Ponadto zmienia się kształt krzywych. Im bardziej równomierny jest rozkład emisji na katodzie, tym bardziej stromo przebiega charakterystyka po stronie niższych temperatur. Dla celów niniejszej pracy ważny jest poziom szumów i jego zmiany, a więc położenie minimum względem osi prądu szumów.

Konieczna jest także kontrola zmian właściwości emisyjnych katody, a więc kontrola przesuwania się minimum względem osi temperatur. To implikuje metodę pomiaru. Pomiar musi polegać na zdjęciu charakterystyki $I_{sz} = f(T)$ przy $I_a$ = const. oraz na rejestrowaniu zmian zachodzących w położeniu minimum krzywej.

Dobór prądu anodowego dla danego rodzaju katod jest określony następującymi warunkami: dolną granicę wyznacza czułość urządzenia pomiarowego, górna granica jest określona przez możliwości poboru prądu z katody. Pomiary przy b. małych prądach anodowych są trudne, leżą bowiem na pograniczu czułości urządzenia. Pomiary przy stosunkowo dużych prądach mogą wywoływać zmiany właściwości emisyjnych katody w czasie samego pomiaru, a ponadto wywoływać szumy dodatkowe. Takie same zmiany powodują pomiary wykonywane w b. niskich temperaturach katody i w wysokich temperaturach (początkowe i końcowe punkty na charakterystyce).

Znane jest w literaturze (4) zjawisko histerezy krzywej $I_{sz} = f(I_a)$ obserwowane również w czasie pracy przy pomiarach, w których prądy anodowe są większe od 2,0 mA (250 mA/cm$^2$). W toku pracy stosowano na ogół pomiary przy dwóch wartościach prądów anodowych, a to celem wzajemnej kontroli wyników. Dla katod tlenkowych zdejmowano charakterystyki przy $I_a$=0,500 mA (64mA/cm$^2$) oraz $I_a$=1,5 mA (191 mA/cm$^2$). Wyznaczano przy tym minimalną ilość punktów charakterystyki, przeprowadzając pomiar możliwie szybko. W ten sposób unikano drastycznych zmian właściwości emisyjnych katody powodowanych przez sam pomiar. Minimalny prąd szumów możliwy do odczytania na aparaturze wynosi 0,02 mA. Odczyty wartości prądu szumów mniejsze od 0,06 mA są jednak obciążone znacznym błędem, który można szacować na 50%. Dlatego korzystniej jest pracować przy wyższych prądach anodowych lampy, gdzie dokładność jest znacznie większa. Stąd wyższe wartości szumów.

## 3. LAMPY DOŚWIADCZALNE

Do badań katod tlenkowych używano prostej diody płaskiej z katodą o średnicy 1mm. Anodę stanowiła płytka niklowa z otworkiem, celem umożliwienia przeprowadzania obserwacji wizualnych katody lub pomiarów temperatury.

Badania szumów katod prasowanych, impregnowanych itp. przeprowadzono na typowych diodach próbnych używanych w laboratoriach PIE do prac nad katodami. Powierzchnia katody w tym przypadku była znacznie większa, bo ok. 7 $mm^2$ — anoda płaska, z żeberkami chłodzącymi. Wszystkie lampy pompowane były na stanowiskach pompowych z pompami olejowymi i wymrażarkami z ciekłym powietrzem. Ciśnienie końcowe było rzędu $10^{-7}$ mm Hg.

Detale do lamp przygotowywane były z największą starannością przez wielokrotne mycie i wyżarzanie w czystym wodorze i próżni. Rdzenie wykonywane były z niklu o zasadniczych domieszkach Si—0,066%, Mg-0,01%. Z literatury wiadomo, że warstwa pośrednia na katodach jak i rodzaj niklu wpływają na szumy przy częstotliwościach niskich (migotanie) (5). Brak jest natomiast danych, czy te czynniki wpływają na szumy przy wysokich częstotliwościach. Ponieważ wszystkie próby były jednak wykonywane w krótkich okresach pracy lampy, wytworzenie się dużego oporu warstwy pośredniej należy uważać za wątpliwe. Nie uwzględniono więc tego czynnika w toku pracy.

Warstwy emisyjne nakładano na rdzenie stosując technikę wirowania. Metoda ta została po raz pierwszy zastosowana przez Hubera i wzmianka o niej znajduje się w literaturze (6) *).

Płaskie rdzenie niklowe, znajdujące się w specjalnym uchwycie, umieszcza się w probówce wirówki. Po nalaniu odpowiedniej ilości pasty emisyjnej, wiruje się całość przez pewien czas. Ważnymi parametrami w technice tego typu są:

1. stężenie pasty emisyjnej,
2. skład mieszaniny rozpuszczalników, służącej do rozcieńczenia koncentratu,
3. szybkość wirowania,
4. czas wirowania,
5. wysokość słupka cieczy nad płaszczyzną katody.

Zmiany parametrów 1 i 2 powodują zmiany w szybkości wysychania naniesionej warstwy, a więc mają wpływ na jakość uzyskanej powierzchni węglanów. Parametry 3 i 4 wpływają na gładkość powierzchni i zwartość warstwy. Ustalenie wysokości słupa pasty przy zachowaniu odpowiedniego stężenia pozwala na uzyskanie jednakowej grubości pokrycia.

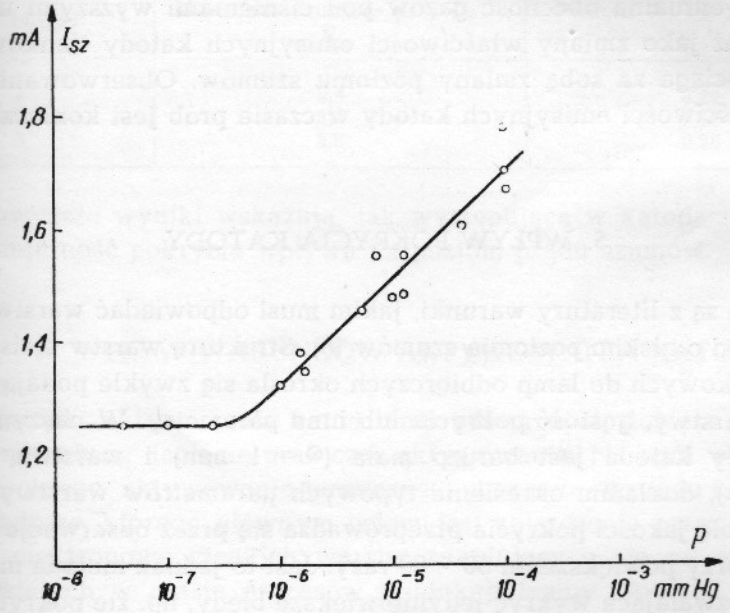
Do pokrywania katod używano węglanów barowo-strontowo-wapniowych. Stężenie pasty wynosiło 9—15 g węglanów na 1000 ml rozpuszczalników, a szybkość wirowania — 4000 obr/min przez czas 15 minut. Wysokość słupa roztworu wynosiła 10 mm. W efekcie otrzymywano b. gładkie i zwarte pokrycia o grubości około 15 μ.

*) Ostatnio ukazał się szerszy opis metody: H. Huber, J. P. Freytag Le Vide, 87, (1960), 234.

Dla wszystkich lamp próbnych operacje w czasie pompowania przeprowadzono tak samo. Stwierdzono, że warstwy nakładane odśrodkowo są bardzo podatne na spękanie już w czasie procesu formowania katody. Ustalono, że przekroczenie temperatury 860° C jest niebezpieczne i może powodować tego typu uszkodzenia. W czasie wykonywania pracy starano się nie przekraczać temp. 860° C w czasie pompowania. Dla pewnych jednak egzemplarzy lamp maksymalna temperatura w czasie procesu pompowania wynosiła 880° C. Lampy z katodami nietlenkowymi były pompowane standartowo, wg przepisów własnych dla danych typów katod.

## 4. WPŁYW PRÓŻNI W LAMPIE

Wskaźnikiem złych warunków próżniowych w lampie jest m. in. zachowanie się samej katody tlenkowej. Kontrolując właściwości emisyjne w czasie pomiarów, można zakładać, że próżnia w lampie jest w granicach koniecznych do pracy oraz że nagłe ataki gazów szczątkowych nie




Rys. 2.
Zależność prądu szumów $I_{sz} = f(p)$ dla diody z katodą wolframową

występują. Nieznany jest natomiast wpływ zmiany ciśnienia panującego w lampie na wartość prądu szumów. Jedyną informację stanowi tu krzywa otrzymana przez Higuchi i inn. (7) podająca zależność szumów lampy z falą bieżącą od ciśnienia w lampie *). Z wykresu tego wynikałoby,

*) Patrz również N. W. W. Smith, Vacuum, 10, (1960), 106.

że przy ciśnieniu niższym niż $10^{-6}$ Tr poziom szumów jest niezmienny. Dla sprawdzenia powyższych danych przeprowadzono w PIE pomiary przy użyciu diody cylindrycznej z katodą wolframową. Dioda połączona była z sondą jonizacyjną SJ-2 oraz z pompą jonowo-tytanową. Całość została odpowiednio wygrzana w piecu na stanowisku pompowym. Anoda diody była dłuższy czas odgazowana przez bombardowanie elektronowe. Po osiągnięciu próżni $2.10^{-7}$ Tr odcięto całość kranem od pompy dyfuzyjnej. Dozując odpowiednio powietrze zmieniano próżnię w zakresie od $10^{-4}$ do $10^{-8}$ Tr. Najniższe osiągalne ciśnienia uzyskiwano za pomocą pompy tytanowej. Mierzono równoważny prąd szumów w funkcji ciśnienia. Pomiary wykonywano wielokrotnie. Punkt pomiaru dobrano z charakterystyki diody wybierając go w zakresie ładunku przestrzennego. Otrzymano zależność przedstawioną na rys. 2, z której wynika, że przy próżni lepszej niż $5.10^{-7}$ Tr prąd szumów nie ulega zmianie. Ponieważ w lampach gotowych ciśnienia są lepsze od $10^{-6}$ Tr, należy przypuszczać, że w ciśnieniach poniżej $10^{-6}$ Tr pomiary nie będą zakłócane stanem próżni. Ewentualna obecność gazów pod ciśnieniami wyższymi ujawnia się również jako zmiany właściwości emisyjnych katody tlenkowej, co z kolei pociąga za sobą zmiany poziomu szumów. Obserwowanie więc zmian właściwości emisyjnych katody w czasie prób jest konieczne.

## 5. WPŁYW POKRYCIA KATODY

Znane są z literatury warunki, jakim musi odpowiadać warstwa emisyjna katod o niskim poziomie szumów (8). Strukturę warstw emisyjnych katod tlenkowych do lamp odbiorczych określa się zwykle podając porowatość warstwy, gęstość pokrycia lub inne parametry. W naszym przypadku, gdy katoda jest bardzo mała ($\varnothing = 1$ mm) i warstwa cienka (15 — 20 μ), dokładne określenie typowych parametrów warstwy zawodzi. Kontrolę jakości pokrycia przeprowadza się przez obserwacje mikroskopowe przy powiększeniu $50 \div 80$ razy. Jest to jednak metoda mało dokładna, pozwalająca wykryć jedynie większe błędy, np. źle pokryte brzegi katody.

Dokładny obraz warstwy daje dopiero zdjęcie fotograficzne przy pomocy mikroskopu metalograficznego. Jest rzeczą oczywistą, że gładkość i równomierność pokrycia są warunkami koniecznymi dla uzyskania niskoszumnej katody, ale nie wystarczającymi. O szumach katody decyduje jeszcze historia dokonanych operacji w czasie pompowania lampy oraz warunki próżniowe w lampie. Stosując najkorzystniejszy system pompowania i aktywowania, wypompowano serię diod. Katody użyte do

tych diod były takie, jakie normalnie należy uważać za nie nadające się do użytku. Po sfotografowaniu pokryć węglanowych zamontowano katody w lampach.

Lampa nr 1 posiadała katodę o nierównomiernym pokryciu. Prawie czwarta część powierzchni warstwy emisyjnej była bardzo cienka, tak że widoczne było metaliczne podłoże.

Lampa nr 2 posiadała katodę o pokryciu emisyjnym dość równomiernym, jednak widoczne były odpryski warstwy emisyjnej w pobliżu krawędzi katody.

W lampie nr 3 wmontowano katodę, w której więcej niż połowa pokrycia emisyjnego była tak cienka, że widoczny był nikiel podłoża. Wykonano pomiar szumów sposobem opisanym poprzednio, przy prądzie anodowym diod $I_a = 500\ \mu A$.

Uzyskane wyniki zestawione są w tablicy 1.

Tablica 1

| Nr lampy | Minimum szumów przy $U_ż$ V | Poziom $I_{sz}$ (w minimum) mA |
|---|---|---|
| 1 | 2,4 | 0,24 |
| 2 | 2,4 | 0,07 |
| 3 | 2,8 | 0,28 |

Powyższe wyniki wskazują, jak występująca w katodach 1 i 3 nierównomierność pokrycia wpływa na poziom prądu szumów.

## 6. WPŁYW WARUNKÓW AKTYWOWANIA KATOD

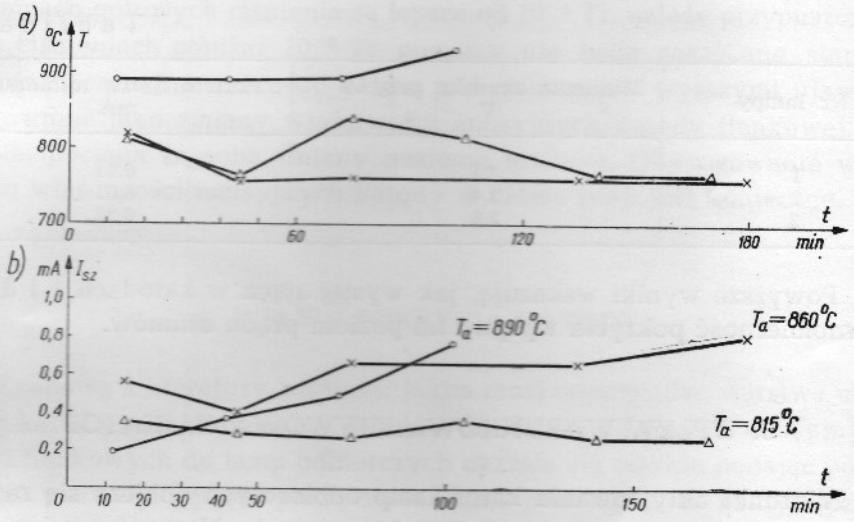
Warunki aktywowania katod lamp odbiorczych dobiera się regulując temperaturę, napięcie oraz czas aktywowania. Na ogół wyróżnia się tu dwa okresy: aktywowanie termiczne — bez poboru prądu i aktywowanie prądowe, którego głównym celem jest zniszczenie przez bombardowanie elektronowe cienkich warstw znajdujących się na elektrodach, a powstałych w czasie procesów produkcji lampy. Spośród wymienionych parametrów, górną granicą stosowanych temperatur jest temperatura, powyżej której po procesie aktywowania pojawiają się takie wady jak prądy termiczne siatek, zmiany charakterystyk spowodowane zmianami potencjałów kontaktowych, upływności itp.

W przypadku lamp mikrofalowych, np. o fali bieżącej, aktywowanie ma na celu raczej uzyskanie odpowiedniego poziomu emisji i jej stabilizację. Oczyszczania elektrod przez bombardowanie (w sensie takim, jakie stosuje się w lampach odbiorczych) nie przeprowadza się. Uzyskanie odpowiedniej emisji jest warunkiem koniecznym, ale nie dostatecznym.

Proces aktywowania musi tu być tak prowadzony, aby zmiany warstwy emisyjnej katody, w sensie makroskopowym — nie powodowały wzrostu szumów katody.

Aktywowanie trzeba więc przeprowadzać w możliwie niskiej temperaturze, wykluczającej spękanie warstwy, rozrost ziaren tlenków itp., a trzeba pamiętać, że pokrycia emisyjne stosowanych katod są bardzo gładkie i zbite, przez co podatne na pękanie.

Przeprowadzono próby mające na celu wykazanie, jak zmienia się poziom szumów katody w czasie aktywowania. Próby przeprowadzono w diodach. Katody pokryte były w sposób poprzednio opisany. Pomiary temperatur warstw emisyjnych przeprowadzono przy pomocy mikropirometru optycznego. Ze względu na nieznajomość współczynnika emisyjności termicznej warstwy tlenków, podane temperatury są temperaturami odczytu na skali mikropirometru.




Rys. 3.

Zmiany równoważnego prądu szumów oraz położenia minimum krzywej $I_{sz} = f(T)$ w funkcji czasu aktywowania katod dla różnych temperatur aktywowania $T_a$

Wszystkie diody pompowano jednakowo, a formowanie przeprowadzono w temperaturze 860° C. Pomiary wykonano przerywając co pewien czas proces aktywowania i mierząc prąd anodowy w b. niskiej temperaturze katody (ok. 550° C). Następnie zdejmowano kilka punktów charakterystyki $I_{sz} = f(T)$, celem określenia położenia punktu minimum szumów. Sam pomiar szumów może wprowadzić pewną zmianę właściwości emisyjnych, nie wprowadza jednak zmian wartości prądu szumów w minimum, bowiem maksymalna temperatura katody w czasie pomiaru nie przekroczyła nigdy temperatury aktywowania.

Każdą katodę najpierw aktywowano termicznie przez 5 minut w temperaturze, w której później katoda była aktywowana prądowo. Miało to na celu osiągnięcie pewnego początkowego poziomu emisji. Po tym pierwszym okresie nie dokonywano żadnych pomiarów ze względu na niestabilność emisji. Następnie, nie zmieniając temperatury, pobierano prąd z katody o gęstości ok. 160 mA/cm². Pierwsze pomiary wykonywano po ok. 15 min aktywowania prądowego.

Rys. 3a pokazuje zmiany położenia minimum krzywej $I_{sz} = f(T)$, czyli zmiany właściwości emisyjnych oraz zmiany prądu szumów $I_{sz}$, mierzonego w minimum (3b).

Analiza krzywych pozwala na następujące wnioski:

1. Aktywowanie katod diod w temperaturze ok. 900° C powoduje szybkie osiągnięcie aktywności katody, przypuszczalnie już w ciągu pierwszych minut aktywowania. Właściwości emisyjne pogarszają się przy aktywowaniu przedłużającym się ponad 60 min. Poziom szumów katody stale wzrasta.
2. Aktywowanie w temperaturze 860° C doprowadza do poprawy właściwości emisyjnych podczas pierwszych 40 min. aktywowania. Dalsze aktywowanie nie wywołuje trwałego polepszenia właściwości emisyjnych, podczas gdy po 40 minutach obserwuje się powolny wzrost prądu szumów. Prąd ten po 180 min osiąga wartość zbliżoną do wartości uzyskanej przy aktywowaniu w temperaturze 890° C po 100 min.
3. Aktywowanie w temperaturze 815° C powoduje ustabilizowanie się właściwości emisyjnych po ok. 40 min. pracy. W ciągu całego czasu poziom szumów zmienia się tylko nieznacznie.

Powyższe wyniki wskazują na to, że dla danych katod i przy danym procesie pompowania, aktywowanie w temperaturze powyżej 860° C przez czas dłuższy niż 40 min powoduje zmiany na katodzie będące przyczyną zwiększenia się szumów.

