

Instytut Fizyki UMCS

Longin GŁADYSZEWSKI

Dyfuzyjno – desorpcyjny model generacji szumów termoemisji jonowej
niektórych metali alkalicznychDiffusion – desorption Model for Generation
of the Ion Thermoemission NoisesДиффузионно – десорбционная модель генерации шумов
термоионной эмиссии некоторых щелочных металлов

1. WSTĘP

Wiele różnorodnych systemów dynamicznych (fizycznych, biologicznych, ekonomicznych) generuje fluktuacje posiadające widmo częstościowe $S \approx f^{-\gamma}$, ($0.7 < \gamma < 2$),

gdzie S jest gęstością widmową procesu zaś f – częstością: $S(f) = \lim_{\Delta f \rightarrow 0} \frac{\langle \delta i^2 \rangle}{\Delta f}$

[1,2]. Fluktuacje te, zwane też szumami typu $\frac{1}{f}$, badane są w szerokim zakresie częstości, od 10^{-7} Hz do 10^5 Hz, a obiektami badań są tak różne systemy, jak np.: elementy i układy elektroniczne [3], roztwory soli [4], komórki nerwowe [5], roślinne błony komórkowe [6], planety ze zmieniającym się, fluktuującym okresem rotacji [7] i inne [8].

Oprócz ewidencji źródeł szumów typu $\frac{1}{f}$ poszukuje się także mechanizmów generacji tego typu szumów w nadziei wyznaczenia wartości wielkości determinujących proces generacji szumów. Na przykład na drodze doświadczalnej nie udało się ustalić w widmie szumów dolnej granicy częstości, poniżej której widmo odchyłaby się od zależności $\frac{1}{f}$, ulegając nasyceniu przy $f \rightarrow 0$. Poszukiwania tej dolnej granicy częstościowej wynikają z rozbieżności całki

częstościowej wynikają z rozbieżności całki gęstości widmowej mocy

$$\int_{f_1}^{f_2} f^{-\gamma} df \xrightarrow{f_1 \rightarrow 0} \infty,$$

przedstawiającej moc całkowitą procesu w paśmie (f_1, f_2) , która dla realnego procesu fizycznego nie może być nieskończenie wielka. Spłaszczenie przebiegu widma przy $f \rightarrow 0$ dawałoby skończoną wartość tej całki.

Niestety, mimo licznych poszukiwań nie udało się ustalić dolnej granicy częstości i wydaje się, że należy zrezygnować z bardzo trudnych poszukiwań tej częstości, a raczej skoncentrować się na nowych modelach i nowych teoriach generacji szumów typu $\frac{1}{f}$.

Autor w swych kilkunastu dotychczas opublikowanych pracach przedstawił wyniki badań eksperymentalnych dotyczących fluktuacji prądów termoemisji jonowej niektórych metali alkalicznych i ziem rzadkich (np.: [9 - 12]). Wynika z nich, że mierzone funkcje autokorelacji

$$R(\tau) = \langle i(t) \cdot i(t + \tau) \rangle$$

fluktuacji natężenia prądu jonowego $i(t)$, gdzie τ jest czasem opóźnienia, można opisać zależnością wykładniczą:

$$R(\tau) = \langle di^2 \rangle \exp\left(\frac{-\tau}{\tau_0}\right).$$

Czas relaksacji procesu τ_0 jest identyfikowany ze średnim czasem życia atomów na powierzchni ciała stałego [13], zaś wielkość $di(t)$ jest chwilową wartością składowej fluktuacyjnej natężenia prądu jonowego: $i(t) = i + di(t)$, natomiast i_0 jest to wartość średnia natężenia tego prądu.

Zastosowanie transformacji Fouriera do funkcji $R(\tau)$ pozwoliło autorowi uzyskać, zgodnie z zależnością Wienera - Chinczyna [14]:

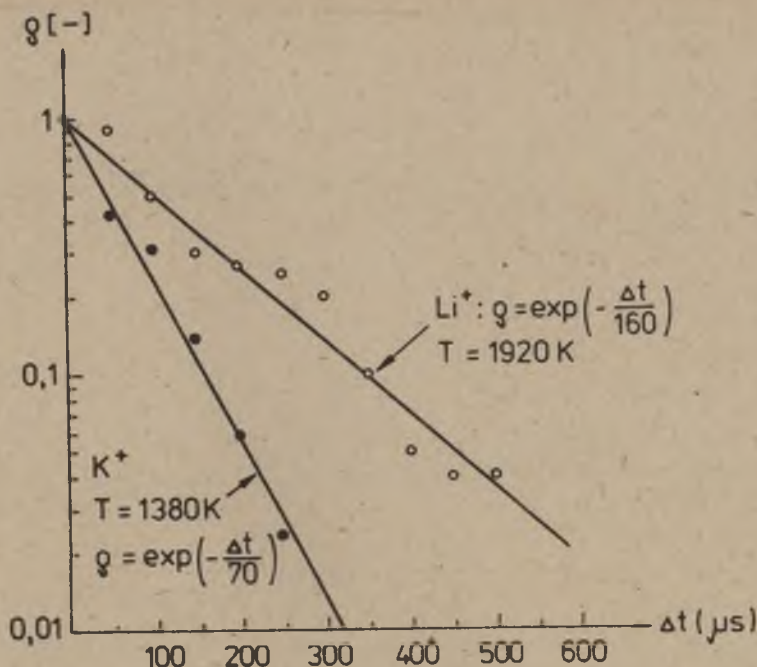
$$S(f) = 4 \int_0^{\infty} R(\tau) \cdot \cos(\omega\tau) d\tau$$

