

Institut Fizyki UMCS
Zakład Fizyki Jądrowej
Kierownik: prof. dr Włodzimierz Żuk

Longin GŁADYSZEWSKI

**Badanie rozkładu wartości chwilowych amplitud i funkcji
spektralnej gęstości szumów termoemisji jonowej**

**Исследование амплитудного распределения и спектральных плотностей шумов
термоионной эмиссии**

**Investigation of the Distribution of the Momentary Values Amplitudes and the
Spectral Density Function of Ion Thermoemission Noises**

WSTĘP

Dobrze poznane jest zjawisko szumów emisji elektronowej. Liczne i obszerne prace poświęcone są szumom efektu śrutowego [1] lub szumom efektu migotania [2, 3, 4]. Nie były natomiast dotychczas badane szумы związane z termoemisją jonową. Temat ten podjęto w niniejszej pracy.

Pełny opis sygnałów losowych (szumów) może być dokonany przez podanie trzech funkcji statystycznych [5]: 1) wartości średniego kwadratu amplitudy sygnału; 2) funkcji gęstości prawdopodobieństwa zwanej inaczej rozkładem chwilowych wartości amplitud; 3) funkcji spektralnej gęstości mocy. W dalszej części artykułu zostaną podane krótkie charakterystyki tych funkcji oraz opisane metody ich badania.

Rozpatrzmy przypadek termoemisji jonowej, realizowany za pomocą termoemisyjnego źródła jonów i spektrometru mas jako układu analizującego i rejestrującego prądy jonowe. Przy użyciu wzmacniających układów elektronicznych można oddzielić składową stałą prądu jonowego I_0 of fluktuacji I_t (szumów):

$$I = I_0 + I_t.$$

Postępujemy tak zarówno dla wygody opisu zjawiska, jak też z powodu łatwiejszego procesu wzmacniania i analizowania tych dwu składowych.

W dalszym ciągu uwagę naszą skupimy na składowej szumowej I_t . Ponieważ układy do badania funkcji statystycznych pracują jako analizatory napięć, należy badane prądy jonowe skierować do kolektora jonów oraz opornika wysokoomowego [6] i analizować uzyskane sygnały napięciowe: $U = U_o + U_t$, $U_o = I_o \cdot R$, $U_t = I_t \cdot R$.

Wartość średniego kwadratu amplitudy sygnału szumowego charakteryzuje intensywność zjawiska. Określa się ją w następujący sposób:

$$\overline{U^2} = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} U^2(t) dt$$

gdzie: $U(t)$ jest badanym sygnałem losowym.

W przypadku stacjonarnych sygnałów losowych wartość $\overline{U^2}$ jest niezależna od czasu. Pomiaru wartości średniokwadratowej dokonuje się przez zastosowanie prostownika o charakterystyce kwadratowej i uśrednianie uzyskanego sygnału za pomocą obwodu RC o stałej czasowej τ .

Gęstość prawdopodobieństwa albo rozkład chwilowych wartości amplitud określa prawdopodobieństwo zdarzenia, że amplituda sygnału $U(t)$ w dowolnej chwili będzie zawarta w przedziale:

$$U_t \leq U(t) \leq U_t + \Delta U.$$

Do wyznaczenia tej funkcji stosuje się analizatory amplitud impulsów. Jeśli ustalimy próg analizatora U_t oraz szerokość okna analizatora ΔU , to zarejestrowana liczba impulsów jako funkcja U_t będzie miarą prawdopodobieństwa wystąpienia wartości chwilowej $U(t)$ w przedziale ΔU .

Spektralna gęstość mocy S_f jest funkcją opisującą zależności częstotściowe zawarte w sygnale szumowym:

$$S_f = \lim_{\Delta f \rightarrow 0} \frac{\overline{U^2}_f}{R \cdot \Delta f} \quad \text{albo} \quad S_f = \lim_{\Delta f \rightarrow 0} \frac{1}{R \cdot \Delta f} \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} U^2(t) dt$$