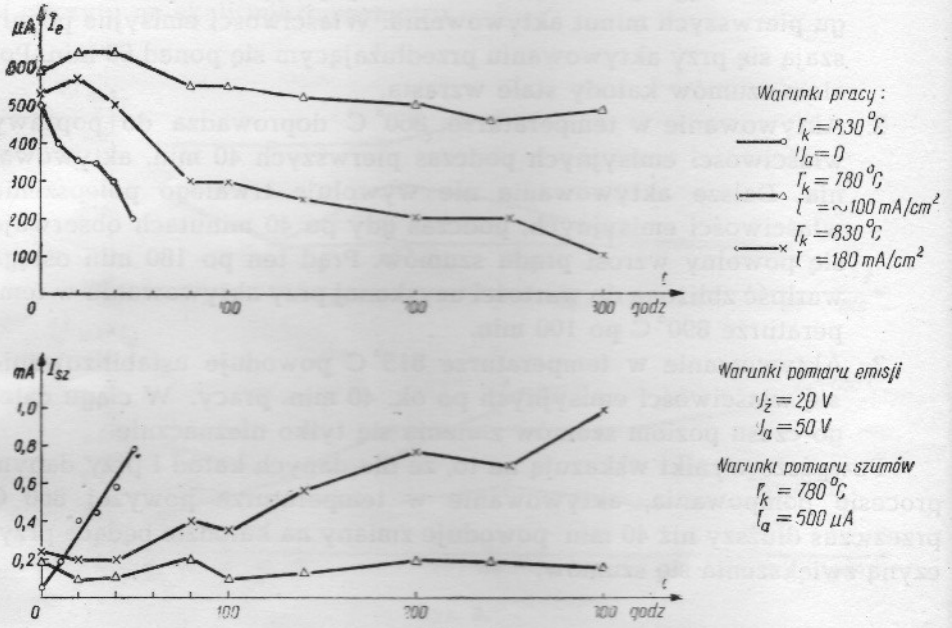
## 7. BADANIA TRWAŁOŚCI

Zmiany poziomu szumów katody w czasie pracy lampy mogą występować albo wskutek zmian makroskopowych właściwości warstwy emisyjnej (pękanie itp.), albo przez zmiany właściwości emisyjnych, np. zatrucia itp. Ta druga przyczyna powoduje przesunięcie się charakterystyki $I_{sz} = f(T)$ w stronę wyższych temperatur oraz zmiany kształtu tej charakterystyki. Stąd też dla ustalonej temperatury pracy katody, poziom szumów może gwałtownie wzrosnąć.

Podane w poprzednim ustępie przykłady doświadczeń w czasie aktywowania lamp implikują tezę, że w czasie pracy lampy, jeśli temperatura katody nie przekracza pewnego krytycznego poziomu, zmiany makrosko-

powe warstwy emisyjnej nie powinny występować, względnie nie powinny odgrywać zasadniczej roli jako „generator" szumów w ciągu przynajmniej kilkuset godzin pracy.

Przeprowadzono szereg prób trwałości diod z katodami wykonanymi jak poprzednio. Przygotowanie detali oraz procesy wykonania lamp były identyczne i przeprowadzane tak, jak poprzednio opisywano. Lampy poddane próbie pracowały w warunkach temperaturowych identycznych lub zbliżonych do warunków pracy zwykłej katody tlenkowej. Czas trwania próby wynosił ok. 300 godz. Pomiary szumów wykonywano przy ustalonym prądzie anodowym $I_a = 500$ μA i jak poprzednio wyznaczono minimum krzywej $I_{sz} = f(T)$. Mierzono również prąd nasycenia $I_e$ w niskiej temperaturze katody.




Rys. 4.

Zmiany prądu szumów oraz emisji katod w funkcji czasu pracy na ramie trwałości

Niektóre wyniki w postaci wykresów pokazane są na rys. 4.

W zakresie stosowanych zwykle temperatur pracy, bezwzględna zmiana poziomu szumów w zależności od czasu pracy katody jest znikoma. Głównym elementem wpływającym na wzrost szumów w ustalonej temperaturze katody są zmiany jej właściwości emisyjnych. Ujawnia się to bardzo wyraźnie przy pracy bez obciążenia w temperaturze nieco podwyższonej.

Jeżeli więc dobierze się niską temperaturę pracy katody, to istnieją możliwości uzyskania bardzo dużych trwałości lamp, bez zwiększenia po-

ziomu szumów. Głównym problemem jest jednak stałość właściwości emisyjnych, trudna do uzyskania w niskich temperaturach katody, ale całkowicie możliwa przy zastosowaniu odpowiedniej technologii.

## 8. O SZUMACH KATOD SPECJALNYCH

Przez katody specjalne będziemy rozumieli katody termoelektronowe odmienne od katod tlenkowych i wolframowych. Zaliczyć do nich należy katody spiekane, prasowane oraz impregnowane. Na temat szumów katod specjalnych istnieją tylko niewielkie wzmianki w literaturze. Beam i Knechtli (8) podają, że w lampie o fali bieżącej z katodą impregnowaną wolframową osiągnięto niezwykle niski poziom szumów (3,5 ÷ 5 dB). Huber (6) podaje, że zastosowanie katod spiekanych natrafiło na trudności ze względu na ich duże szumy, spowodowane przypuszczalnie niejednorodnością emisji.

W PIE przeprowadzono badania celem ustalenia poziomu szumów trzech typów katod. Choć mechanizm ich pracy jest podobny, katody te mają rozmaite struktury powierzchniowe.

Pomiary wykonywano na diodach jednakowej konstrukcji, przy czym każda katoda miała średnicę 3 mm. Procesy wykonywane w czasie wyrobu lamp były typowe dla każdego typu katod.

Pomiary przeprowadzono przy prądzie anodowym $I_a = 2$ mA. Jak zwykle zdejmowano krzywe $I_{sz} = f(T)$. Wybierano w poszczególnych grupach lampy mało różniące się właściwościami emisyjnymi.

Tablica 2 podaje poziom szumów dla katod różnego typu.

Tablica 2

| Rodzaj katody | $I_{sz}$ (w minimum) mA | Położenie minimum w skali temperatur (nieskorygowanych) °C |
|---|---|---|
| Spiekana | 0,40 — 0,70 | 850 |
| Prasowana niklowa | 0,15 — 0,40 | 840 |
| Impregnowana Wolframowa | 0,1 — 0,20 | 820 |

Wyniki te są łatwe do zinterpretowania. Katoda spiekana jest ulepszoną katodą tlenkową. Z grubych ziaren proszku niklu zrobiona jest bardzo porowata matryca, która nasycona jest następnie pastą emisyjną. Powierzchnia katody składa się więc z ziaren niklu oraz kryształów (BaSr) O. Ziarna niklu są duże — od kilkudziesięciu do stu mikronów.

W przypadku katody prasowanej, stosuje się ziarno niklu znacznie mniejsze: 20 — 40 μ lub jeszcze mniej. Przy stosowanym u nas składzie proszków (70% niklu, 30% węglanów — wagowo) powierzchnia składa się w większej części z węglanów — w mniejszej z ziaren niklu. Przy wyrobie katody impregnowanej wolframowej używa się proszku wolframu o b. drobnej ziarnistości (kilku μ).

Można przypuszczać, że w przypadku katody impregnowanej emisja pochodzi z warstwy tlenków czy glinianów oraz z metalu pokrytego warstwą emisyjną, powstałą na skutek migracji baru po powierzchni ziaren. Ponieważ długość drogi migracji baru po wolframie czy niklu jest w danej temperaturze ograniczona, więc w przypadku dużych ziaren mogą istnieć miejsca nieemitujące. Długość drogi migracji baru po wolframie w zależności od temperatury jest znana i można założyć, że badana przez nas katoda miała pokrycie zbliżone do optymalnego.

Dla niklu długość drogi migracji nie jest dotychczas wyznaczona, ale własne obserwacje, przeprowadzone przy użyciu mikroskopu emisyjnego, potwierdzają, że pokrycie katody prasowanej warstwą aktywną nie jest całkowite, a w katodzie spiekanej tylko niewielka część ziaren niklu jest pokryta aktywną warstwą emitującą.

Trzeba jeszcze dodać, że katody te różnią się porowatością i gładkością pokrycia, przy czym katoda impregnowana wolframowa ma powierzchnię najbardziej gładką choćby ze względu na to, że jest ona szlifowana.

W świetle podanych rozważań jest jasne, że najniższy poziom szumów powinna posiadać katoda impregnowana.

Rozrzut pomierzonych wartości (najmniejszy znowu u katod impregnowanych) pochodzi przypuszczalnie również z niejednorodności powierzchni emisyjnej katod. Wynika z tego, że stopień pokrycia powierzchni katody materiałem emitującym oraz gładkość powierzchni katody są zasadniczymi czynnikami wpływającymi na poziom szumów. Stosując bardzo drobne ziarna metali i takie operacje, aby pokrycie katody materiałem aktywnym było optymalne, oraz szlifując powierzchnię, stwarzamy sobie szanse uzyskania bardzo niskich wartości szumów.

## 10. WNIOSKI

Przeprowadzone badania na katodach tlenkowych o pokryciach uzyskanych metodą wirowania pozwalają wyciągnąć bardziej ogólne wnioski. Stwierdzono jeszcze raz, że warunkiem koniecznym dla uzyskania niskich szumów jest odpowiednie pokrycie emisyjne.

W poprzednich pracach stwierdzono, że formowanie katod w zbyt wysokiej temperaturze powoduje uszkodzenie warstw emisyjnych w sensie makroskopowym. Obecnie stwierdzono, że prowadzenie procesu akty-

wowania w zbyt wysokiej temperaturze powoduje wzrost poziomu szumów, co pozwala przypuszczać, że zachodzą niekorzystne zmiany struktury warstwy emisyjnej. Wynika z tego, że przy pokryciach tego typu temperatura formowania i aktywowania musi być stosunkowo niska, a czas procesów odpowiednio dobrany.

Badanie zmian szumów w funkcji czasu pracy lampy pozwala na stwierdzenie, że przy ustalonym pokryciu i ustalonych właściwościach emisyjnych o poziomie szumów katody decyduje historia procesów formowania i aktywowania. Niezależnie od tego, przy ustalonym pokryciu i ustalonych prawidłowych procesach, katoda może posiadać dla swego normalnego przedziału temperatur pracy znaczny prąd szumów, spowodowany złymi właściwościami emisyjnymi. To zjawisko jest już funkcją „gazowego otoczenia katody" i wynika z przygotowania detali, systemu pompowania itp. W czasie badań trwałości, gdy temperatura katody jest utrzymana na normalnym poziomie, zmiany prądu szumów spowodowane są przeważnie przez pogarszanie się właściwości emisyjnych katody, co powoduje przesunięcie się charakterystyki $I_{sz} = f(T)$ w stronę wyższych temperatur.

Tak więc, w technologii katod małoszumnych należy rozróżnić dwie główne przyczyny szumów katody: bezwzględną zmianę poziomu szumów oraz zmianę poziomu szumów wskutek pogarszania się właściwości emisyjnych.

Spośród katod specjalnych najbardziej predestynowaną do stosowania w lampach niskoszumnych wydaje się katoda impregnowana wolframowa, aczkolwiek jej technologia jest stosunkowo trudna.

Badania nad wpływem próżni na szumy katody wolframowej wykazują, że próg pojawienia się szumów wskutek złej próżni leży w okolicy ciśnienia $5.10^{-7}$ Tr. Jest to granica próżni, którą w lampach osiąga się bez trudu.

## SPIS LITERATURY


1. R. Loosjes, K. J. Vink, Philips Res. Rep., 4, (1949) 449
2. C. G. J. Jansen, R. Loosjes, K. Compaan, Le Vide, 52—53, (1954), 129
3. L. D. Smullin, Noise in Electron Devices, MIT, 1959, 221
4. W. Dahlke, F. Dlouhy, Proc. IRE., 46, (1958) 1639
5. L. D. Smullin, Noise in Electron Devices, MIT, 1959, 63
6. H. Huber, Le Vide 77, (1958) 220
7. M. Higuchi, K. Kawazura, J. Koyama, Trav. Congr. Intern. Tubes Hyperfreq., Paris, 1956 t. I, 570
8. W. R. Beam, R. C. Knechtli, Trav. Congr. Intern. Tubes. Hyperfreq. Paris, 1956, t. I, 594

*A. Taczanowski, H. Derko, A. Zbikowski*

## THE INVESTIGATION OF THERMOELECTRON CATHODE NOISE

The measurements have been made of equivalent noise current for oxide cathode coated by centryfuging.

The influence of activation process on noise level and variations of equivalent noise current during cathode operation has been investigated.

The measurements of noise current of sintered and impregnated cothodes have also been made.

А. Тачановски, Г. Дерко, А. Жбиковски

## ИССЛЕДОВАНИЕ ШУМОВ ТЕРМОЭЛЕКТРОННЫХ КАТОДОВ

Проведено измерения тока шумов оксидных катодов с эмиссионным слоем, нанесенным в центрыфуге. Испытано влияние процесса активирования катода на изменения уровния шумов и тока шумов во время работы катода.

Проведено также измерения тока шумов сентерированных и импрегнированных катодов.

*WENANCJUSZ CZARYCKI, CZESŁAW KILISZEK*
Zakład Fizyki Lamp Elektronowych

# POMPA JONOWO-TYTANOWA

Rękopis doręczono dnia 10. IX. 1960 r.

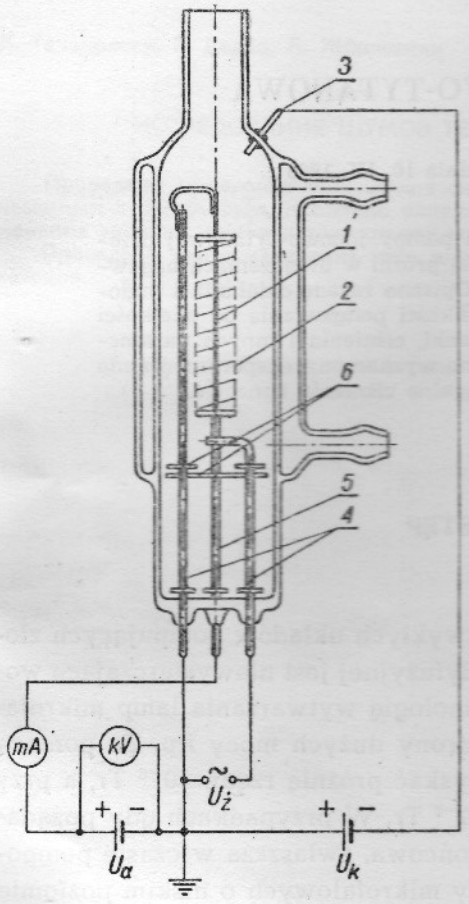
W artykule podano wyniki badań pompy jonowo-tytanowej przeznaczonej do wytwarzania wysokiej próżni w urządzeniach badawczych i lampach mikrofalowych. Opisano zasadę działania i budowę pompy. Podano zależności szybkości pompowania od wielkości prądu jonowego, temperatury ścianki, ciśnienia i innych parametrów dla różnych gazów. Określono wyznaczony eksperymentalnie czas „życia" pompy i osiągalne ciśnienie końcowe.

## 1. WSTĘP

Uzyskiwanie próżni za pomocą zwykłych układów pompujących złożonych z pompy rotacyjnej i pompy dyfuzyjnej jest niewystarczające wobec wymagań stawianych przez technologię wytwarzania lamp mikrofalowych, takich jak magnetrony, klistrony dużych mocy itp. Za pomocą konwencjonalnego układu można uzyskać próżnię rzędu $10^{-6}$ Tr, a przy bardzo starannym pompowaniu — $10^{-7}$ Tr. W przypadkach gdy pożądana jest możliwie najlepsza próżnia końcowa, zwłaszcza w czasie pompowania lamp o długim czasie życia czy mikrofalowych o niskim poziomie szumów, konieczne jest wytworzenie próżni rzędu $10^{-9}$ Tr. (1). Do tego celu stosuje się obecnie prawie wyłącznie pompy jonowo-tytanowe.

Opracowany przez nas prototyp szklanej pompy jonowo-tytanowej przeznaczony jest do wytwarzania i utrzymywania bardzo wysokiej próżni w lampach mikrofalowych oraz laboratoryjnych układach próżniowych. Zasada działania prototypu jest taka sama jak pompy metalowej Hubera i Warnecke (2) przeznaczonej do utrzymywania próżni w lam-

pach mikrofalowych. Pompa jonowo-tytanowa w wersji przez nas opracowanej jest triodą zawierającą katodę wolframową, spiralną anodę pokrytą warstwą tytanu oraz elektrodę spełniającą rolę kolektora jonów. Rysunek 1 przedstawia konstrukcję pompy oznaczonej symbolem PTJ-1. Anoda pompy ogrzewana jest drogą bombardowania elektronowego do temperatury ok. 1000°C. W temperaturze tej tytan paruje z określoną szybkością i osiada na kolektorze. Pod wpływem przyłożonego napięcia, do kolektora kierowane są również zjonizowane cząsteczki gazu, które ulegają sorpcji na aktywnej warstwie tytanu.




Rys. 1.
*1* — katoda, *2* — anoda, *3* — przepust kolektora, *4* — wsporniki katody, *5* — wsporniki anody, *6* —talerzyki osłaniające

Badania właściwości pompy polegały na wyznaczeniu optymalnych parametrów pracy oraz uzyskaniu jej maksymalnej sprawności. Przez sprawność pompy rozumie się tutaj szybkość pompowania odniesioną do zużywanej mocy i geometrycznej wielkości powierzchni pochłaniania. Badania przeprowadzono w odniesieniu do dwóch gazów występujących m. in. w lampach elektronowych: azotu i argonu.

## 2. WARUNKI JONIZACJI GAZÓW W POMPIE

W dużym uproszczeniu można następująco przedstawić mechanizm jonizacji w pompie.

W zakresie ciśnień oraz napięć, przy których pracuje pompa, prawdopodobieństwo jonizacji gazów w obszarze katoda-anoda jest bardzo małe, a powstałe w tym obszarze jony kierowane są do katody. Mierzony prąd jonowy na kolektorze jonów, jeżeli pominie się wszystkie procesy uboczne wpływające na jego wielkość, powstaje w wyniku jonizującego działania tych elektronów, które przedostają się do obszaru anoda- kolektor jonowy pod wpływem nabytej energii kinetycznej. W obszarze tym elektrony tracą swoją szybkość na skutek działania przeciwnie skierowanego pola elektrycznego i następnie otrzymują przyspieszenie w kierunku anody. Dzięki takiemu ruchowi elektronów, o charakterze oscylacyjnym, zwiększa się skuteczność jonizacji gazów w pompie. Gęstość jonizującego prądu elektronowego, charakter oscylacji elektronów oraz wielkość obszaru największego prawdopodobieństwa jonizacji zależy, przy zachowaniu stałości wszelkich innych parametrów fizycznych, od geometrii anody. Nad zbadaniem tych zależności pracował J. J. Kinsella (3), przy czym obiektem jego badań była sonda jonizacyjna o podobnym usytuowaniu elektrod i rozkładzie potencjałów do istniejących w pompie tytanowej. Wg Kinsella skuteczność jonizacji rośnie ze zmniejszeniem się średnicy spiralnej anody oraz średnicy drutu spirali. Ponadto, zależność skuteczności jonizacji od skoku spirali ma swoje optimum związane ze średnicą spirali.

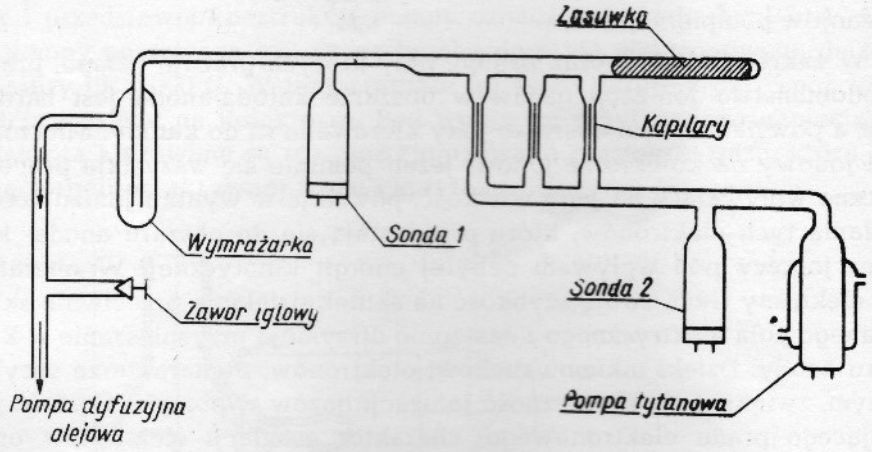
Dla opisywanego modelu pompy zastosowano konstrukcję anody spełniającą warunki podane przez Kinsella i umożliwiającą naniesienie stosunkowo dużej ilości tytanu na powierzchni oraz równomierne rozpylanie tytanu na ściance pompy.