funkcję widmową mocy badanego szumu $S(f)$ o kształcie funkcji Lorentza:

$$S(f) = \frac{4 \langle di^2 \rangle \cdot \tau_0}{1 + (\omega\tau_0)^2}.$$

Niezależne pomiary funkcji $S(f)$ w zakresie częstości f od 10Hz do 20kHz potwierdziły tę lorentzowską zależność $S(f)$, [10, 12].

• Celem niniejszej pracy jest próba dokonania opisu procesu generacji fluktuacji (szumów) termoemisji jonowej oraz wyjaśnienia podstawowych zależności obserwowanych podczas przeprowadzania eksperymentów.



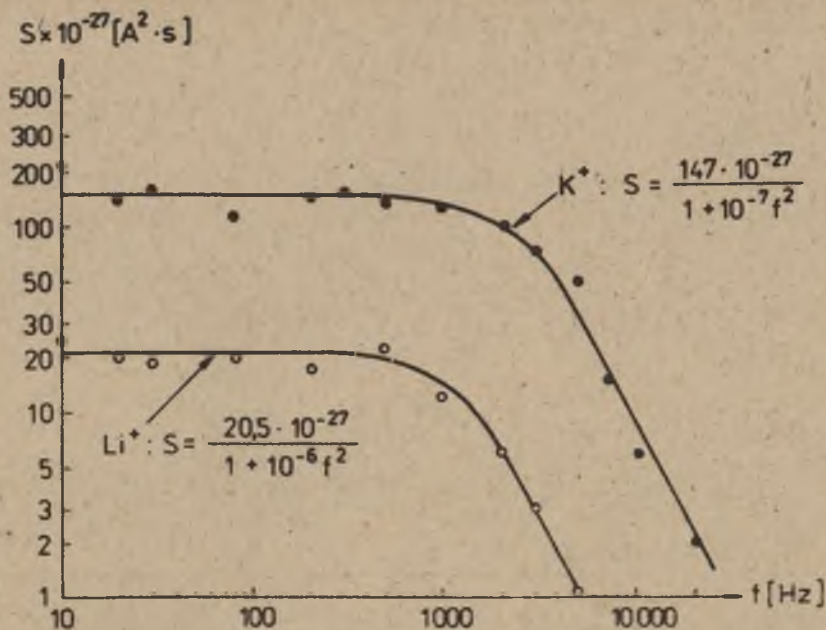
Ryc. 1. Przykłady funkcji autokorelacji fluktuacji prądów jonowych potasu i litu

2. WARUNKI EKSPERYMENTALNE

Prądy jonowe uzyskiwano w termoemisyjnym źródle jonów spektrometru mas [15]. Budowa źródła jonów oraz procedura nanoszenia atomów metali alkalicznych na emiter źródła była już opisywana wcześniej [11], tutaj przypomnimy jedynie niezbędne dane eksperymentalne.

Dwie krople wodnego roztworu soli metalu alkalicznego umieszczano na powierzchni taśmy-emitera, w odległości 1 od siebie. W trakcie przygotowywania źródła jonów odparowywano wodę, a następnie umieszczano je w komorze próżniowej spektrometru mas. Po uzyskaniu w spektrometrze ciśnienia rzędu 10^{-7} tora i dokonaniu niezbędnych regulacji, uzyskiwano na kolektorze spektrometru rejestrację wybranej linii widma mas, a specjalne układy elektroniczne [16] wzmacniały i analizowały składową szumową prądu jonowego. W przypadku litu była to linia Li-7, potasu K-39, rubidu Rb-85, zaś dla cezu linia Cs-133.

Niektóre pomiary zostały przeprowadzone w specjalnej komorze próżniowej z tym samym źródłem jonów, jednak bez analizy mas. Ciśnienie w tej komorze wynosiło 10^{-9} tora, co zapewniało poprawniejsze warunki eksperymentalne. Stwierdzono identyczność danych uzyskanych z obu aparatów. Tego faktu należało ocze-



Ryc. 2. Funkcje spektralnej gęstości mocy fluktuacji prądów termoemisji jonowej potasu i litu uzyskane na drodze bezpośrednich pomiarów funkcji S (nie są one uzyskane przez transformację Fouriera danych z Ryc. 1., aczkolwiek wykazują dobrą zgodność z danymi odczytanymi z Ryc. 1.)

kiwać, ponieważ praca z powierzchniami emitującymi jony była prowadzona w warunkach wysokich temperatur (typowy zakres: od 1800 K do 2500 K), a dla takich temperatur średnie czasy życia zaadsorbowanych atomów są zwykle krótsze niż $100 \mu\text{s}$, co daje bardzo mały stopień pokrycia emitera atomami gazów resztkowych.