Eksperymentalnie funkcję tę wyznacza się stosując przestrajalny filtr środkowo-przepustowy o odpowiednio małej szerokości pasma Δf , z częstotliwością pomiarową f_o . Jak wynika z definicji tej funkcji, wyznacza się

wartość średniokwadratową $\frac{\overline{U^2}}{R}$ (moc) dla danej częstotliwości f_o , a następnie uśrednia pomiar przez zastosowanie obwodu RC o dostatecznie dużej stałej czasowej τ :

$$S_f = \frac{1}{R \cdot \Delta f} \int_0^{\tau} U^2(t, f) dt.$$

Warto zwrócić uwagę na fakt, że wartość średniokwadratowa sygnału szumowego w przedziale częstości $\langle f_1, f_2 \rangle$ związana jest z funkcją spektralnej gęstości mocy w następujący sposób:

$$\overline{U^2}_{(f_1, f_2)} = R \int_{f_1}^{f_2} S_f df.$$

Niekiedy do opisu sygnałów szumowych stosuje się czwartą funkcję statystyczną tzw. funkcję autokorelacji $F(\Delta t)$ będącą średnią wartością iloczynu funkcji losowej U_t dla chwili (t_1) i $(t_1 + \Delta t)$:

$$F(\Delta t) = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} U_{(t)} \cdot U_{(t + \Delta t)} dt.$$

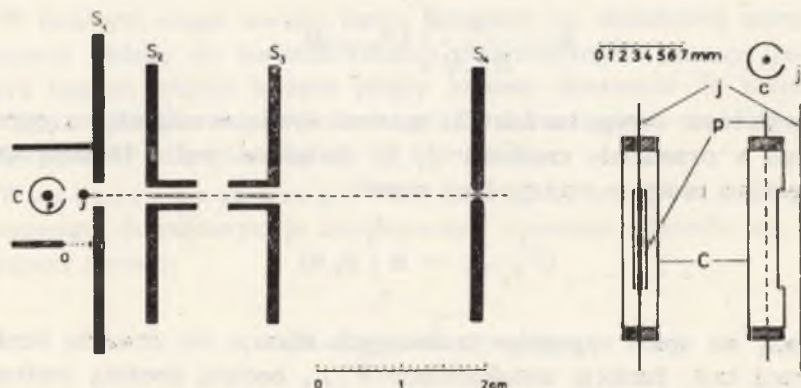
Realizuje się ją przez obliczenie średniej wartości wspomnianego iloczynu dla różnych opóźnień Δt . Funkcja ta opisuje ewentualne występowanie zależności wielkości amplitudy szumu w pewnej chwili od wielkości amplitudy szumu w innej chwili.

Teoria procesów statystycznych wskazuje, że funkcja autokorelacji dostarcza tyle informacji, co funkcja spektralnej gęstości mocy, ponieważ obie funkcje związane są z sobą przekształceniem Fouriera [5].

Z przytoczonych informacji wynika, że najistotniejsze są dwie funkcje służące do opisu szumów: funkcja rozkładu wartości chwilowych amplitud i funkcja spektralnej gęstości mocy. Celem niniejszej pracy jest znalezienie tych funkcji w przypadku szumów termoemisji jonowej.

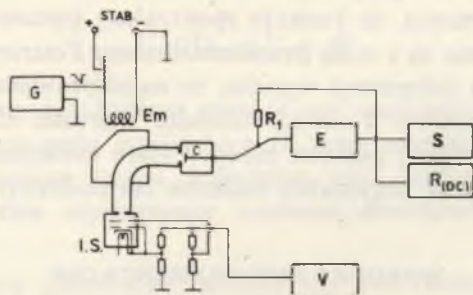
WARUNKI EKSPERYMENTALNE

Opisywane pomiary zostały przeprowadzone za pomocą spektrometru mas zaopatrzonego w źródło jonów z jonizacją powierzchniową [7]. Pary analizowanego pierwiastka (np. K, Cs) uzyskiwano przez podgrzanie włókna P . Atomy wydostające się przez otwór w cylindrze C ulegały adsorpcji na powierzchni włókna wolframowego J ogrzanego do temperatury rzędu 1500 K. W wyniku termicznej desorpcji i zjawiska jonizacji powierzchniowej uzyskiwano prąd jonowy o średnim natężeniu (składowa stała) $I_0 \approx \exp \frac{e(\varphi - V)}{kT}$ ($e\varphi$ — praca wyjścia elektronu z powierzchni wolframu, V — potencjał jonizacji badanego pierwiastka, k — stała Boltzmann).



