

**WYŻSZA SZKOŁA PEDAGOGICZNA
IM. KOMISJI EDUKACJI NARODOWEJ
W KRAKOWIE**

**ROCZNIK
NAUKOWO-DYDAKTYCZNY
ZESZYT 60**

**PRACE
FIZYCZNE
II**



KRAKÓW 1977

WYDAWNICTWO NAUKOWE WSP

PRACE FIZYCZNE
II

ROCZNIK
NAUKOWO-DYDAKTYCZNY
ZESZYT 60

ANNALES
DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE
À CRACOVIE
FASCICULE 60

WYDAWNICTWO NAUKOWE
WYŻSZEJ SZKOŁY PEDAGOGICZNEJ

PRACE FIZYCZNE
II

pod redakcją
ZBIGNIEWA BOREŁOWSKIEGO

WYDAWNICTWO NAUKOWE
WYŻSZEJ SZKOŁY PEDAGOGICZNEJ
KRAKÓW 1977

Recenzenci:

**Doc. dr EUSTACHY BEREZOWSKI, doc. dr ZBIGNIEW
BORELOWSKI, doc. dr JULIAN DUDEK, doc. dr JAN
HAŃDEREK, prof. dr MARIA KUNISZ, prof. dr TADEUSZ
LIPSKI, prof. dr TADEUSZ PIECH,
doc. dr hab. inż. ZDZISŁAW TAROCIŃSKI**

KOMITET REDAKCYJNY

HENRYK LACH
(przewodniczący)

**JANINA DŁUGOSZOWA, BOLESŁAW FARON, JULIUSZ JASIEŃSKI,
ZOFIA KRYGOWSKA, JÓZEF MUSIELAK, EWA SŁAWĘCKA,
JAN SZMYD, TADEUSZ ZIĘTARA**
(członkowie)

KAZIMIERZ AUGUSTYNEK
(sekretarz)

JAN BUDA
(sekretarz techniczny)

EWA POKŁAD
(redaktor Wydawnictwa)

**WYKONANO W WYDAWNICTWIE NAUKOWYM
WYŻSZEJ SZKOŁY PEDAGOGICZNEJ
KRAKÓW, UL. KARMEŁICKA 41**

Józef Chmiela
Teachers' Training College, Cracow

Krzysztof Melzacki
Institute of Nuclear Physics, Cracow

Jerzy Pietruszka
Institute of Nuclear Physics, Cracow
Teachers' Training College, Cracow

NEW EXPERIMENTS ON GAS TARGET SPECTROSCOPY.
ATOMIC LIFE-TIME MEASUREMENTS OF SOME DEUTERIUM LEVELS¹

Experiments on optical spectra using ion - beams and gas or foil targets were proposed by S. Bashkin in 1963 [1] and L. Kay [2]. The main uses of the new method of ion production and excitation are: to determine which levels are excited in various atomic species, which transitions occur, and above all to measure the mean lives of some of those levels.

None of the major difficulties encountered in the conventional light sources such as collisional deexcitation of levels, the problem of local thermodynamic equilibrium and the negligible efficiency of production of ions in higher stages of ionization play any role in this new² technique which makes use of a beam of high energy excited species. Significant development of the method was made basically in the University of Arizona, Tucson, Arizona and in many (30 or so) other laboratories distributed among 9 countries. The progress which has been made since 1963 is summarized in the Proceedings of the Conference held at the University of Arizona in 1967 [4], in the Proceedings of the Second International Conference held in Lysekil, Sweden in 1970 [5] and in Proceedings of the Third International Conference [9] held in Tucson, Arizona in 1972.

Fig. 1 shows the idea of the experiment. A beam of accelerated particles travels from left to right and enters the target /either a thin carbon foil with area density of 10 /cm^2 or a gas target/. In the target the ions undergo the processes of ionization /both electron stripping and electron attachment may occur/ and excitation to higher atomic

¹The results of the experiments were presented at the Vth National Conference on Spectroscopy, Varna 1973, sponsored by Bulgarian Academy of Sciences.

²W. Wien [3] performed the first experiments on light decay in a beam of canal rays.

levels. The beam emerging from the target is composed of the excited ions and their deexcitation results in a decaying luminous beam which is the main object of observation.