Mierzony prąd jonowy w pompie jest w rzeczywistości sumą prądu jonowego oraz prądów powstających na skutek procesów ubocznych, np. wybijania fotoelektronów z kolektora pod wpływem działania promieni X powstających w pompie czy światła emitowanego przez katodę oraz na skutek bombardowania ścianki kolektora przez jony o dużej energii. Z tych względów doboru optymalnych warunków jonizacji dokonywano uwzględniając aktualnie ich wpływ na szybkość pompowania.

## 3. METODA POMIARU SZYBKOŚCI POMPOWANIA

Szybkość pompowania pomp jonowo-tytanowych oznaczono na aparaturze, której schemat przedstawiono na rys. 2. Zasada oznaczenia szybkości pompowania opiera się na pomiarze różnicy ciśnień występujących

po obydwu stronach kapilary o znanej przewodności. Różnicę tę wywołuje działanie pompy tytanowej.




Rys. 2.
Układ próżniowy do oznaczania szybkości pompowania pomp jonowo—tytanowych

W warunkach przepływu molekularnego szybkość pompowania oblicza się z następującego wzoru;

$$S = F\left(\frac{p_1}{p_2} - 1\right)$$

w którym:

$S$ — szybkość pompowania w jedn. objętości na sek.,

$F$ — przewodność kapilary w jedn. objętości na sek.,

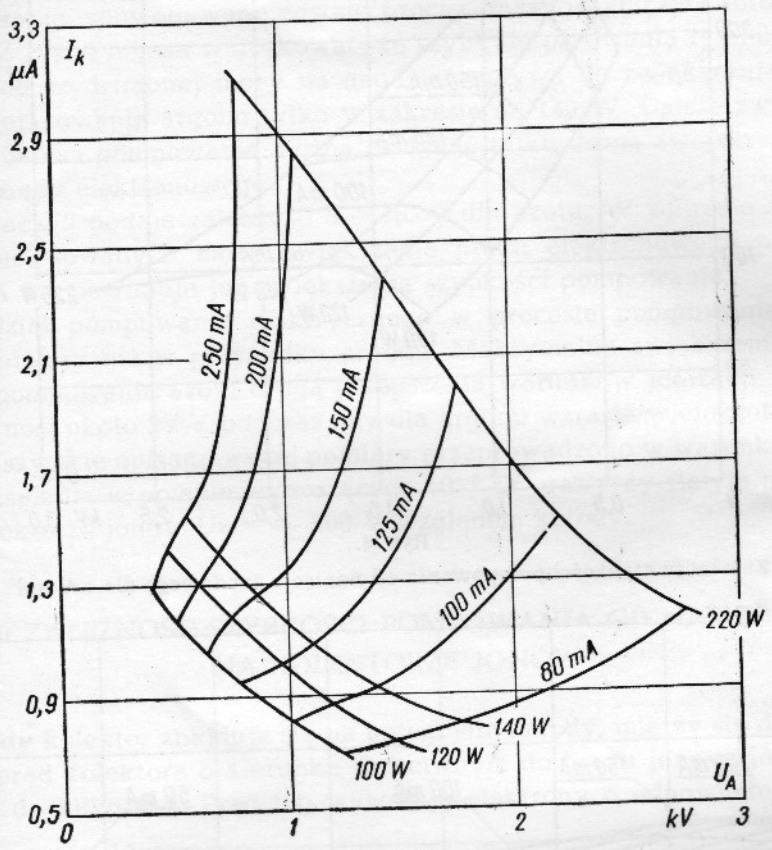
$p_2$ — ciśnienie po stronie pompy,

$p_1$ — ciśnienie po przeciwnej stronie kapilary.

Ciśnienie $p_1$ i $p_2$ mierzono za pomocą sond jonizacyjnych typu SJ-2. W aparaturze zastosowano system kapilar o określonej przewodności otwieranych i zamykanych zasuwką poruszaną magnetycznie. Urządzenie to pozwala na wybór takich przewodności do pomiaru szybkości pompowania, przy których pomiar obarczony jest możliwie małym błędem. Błędy te wynikają z niedokładności pomiaru ciśnień za pomocą sond jonizacyjnych. Błąd pomiaru szybkości pompowania maleje ze wzrostem różnicy ciśnień $p_1 - p_2$. Jeżeli przyjmie się, że dokładność pomiaru ciśnienia za pomocą sond jonizacyjnych wynosi $\pm$ 15% ciśnienia bezwzględnego, to maksymalny błąd pomiaru szybkości pompowania przy spadku ciśnienia na kapilarze np. 1,5 rzędu szacuje się na $\pm$ 30%.

## 4. ZALEŻNOŚĆ SZYBKOŚCI POMPOWANIA OD PRĄDU I NAPIĘCIA ANODOWEGO

Do wyznaczania tych zależności użyto dwóch najbardziej reprezentatywnych gazów spośród grupy gazów występujących w lampach elektronowych: argonu i azotu. Mechanizm pochłaniania obydwu tych gazów powinien różnić się w sposób zasadniczy. Jeżeli w przypadku azotu można stwierdzić, że ostatecznym rezultatem pochłonięcia tego gazu będzie powstanie trwałego, w warunkach pracy pompy związku chemicznego,



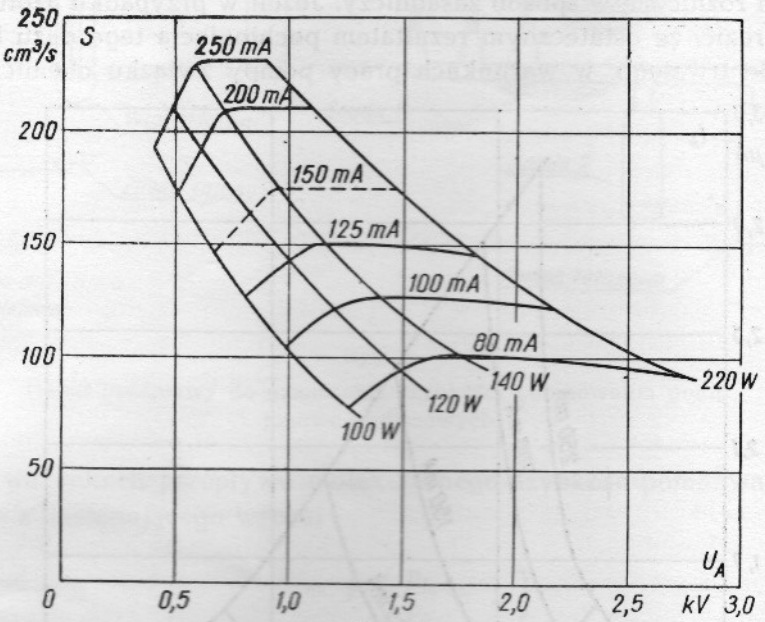

Rys. 3.

Zależność prądu jonowego od napięcia anodowego dla argonu

to nie możemy tego stwierdzić w odniesieniu do argonu. Mechanizm pochłaniania gazów szlachetnych w pompach jonowo-sorpcyjnych nie został dotychczas jednoznacznie wyjaśniony. Według Varnerina (4) i Jounga (5), którzy badali zjawisko pompowania helu w sondzie jonizacyjnej, zasadniczą rolę odgrywa warstwa napylonego metalu na bańce szklanej. Obecność warstwy warunkuje istnienie zjawiska pochłaniania. Varnerin sugeruje, że jony helu, nabierając pod wpływem silnego pola elektrycz-

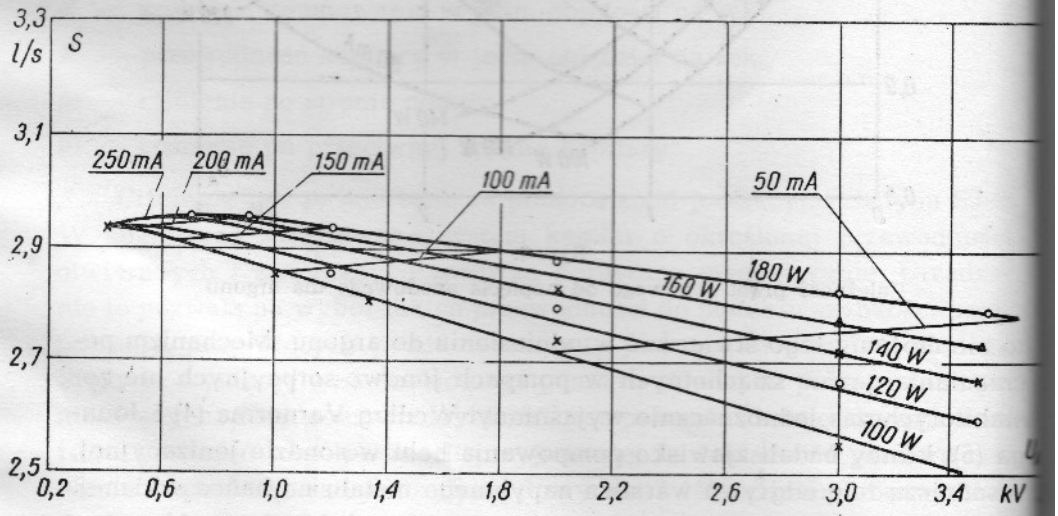
nego odpowiednio dużej energii kinetycznej, wbijają się w warstwę metaliczną i pozostają w niej uwięzione. Dużą rolę odgrywa tutaj sorpcja fizyczna atomów gazów szlachetnych na bardzo aktywnej i stale odnawiającej się powierzchni tytanu.

Wyniki przeprowadzonych przez nas badań nad wyznaczeniem zależności szybkości pompowania argonu od parametrów elektrycznych




Rys. 4.

Zależność szybkości pompowania od napięcia anodowego dla argonu




Rys. 5.

Zależność szybkości pompowania od napięcia anodowego dla azotu

przedstawiają rysunki 3 i 4. Rysunek 3 podaje zależność prądu zmierzonego na kolektorze jonów od napięcia anodowego dla różnych prądów elektronowych i różnych mocy, a rysunek 4 przedstawia zależność szybkości pompowania od napięcia anodowego w tych samych warunkach. Przebieg krzywych szybkości pompowania w funkcji napięcia anodowego dla mocy nie większych od 140 W (rys. 4) jest podobny do przebiegu zależności $I_k = f(U_a)$ przedstawionej na rys. 3. Gwałtowne zwiększenie się mierzonego na kolektorze jonów prądu w zakresie mocy wyższych niż 140 W, któremu nie towarzyszy odpowiednie zwiększenie się szybkości pompowania, spowodowane zostało procesami wtórnymi, jak fotoemisja i inne. Z rys. 4 można wnioskować, że szybkość parowania tytanu, która zależy od wydzielonej mocy na anodzie, wpływa na zwiększenie szybkości pompowania argonu tylko w zakresie do 140 W. Dalsze zwiększenie szybkości pompowania można osiągnąć tylko drogą zwiększenia gęstości prądu elektronowego.

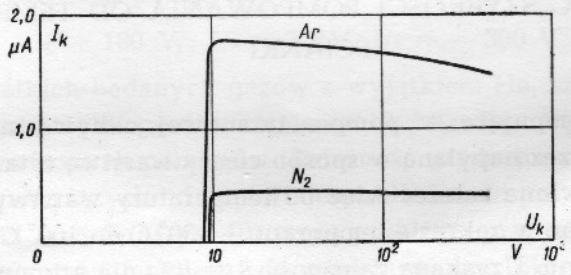
Rysunek 5 podaje zależność $S = f(U_A)$ dla azotu. W zakresie wszystkich zastosowanych mocy zwiększenie prądu elektronowego powyżej 200 mA nie powoduje już zwiększenia szybkości pompowania.

Udział pompowania elektrycznego w procesie pompowania azotu jest mniejszy niż w przypadku argonu. Maksymalne zwiększenie szybkości pompowania azotu drogą polepszenia warunków jonizacji w pompie wynosi około 20%, podczas gdy dla argonu wzrasta wielokrotnie.

Wszystkie opisane wyżej pomiary przeprowadzono w warunkach stałego ciśnienia w pompie wynoszącego $10^{-6}$ Tr oraz przy stałym napięciu na kolektorze jonów $U_k = -300$ V względem katody.

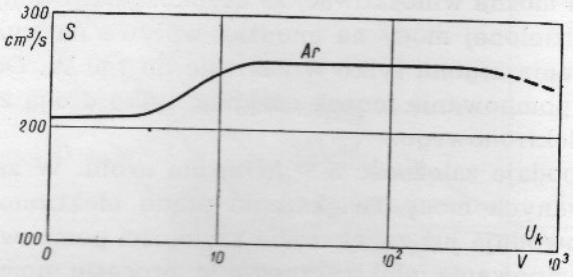
## 5. ZALEŻNOŚĆ SZYBKOŚCI POMPOWANIA OD NAPIĘCIA NA KOLEKTORZE JONÓW

Gdy kolektor znajduje się na potencjale katody, mierzy się dość znaczny prąd kolektora o kierunku przeciwnym do prądu jonowego, dochodzący do kilku mA. Prąd ten wywołują elektrony o odpowiednio dużej




Rys. 6.
Zależność prądu jonowego od napięcia na kolektorze jonów dla azotu i argonu

energii kinetycznej, które przedostały się poza obszar anody i osiągnęły kolektor. Jeżeli napięcie na kolektorze przyjmuje ujemne wartości względem katody, to przy napięciu nieco większym od — 10 V zmienia się nagle kierunek prądu płynącego do kolektora jonów. Prąd ten wzrasta gwałtownie, uzyskując swą maksymalną wielkość przy ok. — 10 V (rys. 6). Dalsza zmiana napięcia w kierunku ujemnym powoduje powolny spadek prądu jonowego. Zjawisko spadku prądu jonowego spowodowane jest zawężaniem się obszaru największego prawdopodobieństwa jonizacji, na skutek zmniejszania się amplitudy oscylacji elektronów.



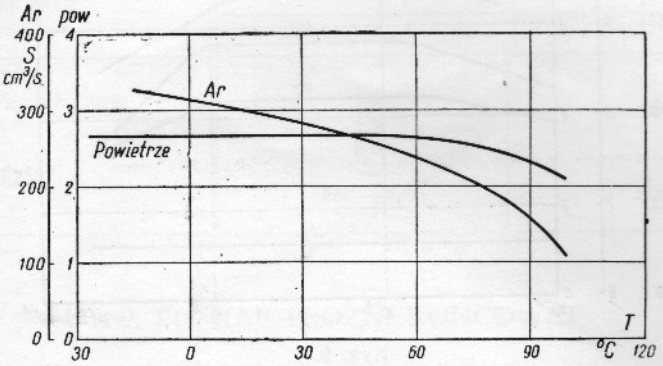

Rys. 7.
Zależność szybkości pompowania od napięcia na kolektorze jonów dla argonu

Wpływ opisanych zjawisk na szybkość pochłaniania zaznacza się wyraźniej w przypadku argonu niż azotu. Największe zmiany szybkości pochłaniania zachodzą w granicach napięć kolektora od 0 do — 10 V, następnie aż do około — 400 V żadnych zmian szybkości nie zauważa się (rys. 7). Powyżej — 400 V następuje powolny spadek szybkości pompowania. W przypadku azotu w całym obszarze przyłożonych napięć, tzn. od 0 do — 440 V (wzgl. katody), nie zauważa się zmian szybkości pompowania.

## 6. ZALEŻNOŚĆ SZYBKOŚCI POMPOWANIA OD TEMPERATURY ŚCIANKI

Działanie pompujące w pompie tytanowej odbywa się na drodze sorpcji gazów przez napylaną w sposób ciągły warstwę tytanu. Szybkość pompowania powinna zależeć więc od temperatury warstwy tytanu. Zależność tę zbadano w zakresie temperatur — 30° C do 100° C dla suchego powietrza i argonu. Uzyskana zależność $S = f(T)$ dla argonu (rys. 8) jest charakterystyczna dla sorpcji fizycznej. Szybkość pompowania powietrza jest w dość dużym zakresie temperatury (— 27° do 50° C) od niej nie-

zależna (rys. 8). Spadek szybkości pompowania powietrza, przy dalszym podwyższeniu temperatury, zwiększa się i przy 100°C wynosi już 20% początkowej wartości. Otrzymana tutaj zależność nie odpowiada charakterystycznym zależnościom występującym w przypadku chemisorpcji. Wynika to najprawdopodobniej stąd, że otrzymana krzywa jest wypadkową




Rys. 8.

Zależność szybkości pompowania od temperatury ścianki pompy dla argonu i powietrza

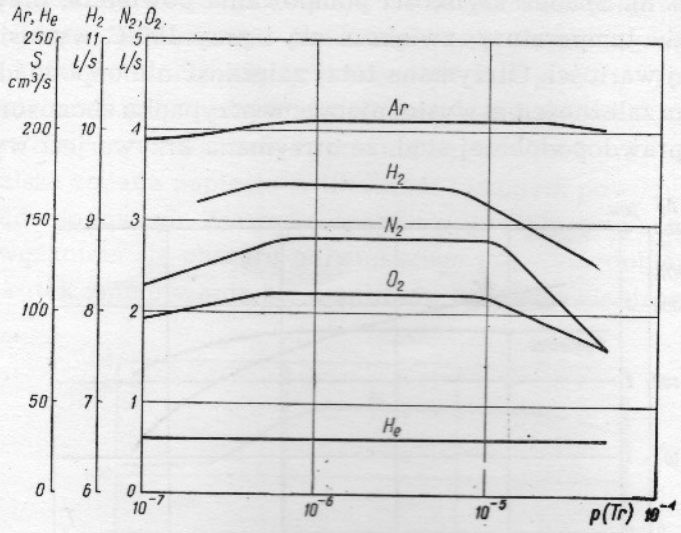
tej zależności dla wszystkich gazów wchodzących w skład powietrza. Procesy sorpcji w pompie realizują się ponadto w bardzo specyficznych warunkach na stale odnawiającej się powierzchni sorbentu, a więc energia aktywacji tego procesu jest znacznie mniejsza niż energia aktywacji procesu sorpcji na materiale litym.

## 7. ZALEŻNOŚĆ SZYBKOŚCI POMPOWANIA OD CIŚNIENIA DLA RÓŻNYCH GAZÓW

Pomiary wykonano dla następujących gazów: Ar, He, $O_2$, $N_2$ oraz $H_2$, w zakresie ciśnień od $5.10^{-5}$ Tr do $10^{-7}$ Tr. Warunki pracy pompy były stałe przez cały czas pomiarów:

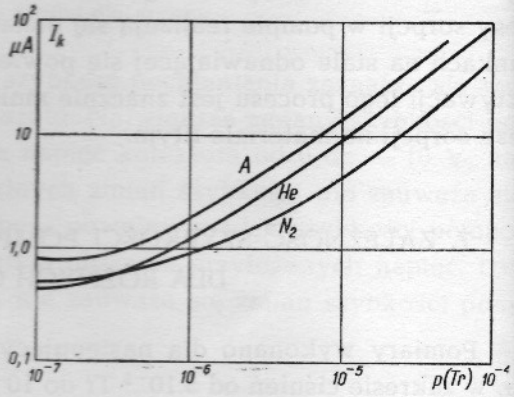
$$P = 180 \text{ W}; \; U_a = 2 \text{ kV}; \; U_k = -300 \text{ V}$$

Dla wszystkich badanych gazów z wyjątkiem He, szybkości pompowania zaczynają maleć poniżej ciśnienia $10^{-6}$ Tr. Rys. 9 przedstawia wyniki przeprowadzonych pomiarów. Zależność prądu jonowego od ciśnienia dla ciśnień wyższych od $10^{-6}$ Tr jest zbliżona do prostoliniowej. Wykres zależności $I_k = f(p)$ (rys. 10) może posłużyć, przy zachowaniu identycznych parametrów pomiaru, do orientacyjnego określania ciśnienia istniejącego w układzie pompowanym, co stanowi dodatkową zaletę pompy.




Rys. 9.

Zależność szybkości pompowania od ciśnienia dla Ar, He, $O_2$, $N_2$ i $H_2$




Rys. 10.