Ryc. 1. Źródło jonów spektrometru mas; C — cylinder wolframowy, P — włókno wolframowe z naniesionym badanym pierwiastkiem, J — jonizator — taśma wolframowa o wym. $12 \times 0,8 \times 0,08$ mm, O — okno kwarcowe umożliwiające pomiar temperatury jonizatora za pomocą pirometru, S_1, S_2, S_3, S_4 — szczeliny formujące wiązkę jonową

Układ rejestrujący składał się z kolektora jonów, wzmacniacza elektrometrycznego z tranzystorem polowym na wejściu oraz układów analizujących rozkład amplitud (analizator wielokanałowy typu AI-1024) i spektralną gęstość mocy (nanowoltomierz selektywny typu 237).



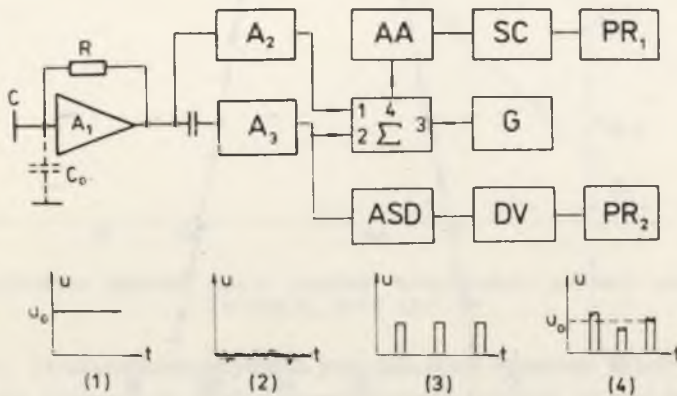
Ryc. 2. Schemat blokowy spektrometru mas; Em — elektromagnes, I.S. — źródło jonów, V — stabilizator wysokiego napięcia, C — kolektor jonów, E — elektrometr prądu stałego, R — rejestrator składowej stałej, S — analizator rozkładów amplitudowych lub spektralnej gęstości mocy

Przy regulacji natężenia pola magnetycznego spektrometru mas i obserwowaniu wskazań elektrometru prądu stałego nastawiano spektrometr na rejestrację wybranej linii widma mas (K-39 lub Cs-133). Fluktuacje natężenia prądu jonowego wzmacniano za pomocą szerokopasmowych wzmacniaczy napięć zmiennych (pasmo 5 Hz — 150 kHz).

WYNIKI POMIARÓW

FUNKCJA GĘSTOŚCI PRAWDOPODOBIEŃSTWA
(FUNKCJA ROZKŁADU CHWILOWYCH WARTOŚCI AMPLITUDE SZUMU)

Większość sygnałów losowych ma rozkład normalny. Istnieją jednak przypadki sygnałów losowych mających rozkłady znacznie odbiegające od rozkładu Gaussa [8, 9]. Dlatego w każdym przypadku badania szumów należy przeprowadzić test normalności rozkładu amplitud. Szczegółowy schemat zastosowanego układu elektronicznego przedstawiony jest na ryc. 3.