Należy oczekiwać obecności atomów węgla na powierzchni wolframowego emitera jonów, jednak analiza tego faktu jest niemożliwa do przeprowadzenia w stosowanej aparaturze. Można jedynie stwierdzić, że w całym badanym zakresie temperatur praca wyjścia elektronu pozostaje stała.

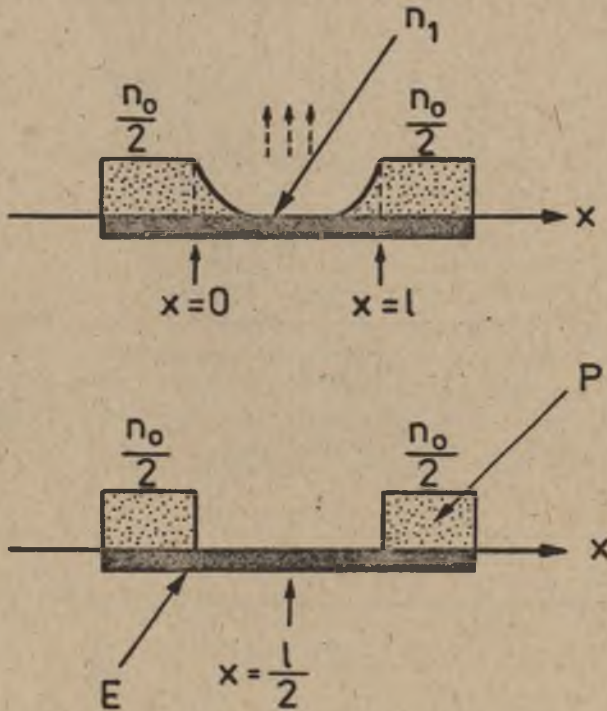
3. DYFUZYJNO-DESORPCYJNY MODEL GENERACJI SZUMÓW PRĄDÓW TERMOEMISJI JONOWEJ

Istniejącą w źródle jonów geometrię dwu źródeł atomów i proces dyfuzji atomów między tymi „zbiornikami” można opisać za pomocą równania koncentracji atomów

$n(x, t)$ w miejscu „ x ” w chwili „ t ” [17]:

$$n(x, t) = n_0 \left[1 - \frac{4}{\pi} \exp\left(-\frac{\pi^2}{l^2} Dt\right) \sin\left(\frac{\pi}{l} \cdot x\right) \right],$$

gdzie D jest współczynnikiem dyfuzji powierzchniowej.



Ryc. 3. Uproszczony wygląd emitera jonów E z dwiema kroplami naniesionej próbki P . Rys. dolny - sytuacja początkowa rys. górny - po ustaleniu się równowagi między atomami dyfundującymi do centrum emitera i ulegającymi desorpcji

Ponieważ wąska szczelina źródła jonów spektrometru wycinała ze strumienia jony parujące ze środkowego obszaru emitera, dalsze rozważania będą przeprowadzone dla rejonu w pobliżu $x = \frac{l}{2}$.

W warunkach równowagi termodynamicznej między atomami dyfundującymi do tego miejsca i parującymi zeń, w temperaturze T ustala się stały poziom n_1 koncentracji powierzchniowej atomów, który można obliczyć biorąc pod uwagę, że szybkość parowania wyraża się wzorem:

$$\frac{dn}{dt} = -kn, \quad k = \frac{1}{\tau_0},$$

gdzie τ_0 oznacza średni czas życia atomu na powierzchni metalu. Z dwu ostatnich równań mamy zatem:

$$n_1 = n_0 \frac{\pi^2}{l^2} D \left(\frac{\pi^2}{l^2} D + \frac{1}{\tau_0} \right)^{-1} \approx n_0 \frac{\pi^2}{l^2} D \tau_0.$$

Z równania Saha – Langmuira wynika, że gęstość prądu emisji jonowej może być wyznaczona z następującej zależności:

$$i_0 = en \left\{ 1 + a \exp \frac{e(V - \varphi)}{kT} \right\}^{-1}, \quad (1)$$

gdzie a oznacza stałą dla danego rodzaju atomów, V – ich potencjał jonizacji, $e\varphi$ – pracę wyjścia metalu, z którego powierzchni parują jony.

Fluktuacje prądu jonowego wokół średniej wartości natężenia i_0 wynikają w głównej mierze z fluktuacji lokalnej (w miejscu desorpcji) pracy wyjścia, spowodowanej fluktuacjami n w wyniku dyfuzji oraz desorpcji atomów:

$$\sqrt{\langle di^2 \rangle} = i_0 \cdot \frac{d(e\varphi)}{kT},$$

Zastosujmy formułę Helmholtza [18] wiążącą zmianę pracy wyjścia ze zmianą n :

$$e\varphi = e\varphi_0 - \frac{e\mu n}{\epsilon_0},$$

(μ oznacza moment dipolowy zaadsorbowanych atomów, zaś ϵ_0 – przenikalność elektryczną próżni) do znalezienia związku między fluktuacjami n i fluktuacją pracy wyjścia:

$$d(e\varphi) = \frac{e\mu}{\epsilon_0} dn.$$

Kiedy fluktuacje są niewielkie (taki warunek jest spełniony w doświadczeniu) możemy założyć, że $\langle dn^2 \rangle = \langle n \rangle$. Otrzymamy więc:

$$\langle di^2 \rangle = \left[\frac{\pi i_0 e \mu}{\epsilon_0 k T l} \right]^2 n_0 D \tau_0.$$