Zależność prądu jonowego od ciśnienia dla argonu, helu i azotu

## 8. PRÓBY Z PODŁOŻEM Z GRAFITU KOLOIDALNEGO

Zastosowano w miejsce lustra srebrowego na ściankach pompy, warstwę grafitu koloidalnego. Stwierdzono znacznie zwiększoną aktywność pompowania gazów nieszlachetnych. Zwiększona aktywność łączy się tutaj z działaniem sorpcyjnym samego grafitu koloidalnego, szczególnie dużym w odniesieniu do gazów zjonizowanych (6). Wyniki pomiarów szybkości pompowania pomp z warstwą grafitu (PTJ-1/C) i lustrem srebrowym (PTJ-1/Ag) podaje tablica 1.

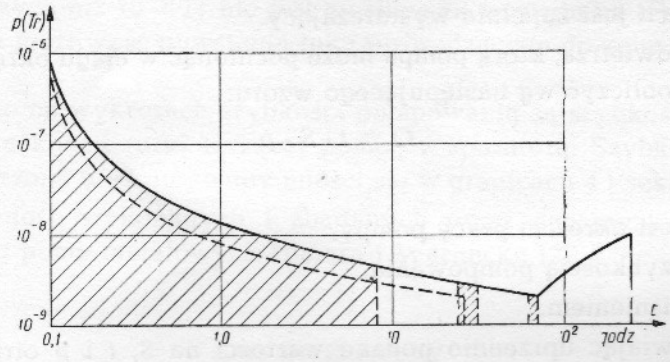
Szybkość pompowania mierzono w następujących warunkach pracy pompy: $P = 180$ W, $U_a = 2$ kV, $U_k = -300$ V oraz przy ciśnieniu $p = 10^{-6}$ Tr.

Tablica 1

| Rodzaj gazu | Szybkość pompowania l/s | |
|---|---|---|
| | PTJ-1/Ag | PTJ-1/C |
| Azot | 2,8 | 3,3 |
| Tlen | 2,2 | 3,3 |
| Wodór | 8,6 | 10,0 |
| Tlenek węgla | — | 3,8 |
| Argon | 260 cm³/s | 110 cm³/s |

## 9. POMIAR PRÓŻNI KOŃCOWEJ

Pomiaru próżni końcowej dokonano w układzie składającym się z pompy tytanowej, zbiornika o objętości 5 l, sondy Bayarda-Alperta oraz sondy typu SJ-2. Układ ten odcięto od kanału stanowiska pompowego po uprzednim wygrzaniu w ciągu trzech godzin w temperaturze 450° C. Ciśnienie w układzie po odcięciu wynosiło $10^{-6}$ Tr. Przebieg dalszego pompowania układu przedstawia rys. 11.




Rys. 11.
Przebieg pompowania układu próżniowego

Ciśnienie $10^{-8}$ Tr uzyskano po odgazowaniu siatek sond i po 1,5-godzinnym pompowaniu pompą jonowo-tytanową. Innych metalowych elementów układu nie odgazowano. Dalsze obniżenie ciśnienia hamowane było stałym gazowaniem elementów układu. Ciśnienie $2.10^{-9}$ Tr uzyskano po około 20 godzinach pompowania. Pola zakreskowane wyznaczają kolejne etapy pompowania. Po tygodniu przerwy w pompowaniu ciśnie-

nie wzrosło do $10^{-8}$ Tr. Ciśnienie $2.10^{-9}$ Tr uzyskano po ponownym włączeniu pompy , w ciągu dwóch godzin pompowania. Sondę Bayarda-Alperta włączano tylko w momencie pomiaru ciśnienia. Celem sprawdzenia, w jaki sposób na szybkość odpompowania zbiornika wpływają gazy zawarte w materiale siatki, układ zapowietrzono i powtórzono pompowanie jak wyżej. Cykl pompowania trwał obecnie krócej, ciśnienie $2.10^{-9}$ Tr uzyskano po około dziewięciu godzinach pompowania. Krzywą drugiego cyklu pompowania zaznaczono na wykresie linią przerywaną.

## 10. CZAS PRACY POMPY

Czas użytecznej pracy pompy uzależniony jest od właściwego dysponowania zapasem tytanu znajdującym się na anodzie. Jak wynika z opisanych tutaj badań, optymalna moc zużywana na grzanie anody wynosi około 150 W.

Przeprowadzono pomiar parowania tytanu przy zastosowaniu mocy 150 W. Pompa pracowała 88 godzin, po czym ilość tytanu osadzoną na ściance wyznaczono drogą analizy chemicznej. Otrzymano wynik 0,037 G, co odpowiada szybkości parowania $4{,}2 \cdot 10^{-4}$ G/godz. Ponieważ na anodę nanosi się 2 G tytanu, więc pompa może pracować przy przestrzeganiu zasady nieprzekraczania mocy 150 W w ciągu około 4700 godzin. Można zatem przyjąć, że zapas tytanu w pompie w przewidzianych dla niej zastosowaniach jest zupełnie wystarczający.

Ilość powietrza, którą pompa może pochłonąć w ciągu okresu jej pracy, można obliczyć wg następującego wzoru:

$$Q = t \cdot S \cdot p$$

w którym:

$t$ — jest okresem pracy pompy,

$S$ — szybkością pompowania,

$p$ — ciśnieniem.

Podstawiając uprzednio podane wartości na $S$, $t$ i $p$ otrzymujemy:

$$Q = 4700 \cdot 3600 \cdot 4 \cdot 10^{-6} = 67{,}7 \text{ Trl}$$

Przy upraszczającym założeniu, że powietrze jest w całej swej masie gazem dwuatomowym, obliczona szybkość pochłaniania powietrza wynosi $2{,}84 \cdot 10^{14}$ atomów/sek. Szybkość parowania tytanu wynosi $4{,}2 \cdot 10^{-4}$ G/godz., co odpowiada $1{,}47 \cdot 10^{15}$ atomom na sekundę. Na jeden „atom" pochłoniętego powietrza przypada więc około 5 atomów odparowanego tytanu.

Obliczone tutaj wartości odpowiadają spotykanym w literaturze (7).

## 11. WNIOSKI

Uzyskanie najbardziej ekonomicznych warunków pracy pompy uzależnione jest od wykorzystania w maksymalnym stopniu zjawiska pompowania jonowego. Z przeprowadzonych badań wynika, że udział pompowania jonowego w pompie tytanowej maleje ze zwiększaniem mocy. Zwiększając jonizację gazów w pompie przez odpowiedni dobór parametrów można uzyskać w zakresie małej mocy wydzielonej na siatce tę samą szybkość pompowania co w zakresie znacznie większych mocy.

Napięcie na kolektorze jonów wpływa na zwiększenie szybkości pompowania w zakresie napięć od 0 V do — 10 V wzgl. katody tylko w przypadku gazów szlachetnych. Dalsze zwiększenie napięcia w zakresie do — 400 V nie wpływa na zmianę szybkości pompowania. Jeżeli jednak przyjmie się jako słuszny mechanizm pompowania sugerowany przez Varnerina, to bardziej uzasadnione jest stosowanie napięć możliwie dużych, mieszczących się w granicach od — 10 do — 400 V.

Temperatura ścianki pompy w zakresie badanym od — 30° C do + 100 °C wpływa w sposób zasadniczy na szybkość pompowania gazów. Uzyskanie bardzo niskich ciśnień końcowych w układach pompowanych uzależnione jest od dobrego chłodzenia ścianek pompy.

Uzyskanie ciśnień około $10^{-9}$ Tr za pomocą pompy tytanowej jest osiągalne, przy czym czas uzyskiwania takich ciśnień uzależniony jest od stopnia odgazowania elementów układu. Zakres pracy pompy tytanowej mieści się w granicach od $10^{-4}$ Tr do $10^{-9}$ Tr. Praca w zakresie ciśnień wyższych niż $10^{-4}$ Tr nie jest możliwa ze względu na trwałość katody oraz na możliwość powstania łuku prowadzącego do zniszczenia elektrod.

Podane na wykresach szybkości pompowania są szybkościami zmierzonymi na końcu rurki łączącej pompę z aparaturą. Szybkość pompowania mierzona u wlotu pompy mieści się w granicach 4 l/sek.

Sprawność wykonanych i zbadanych przez nas pomp odpowiada sprawności pomp metalowych Hubera i Warnecke (2).

### SPIS LITERATURY


1. N. W. W. Smith, Supelemento Al Volume XII, Serie X Del Nuovo Cimento, nr 3, 1959
2. H. Huber, M. Warnecke, Le Vide 74 (1958) 84
3. J. J. Kinsella, Vacuum Symposium Transactions 1954, Boston, 1955
4. L. J. Varnerin, J. Appl. Phys. 26 (1955) 782
5. J. R. Joung, J. Appl. Phys. 27 (1956) 926
6. A. M. Gurewitsch, Rev. Sci. Instr. 25 (1954) 389
7. John C. Swartz, Vacuum Symposium Transactions 1955, Boston, 1956

*W. Czarycki, C. Kiliszek*

## TITANIUM VAPOUR ION PUMP

The test results of the titanium vapour ion pump designed for ultra-high vacuum in research devices and microwave tubes are reported.

The operation principle and the design of the pump is described.

The pumping speed dependence on the value of ion current, wall temperature, pressure and other parameters for various gases are specified.

Experimentally indicated „life" of the pump and also the final pressure attainable is determined.

Б. Чарыцки, Ч. Килишек

## ИОННО — ТИТАНОВЫЙ НАСОС

В статье представлено результаты испытания ионно — титанового насоса предназначенного дла откачки лабораторных установок и микроволновых ламп.

Описано основные вопросы конструкции и действия насоса.

Представлено зависимости скорости откачки от ионного тока, температуры станки, давления и прочих параметров дла разных газов.

Определено экспериментально полученное время „жизни" насоса и окончательное давление

BOGUSŁAW MASICA
Zakład Fizyki Lamp Elektronowych

# OMEGATRON — ANALIZATOR GAZÓW

Rękopis doręczono dnia 10. IX. 1960 r.

W artykule opisano zasadę działania zbudowanego w PIE spektrometru mas — typu omegatron, przeznaczonego do analizy jakościowej gazów szczątkowych o masie $M<100$ j.m.a. przy ciśnieniach niższych od $p = 5 \cdot 10^{-5}$ Tr. Podano także teorię pracy omegatronu, jego konstrukcję oraz charakterystyczne zależności i spektrogramy. Omówiono jego zastosowanie a także znaczenie problemu analizy gazów szczątkowych w technologii lamp elektronowych.

## 1. WSTĘP

W ciągu ostatnich dwudziestu lat nastąpił szybki rozwój techniki wysokiej próżni, związany ściśle z rozwojem takich gałęzi przemysłu, jak elektronika, technika jądrowa, metalurgia próżniowa itd. Zostały opracowane metody wytwarzania wysokich i ultrawysokich próżni oraz aparatury służące tym celom, zarówno w zakresie laboratoryjnym, jak i przemysłowym.

Stosowanie jedynie metody pomiaru ciśnienia całkowitego okazało się obecnie często niewystarczające do dokładnej oceny jakości stosowanych metod technologicznych, aparatur próżniowych, a także do badania procesów fizykochemicznych zachodzących w warunkach wysokiej i ultrawysokiej próżni.

Na aktualny skład gazów wewnątrz układu próżniowego ma poważny wpływ charakterystyka procesu pompowania. W przypadku stosowania pomp dyfuzyjnych bardzo poważną rolę odgrywają strumienie wsteczne gazów oraz par czynnika wypełniającego pompę.

Szczególnie ważny staje się ten problem, jeżeli w układzie próżniowym znajduje się element czuły na jakiś gaz lub na jakąś grupę gazów.

W przypadku technologii lamp elektronowych takim elementem jest termokatoda, łatwo podatna na zatrucia przez gazy wydzielone z różnych elementów lampy, a nie pochłonięte przez getter.

Według najnowszych pojęć lampa elektronowa jest nie tylko zbiorem elektrod umieszczonych w próżni, ale jest złożonym układem chemicznym, którego elementy wzajemnie na siebie oddziaływają przy pomocy fazy gazowej. Katoda emitując elektrony jest elementem redukującym znajdującym się w atmosferze gazów szczątkowych lampy. Jej działanie może być poważnie uszkodzone w wyniku obecności nawet małych ilości gazów utleniających. Dla otrzymania dobrej lampy powstaje konieczność obniżenia ciśnienia, w celu zmniejszenia zaburzeń o charakterze elektronowym (np. poziomu szumów, dyspersji wiązek elektronów, jonizacji), a ponadto niezbędne staje się wyeliminowanie z gazu składników utleniających, powodujących zaburzenia natury fizykochemicznej i wpływających na zachowanie się katody.

Konieczne więc staje się poznanie składu gazów w lampie elektronowej, źródeł ich pochodzenia, warunków wydzielania, a także usuwania przez getter, wpływu obróbki technologicznej poszczególnych elementów oraz procesów pompowania i aktywowania.

Istnieje kilka metod analizy mieszanin gazowych, wśród których do najczęściej stosowanych należy metoda spektrometrii masowej (1). Wydaje się jednak, że do specyficznych celów techniki próżniowej i elektroniki nadaje się najbardziej spektrometr mas typu omegatron opracowany przez Sommera, Thomasa i Hipplea (2), ze względu na bardzo małą objętość (ok. 60 $cm^3$), prostotę budowy, łatwość odgazowania oraz możliwość podłączania go do lamp elektronowych. Omegatron nadaje się doskonale do analizowania gazów lekkich o masie cząsteczkowej $M \leqslant 44$ j.m.a., a także w specjalnych warunkach do badania gazów aż do $M \approx 100$, przy ciśnieniach od $10^{-5}$ Tr aż do wartości $10^{-11}$ Tr (1, 3, 4, 5, 6, 7, 8).

## 2. ZASADA DZIAŁANIA OMEGATRONU

Omegatron pracuje na zasadzie rezonansu jonowego w stałym polu magnetycznym i prostopadłym do niego zmiennym polu elektrycznym o częstotliwości radiowej.

Schemat działania omegatronu przedstawiono na rys. 1. Wąski strumień elektronów wysłany z katody $K$ biegnie równolegle do pola magnetycznego o indukcji $\bar{B}$ i jest przez to pole ogniskowany. Prostopadle do pola magnetycznego przyłożone jest zmienne sinusoidalnie pole elektryczne $\bar{E}$ o pulsacji $\omega$ i amplitudzie $E_0$

$$\bar{E} = E_0 \sin(\omega t + \varphi) \tag{1}$$

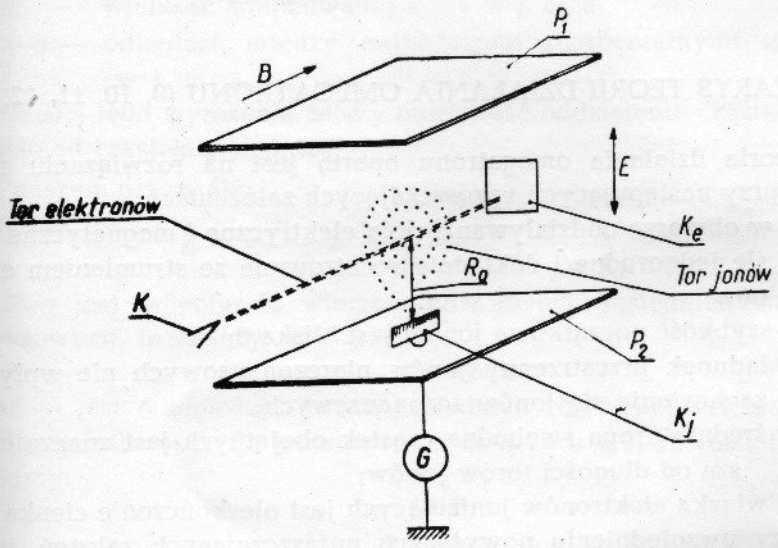
Utworzone jony znajdują się pod wpływem pola magnetycznego $\overline{B}$ i pola elektrycznego $\overline{E}$. Wskutek działania siły elektromagnetycznej $\overline{F}$

$$\overline{F} = e\,(\overline{E} + \overline{V} \times \overline{B}) \tag{2}$$

zakreślają dokoła wiązki elektronów spiralne tory ((w płaszczyźnie prostopadłej do $B$). Spośród tych jonów jedynie cząsteczki o masie $m$ i ładunku $e$, których pulsacja własna magnetyczna (rezonansowa) $\omega_r$

$$\omega_r = \frac{e}{m} \cdot B \tag{3}$$

równa jest pulsacji przyłożonego pola elektrycznego $\omega$, mogą otrzymywać w sposób ciągły energię z pola $E$. Jony te, zwane rezonansowymi, poruszają się po spirali o ciągle zwiększającym się promieniu wektorowym (spirala Archimedesa) i mogą w ten sposób osiągnąć kolektor jonów $k_j$ umieszczony w odległości $R_0$ od środka wiązki elektronów.




Rys. 1.

Schemat działania omegatronu

$P_1$ — płytka górna; $P_2$ — płytka dolna; $K$ — katoda;
$K_j$ — kolektor jonów; $K_e$ — kolektor elektronów;
$G$ — miernik prądu jonowego

Jony rezonansowe pozostawiają swoje ładunki elektryczne na kolektorze jonów, a wielkość prądu jonowego przepływającego przez obwód kolektora jonów jest miarą koncentracji cząsteczek o masie $m$ w mieszaninie gazowej.

Kolektor jonów jest niedostępny dla jonów nierezonansowych. Mogą być one przechwycone przez kolektor $J$ po zmianie pulsacji pola elektrycznego do wartości $\omega' = \omega'_r$.

Zmieniając w sposób ciągły częstotliwość $f$ pola elektrycznego powodujemy przechwycenie na kolektorze $k_j$ cząstek o różnych wartościach $\frac{e}{m}$ i uzyskujemy wyraźne szczyty prądu jonowego, których wysokość jest miarą koncentracji danych cząstek.

Położenie szczytu w funkcji częstotliwości jest miarą $\frac{e}{m}$ wg poniższej zależności:

$$f_r = \frac{\omega_r}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{e\,B}{m} \tag{4}$$

gdzie $f_r$ — częstotliwość rezonansowa.

Po podstawieniu odpowiednich wartości do wzoru (4) uzyskujemy dla cząstek pojedynczo zjonizowanych zależność:

$$f_r\ (\text{kHz}) = 1{,}52\ \frac{B\ (\text{Gs})}{M\ (\text{j. m. a.})} \tag{5}$$

## 3. ZARYS TEORII DZIAŁANIA OMEGATRONU (9, 10, 11, 12, 13)

Teoria działania omegatronu oparta jest na rozwiązaniu równań 1, 2, 3 przy następujących uproszczających założeniach:

a) w obszarze oddziaływania pola elektryczne i magnetyczne są ściśle jednorodne i dokładnie scentrowane ze strumieniem elektronów;
b) szybkość początkowa jonów jest bliska 0;
c) ładunek przestrzenny jonów nierezonansowych nie wpływa na zachowanie się jonów rezonansowych;
d) średnia droga swobodna cząstek obojętnych jest znacznie większa od długości torów jonów;
e) wiązka elektronów jonizujących jest nieskończenie cienka.

Przy uwzględnieniu powyższych upraszczających założeń, uzyskane wyniki teoretyczne są rezultatami przybliżonymi, jednak znajdują dość duże potwierdzenie doświadczalne.

Jony rezonansowe zakreślają w płaszczyźnie prostopadłej do $B$ spiralę, której promień wektorowy $R$ wynosi:

$$R = \frac{E_0}{2m \cdot \frac{e}{\omega_r}} \cdot t = \frac{E_0}{2B} \cdot t \tag{6}$$

Maksymalny zasięg jonów w warunkach bliskich rezonansu wynosi:

$$r_{max} = \frac{E_0}{B \cdot \triangle\,\omega} \tag{7}$$

gdzie:

$r_{max}$ — maksymalna odległość jonów od środka wiązki elektronowej,

$\Delta\omega = |\omega' - \omega_r|$ i jest różnicą między pulsacją zastosowanego pola $\omega'$ a pulsacją rezonansową $\omega_r$ jonów o stosunku $\frac{e}{m}$.