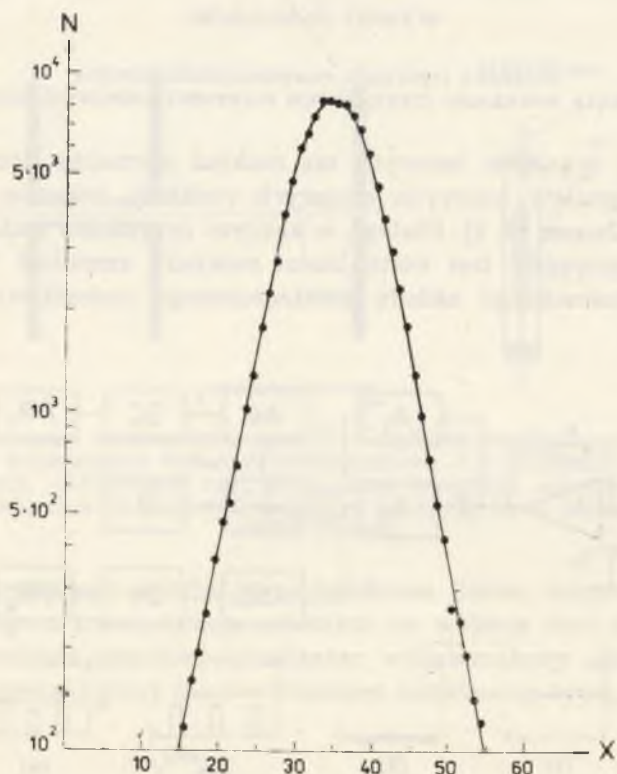


Ryc. 3. Schemat blokowy pomiarowego układu elektronicznego; A_1 — wzmacniacz elektrometryczny, A_2 — wzmacniacz prądu stałego, A_3 — wzmacniacz szerokopasmowy, Σ — układ sumujący z bramką, AA — analizator amplitudy, SC — przełącznik impulsów, PR — drukarki, G — generator impulsów prostokątnych, ASD — analizator spektralnej gęstości, DV — woltomierz cyfrowy

Dzięki zastosowaniu oddzielnych torów wzmacniacza składowej stałej (wzmacniacz A_1 i A_2) i składowej szumowej (wzmacniacz A_1 i A_3) uzyskano możliwość łatwego i właściwego doboru współczynników wzmocnienia tych wzmacniaczy. Do układu sumującego (Σ) dołączono również generator krótkich impulsów prostokątnych bramkujący napięcie U_0 (składowa stała prądu jonowego). W ten sposób analizator wielokanałowy otrzymuje krótkie impulsy prostokątne o średniej amplitudzie U_0 modulowanej szumami dołączonymi do wejścia „2” układu sumującego.

Przeprowadzony test normalności wykazał, że niezależnie od jonizowanego pierwiastka chwilowe wartości amplitud szumów stanowiły rozkład normalny:

$$N_{(U)} = \frac{N_0}{\sigma \sqrt{2\pi}} \cdot \exp \left[-\frac{(U_t - U_0)^2}{2\sigma^2} \right]$$



Ryc. 4. Rozkład wartości chwilowych amplitud szumu termoemisji jonowej potasu K-39; X — numer kanału analizatora, N — liczba impulsów zebranych w danym kanale; $T=1450$ K, $p=2 \cdot 10^{-7}$ Tr

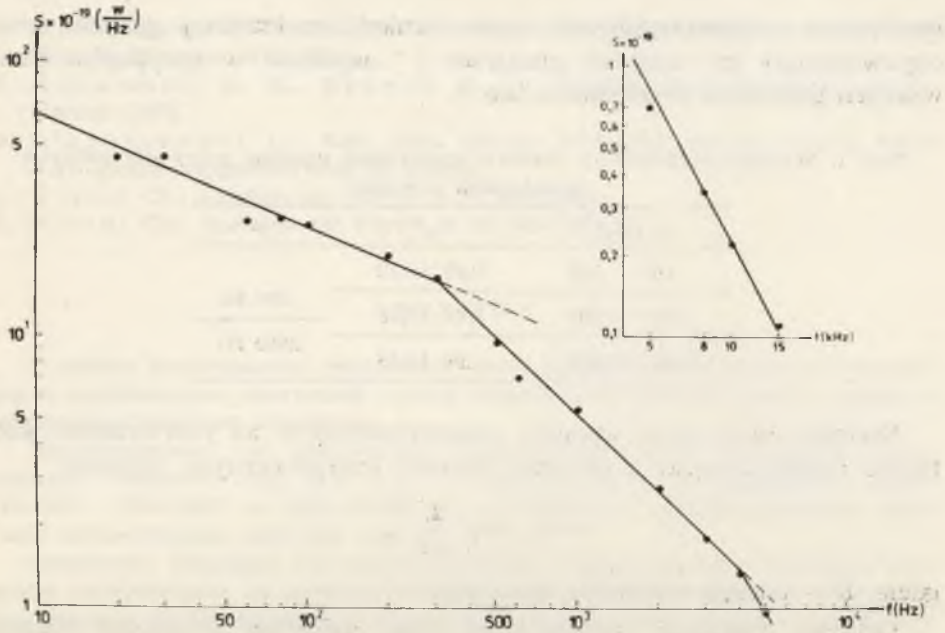
Wariancję σ^2 można wyznaczyć z połówkowej szerokości Δ krzywej rozkładu: $\sigma = 0,424 \Delta$.