Poddamy eksperymentalnej analizie korelacyjnej fluktuujący prąd jonowy. W wyniku takiej analizy uzyskano [19]:

$$R(\tau) = \langle di^2 \rangle \exp \left(\frac{-\tau}{\tau_0} \right),$$

ze stałą czasową zależną od temperatury w następujący sposób:

$$\tau_0 = \tau_0^0 \exp\left(\frac{E_1}{kT}\right), \quad (2)$$

gdzie E_1 jest energią desorpcji atomów i zależy ona od rodzaju układu adsorpcyjnego.

Transformacja Fouriera zastosowana do funkcji autokorelacji $R(\tau)$ pozwala otrzymać widmową gęstość postaci:

$$S(f) = 4 \langle di^2 \rangle \int_0^\infty \exp\left(\frac{-\tau}{\tau_0}\right) \cos(\omega\tau) d\tau = \frac{4 \langle di^2 \rangle \tau_0}{1 + (\omega\tau_0)^2}.$$

Jeżeli za $\langle di^2 \rangle$ wstawimy wyprowadzone wyżej wyrażenie, otrzymamy:

$$S(f) = \left[\frac{2\pi i_0 e \mu \tau_0}{\epsilon_0 k T l} \right]^2 n_0 D \frac{1}{1 + (\omega\tau_0)^2}.$$

Tę ostatnią zależność zweryfikowano przez niezależny, kontrolny pomiar widmowej gęstości mocy, uzyskując bardzo dobrą zgodność z wynikami otrzymanymi pośrednią drogą analitycznie przeprowadzonej transformaty funkcji autokorelacji.

Badano również zależność funkcji S od natężenia składowej stałej i_0 , uzyskując poprawną relację $S \approx i_0^2$ [10].

Warto zwrócić uwagę na interesujące właściwości uzyskanej postaci funkcji widmowej gęstości mocy:

1. dla małych częstości, $\omega\tau_0 \ll 1$, uzyskuje się płaski przebieg $S(f)$ z asymptotyczną wartością S_0 , gdy $f \rightarrow 0$:

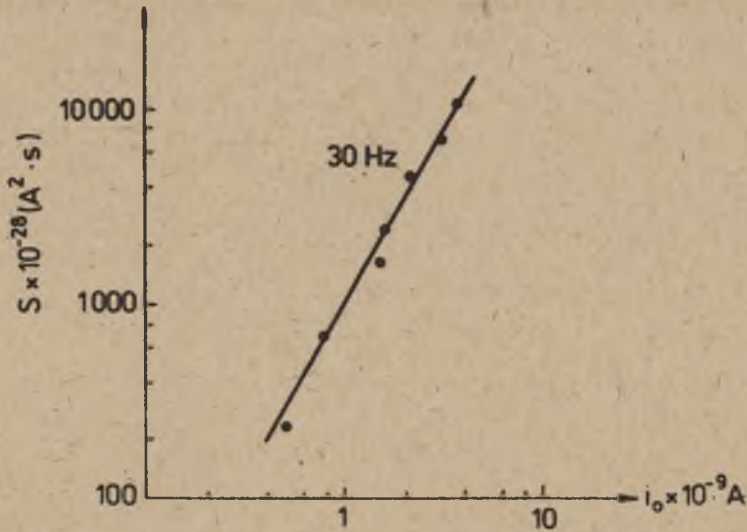
$$S_0(f) = \left[\frac{2\pi i_0 e \mu \tau_0}{\epsilon_0 k T l} \right]^2 n_0 D,$$

2. dla dużych częstości $\omega\tau_0 \gg 1$, $S = \frac{S_0}{f^2}$. Gdy $f \rightarrow \infty$, $S \rightarrow 0$. W praktyce, dla częstości około 20 kHz funkcja S osiąga poziom szumów śrutowych prądu jonowego $S_1 = 2ei_0$ [20],

3. dla $\omega\tau_0 = 1$ następuje zagięcie widma a funkcja S osiąga przy częstości $f = \frac{1}{2\pi\tau_0}$ wartość $S_2 = \frac{1}{2}S_0$.