Jeżeli kolektor jonów $k_j$ umieszczony jest w odległości $R_0$ od strumienia elektronów, to jony o masie $m$ i ładunku $e$ mogą go osiągnąć już dla pulsacji $\omega'$ różnej od pulsacji rezonansowej. Różnica $\Delta\omega$ będzie wynosiła:

$$\Delta\omega = \frac{E_0}{B \cdot R_0} \tag{8}$$

Z powyższych równań możemy obliczyć zdolność rozdzielczą spektrometru mas, która ogólnie określona jest następującą zależnością:

$$Z = \frac{m}{\Delta m} \tag{9}$$

gdzie:

$m$ — wielkość analizowanej masy w j. m. a.,

$\Delta m$ — odległość między najbliższymi rozróżnialnymi masami w j. m. a.

Od wielkości tego wyrażenia zależy możliwość oddzielenia cząstek o danej masie od cząstek sąsiednich.

W naszym przypadku

$$Z = \frac{m}{\Delta m} = \frac{\omega_r}{2\,\Delta\omega} = \frac{f_r}{2\,\Delta f} \tag{10}$$

gdzie $2\Delta\omega$ jest odległością wierzchołków dwóch sąsiednich szczytów rezonansowych, to znaczy

$$\omega_r - \omega'_r = 2\Delta\omega$$

zaś $2\Delta f$ — jest odległością dwóch sąsiednich rozróżnialnych szczytów w skali częstotliwości. Po podstawieniu do wzoru (10) równań (3) i (7) otrzymamy:

$$Z = \frac{e\,B^2 R_0}{2\,E_0 m} \tag{11}$$

W układzie C.G.S. wzór ten przyjmie postać:

$$Z = 5 \cdot 10^{-5} \frac{R_0\ (\text{cm})\ B^2\ (\text{Gs})}{M\ (\text{j. m. a.})\ E_0\ (\text{V/cm})} \tag{12}$$

Ze wzoru 12 wynika, że dla ustalonej wartości $R_0$ zdolność rozdzielcza jest proporcjonalna do kwadratu indukcji magnetycznej $B$ i odwrotnie proporcjonalna do amplitudy pola elektrycznego $E_0$.

Przy ustalonych $R_0$, $E_0$ i $B$ zdolność rozdzielcza maleje proporcjonalnie ze wzrostem analizowanych mas. Oznacza to, że nie możemy spodziewać się dużej zdolności rozdzielczej dla mas ciężkich. Wzrost zdolności rozdzielczej $Z$, drogą zwiększenia $B$ lub zmniejszenia $E_0$, jest możliwy tylko w pewnych niewielkich granicach wyznaczonych ciśnieniem cząstkowym analizowanych gazów.

Wraz ze wzrostem zdolności rozdzielczej omegatronu wzrasta jednocześnie długość toru jonu rezonansowego $l_o$, wyrażona równaniem:

$$l_0 = \frac{e \cdot R_0^2 \cdot B^2}{m \cdot E_0} = 2 \cdot R_0 \cdot Z \tag{13}$$

Wraz z tym powiększa się prawdopodobieństwo zderzeń między jonami rezonansowymi a cząsteczkami neutralnymi, które istnieją w strefie wzajemnego oddziaływania, w wyniku czego jony ulegają rozproszeniu i nie trafiają na kolektor jonów $k_j$. Prawdopodobieństwo kolizji $K$ jest proporcjonalne do długości drogi jonów $l_o$, a odwrotnie proporcjonalne do średniej drogi swobodnej $L$.

$$K = \frac{l_0}{L} \leq 1 \tag{14}$$

Dla poprawienia funkcjonowania omegatronu $K$ powinno być znacznie mniejsze od 1, to znaczy, że $l_o \ll L$. Średnią drogę swobodną określa wzór:

$$L \text{ (cm)} = 8{,}59 \frac{\eta}{p} \sqrt{\frac{T}{m}} \tag{15}$$

gdzie: $\eta$ — współczynnik lepkości w poise'ach,
$m$ — masa cząsteczkowa w gramach,
$p$ — ciśnienie w torach.

Po podstawieniu wyrażenia (13) do równania (15) przy warunku $L = l_o$ otrzymamy równanie na maksymalne ciśnienie pracy omegatronu. Dla gazów atmosferycznych w temp. 20 °C będzie ono miało następującą przybliżoną postać:

$$p_m = \frac{0{,}03}{2 R_0 Z \sqrt{M}} \tag{16}$$

Z równania 16 wynika, że wraz ze wzrostem zdolności rozdzielczej maleje ciśnienie maksymalne, poniżej którego może pracować omegatron.

Według danych z literatury, poprawne funkcjonowanie omegatronu uzyskujemy poniżej $5.10^{-5}$ Tr, przy czym całkowite wyeliminowanie wpływu ciśnienia na zdolność rozdzielczą i czułość uzyskujemy dopiero poniżej $5 . 10^{-7}$ Tr. Znaczne zwiększenie zdolności rozdzielczej powoduje także powiększenie ilości obrotów ($N$), jakie dokonuje jon rezonansowy do momentu osiągnięcia kolektora jonów.

$$N = \frac{2 Z}{\pi} \tag{17}$$

Rośnie także czas przelotu jonów wyrażony równaniem:

$$l_0 \text{ (}\mu\text{ s)} = \frac{2B R_0}{E_0} \tag{18}$$

W wyniku tego zwiększa się gęstość ładunku przestrzennego w obszarze analizy, a także możliwość rekombinacji jonów z elektronami, co powoduje zmniejszenie zdolności rozdzielczej i czułości. Wobec powyższego przyjmuje się kompromisowe warunki pracy omegatronu, dające w rezultacie możliwość rozdzielenia mas aż do $M \leqslant 50$ j.m.a. poniżej ciśnienia $5 \cdot 10^{-5}$ Tr. Nie przeszkadza to analizowaniu widm o masach wyższych, jeśli odległość analizowanych szczytów ($\triangle M$) jest większa od 1. Dla $M = 100$ uzyskujemy $\triangle M \leqslant 2$. Tworzenie się ładunku przestrzennego jonów nierezonujących jest zjawiskiem ujemnym mającym duży wpływ na pracę omegatronu.

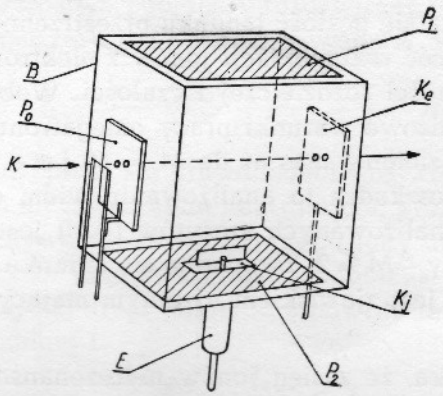
Ze wzoru (7) wynika, że zasięg jonów nierezonansowych jest tym mniejszy, im większa jest różnica $\triangle\omega$. Istnieje więc w najbliższym otoczeniu strumienia elektronów formacja dodatniego ładunku przestrzennego o dużej gęstości, przy czym powiększa się ona wraz ze wzrostem ciśnienia i prądu jonizującego. Wg Warnecke (13) w celu wyeliminowania tego pasożytniczego ładunku korzystne jest nałożenie na pole zmienne $E$ małego pola stałego $\overline{E_s}$. Przy uwzględnieniu tego pola siła działająca na jony jest wyrażona równaniem:

$$\overline{F} = e(\overline{E} + \overline{E_s} + \overline{V} \times \overline{B}) \qquad (19)$$

Z rozwiązania tego równania wynika, że jony nierezonansowe są usuwane z obszaru centralnego pod wpływem pola $E_s$ w kierunku prostopadłym do pola magnetycznego $B$ i do pola zmiennego $E$ i będą traciły swoje ładunki na ściankach ograniczających obszar jonizacji. Jednocześnie jednak wywierany jest podobny wpływ na jony rezonujące, co stanowi pewną niedogodność. Jony te mogą natrafiać na ścianki ograniczające, zanim trafią na kolektor. Przy dużym $E_s$ może nastąpić obniżenie czułości. Ustalenie optymalnej wielkości $E_s$ następuje wyłącznie drogą eksperymentalną.

## 4. BUDOWA OMEGATRONU

Konstrukcja omegatronu opracowanego w PIE oparta jest na zasadzie podanej przez Alperta (5). Na rys. 2 pokazano schemat ogólny omegatronu. Zestaw omegatronu ma wygląd pudełka w kształcie sześcianu. Górna i dolna podstawa ($P_1$ i $P_2$), do których przyłożony jest potencjał o częstotliwości radiowej, są oddzielone od pozostałych boków. Cztery kwadratowe ścianki boczne ($B$) są ze sobą połączone. W dwóch przeciwległych ściankach bocznych znajdują się symetrycznie rozmieszczone otwory o przekroju kołowym ($\phi$ 1 mm), przez które przechodzi jonizujący strumień elektronów. Taki sam otwór znajduje się w dodatkowej płytce $P_0$, pełniącej funkcję elektrody ogniskującej elektrony.




Rys. 2.

Schemat budowy omegatronu

$P_1$ — płytka górna; $P_2$ — płytka dolna; $K$ — katoda;
$K_j$ — kolektor jonów; $K_e$ kolektor elektronów
$P_o$ płytka ogniskująca; — $B$ ścianka boczna;
$E$ — ekran kolektora jonów

Po przeciwległej stronie umieszczony jest kolektor elektronów $K_e$. Umieszczenie kolektora poza otworem w ściance bocznej uniemożliwia emisję wtórną elektronów do kolektora jonów. Ekran $E$ jest przymocowany do płytki dolnej $P_2$.

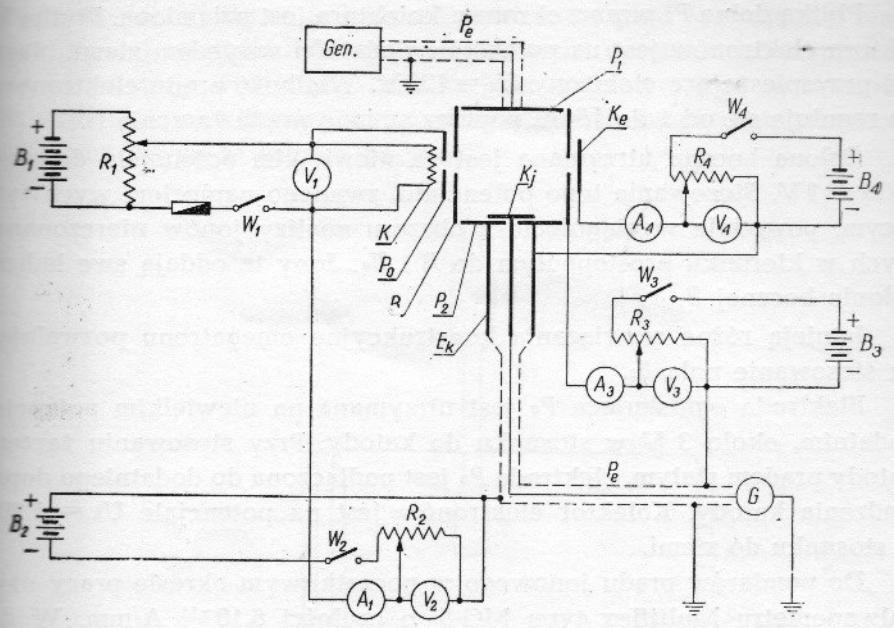
Cały pakiet zamontowany jest na talerzyku szklanym, wykonanym ze szkła twardego ZS-5, w którym znajduje się 11 przepustów molibdenowych. Ponadto znajduje się jeden przepust centralny wysoko izolowany, na którym niezależnie od pakietu osadzony jest kolektor jonów $K_j$.

Całość zatopiona jest w balonie szklanym. Do budowy elementów metalowych używano metali niemagnetycznych, takich jak Ni Cr, Fe Cr 18 CO 8, konstantan. Katoda wykonana z drutu wolframowego miała kształt spirali o skoku 0,4 mm i średnicy zewnętrznej $\Phi$ zew = 1 mm. Wykonano także katody z drutu platynowego o średnicy $\Phi$ = 0,2 mm. Uzyskany maksymalny prąd strumienia elektronowego, jaki można było uzyskać z tej katody bez obawy przepalenia, wynosił O,8μA.

## 5. UKŁAD ZASILAJĄCO-POMIAROWY

Do otrzymania pola magnetycznego zastosowano magnes stały o następujących danych:

| | | |
|---|---|---|
| Natężenie pola magnetycznego w szczelinie | $H$ = | 3400 Oe |
| Szerokość szczeliny | $d$ = | 44 mm |
| Przekrój bieguna przy szczelinie | $\Phi$ = | 78 mm |




Rys. 3.

Schemat układu elektrycznego omegatronu:

$K$ — katoda
$P_o$ — płytka ogniskująca
$B$ — ścianka boczna
$P_2$ — płytka dolna
$P_1$ — płytka górna
$K_e$ — kolektor elektronów
$K_j$ — kolektor jonów
$E_k$ — ekran kolektora jonów
$B_1$ — bateria akumulatorów
$B_2$, $B_3$, $B_4$ — baterie anodowe
$R_1$, $R_2$, $R_3$, $R_4$ — potencjometry
$W_1$, $W_2$, $W_3$, $W_4$ — wyłączniki
$V_1$, $V_2$, $V_3$, $V_4$ — woltomierze
$A_1$, $A_3$, $A_4$ — mikroamperomierze
$G$ — galwanometr lub wzmacniacz
$Gen$ — generator
$P_e$ — przewód ekranowy

Schemat układu zasilająco-pomiarowego przedstawiono na rys. 3. Do zasilania obwodu żarzenia ($U_ż$) użyto akumulatorów ołowiowych. Źródłem zasilania pozostałych elektrod były baterie anodowe. Regulacji napięcia dokonywano za pomocą potencjometrów. Do każdego obwodu zasilania włączony był mikroamperomierz i woltomierz. Napięcia były regulowane w stosunku do ziemi, która była podłączona do płytki dolnej i ekranu kolektora jonów.

Płytka dolna $P_2$ wraz z ekranem kolektora jest uziemiona. Płytka kolektora elektronów jest na potencjale dodatnim względem ziemi. Napięcie przyspieszające elektrony $U_a = 120$ V. Wielkość prądu elektronowego reguluje się od 1 do 15μA, poprzez zmianę prądu żarzenia $I_ż$.

Osłona boczna utrzymana jest na niewielkim potencjale dodatnim $U_s \cong +1$ V. Stosowanie tego potencjału, zwanego napięciem wychwytującym, powoduje wyciągnięcie z obszaru analizy jonów nierezonansowych w kierunku prostopadłym do $B$ i $E_o$. Jony te oddają swe ładunki osłonie bocznej $B$.

Istnieją różne rozwiązania konstrukcyjne omegatronu pozwalające na stosowanie pola $E_s$.

Elektroda ogniskująca $P_o$ jest utrzymana na niewielkim potencjale dodatnim, około 3 V w stosunku do katody. Przy stosowaniu żarzenia katody prądem stałym, elektroda $P_o$ jest podłączona do dodatniego doprowadzenia katody. Kolektor elektronów jest na potencjale $U_k = +20$ V w stosunku do ziemi.

Do pomiarów prądu jonowego w początkowym okresie pracy użyto galwanometru Multiflex typu MG-5, o czułości $6.10^{-11}$ A/mm. W dalszym etapie prac prąd jonowy mierzono wzmacniaczem z tzw. kondensatorem wibrującym, który pozwalał mierzyć prądy rzędu $10^{-14}$ A. Wskazania wzmacniacza były notowane na samopisie, którego obroty były skoordynowane z ruchem regulatora częstotliwości w generatorze w. cz.

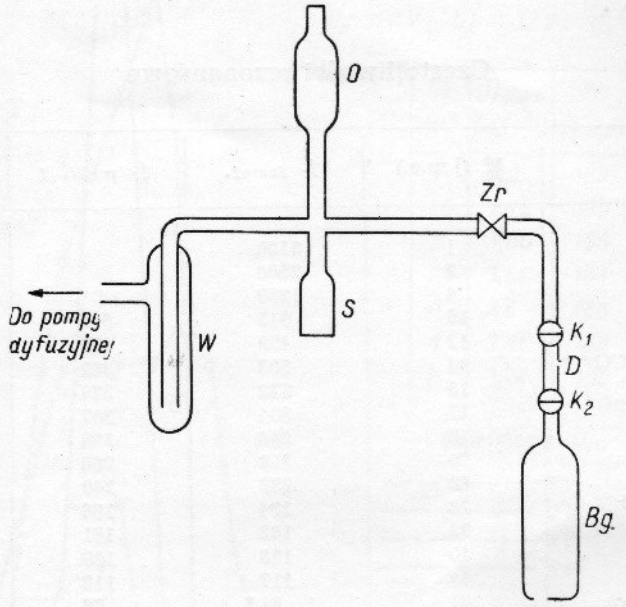
Źródłem drgań był generator sygnałowy Tesla, dający drgania o częstotliwości 20 kHz do 1,2 MHz i amplitudzie od 0 — 10 V. Pozwala to na analizowanie mas od 5 — 200 j.m.a. Kształt uzyskanych drgań był sinusoidalny. Częstotliwość oraz amplitudę można zmieniać skokowo lub w sposób ciągły. Przewód doprowadzający sygnał do płytki $P_1$ był ekranowany.

## 6. UKŁAD PRÓŻNIOWY

Aparatura próżniowa do wstępnych pomiarów była wykonana wg schematu przedstawionego na rys. 4. Zastosowano pompę dyfuzyjną rtęciową oraz wymrażarkę z ciekłym powietrzem. Na stanowisku umieszczony był magnes, który można było przesuwać poziomo wzdłuż osi stanowiska, a także skręcać wokół osi pionowej i poziomej o kąt 10°.

Po wygrzaniu aparatury szklanej w temp. 350 °C przez 5 godz. przesuwa się magnes do omegatronu i przystępuje do ogniskowania strumienia elektronowego. Włącza się napięcia stałe $U_a$, $U_s$, $U_k$, a następnie zmienia $U_ż$ do takiej wartości, przy której osiąga się $I_a \cong 10$μA. Następnie reguluje się położenie magnesu względem omegatronu tak

długo, aż pojawi się na kolektorze elektronów prąd $I_e$ i osiągnie maksimum swojej wartości. Maksimum to dowodzi optymalnego zogniskowania i występuje wtedy, gdy linie sił pola magnetycznego są równoległe do strumienia elektronów, a tym samym do osi omegatronu przechodzącej przez otwór w osłonie bocznej.




Rys. 4.

Schemat układu próżniowego do wstępnego cechowania omegatronu:
*O* — omegatron, *S* — sonda jonizacyjna,
*W* — wymrażarka, *Zr* — zawór regulowany,
*D* — dozownik, *Bg* — zbiornik z gazem,
$K_1$, $K_2$, — krany

Uzyskano stosunek

$$\frac{I_e}{I_a} = \frac{6\ \mu\ A}{2{,}5\ \mu\ A} = 2{,}3$$

Stwierdzono, że rozogniskowanie spowodowane zmianą położenia magnesu wzgl. osi omegatronu większe od 2° wpływało znacznie na czułość omegatronu.

## 7. POMIARY WSTĘPNE

Istnieją trzy podstawowe charakterystyki omegatronu:

a) częstotliwość rezonansu $f_r$ określona równaniem (5),
b) zdolność rozdzielacza Z określona równaniem (11),
c) czułość omegatronu.

Wykonano pomiary mające na celu określenie wspomnianych parametrów oraz ustalenie najkorzystniejszych warunków pracy omegatronu.

Występowanie rezonansu stwierdzono dla różnych gazów wprowadzonych do aparatury próżniowej między innymi dla $N_2$, $H_2O$, Ar, Ne, $O_2$, $CO_2$ oraz dla podwójnie zjonizowanych cząsteczek tych gazów, a także dla jonów będących wynikiem rozpadu w czasie jonizacji tych gazów.