Szerokość połówkowa rozkładu okazała się złożoną funkcją temperatury powierzchni jonizującej oraz ciśnienia tlenu w źródle jonów [10].

FUNKCJA SPEKTRALNEJ GĘSTOŚCI MOCY

Analizę częstotściową szumu termoemisji jonowej przeprowadzono nanowoltomierzem selektywnym typu 237 (Unipan) o stałej selektywności oktawowej wynoszącej 40 dB. Zastosowany wzmacniacz elektrometryczny ograniczał pasmo do przedziału 5 Hz—150 kHz. Jego opór wejściowy wynosił $R=10^7 \Omega$. Dla każdej częstotści pomiarowej f_0 uwzględniano poziom szumów własnych układu analizującego. Dla częstotści 1 kHz moc szumów własnych wynosiła $2 \cdot 10^{-23}$ W/Hz.

Otrzymana z pomiarów funkcja spektralnej gęstości mocy szumów termoemisji jonowej potasu z polikrystalicznego wolframu przedstawiona



Ryc. 5. Spektralna gęstość mocy szumów termooemisji jonowej potasu (K-39);
 $T=1520\text{ K}$, $p=2 \cdot 10^{-7}\text{ Tr}$

jest na ryc. 5. Charakterystyczne jest dla niej istnienie trzech obszarów częstotliwości, dla których w skali logarytmicznej funkcja ta ma trzy liniowe części o różnych nachyleniach.

Tego typu widma częstotliwościowe uzyskiwano dla przypadku tzw. szumu migotania [11, 12] w zjawisku połowej emisji elektronowej. Wzrost mocy szumów w miarę zmniejszania częstotliwości pomiarowej f_0 interpretuje się procesami adsorpcji i desorpcji obcych atomów z katody, zmianami strukturalnymi katod, dyfuzją domieszek z wnętrza katody ku jej powierzchni.

Częstotliwości, dla których obserwuje się zmiany nachylenia, wiąże się ze średnimi czasami życia zaadsorbowanych atomów: $f_1 = \frac{1}{2\pi \tau_1}$, $f_2 = \frac{1}{2\pi \tau_2}$ itd., cały zaś przebieg funkcji uzyskuje się przez superpozycję funkcji typu: $s = \frac{\tau_i}{1 + \omega^2 \tau_i^2}$, $\omega = 2\pi f$.

Przyjmuje się również istnienie charakterystycznej funkcji rozkładu stałych czasowych $g(t)$, taką, że:

$$S_f = \int_{\tau_1}^{\tau_n} s \cdot g(\tau) d\tau, \quad S_f = \int_{\tau_1}^{\tau_n} g(\tau) \frac{\tau_i}{1 + \omega^2 \tau_i^2} d\tau.$$

Nachylenie ε poszczególnych części funkcji spektralnej gęstości oraz odpowiadające im częstości graniczne f^* uzyskane w przypadku omawianych pomiarów przedstawia tab. 1.

Tab. 1. Wartość parametru ε funkcji spektralnej gęstości mocy dla różnych przedziałów częstości

Δf (Hz)	ε	f^*
10 ÷ 300	0,62 ± 0,10	
300 ÷ 3 000	0,93 ± 0,08	300 Hz
4 000 ÷ 30 000	1,96 ± 0,08	3800 Hz

Średnie czasy życia atomów zaadsorbowanych na powierzchni wolframu można związać z różnymi stanami energetycznymi atomów:

$$\tau = \tau_0 \exp \frac{E}{kT},$$

gdzie: E — energia aktywacji desorpcji.

Ostatnie równanie wskazuje na silną zależność przebiegu funkcji spektralnej gęstości od temperatury. Podczas przeprowadzanych eksperymentów zaobserwowano taką zależność [10]. Pomiarzy zależności termicznych są jednak bardzo trudne ze względu na wąski obszar dostępnych temperatur: minimalna temperatura jest znaną z badań termoemisji jonowej tzw. temperaturą progową, poniżej której nie obserwuje się termoemisji, maksymalna jest ograniczona do wartości około 1600 K, powyżej której pojawia się silna emisja impulsowa domieszek [8], zniekształcająca badane rozkłady.