4. BADANIE ROZKŁADÓW CHWILOWYCH WARTOŚCI AMPLITUD FLUKTUACJI PRĄDÓW JONOWYCH

W celu dokonania pełnego opisu właściwości statystycznych procesu fluktuacyjnego $i(t)$ należy przeprowadzić również analizę funkcji gęstości prawdopodobieństwa $p(i)$ amplitud fluktuacji. Funkcję $p(i)$ definiuje się jako prawdopodobieństwo tego, że chwilowa wartość natężenia prądu $i(t)$ będzie zawarta w wąskim



Ryc. 4. Zależność wartości funkcji spektralnej gęstości mocy S , przy częstotliwości 30 Hz od wartości średniej natężenia prądu jonowego potasu i_0

przedziale amplitud, między wartością i^n oraz $i + \Delta i^n$:

$$p(i) = \lim_{\Delta i \rightarrow 0} \frac{\text{Prob. } [i < i(t) < i + \Delta i]}{\Delta i}$$

Rozkłady prawdopodobieństwa amplitudowego większości procesów fizycznych są gaussowskie, znane są jednak liczne przypadki występowania innych rozkładów [21, 22]. Występują też niekiedy stopniowo postępujące odkształcenia rozkładów gaussowskich przy zmianie parametrów eksperymentu, takich jak temperatura [10], napięcie polaryzujące [22] itd.

Czasami obserwuje się swoistą ewolucję rozkładów amplitud fluktuacji w czasie [23].

W przypadku fluktuacji prądów termoemisji jonowej potasu stwierdzono, że przy wzroście temperatury powierzchni emitującej następuje stopniowe przechodzenie od rozkładów ściśle gaussowskich do monopolarnych (dodatnich), niesymetrycznych względem osi czasu fluktuacji prądu jonowego, pochodzących z impulsowej emisji domieszek potasu do materiału emitera [24, 25, 26].

Emisja ta polega na gwałtownym uwalnianiu grup od około 10^3 do 10^6 jonów potasu jednokrotnie zjonizowanych, tworzących krótkie impulsy prądu jonowego.

Widmo mas tej impulsowej emisji potasu występuje przy tych samych wartościach natężenia analizującego pola magnetycznego i napięcia przyspieszającego jony.

Oznacza to, że jony opuszczające powierzchnię emitera w licznych aktach impulsowej emisji tworzą zwartą chmurę pojedynczo zjonizowanych atomów potasu K_1^+ .

W zjawisku impulsowej termoisjii jonowej potasu można spodziewać się występowania jonów klasterowych K_n^+ . Nasze poszukiwania tych jonów nie przyniosły pozytywnego rezultatu, zapewne z powodu ograniczonej czułości układów pomiarowych spektrometru mas (poszukiwania odbywały się na poziomie natężeń 10^{-16} A).

Wielkość odkształceń rozkładów uzyskiwanych w eksperymencie charakteryzowano poprzez podanie wartości parametrów rozkładu zwanych skośnością Sk i wskaźnikiem ekscesu Ex . Parametry te definiuje się następująco:

$$Sk = \frac{\mu_3}{\sigma^3}, \quad Ex = \frac{\mu_4}{\sigma^4},$$

gdzie μ_3 i μ_4 są odpowiednimi momentami centralnymi badanych rozkładów:

$$\mu_k = \langle (i(t) - i_0)^k \rangle,$$

natomiast σ jest dyspersją rozkładu. Skośność Sk charakteryzuje asymetrię rozkładu, natomiast wskaźnik ekscesu Ex - stromość rozkładu realnego w porównaniu z idealnym, gaussowskim. Dla tego ostatniego $Sk = 0$, $Ex = 3$.

W przypadku rozkładów amplitud chwilowych wartości fluktuacji prądów termoisjii jonowej obserwowano ewolucję tych parametrów wraz ze zmianą temperatury emitera. Ryc. 6 i 7 ilustrują to zjawisko na przykładzie fluktuacji prądów jonowych potasu i litu.

W przypadku potasu Sk wzrasta z powodu pojawienia się w wyższych temperaturach impulsowej emisji K^+ . Wzrost wskaźnika Ex wskazuje na pewną formę niestacjonarności procesu termoisjii w wysokich temperaturach.

5. BADANIE DYFUZJI POWIERZCHNIOWEJ I DESORPCJI TERMICZNEJ ATOMÓW

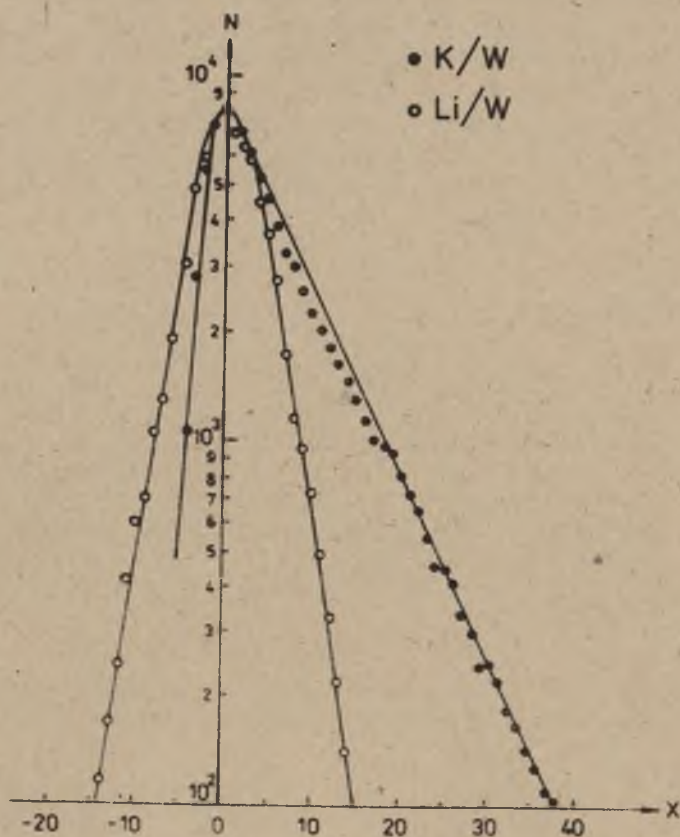
Wyprowadzona forma opisu średniego kwadratu fluktuacji umożliwia wyznaczenie energii aktywacji dyfuzji powierzchniowej. Konieczne jest przy tym wprowadzenie specjalnie znormalizowanej funkcji widmowej gęstości mocy, ponieważ zarówno wartość średnia natężenia prądu jonowego (inaczej: składowa stała i_0) jak i wielkość τ_0 są funkcjami temperatury (vide wzory (1) i (2)).