Częstotliwości rezonansowe

Tablica 1

| Jon | $M$ (j.m.a.) | $f_r$ teoret. | $f_r$ prakt. I | $f_r$ prakt. II |
|---|---|---|---|---|
| $H^+$ | 1 | 5150 | | |
| $H_2^+$ | 2 | 2580 | | |
| $He^+$ | 4 | 1280 | | |
| $Ne^{++}$ | 10 | 515 | 512 | |
| $C^+$ | 12 | 429 | 435 | 434 |
| $N^+$, $N_2^{++}$, $CO^{++}$ | 14 | 363 | 362 | 358 |
| $CH_4^+$ $O^+$ | 16 | 322 | 330 | |
| $HO^+$ | 17 | 304 | 307 | 306 |
| $H_2O^+$ | 18 | 286 | 288 | 289 |
| $Ne^+$ | 20 | 258 | 266 | 260 |
| $CO_2^{++}$ | 22 | 236 | 240 | |
| $CO^+$ $N_2^+$ | 28 | 184 | 186 | 180 |
| $O_2^+$ | 32 | 162 | 161 | 159 |
| $Ar^+$ | 40 | 128 | 129 | 126 |
| $CO_2^+$ | 44 | 117 | 116 | 116 |
| $WO_3^{++}$ | 61 | 84,5 | 86 | 82 |
| $Hg^{++}$ | 100 | 51,5 | 52 | |
| $Hg^+$ | 200 | 258 | 26 | |

$B = 3380$ Gs

W tablicy 1 przedstawiono wyniki z obliczeń teoretycznych i uzyskane na drodze doświadczalnej. Różnica między częstotliwością rezonansową empiryczną a teoretyczną nie była większa od 2%. Stwierdzono również wzrost wartości $f_r$ w miarę wzrostu napięcia przyspieszającego elektrony $U_a$, a także zależność jej od ciśnienia i napięcia polaryzacji $U_s$ w podanych granicach 2%.

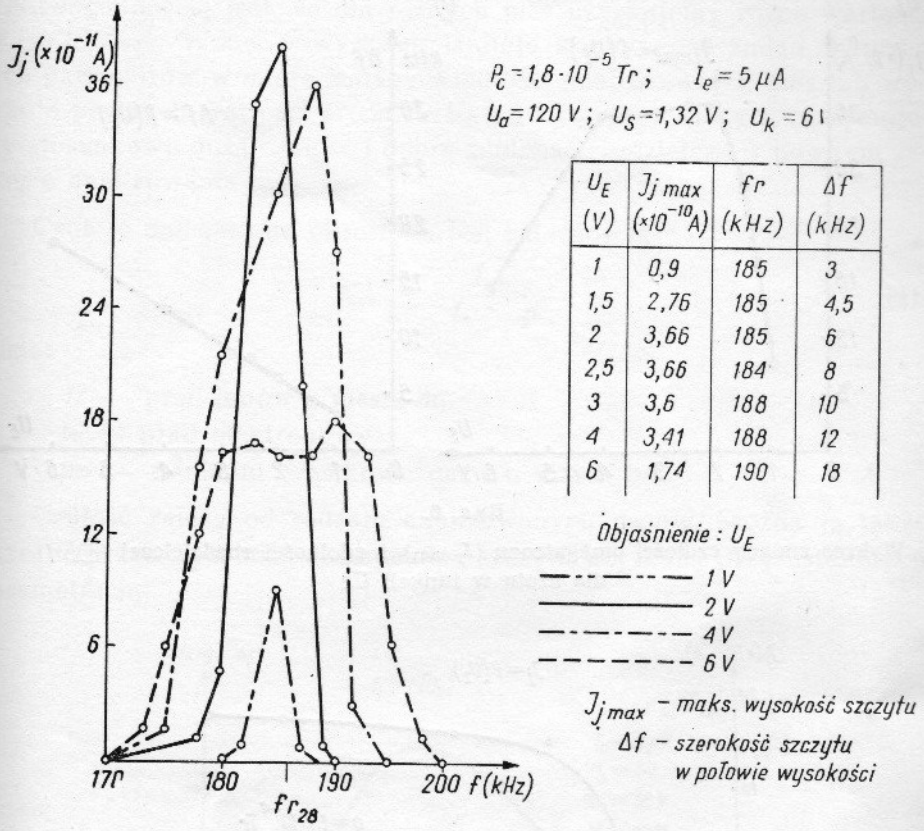
Zdolność rozdzielczą omegatronu wygodniej jest określać pośrednio za pomocą tzw. interwału częstotliwości $I_f$, odpowiadającemu szerokości otrzymanych szczytów.

Z równań (4), (10), (11), otrzymujemy:

$$I_f = 2 \triangle f = \frac{E_0}{\pi B R_0} \tag{20}$$

Jak widać z powyższego równania, szerokość szczytu jest wielkością stałą niezależną od analizowanej masy.

Zmiana amplitudy $E_0$ zmienia zdolność rozdzielczą omegatronu. Na rys. 5 przedstawiono uzyskany szczyt dla azotu ($M = 28$ j.m.a.) dla różnych wartości napięcia generatora w. cz. $U_E$.




| $U_E$ (V) | $J_{j\,max}$ (×10$^{-10}$A) | $fr$ (kHz) | $\Delta f$ (kHz) |
|---|---|---|---|
| 1 | 0,9 | 185 | 3 |
| 1,5 | 2,76 | 185 | 4,5 |
| 2 | 3,66 | 185 | 6 |
| 2,5 | 3,66 | 184 | 8 |
| 3 | 3,6 | 188 | 10 |
| 4 | 3,41 | 188 | 12 |
| 6 | 1,74 | 190 | 18 |

Rys. 5.

Wykres szczytu azotu ($M$=28) uzyskany dla różnych wartości napięcia zmiennego $U$

W tabeli obok rysunku podano czułość (wyrażoną przez wartość maksymalnej wysokości szczytu $J_{j\,max}$), maksymalną częstotliwość rezonansową $f_r$ oraz $\triangle f$ szerokość szczytu w połowie wysokości.

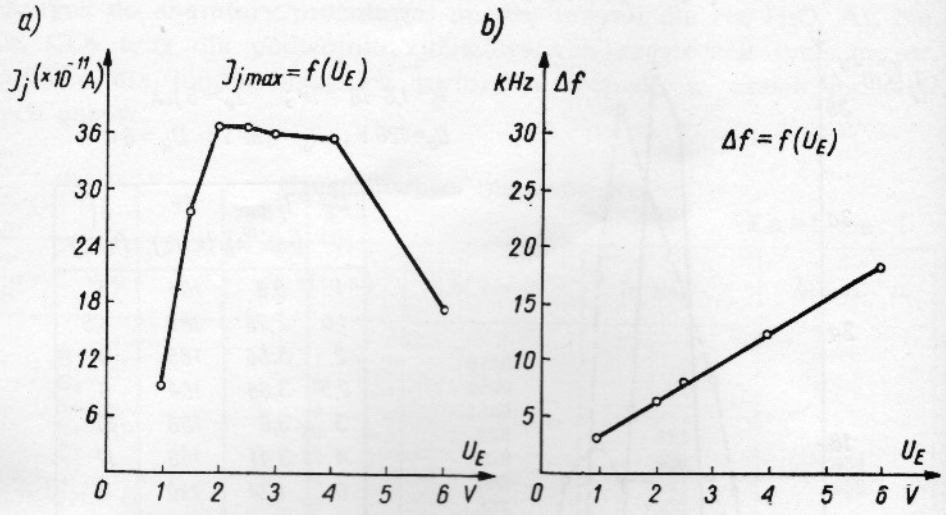
Na rys. 6a przedstawiono wykresy zmiany $J_{j\,max}$ w funkcji $U_E$, a na rys. 6b zmianę $\triangle f$ w funkcji $U_E$.

Zależność $J_{j\,max} = f(U_E)$ ma wyraźne maksimum. Dla wartości $U_E$ leżącej poniżej maksimum obserwujemy spadek czułości, który spowodowany jest wspomnianym zjawiskiem zwiększania się długości toru cząstek rezonansowych.

Obserwowane zjawisko zmniejszania czułości wraz ze wzrostem $U_E$ powyżej maksimum należy tłumaczyć następująco:

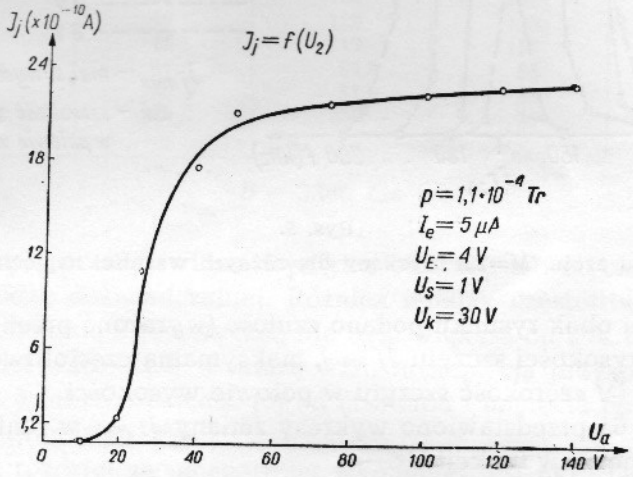
Wzrost $U_E$ powoduje zmniejszenie ilości obrotów $N$. Jeżeli w wyniku tego skok spirali będzie większy od wysokości, na jaką wystaje ko-

lektor jonów ponad płytkę $P_2$, część jonów rezonansowych będzie trafiała w tę płytkę, a przy dużym $U_E$ nawet w płytkę $P_1$ i osłonę boczną $B$.




Rys. 6.

Wykres zmiany czułości omegatronu ($J_{j\ max}$) i zdolności rozdzielczej ($\triangle f$) dla azotu w funkcji $U_E$




Rys. 7,

Wykres zmiany czułości omegatronu ($J_{j\ max}$) w fukcji napięcia przyspieszającego elektrony $U_a$ dla azotu ($M$=28)

Zależność zdolności rozdzielczej od $U_E$ jest linią prostą zgodną z obliczeniami teoretycznymi. Podobny charakter ma zależność $J_{j\ max}$ od $U_S$ przedstawiona na rys. 7. Zmniejszanie się czułości poniżej optymalnej wartości $U_{S\ max}$ należy tłumaczyć dużym oddziaływaniem wspomnianego ła-

dunku przestrzennego na jony rezonansowe. Zmniejszanie się czułości dla wartości $U_s > U_{s\ max}$ jest spowodowane wyciągnięciem jonów rezonansowych i przechwyceniem ich przez ścianki osłony bocznej.

Niedogodnością jest, że dla różnych mas uzyskujemy różne wartości $U_{E\ max}$ i $U_{s\ max}$. Wobec powyższego istnieje konieczność zmian wartości tych parametrów w miarę zmiany wielkości analizowanych mas lub wybranie pewnych wartości średnich $U_{E\ śr}$ i $U_{s\ śr}$, przy których otrzymujemy stosunkowo dużą czułość i dobrą zdolność rozdzielczą w pewnym zakresie analizowania mas.

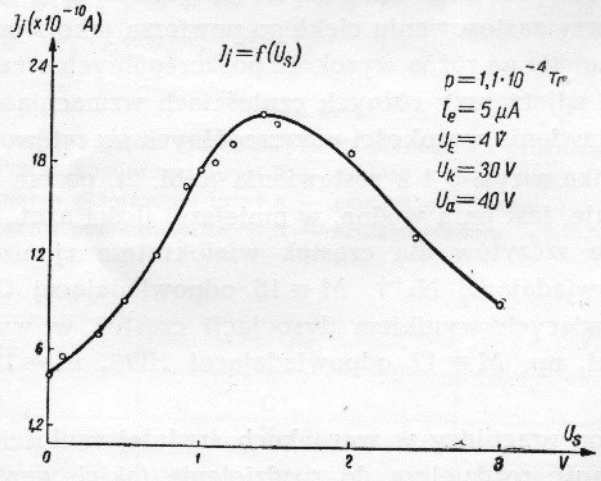
Czułość omegatronu określona jest zależnością

$$K_{cz} = \frac{J_{j\ max}}{I_e \cdot p_{cz}} \tag{21}$$

gdzie:

$J_j$ — prąd jonów o masie $m$,
$I_e$ — prąd elektronowy,
$p_{cz}$ — ciśnienie cząstkowe gazu o masie $m$.

Czułość zależy od rodzaju analizowanych gazów. Można ją także określić przez wysokość maksymalną szczytu uzyskaną przy ustalonych parametrach.




Rys. 8.
Wykres zmiany czułości omegatronu ($J_{j\ max}$) dla azotu w funkcji napięcia polaryzacji $U_s$

Na rys. 8 przedstawiono zmianę $J_{j\ max}$ w zależności od napięcia przyspieszającego $V_a$ dla jonów o masie $M = 28$ j.m.a. Kształt krzywej jest zgodnie z teorią zbliżony do zależności prawdopodobieństwa jonizacji od energii elektronów.

Czułość omegatronu jest stała przy ciśnieniach mniejszych niż $5.10^{-5}$ i prądzie elektronowym nie większym od 10 mA. Dla tych warunków wysokość szczytu jest proporcjonalna do ciśnienia szczątkowego gazu. Uzyskano czułość omegatronu w granicach $6 - 10 \frac{1}{Tr}$, a więc zbliżoną do czułości sondy Bayarda-Alperta. Jeżeli wydajnością źródła jonów nazywamy stosunek ilości jonów przychwyconych przez kolektor do całkowitej ilości wytworzonych jonów, to w zależności od warunków pracy omegatronu wydajność w źródle jonów wynosi od 20 — 70%, przy czym im wyższa jest wydajnść jonowa omegatronu, tym gorsza zdolność rozdzielcza. Dla przykładu podajemy, że sprawność jonowa spektrometrów klasycznych z polem sektorowym wynosi około 1%.

## 8. WYNIKI POMIARU SKŁADU GAZÓW W STANOWISKU PRÓŻNIOWYM

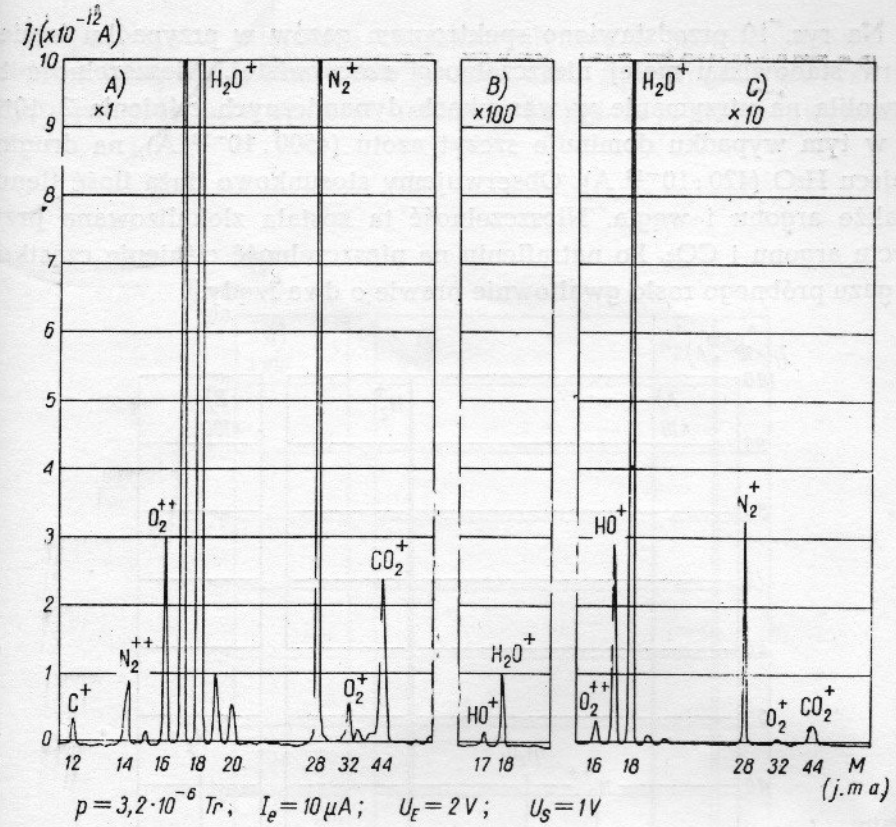
Wykonano serię analiz gazów w stanowisku próżniowym w zakresie ciśnień od $1 . 10^{-4}$ do $5 . 10^{-7}$ Tr, stosując jako środek do wymrażania ciekłe powietrze albo zestalony dwutlenek węgla z acetonem.

Na rys. 9 przedstawiono zapis zarejestrowany przy ciśnieniu $3{,}2 . 10^{-6}$ Tr przy zastosowaniu ciekłego powierza jako środka wymrażającego. Ze względu na różną wysokość poszczególnych szczytów spektrogram ten był zdjęty przy różnych czułościach wzmacniacza. W tablicy 2 podano zestawienie wysokości poszczególnych szczytów.

Jak wynika z rys. 9 i z zestawienia (tabl. 2), gazem szczątkowym, który dominuje, jest para wodna, w mniejszej ilości azot. Obserwujemy występowanie szczytów dla cząstek wielokrotnie zjonizowanych, np. $M = 14$ odpowiadającej $N_2^{++}$, $M = 16$ odpowiadającej $O_2^{++}$, a także dla jonów będących wynikiem dysocjacji cząstek w wyniku zderzeń z elektronami, np. $M = 17$ odpowiadającej $HO^+$, $M = 12$ odpowiadającej $C^+$.

Omegatron pracujący w warunkach średniej czułości daje wystarczającą zdolność rozdzielczą do rozdzielenia takich gazów od siebie, jak: $N_2$; $O_2$; $CO_2$.

Wzajemny stosunek poszczególnych gazów do siebie zależy od czasu i temperatury wygrzewania, czasu, jaki minął od wygrzewania, sposobu przytapiania lamp szklanych itd. Jeżeli stanowisko próżniowe jest eksploatowane przez dłuższy czas bez wygrzewania, pojawiają się wyraźne szczyty dla mas $M = 200$ i $M = 100$ j.m.a., odpowiadające jonom $Hg^+$ i $Hg^{++}$. Wysokość ich jest zależna od wspomnianego czasu.



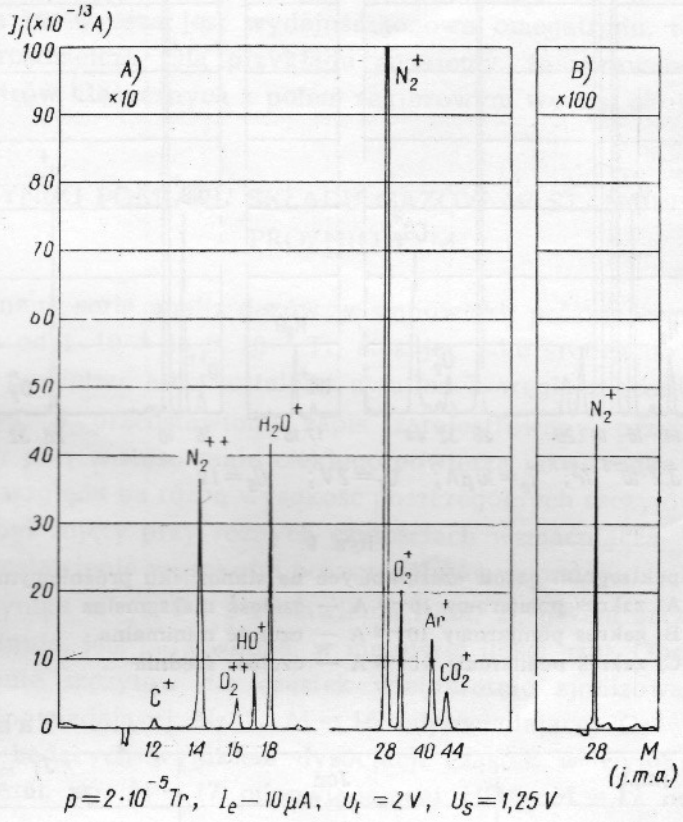

Rys. 9.