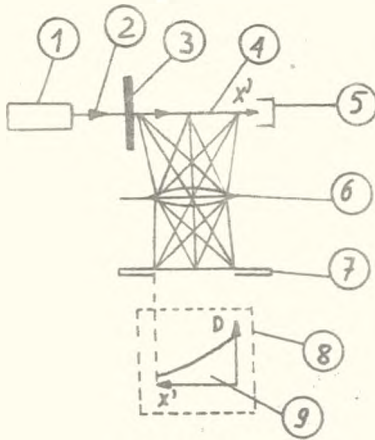


Fig. 1

General idea of the experiment. 1 - accelerator, 2 - accelerator beam, 3 - foil or gas target, 4 - beam of excited, light emitting ions, 5 - Faraday cup, 6 - lens, 7 - spectrograph slit, 8 - spectrograph, 9 - photographic plate and plate density vs distance curve

carbon foil [6]. For example, if a considerable number of $^{22}\text{Ne}^{5+}$ ions are to be produced in the target, the energy of the accelerated neon ions should be roughly $0.20 \frac{\text{MeV}}{\text{A}}$ i.e. 4.4 MeV.

The Cracow centre of physics is expecting the delivery of a 10 MeV, tandem type Van de Graaf accelerator and the Beam Foil Spectroscopy is considered as one of the prospective research programmes. However, some preparatory experiments are being carried out on the small 200 keV accelerator of the Institute of Nuclear Physics, Cracow and preliminary results are presented below.

Fig. 3 shows the gas target applied /length 4 cm, furnished with 4 mm dia. apertures/ and its typical working conditions. The production of fast excited atoms inside the target is given by:

The emitted light is stigmatically imaged on to a spectrograph slit. The resulting spectral line reproduces the distribution of light intensity in the luminous beam. The dependence of the photographic density of a plate on distance is directly related to the atomic life-time of the level under consideration. Thus life-time value is measured in terms of the accelerator voltage /ion velocity/ and geometry factors /optical image magnification/.

The efficiency of production of higher stages of ionization depends mainly on the accelerator voltage. Fig. 2 presents the dependence for a beam of Neon isotope of mass number 22 incident on a thin

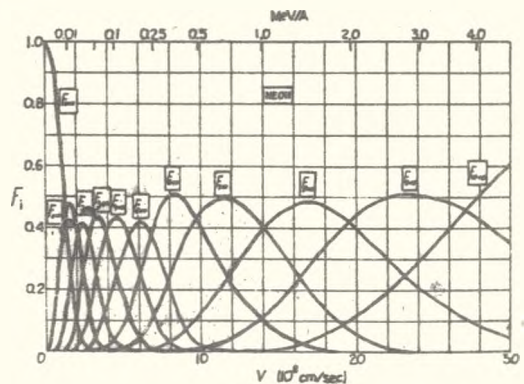


Fig. 2

Ionization efficiency of a carbon target, F_i denotes the fractional number of ionized atoms

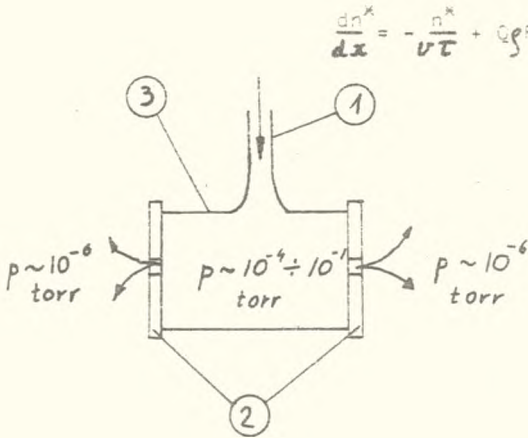


Fig. 3

Gas target: 1 - gas inlet, 2 - brass side walls/the inlet and outlet apertures ~ 4 mm dia./, 3 - glass cell

where n^* is the excited atom density, x is the distance measured from the entrance aperture along the beam, v is the velocity and τ is the radiative life-time of the excited state, Q is the excitation cross section, ϕ is the target gas density, and F is the ion beam flux [4].

Under simplified conditions /single mode decay and low pressure approxi-

gation/ the excited atoms build-up in the gas target is given by

$$n^* = n_0 \left(1 - e^{-x/v\tau} \right) \quad (1)$$

Outside the gas target

$$n^* = n_0 e^{-x'/v\tau} \quad (2)$$

where $n_0 = F\phi Q\tau 1 - e^{-L/v\tau}$ and L is the length of the gas target. In the experiment reported here, cf. [8], deuterium ion impact on argon and nitrogen gaseous targets was observed within ion energy range 40-60 keV. The process of electron capture by the incident ion into an excited state of the resulting fast atom is given by

$$D^+ + T = D^* + T^* \quad (3)$$

where D^+ represents the incident ion, D^* the resulting excited fast atom, and T the target.