Oznaczmy przez s_0 następującą funkcję temperatury:

$$s_0 = \frac{S_0 T^2}{i_0^2 \tau_0^2}, \quad s_0 \approx D = D_0 \exp\left(\frac{-E_2}{kT}\right),$$

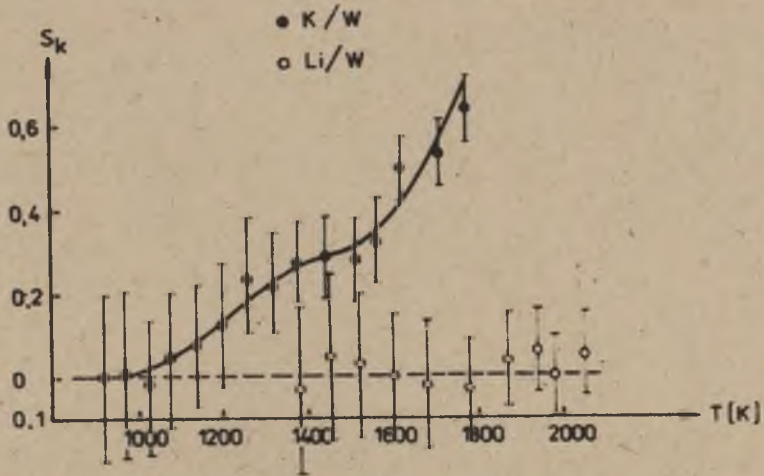
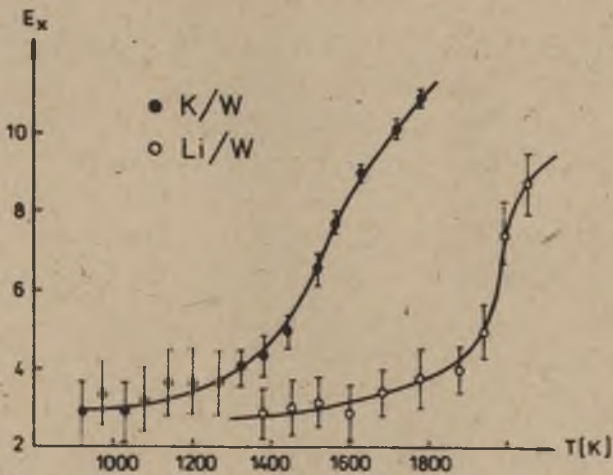
gdzie E_2 jest energią aktywacji dyfuzji powierzchniowej. Z zależności

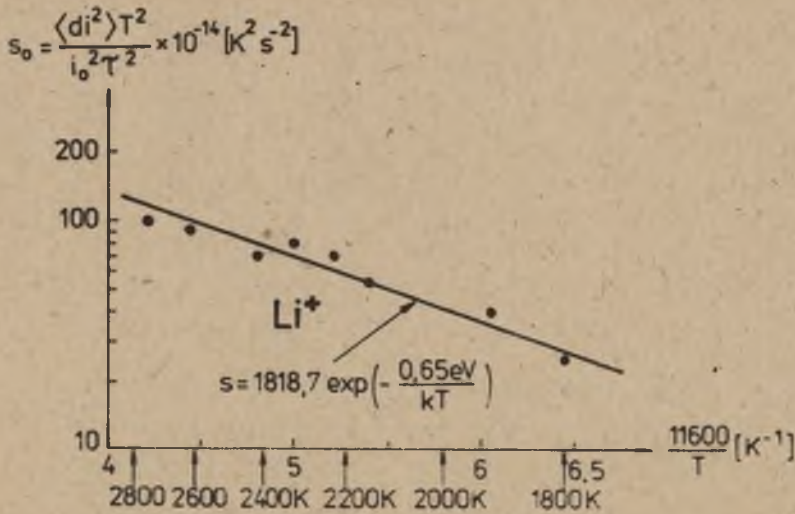
$$\log s_0 = A - \frac{E_2}{kT} \text{ znajdujemy } E_2 \text{ jako tangens kąta nachylenia } \log s_0 = f\left(\frac{1}{T}\right).$$



Ryc. 5. Rozkłady chwilowych wartości amplitud fluktuacji prądów termoemisji jonowej litu (rozkład gaussowski) i potasu (rozkład ze znaczną asymetrią w wyniku mieszania się fluktuacji gaussowskich potasu z emisją impulsową naturalnych domieszek potasu do emitera).