Przeprowadzone pomiary wskazują na możliwość uzyskania nowych informacji o złożonych procesach zachodzących na powierzchni metali w wysokich temperaturach na drodze badania statystycznych właściwości szumów termoemisji jonowej.

PIŚMIENNICTWO

1. Van der Ziel A.: Noise, New York, 1970.
2. Van Vliet K. M., Johnson R. R.: J. Appl. Phys. 35, 2039 (1964).
3. Timm G. W., Van der Ziel A.: Physica 32, 1333 (1966).
4. Kleint Ch., Męclewski R., Błaszczyzyn R.: Physica 68, 382 (1973).
5. Bendat J. S., Piersol A. G.: Metody analizy i pomiaru sygnałów losowych, PWN, Warszawa 1976.
6. Żuk W.: Spektrometria mas i elektromagnetyczna separacja izotopów, PWN, Warszawa 1980.
7. Gładyszewski L.: Materiały Elektroniczne 2, 31 (1973).

8. Gładyszewski L.: Surface Research, Proc. of the 3rd Sem. on Surface Physics, Wrocław 1979, 121.
9. Нарышкин А. К., Врачов А. С.: Теория низкочастотных шумов, Москва 1972.
10. Gładyszewski L.: Ann. Univ. Mariae Curie-Skłodowska, Lublin, sectio AAA [praca przygotowywana do druku].
11. Kleint Ch.: Annalen der Physik B. 10, 295 (1963).
12. Kleint Ch.: Annalen der Physik B. 10, 309 (1963).

РЕЗЮМЕ

В работе представлены результаты исследований амплитудного распределения и спектральных плотностей шумов термоионной эмиссии калия и цезия из поликристаллического вольфрама.

Констатировано, что амплитудное распределение было гауссовское. Спектральная плотность вида $S_f \approx f^{-\varepsilon}$ (f — частота) имела три диапазоны частот: $\langle 10-300 \rangle$, $\langle 300-3000 \rangle$ и $\langle 4000-30\ 000 \text{ гц} \rangle$, для которых наклон ε достигал величины соответственно: 0,62, 0,93, 1,96.

Измерения показали, что можно получить новые данные о сложных процессах наступающих на металлических поверхностях при высоких температурах, методом исследования статистических свойств шумов термоионной эмиссии.

SUMMARY

Distribution of the momentary values amplitudes and spectral density function of the ion thermoemission noise were investigated. It was found that the amplitudes distributions are Gaussian. Spectral density function i.e. $S_f = f^{-\varepsilon}$ (f — frequency) has three frequency ranges: $\langle 10-300 \text{ Hz} \rangle$, $\langle 300-30\ 000 \text{ Hz} \rangle$ and $\langle 4000-30\ 000 \text{ Hz} \rangle$ for which the slope ε is 0.62, 0.93 and 1.96 respectively.

The results obtained in the work show that from the investigations of statistical phenomena of ion thermoemission noises, the information about the processes occurring on metallic surface at high temperatures can be found.

Złożono w Redakcji 15 V 1980 roku.

ANNALES UNIVERSITATIS MARIAE CURIE-SKŁODOWSKA

Nakład 575+25 egz. f. B5. Ark. wyd. 5,50, ark. druk. 4,25. Pap. ilustr., III, 115 g.
Przyjęto do druku w marcu 1981 r. Wydrukowano w październiku 1981 r.

Cena zł 18,—

Tłoczono w Oficynie Drukarskiej UMCS w Lublinie, nr zam. 239/81

czes. 16.

Biblioteka Uniwersytetu
MARII CURIE-SKŁODOWSKIEJ
w Lublinie

16364 34/35

CZASOPISMA

1979/1980

Adresse:

UNIWERSYTET MARII CURIE-SKŁODOWSKIEJ

BIURO WYDAWNICTW

Plac Marii

Curie-Skłodowskiej 5

20-031 LUBLIN

POLOGNE

Cena zł 18,—