Spektrogram gazów szczątkowych na stanowisku próżniowym:
A) zakres pomiarowy $10^{-11}$ A — czułość maksymalna
B) zakres pomiarowy $10^{-9}$ A — czułość minimalna
C) zakres pomiarowy $10^{-10}$ A — czułość średnia

Tablica 2

| M j.m.a. | Jon | $J_{j\ max}$ (x $10^{-13}$ A) |
|---|---|---|
| 12 | $C^+$ | 4 |
| 14 | $N_2^{++}$ | 9 |
| 15 | | 2 |
| 16 | $O_2^{++}$ | 30 |
| 17 | $HO^+$ | 290 |
| 18 | $H_2O^+$ | 1100 |
| 19 | | 10 |
| 20 | | 6 |
| 28 | $N_2^+$,$CO^+$ | 330 |
| 32 | $O_2^+$ | 6 |
| 36 | | 2 |
| 44 | $CO_2^+$ | 24 |

Na rys. 10 przedstawiono spektrogram gazów w przypadku istnienia w stanowisku małej nieszczelności rzeczywistej. Nieszczelność ta pozwoliła na utrzymanie w warunkach dynamicznych ciśnienia $2 \cdot 10^{-5}$ Tr, w tym wypadku dominuje szczyt azotu ($4500 \cdot 10^{-13}$ A), na drugim miejscu $H_2O$ ($420 \cdot 10^{-13}$ A). Obserwujemy stosunkowo dużą ilość tlenu, a także argonu i węgla. Nieszczelność ta została zlokalizowana przy użyciu argonu i $CO_2$. Po natrafieniu na nieszczelność ciśnienie cząstkowe gazu próbnego rosło gwałtownie prawie o dwa rzędy.




Rys. 10.

Spektrogram gazów szczątkowych w przypadku istnienia w stanowisku nieszczelności rzeczywistej:

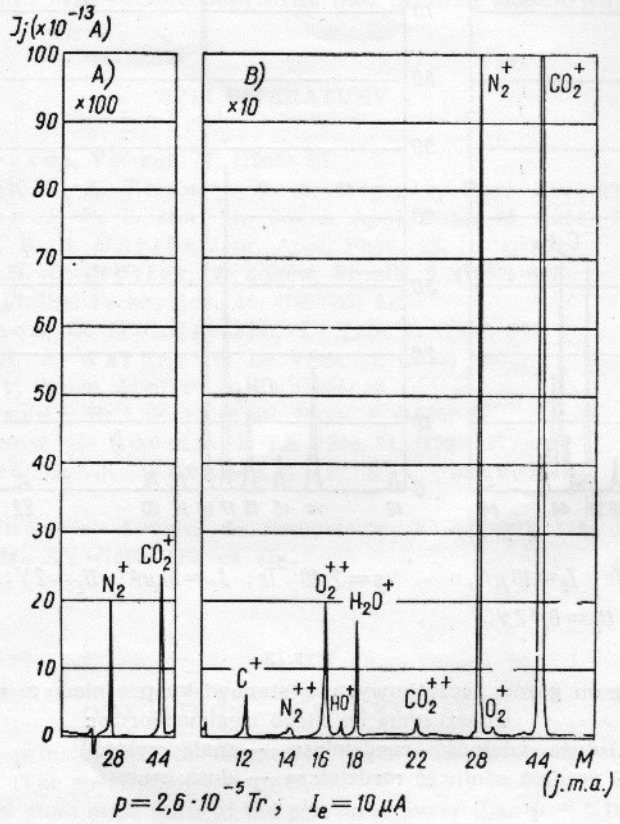
A) zakres pomiarowy $10^{-10}$ A — czułość średnia

B) zakres pomiarowy $10^{-9}$ A — czułość minimalna

Na rys. 11 przedstawiono spektrogram, jaki uzyskano w przypadku stosowania $CO_2$ do wykrywania nieszczelności (por. z rys. 10).

Na rys. 12 A i B przedstawiono analizę węglowodorów, które otrzymano przez wpuszczenie do aparatury niewielkich ilości alkoholu. Szczy-

ty grupują się w miejscach charakterystycznych prawdopodobnie dla członów $CH_4$ ($CH_4^+$, $CH_3^+$, $CH_2^+$), $C_2H_6$, $C_3H_8$. Spektrogram na rys. 12 B zdjęty jest przy dużej czułości, natomiast na rys. 12 A przy podwyższonej



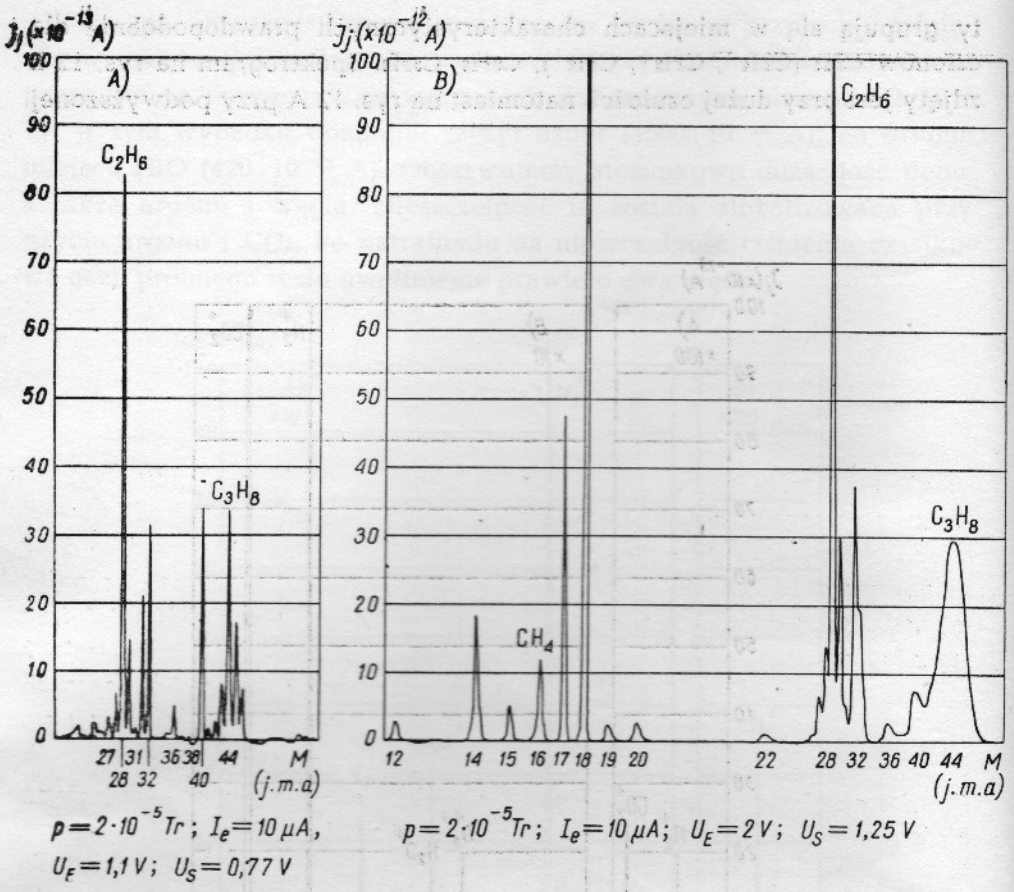

Risy1..

**Spektrogram gazów szczątkowych w stanowisku próżniowym w przypadku lokalizacji nieszczelności przy pomocy gazu próbnego $CD_2$:**

**A) zakres pomiarowy $10^{-9}$ A — czułość minimalna**

**B) zakre ₀ pomiarowy $10^{-10}$ A — czułość średnia**

zdolności rozdzielczej. Obserwuje się dobrą separację mas o $M \leqslant 46$. Jednocześnie widoczny jest znaczny spadek czułości zgodny z podaną wyżej teorią pracy omegatronu.




Rys. 12.

Spektrogram gazów szczątkowych w stanowisku próżniowym w przypadku wpuszczenia do niego węglowodorów:

A) duża zdolność rozdzielcza — mała czułość

B) średnia zdolność rozdzielcza — duża czułość

## 9. OMÓWIENIA OGÓLNE

W artykule przedstawiono teorię pracy oraz budowę omegatronu, a także charakterystyczne zależności i spektrogramy. Uzyskane wyniki potwierdzają, że skonstruowany omegatron może być użyty do celów praktycznych.

Jak wynika z przedstawionych spektrogramów, omegatron nadaje się dobrze do analizy lekkich gazów, takich jak: $H_2$, He, $H_2O$, $O_2$, $CO_2$, Ar, $N_2$, występujących w warunkach próżniowych.

Pozwala on na rozsegregowanie mas różniących się o $\triangle M = 1$ w zakresie $1 \leqslant M \leqslant 50$ j.m.a. Dla $M > 50$ j.m.a. można rozdzielić masy z mniejszą dokładnością aż do $M = 200$ j.m.a., odpowiadającą jonom rtęci $Hg^+$.

Istnieje możliwość dokładnej analizy gazów o masach wyższych kosztem obniżenia czułości omegatronu.

Omegatron analizuje gazy przy ciśnieniach niższych od $p = 5 \cdot 10^{-5}$ Tr. Dolna granica ciśnienia cząstkowego, które może być zmierzone, zależy od czułości aparatury rejestrującej. Wydaje się, że można analizować skład mieszanin gazowych znajdujących się pod ciśnieniem wyższym od $p = 5 \cdot 10^{-5}$ Tr, stosując przepływ tego gazu przez omegatron. Dalsze prace nad tym problemem oraz nad analizą ilościową są w toku.

## SPIS LITERATURY


1. A. G. Edwards, Vacuum. V, (1955) 93
2. H. Sommer, H. A. Thomas, J. A. Hipple, Phys. Rev., 82, (1951) 697
3. J. S. Wagener, P. T. Marth, Journ. Appl. Phys., 28, (1950), 1027
4. D. Alpert, R. S. Buritz, Jour. Appl. Phys., 25, (1954) 207
5. G. Reich, H. G. Nöller, Z. angew. Physik, 9, (1957) 617
6. J. Peper, Philips Techn. Rev., 19, (1957/58) 218
7. J. Amoignon, G. Mondgodin, Le Vide, 71 (1957) 371
8. Charles, R. J. Warnecke, Le Vide, 73, (1958) 25
9. C. E. Berry, Journ. Appl. Phys., 25, (1954) 18
10. A. G. Edwards, Brit. Journ. Appl. Phys., 6, (1955) 44
11. J. Amoignon, G. Roummel, Le Vide, 71, (1957) 377
12. D. Charles, R. J. Warnecke, Jr, I. C. Marchals, Le Vide, 83 (1959) 275
13. R. J. Warnecke, Annales de Radioelectr., XIV, (1960) 339, cz. I Annales de Radioelectr., XV, (1960) 169, cz. II



*B. Masica*


## OMEGATRON — GAS ANALYSER


The operation principle of the omegatron type mass spectrometer designed in PIE is described. (The spectrometer is intended for quality analisis of residual gases of volume M<100 atom mass units at the pressures lower than p = 5.10-5Tr).

The theory of the omegatron operation as well as its design, characteristic relations and spectrograms are given.

The use of the omegatron and also importance of the residual gas analysis in the electron tube technology are discussed.



Б. Масица


## ОМЕГАТРОН — АНАЛИЗАТОР ГАЗОВ


В статье обсуждены основы работы спектометра масс типа омегатрон, созданного в ПИЗ, предназначенного дла качественного анализа остаточных газов с массой М 100 е. а. м. при давлении р 5.10-5 мм ртутного столба.

Дана теория работы омегатрона, его конструкция, а также характеристические зовисимости и спектрограммы.

Обсуждено его назначение и значение вопроса анализа остаточных газов в технологии электронных ламп.

*HENRYK ŁUKASIAK*

# DO NASZYCH AUTORÓW

O tym, że chęcią do pisania obdarzeni są tylko nieliczni nasi naukowcy i badacze — wiemy wszyscy od dawna. Nie chcemy teraz analizować przyczyn tego zjawiska, które zresztą daje się zaobserwować nie tylko w Polsce. Wystarczy nam na razie stwierdzenie, że jakakolwiek umiejętność lub wiedza jest tylko wtedy pożyteczna społecznie, jeśli jest w jakiś sposób przekazywana innym. W odniesieniu do prac badawczo-naukowych oznacza to, że o pracach tych należy pisać i to, co się napisze — publikować.

Ale nakłonienie naszych naukowców do napisania choćby krótkiego artykułu — to rzecz zgoła niełatwa. Uważają oni bowiem, że to ich odrywa od ich „właściwej" pracy i stwarza dodatkowe, a zupełnie zbyteczne obciążenie.

Ponieważ nasze własne na ten temat argumenty, jako argumenty strony bezpośrednio zainteresowanej, mogłyby być przyjęte z pewną dozą nieufności, więc zobaczymy, co o tych sprawach myślą inni. W angielskim czasopiśmie „Electronic & Radio Engineer" z grudnia 1959 roku, w krótkim artykule redakcyjnym pt. „O pisaniu" czytamy:

> „Karcenie inżynierów za to, że albo w ogóle nie piszą, albo piszą źle — wydaje się być rzeczą modną. Odnosi się to zwłaszcza do Stanów Zjednoczonych A. P., gdzie ostatnio ukazało się wiele artykułów mających na celu pouczenie inżynierów, jak pisać lepiej. Niektóre z tych artykułów rzeczywiście zawierają pewną ilość pomocnych wskazówek. Inne natomiast trudno jest uznać za przykłady dobrego pisania.
>
> Jesteśmy z natury rzeczy zainteresowani w zachęcaniu do dobrego pisania i uważamy, że jest to sprawa, o której coś niecoś wiemy. Jesteśmy zdania, że jedną z najważniejszych rzeczy jest to, żeby inżynierowie zajmujący się bada-

niami pisali o swej pracy jeszcze w czasie jej trwania — i to tak wyczerpująco, jak by pisali do druku. Uważamy tak dlatego, że ze swego doświadczenia wiemy, iż właśnie takie pisanie najlepiej wykrywa luki we własnych wiadomościach, słabe punkty w teorii lub też w wykończeniu jakiejś pracy o praktycznym zastosowaniu. Kiedy się chce coś wyjaśnić innym w uporządkowany sposób, to bardzo szybko poznaje się swe własne słabe punkty.

Znajomość taka jest w ogóle pomocna w badaniach, a powstałe na tej drodze wyczerpujące zapiski są ogromnie przydatne w przyszłości. Zbyt często bowiem stajemy wobec faktu, że robione w pośpiechu notatki, będące najczęściej jedynym śladem wykonanej pracy, stają się już po paru latach zupełnie niezrozumiałe.

Obszerne i staranne pisanie o pracy w czasie jej trwania oznacza, że pisze się o niej w okresie, kiedy jest się nią zainteresowanym, co z kolei oznacza, że pisze się łatwo. Jeśli pisanie odłożone jest do czasu zakończenia pracy, to zainteresowanie mija i naszym zdaniem właśnie dlatego pisanie staje się wówczas dla większości badaczy zajęciem ciężkim i nieinteresującym.

Stwierdziliśmy, że inżynierowie powinni pisać tak wyczerpująco, jak by pisali do druku — zanim jeszcze ukończą pracę, o której piszą. Ale niech nie będzie co do tego żadnych nieporozumień. Wcale nie sugerujemy, że to, co napiszą, okaże się zawsze artykułem gotowym do druku. Tak nie będzie, ponieważ znajdzie się tam dużo materiału interesującego tylko autora. Będą tam opisy eksperymentów nieudanych i koncepcji niezbyt szczęśliwych. Wszystko to jednak da się łatwo usunąć i nadanie posiadanemu materiałowi formy nadającej się do publikacji nie będzie prawdopodobnie wymagało niczego więcej prócz odpowiednich zabiegów redakcyjnych".

Jak widzimy, rzecz jest przedstawiona jasno i konkretnie: Pisać trzeba — i to w wyraźnie określonym czasie.

Jeśli jednakże to, co napiszemy, ma być kiedyś opublikowane, to nie wystarczy tego po prostu: napisać. Trzeba to d o b r z e napisać. Nie będziemy sami wyjaśniać, co znaczy „dobrze napisać", bo znowu możemy narazić się na podejrzliwość i posądzenie o stronniczość. Dlatego też i tym razem oddajemy głos innym.

W amerykańskim czasopiśmie „Electronic Design" z 20 stycznia 1960 roku John Fallon zamieścił krótki i dowcipny artykuł pt. „Poradnik pisania artykułów technicznych". Artykuł ten przytaczamy w całości:

Czy pisanie artykułów technicznych wywołuje u Ciebie i Twego czytelnika uczucie zawodu? Czy pisząc je siedzisz jak zaczarowany, nie mogąc wypowiedzieć swych myśli? Podane niżej wskazówki nie napiszą za Ciebie artykułu, ale mogą wskazać na te jego jaskrawe błędy, którym można zapobiec. Oto główniejsze słabe punkty przyczyniające się do powstawania źle napisanych artykułów.

* * *

*Objaw:* Ogólnikowość. Czytany tekst bardzo niewiele mówi.
*Przypuszczalna przyczyna:* Niedbały dobór słów
*Środek zaradczy:* Pisz wyraziście. Zamiast słów abstrakcyjnych używaj słów konkretnych, dobrze znanych. Pisz na temat. Przytaczaj fakty. Podawaj wykresy i szkice. Używaj obrazowych przenośni i porównań oraz ilustruj tekst rysunkami i fotografiami.

* * *

*Objaw:* Monotonia. Brzmi jak recytacja szkolna.
*Przypuszczalna przyczyna:* Zdania o zbyt jednostajnej długości i budowie. Wszystkim faktom nadano jednakowe znaczenie.
*Środek zaradczy:* Przedzielaj swój tekst. Daj odpocząć czytelnikowi od czasu do czasu przez wtrącenie jakiegoś lapidarnego zdania. Zmieniaj budowę zdań. Łącz myśli pokrewne. Podkreślaj fakty rzeczywiście ważne i mów, że są one ważne. Uwydatniaj ich znaczenie przez poświęcenie im więcej miejsca i przez podporządkowanie im faktów o mniejszym znaczeniu.

* * *

*Objaw:* Za duża lapidarność. Szkielet pozbawiony ciała.
*Przypuszczalna przyczyna:* Brak ważnych szczegółów.
*Środek zaradczy:* Oddzielaj fakty ważne od mniej ważnych. Usuwaj tylko te szczegóły, które nie mają znaczenia. Pamiętaj, że nawet powtarzanie się jest dobre, jeśli zmierza do jakiegoś celu. Ubijaj swój artykuł, ale go nie zabijaj.

* * *

*Objaw:* Za wiele szczegółów. Zbyt wiele pojedynczych drzew przesłania widok lasu.
*Przypuszczalna przyczyna:* Brak patrzenia perspektywicznego.
*Środek zaradczy:* Trzymaj się planu artykułu. Podaj, dlaczego pewne fakty są ważne i jaki jest ich stosunek do całości obrazu. Ścieniaj drzewa, ale ich nie ścinaj.

* * *

*Objaw:* Pompatyczność. Tekst brzmi jak dwugodzinne przemówienie bankiera o gospodarce narodowej, podczas gdy wszystko, o co go prosisz — to 50-dolarowa pożyczka.

*Przypuszczalna przyczyna:* Założenie, że czytelnik wie mniej, niż wie naprawdę.

*Środek zaradczy:* Zejdź z mównicy i zmieszaj się ze słuchaczami. Trzymaj się ściśle omawianych faktów. Masz mówić, a nie prawić, rozmawiać z czytelnikiem, a nie przemawiać do niego. Używaj słów prostych, wyrażeń i zwrotów dobrze znanych. Np. „użyć" — zamiast „zdecydować się na zastosowanie", „wykonać" — zamiast „osiągnąć wypełnienie zadania", „następny kwartał" — zamiast „następny trzymiesięczny okres sprawozdawczy".

* * *

*Objaw:* Niekompletność. Obiad był dobry, ale co z deserem?

*Przypuszczalna przyczyna:* Założenie, że czytelnik wie więcej, niż wie rzeczywiście.

*Środek zaradczy:* Pisz dla czytelnika tak, jak chciałbyś, żeby on pisał dla Ciebie. Mów nie tylko o tym, że przeprowadzono próby, ale i o tym, jakie były ich wyniki. Nie tylko o tym, że użyte urządzenia pracowały zadowalająco, ale również i o tym, w jaki sposób one pracowały.

* * *

*Objaw:* Zbyt odległe przedstawienie tematu. Ma się wrażenie, że autor patrzy na temat przez odwrotny koniec lornetki.

*Przypuszczalna przyczyna:* Brak zaufania we własne siły.