Oznaczenia: X - numer kanału analizatora, N - liczba impulsów o danej amplitudzie, zebranych w odpowiednich kanałach analizatora.

Ryc. 6. Zależność skośności S_k rozkładów amplitudowych od temperatury emitera jonówRyc. 7. Zależność wskaźnika ekscesu E_x od temperatury powierzchni emitującej jony



Ryc. 8 Przebieg funkcji s_0 w zależności od odwrotności temperatury

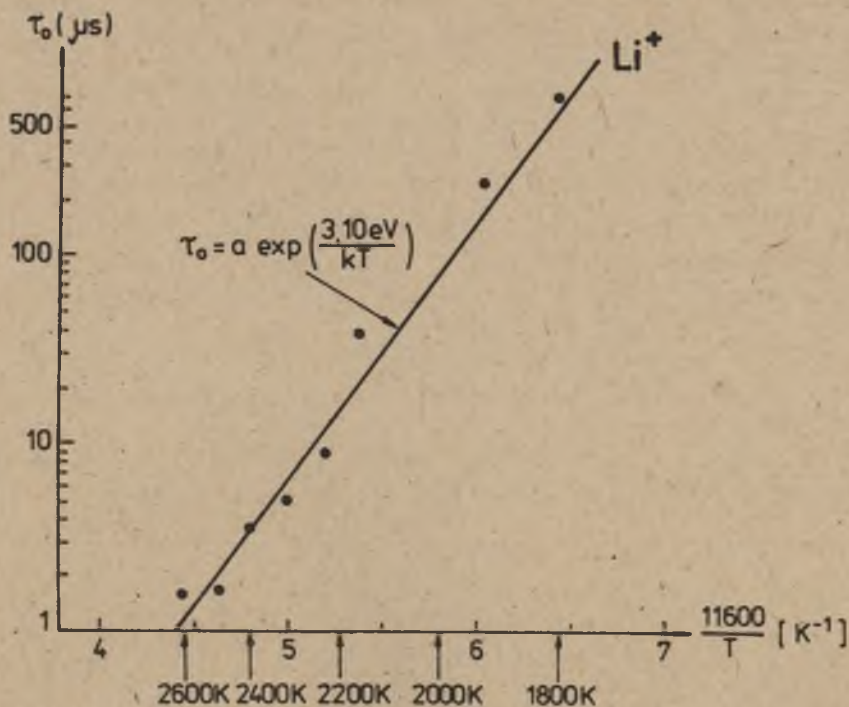
Wartość S_0 wyznaczano za pomocą nanowoltomierza selektywnego typu „Unipan 237”, nastrojonego na dostatecznie niską częstość, tak aby spełniony był omówiony już wcześniej warunek: $\omega\tau_0 \ll 1$. Pomiaru i_0 dokonywano elektrometrem prądu stałego, natomiast τ_0 wyznaczano przez dopasowanie funkcji $R = R_0 \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_0}\right)$ do eksperymentalnie znalezionej przebiegu funkcji autokorelacji. Tę ostatnią funkcję wyznaczano za pomocą analizatora stochastycznego typu „NSA 1000” (niektóre wcześniejsze pomiary przeprowadzano za pomocą analizatora wielokanałowego „ICA 70”).

Badanie zmian wnoszonych do przebiegu $R(\tau)$ przez zmianę temperatury emitera umożliwiło wyznaczenie energii desorpcji E_1 jonów z powierzchni wolframu:

$$\tau_0 = \tau_0^0 \exp\left(\frac{E_1}{kT}\right).$$

Uzyskane z eksperymentów parametry statystyczne fluktuacji prądów termoe-misji jonowej litu, potasu i cezu umieszczone są w tab. 1.

Umieszczono tu również wartości potencjałów jonizacji atomów [26] oraz wartość średnią pracy wyjścia wolframu, wyznaczoną doświadczalnie z zależności Saha – Langmuira, wzór (1). Ta ostatnia wartość jest nieco wyższa od powszechnie przyjmowanych wartości $e\varphi = 4,52$ eV dla polikrystalicznego wolframu. Wiadomo [27, 28], że praca wyjścia materiału polikrystalicznego wyznaczana metodą jonizacji



Ryc. 9 Zależność średniego czasu życia atomów Li na powierzchni wolframu od odwrotności temperatury

Tab. 1. Podstawowe dane atomowe i parametry statystyczne fluktuacji prądów termoemisji jonowej litu, potasu i ceszu

Pierwiastek	V [V]	$e\varphi$ [eV]	E_1 [eV]	E_2 [eV]	Sk	E_x
Li	5,39	4,60	$3,10 \pm 0,06$	$0,65 \pm 0,03$	0,02	3,06
K	4,34	4,60	$2,01 \pm 0,01$	$0,40 \pm 0,02$	0,04	3,10
Cs	3,89	4,60	$1,72 \pm 0,20$	$0,26 \pm 0,05$	0,10	4,05

Uwagi: warunki termiczne dotyczące kolumn Sk i E_x :

1. $T < 1700$ K w przypadku Li i K,
2. W przypadku Cs: $T < 1500$ K.

powierzchniowej jest większa od pracy wyjścia wyznaczanej w oparciu o metodę emisji termoelektronowej lub polowej emisji elektronowej.

Praca była finansowana z funduszy CPBP 01.08.A1.

BIBLIOGRAFIA

- [1] Tandon J. L., Bilger H. R.: *J. Appl. Phys.*, 47, 1697, (1976).
- [2] Buckingham B.: *Noise in Electronic Devices*, J. Wiley, New York 1983.
- [3] Brophy J. J., *Phys. Rev.*, 166, 827, (1968).
- [4] Gabrielli C., Huet F., Keddam M.: *Proc. of the 7-th Conf. on Noise in Physical Systems*, Montpellier 1983, ed. M. Savelli, Amsterdam 1983, 385.
- [5] Verveen A. A., Derksen H.E.: *Proc. IEEE*, 56, 906, (1968).
- [6] Pousard D.: *Proc. of the 7-th Conf. on Noise in Physical Systems*, Montpellier 1983, ed. M. Savelli, Amsterdam 1983, 369.
- [7] Munk W.H.: *The Rotation of the Earth*, Cambridge Univ. Press, 192, 1960.
- [8] Pellegrini B.: *Proc. of the 7-th Conf. on Noise in Physical Systems*, Montpellier 1983, ed. M. Savelli, Amsterdam, 1983, 81.
- [9] Gładyszewski L.: *Annales UMCS, sect. AAA*, 38, 21, (1983).
- [10] Gładyszewski L.: *Internat. Journal Mass Spectrom.*, 69, 185, (1986).
- [11] Gładyszewski L.: *Isotopenpraxis*, 22, 212, (1986).
- [12] Gładyszewski L.: *Powierkhnost*, No 10, 52, (1987).
- [13] Mac Donald D. K. C.: *Noise and Fluctuations*, J. Wiley, New York 1962.
- [14] Bendat J.S., Piersol A.G.: *Metody Analizy i Pomiaru Sygnałów Losowych*, PWN, Warszawa 1976.
- [15] Gładyszewski L.: *Spektrometria Mas i Elektromagnetyczna Separacja Izotopów*, red.: W. Żuk, PWN, Warszawa 1980, 228.
- [16] Gładyszewski L.: *Annales UMCS, sect. AAA*, 34/35, 55, (1979/1980).
- [17] Boltaks W. I.: *Diffusion in Semiconductors*, Moskwa 1961.
- [18] Hölzl J., Schulte F. K.: *Solid Surface Phys.*, 85, 1, (1979).
- [19] Gładyszewski L.: *Surface Physics, Proc. of the 1-st Semin. on Surface Phys.*, Łódź 1986, 11.
- [20] Van der Ziel A.: *Fluctuation Phenomena in Semiconductors*, London 1959.
- [21] Naryszkin A. K., Wraczo A. S.: *Teorija Niskoczystotnych Szumow*, Moskwa 1972.
- [22] Koktavy B., Sikula J., Vasina P.: *Acta Phys. Slovaca*, 30, 163, (1980).
- [23] Moore W. J.: *J. Appl. Phys.*, 45, 1896, (1974).
- [24] Minturn R. E., Datz S., Taylor E. H.: *J. Appl. Phys.*, 31, 876, (1960).
- [25] Gładyszewski L.: *Annales UMCS, sect. AAA*, 33, 71, (1978).
- [26] Gładyszewski L.: *Acta Universitatis Vratislaviensis*, 47, 163, (1986).
- [27] Valyi L.: *Atom and Ion Sources*, Akademia Kiado, Budapest 1977.
- [28] Zandberg E. A., Ionov N. I.: *Surface Ionization*, Moscow 1961.
- [29] Weiershausen W.: *Advances in Mass Spectrometry*, ed. J. D. Waldron, Pergamon Press, London 1959, 120-124.

SUMMARY

Ion thermoemission measurement of the diffusion-desorption induced noise by alkalis adsorbate, which covered a tungsten emitter is described in terms of autocorrelation and spectral density functions, and instantaneous amplitude distribution function.

The noise is interpreted by the work function fluctuation.

РЕЗЮМЕ

Проведены исследования функции спектральной плотности низкочастотных шумов, появляющихся при термоионной эмиссии щелочных металлов из поликристаллического вольфрама. Установлено, что во время диффузии в условиях адсорбционно-десорбционного равновесия, связанные с флуктуациями работы выхода анода термоионного источника генерированные шумы, имеют лоренцовый спектр. Изучена функция распределения амплитуд шумов, которая обычно соответствует закону Гаусса. Обнаружено, что при высоких температурах эмиттера ионов ($T \gg 1500$ K) наблюдаются отклонения от кривой Гаусса.

Złożone 20.IV.1988