*Środek zaradczy:* Przecież Ty wykonałeś pracę. Jest to ważna praca. Powiedz więc wyraźnie, że to Ty ją wykonałeś, a nie, „że się ją wykonało" lub „że się doszło do przekonania" itd. Miej swe własne, żywe oblicze. Pomagaj czytelnikowi w stworzeniu sobie właściwego obrazu, a nie każ mu polegać tylko na jego własnej wyobraźni.

* * *

*Objaw:* Brak powiązań. Są wszystkie ogniwa, ale nie ma łańcucha.

*Przypuszczalna przyczyna:* Ignorowanie wzajemnych związków pomiędzy wypowiadanymi myślami.

*Środek zaradczy:* Łącz oddzielne, lecz współzależne myśli wyrazami: „jednak", „dlatego", „w konsekwencji", „ponadto", „niemniej jednak".

* * *

*Objaw:* Rozproszenie: Za dużo śrutu, a za mało kul.
*Przypuszczalna przyczyna:* Odchodzenie od tematu.
*Środek zaradczy:* Trzymaj się planu artykułu. Podawaj tylko te dane, które coś znaczą. Stosuj starą formułę: 1) Powiedz najpierw, o czym będziesz mówił. 2) Powiedz to. 3) Powiedz następnie o czym mówiłeś.

* * *

*Objaw:* Nieporządek. Wyprawa bez mapy.
*Przypuszczalna przyczyna:* Zapisywanie słów — tak jak przychodzą one do głowy.
*Środek zaradczy:* Przygotuj czytelnika do tego, co będzie powiedziane. Zamiast wprowadzania go od razu w wielostadiową operację, powiedz mu: „Są 3 stadia operacji: pierwsze .....; drugie ..... i trzecie ..... Sprawdzaj, czy jest jasne, do czego odnoszą się wszystkie Twoje „które", „jego", „one" itp.

* * *

Można oczywiście mieć takie czy inne zastrzeżenia do recepty Fallona, ale biorąc ogólnie nie można mu nie przyznać racji. Bo nasza praktyka redakcyjna zupełnie jednoznacznie wykazuje, że bardzo wielu autorów nie przywiązuje należytej wagi do takich spraw, jak: przejrzysta konstrukcja artykułu, jasność i konsekwencja rozważań, uwypuklenie najbardziej istotnych cech opisywanych procesów, potrzeba zaciekawienia czytelnika itp. Inaczej mówiąc, zbyt wielu autorów zapomina, że naprawdę dobry artykuł nie może być tylko napisany i oddany do redakcji, ale przed oddaniem musi on być przez autora ..... poprawiony — i to nierzadko nie jeden raz poprawiony! Dlatego też nigdy nie należy „wypuszczać w świat" artykułu zaraz po jego napisaniu. Należy odczekać 1—2 dni i ponownie go przeczytać. Jeśli będzie się czytał gładko, bez tzw. sęków — to można go wypuścić. Jeśli tak nie będzie — artykuł trzeba poprawić. Postępowanie takie zawsze się autorowi bardzo opłaca.

* * *

Niezależnie od wszystkiego, co było dotąd powiedziane, każdy autor powinien stale mieć na uwadze następujące wskazania:

1. Wszelkie materiały należy redakcji dostarczać w maszynopisie, w 2 egzemplarzach. Pisać należy na papierze formatu A4 (297×210 mm) i tylko po jednej stronie, z zachowaniem tzw. interlinii (podwójny odstęp między poszczególnymi wierszami). Znormalizowana długość wiersza wynosi 66 — 67 miejsc znakowych (znaki pisarskie i odstępy między słowami liczą się także jako miejsca znakowe). Znormalizowana ilość wierszy na stronie wynosi 30, tzn., że znormalizowana strona zawiera ok. 2000 miejsc znakowych. Wartości te uzyskuje się automatycznie, przy zachowaniu z lewej strony marginesu szerokości 35 mm.
2. Optymalna długość artykułu 10 — 12 stron maszynopisu, a w przypadkach tzw. artykułów przeglądowych 15 — 18 stron. Artykułów dłuższych należy bezwzględnie uniknąć, gdyż „kobyły" nie są atrakcyjne ani dla czytelnika, ani dla redakcji. Dolna granica długości artykułu wynosi 7 — 8 stron.
3. Pożądane jest, aby optyczny układ tekstu był taki, jaki autor pragnie widzieć w druku (rozdziały, akapity, zwężenia niektórych części tekstu, podkreślenia, rozstrzelenia itp.).
4. Fotografie i rysunki powinny być czytelne i wyraźne oraz wykonane w skali 2 — 3 razy większej, niż będą drukowane (wynika to z techniki przygotowywania klisz). Ponadto, wszystkie rysunki i fotografie powinny być ponumerowane, zaopatrzone w tytuły i rozmieszczone w tekście, przez podanie w odpowiednich miejscach ich numerów na marginesie.
5. Nawet najlepszy redaktor nie jest w stanie zastąpić autora. Artykuł źle napisany będzie zawsze autorowi zwrócony. A przecież nie to jest celem naszego wspólnego działania.

## KOMUNIKATY

*KAZIMIERZ PATAJ*

### Hallotrony do pomiaru natężeń stałych pól magnetycznych

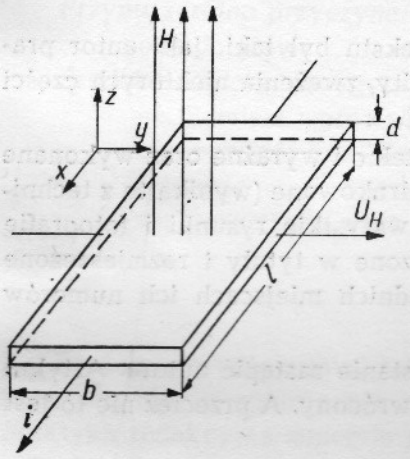
Wraz z rozwojem prac nad półprzewodnikami, a w szczególności wraz z odkryciem materiałów półprzewodnikowych o dużej ruchliwości nośników prądu, wyłoniła się możliwość praktycznego wykorzystania efektu Halla, zwłaszcza w dziedzinie pomiarów natężenia pól magnetycznych.

Stosowane dotychczas metody pomiaru natężenia pola magnetycznego (balistyczna, rezonans magnetyczny) są bardzo niewygodne w praktyce. Używana w tym celu spirala bizmutowa jest mało czuła i mechanicznie nietrwała. Natomiast pomiar za pomocą elementu półprzewodnikowego oparty na efekcie Halla jest stosunkowo prosty, ponieważ sprowadza się on do pomiaru napięcia. Oprócz prostoty pomiaru, zastosowanie elementu półprzewodnikowego, czyli tzw. hallotronu, ma jeszcze inne zalety, a mianowicie:

a) umożliwia prawie punktowy pomiar natężenia pola, co pozwala na dokładne wyznaczenie rozkładu tego pola,
b) pozwala na pomiary w wąskich szczelinach (rzędu 1 mm).

Czułość hallotronu można regulować w szerokich granicach przez zmianę prądu zasilającego. Pozwala to na pomiar pól magnetycznych o różnych natężeniach przy pomocy tego samego przyrządu.

Zasada działania hallotronu przedstawiona jest schematycznie na rys. 1.




Rys. 1.
Zasada działania hallotronu

Jeśli przez hallotron umieszczony prostopadle do kierunku linii sił pola magnetycznego przepływa prąd w kierunku x, to w kierunku y powstanie napięcie ($U_H$), które jest proporcjonalne do wielkości przepływającego prądu i natężenia pola magnetycznego. Zjawisko to nazywamy efektem Halla.

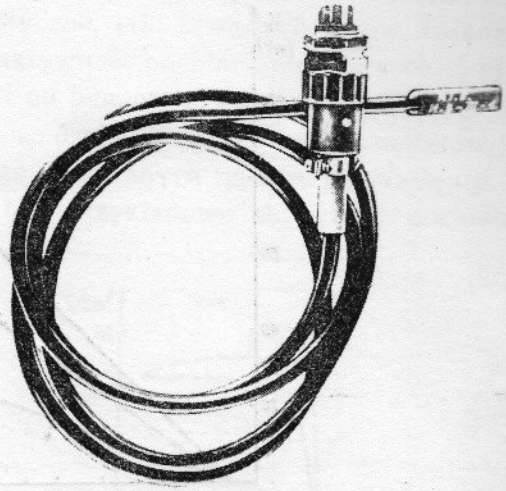
Wspomniana zależność wyraża się wzorem:

$$U_H = R \frac{iH}{d}$$

gdzie:

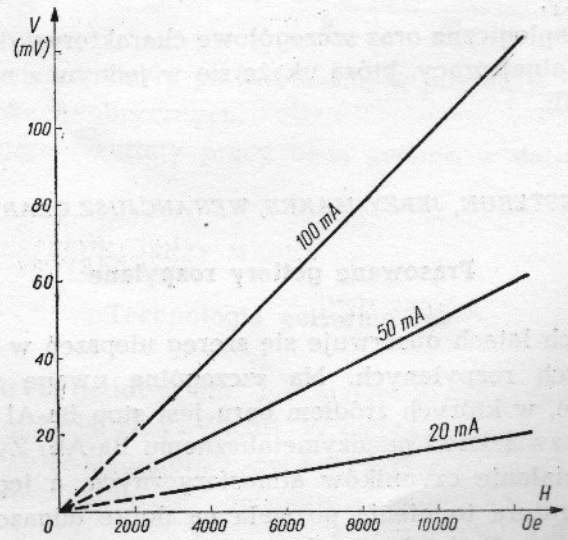
$U_H$ — napięcie Halla mierzone na hallotronie,
$R$ — stała Halla,
$i$ — prąd zasilający hallotron,
$H$ — natężenie pola magnetycznego,
$d$ — grubość hallotronu.

W PIE prowadzone są prace nad zastosowaniem efektu Halla w technice pomiarowej. W wyniku tych prac został opracowany hallotron z antymonku indu (InSb) do pomiaru natężeń stałych pól magnetycznych (rys. 2).



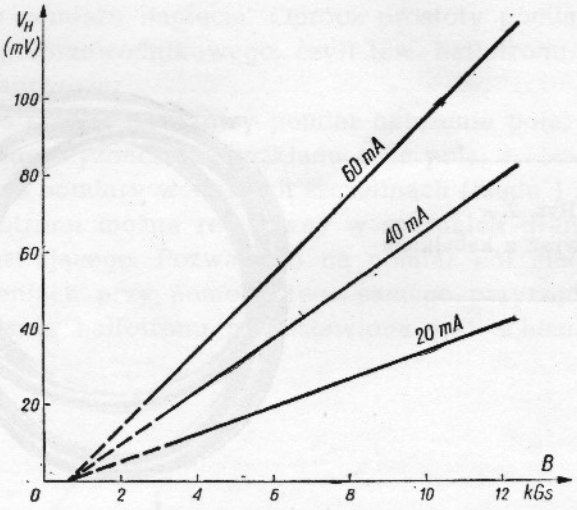
Rys. 2.
Hallotron wraz z kabelkiem

Wykonywane są obecnie trzy typy hallotronów, różniące się między sobą wymiarami powierzchni czynnej: typ I — 9 × 3 mm, typ II — 8 × 4 mm i typ III — 4 × 2 mm. Zależność napięcia Halla od natężenia pola magnetycznego (w temp pokojowej) dla różnych prądów zasilania przedstawiono przykładowo na rys. 3 i 4 dla dwóch typów hallotronów.




Rys. 3.
Zależność napięcia Halla od natężenia pola magnetycznego — dla różnych prądów zasilania hallotronu o powierzchni czynnej 8×4 mm

W celu ochrony przed uszkodzeniami mechanicznymi hallotron zalewany jest żywicą epoksydową, tak że całość tworzy płytkę grubości 1,5 mm. Prowadzone są obecnie dalsze prace nad hallotronami z arsenku indu oraz nad hallotronami napylanymi z selenku rtęci i telurku rtęci.




Rys. 4.

Zależność napięcia Halla od natężenia pola magnetycznego — dla różnych prądów zasilania hallotronu o powierzchni czynnej 4×2 mm

Hallotrony te będą mogły być stosowane do pomiaru natężeń stałych i zmiennych pól magnetycznych, do pomiaru dużych prądów oraz do pomiarów mocy.

Dane technologiczne oraz szczegółowe charakterystyki zostaną omówione w specjalnej pracy, która ukaże się w jednym z najbliższych numerów Prac PIE.

*KONSTANTY NESTERUK, JERZY MARKS, WENANCJUSZ CZARYCKI*

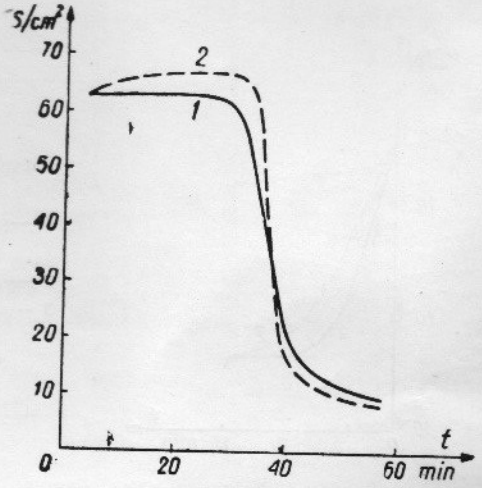
## Prasowane gettery rozpylane

W ostatnich latach obserwuje się szereg ulepszeń w dziedzinie getterów barowych rozpylanych. Na szczególną uwagę zasługują gettery prasowane, w których źródłem baru jest stop Ba-Al o składzie odpowiadającym związkowi międzymetalicznemu $Ba\text{-}Al_4$. Związek ten jest odporny na działanie czynników atmosferycznych, a jego stosunkowo wysoka temperatura topnienia pozwala na dobre odgazowanie getteru przed rozpyleniem. Dodatek proszku niklu ma dodatni wpływ na proces odparowania baru i ułatwia wprasowanie substancji getterującej do obudowy, którą stanowi cylindryczna rynienka.

Ta forma getteru jest również bardzo korzystna ze względu na geometrię lampy, możliwość uzyskania równomiernego lustra, kierunkowe i kilkustopniowe odparowanie baru itp.

W PIE opracowano technologię tego typu getterów i określono ich podstawowe cechy charakterystyczne, jak: zawartość gazów, całkowita skuteczność pochłaniania oraz aktywność pochłaniania w wysokiej próżni (ok. $10^{-5}$ Tr) — w zależności od temperatury lustra i rodzaju gazów.

Uzyskane wyniki wskazują, że działanie opracowanych getterów jest bardziej skuteczne od dotychczas stosowanych typu Fe-Ba, Ni-Ba itp. Na załączonym wykresie podana jest przykładowo aktywność pochłaniania *) dla tlenku węgla w temp. 20 °C.




*1* — gettery produkcji zagranicznej
*2* — gettery produkcji PIE

Wyniki badań znalazły potwierdzenie w produkcji lamp elektronowych w warunkach fabrycznych.

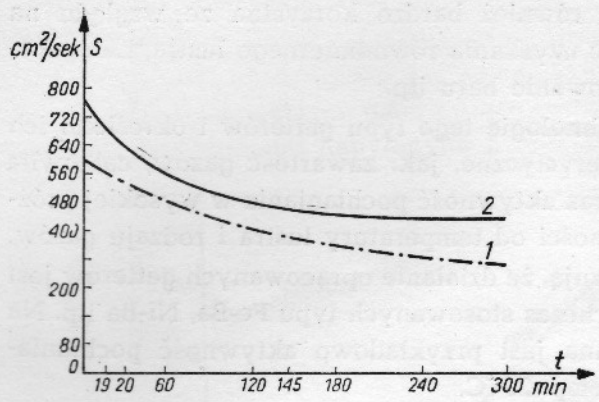
Dokładniejsze rezultaty pracy będą podane w dalszych numerach pisma.

*KONSTANTY NESTERUK, JERZY MARKS*

## Technologia getteru „Ceto"

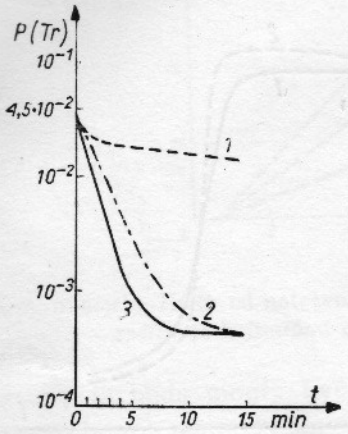
Od szeregu lat getter „Ceto" jest stałym przedmiotem badań i ulepszeń (T. H. Briggs i N. H. v. Vucht). W ostatnim czasie również i w PIE przebadano niektóre stadia procesów jego otrzymywania i określono własności sorpcyjne w odniesieniu do szeregu gazów ($CO_2$, $H_2$, $O_2$ i $N_2$) w zakresie temperatur 100 — 500 °C.

*) Aktywność pochłaniania jest to szybkość pochłaniania gazów liczona na jednostkę powierzchni lustra barowego i wyrażona w $cm^3/sek \cdot cm^2$.




Wykres 1.

Zależność szybkości pochłaniania $CO_2$ od czasu $t$:
*1* — getter produkowany metodą ogólnie przyjętą,
2 — getter produkowany metodą PIE.
Temperatura $T=500$
Ciśnienie w komorze getteru $P_g = 2 \cdot 10^{-5}$ Tr




Wykres 2.

Spadek ciśnienia $CC_2$ w komorze getteru w zależności od czasu $t$:
*1* — getter produkowany metodą ogólnie przyjętą,
*2* — getter produkowany w PIE,
3 — getter produkowany w PIE z dodatkiem kilku procent Ti H
Temperatura pomiaru $T=300$ °C

Ważniejsze wnioski z tych prac są następujące:

1. Stosowanie czystych materiałów wyjściowych i prowadzenie procesów spiekania i aktywacji w wysokiej próżni znacznie skraca czas tych procesów i obniża ich temperaturę.
2. W warunkach tych uzyskuje się getter bardziej aktywny od produkowanego w warunkach ogólnie przyjętych (wykres 1).
3. Dodatek wodorku tytanu lub innego nielotnego wodorku do mieszaniny proszków Th i Miszmetal-Al lub Ce-Al (w ilości kilku procent) jest bardzo korzystny. Otrzymuje się wówczas getter bardzo aktywny już w temperaturze 200 — 300 °C. (wykres 2).

Dokładniejsze omówienie wyników pracy będzie podane w dalszych numerach Prac PIE.

Przem. Instytut Elektroniki Oddział Wrocławski Nr BIBLIOTEKA

## SPIS TREŚCI


1. *A. Fryszman, E. Zarzycka* — Widikon PWF — 3 . . . . . 3
2. *A. Taczanowski H. Derko, A. Żbikowski* — Badania szumów katod termoelektronowych . . . . . .20
3. *W. Czarycki, C. Kiliszek* — Pompa jonowo-tytanowa . . . . . .35
4. *B. Masica* — Omegatron — analizator gazów . . . . . 49
5. *H. Łukasiak* — Do naszych autorów . . . . . .70
6. Komunikaty . . . . . 75


## CONTENTS

(The English summary is given at the end of each article)


1. *A. Fryszman, E. Zarzycka* — Vidikon PWF — 3 . . . . . 3
2. *A. Taczanowski, H. Derko, A. Żbikowski* — The Investigation of Thermoelectron Cathode Noise . . . . . .20
3. *W. Czarycki, C. Kiliszek* — Titanium Vapour Ion Pump . . . . . 35
4. *B. Masica* — Omegatron — Gas Analyser . . . . . .49
5. *H. Łukasiak* — To our authors . . . . . 70
6. News . . . . . .75


## СОДЕРЖАНИЕ

(Краткое содержание на русском языке находится в конце каждой статьи)


1. А. ФРЫШМАН Э. ЗАЖЫЦКА — Видикон ПВФ — 3 . . . . . 3
2. А. ТАЧАНОВСКИ, Г. ДЕРКО, А. ЖБИКОВСКИ — Исследование шумов термоэлектронных катодов . . . . . .20
3. В. ЧАРЫЦКИ, Ч. КИЛИШЕК — Ионно — титановый насос . . . . . .35
4. Б. МАСИЦА — Омегатрон — анализатор газов . . . . . .49
5. Г. ЛУКАСЯК — К авторам . . . . . .70
6. Сообщения . . . . . .75