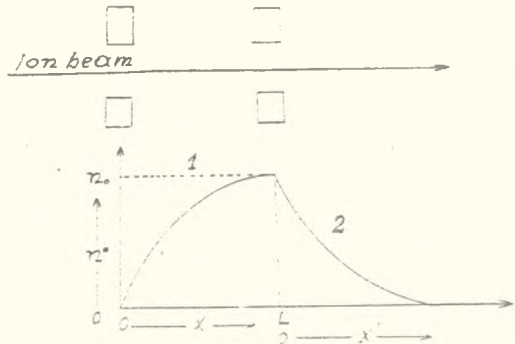


Fig. 4

Excited atoms build-up inside the target and the decay curves in vacuo

The gas target pressure is varied within 10^{-3} - 10^{-1} torr range. The overall optical radiation pattern follows the curve in fig. 4.

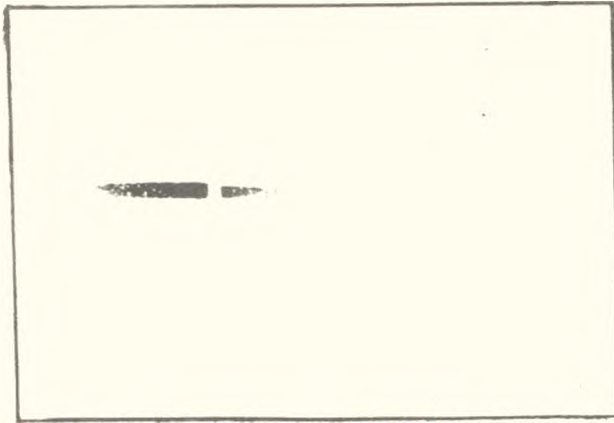


Fig. 5

Radiation of the beam of deuterium neutrals

Fig. 5 presents the radiation of the beam of deuterium neutrals /the picture is taken using an appropriate narrow band interference fil-

The curve in fig. 6 is based on Allison's electron capture and excitation cross sections for hydrogen or deuterium ion beam incident on a nitrogen target [7]. F_{∞} stands for excited neutrals of deuterium concentration in the target. The experimental data on radiation intensity dependence on the gas-target pressure are in fair accordance with the curve in Fig. 6.

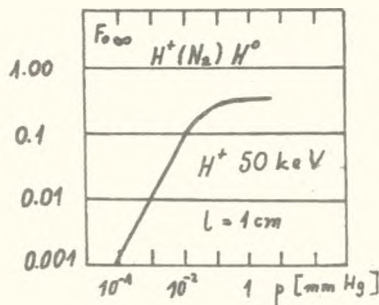


Fig. 6

Concentration of the hydrogen or deuterium neutrals produced in the nitrogen target vs target pressure

ter for the Balmer D_{α} line/. Excited atoms build-up and their deexcitation is clearly seen in the picture. The spectrum of the spontaneous deexcitation of the radiation accompanying the processes described by Equ. (3) was measured and the line wave-lengths are listed in the Table below.

T A B L E

Line wave length nm	Identification	Remarks
806	unidentified	t
656	D_{α} $n = 3 \rightarrow n = 2$	
550	molecular	t
497	molecular	t
486	D_{β}	
471	C I	
469	molecular	t
465	C III	
463	molecular	t
434	D_{γ}	
420	C	
410	D_{δ}	
391	C II	
389	D_{ϵ}	t

Note: "molecular" denotes molecular deuterium identification, t denotes occurrence of a line in the gas target only. Carbon lines belong to the residual gas pressure of the vacuum oil.

The evidence of the D_{β} member of the Balmer series in deuterium has not previously been reported in the literature of gas target spectroscopy.

Measurements of life-times of the upper levels of the corresponding transitions were carried out on the D_{α} $\lambda = 656$ nm / $n=3$ level/ and the D_{γ} $\lambda = 434$ nm lines. The time of flight method and photographic registration were applied. Interference filters were used for spectroscopic separation of the lines of interest. Spectrophotometric evaluation of line intensity vs distance resulted in the following life times $\tau_{656} = (17.5 \pm 2)$ nsec and $\tau_{434} = (13 \pm 4)$ nsec.

Some preliminary results were obtained also on neon ions excitation on argon target. The first multiline spectra are being examined. The experiment is in progress.

Acknowledgments

The authors would like to express their gratitude to Professor A.Z. Hryniewicz and Professor J. Czubek of the Institute of Nuclear Physics Cracow, for enabling the authors to perform the experiment with use of the Institute 200 keV accelerator.

R E F E R E N C E S

- 1 S. Bashkin, Nuclear Instrum. Methods, 28, 88 /1964/.
- 2 L. Kay, Phys. Letters, 5, 36 /1962/.
- 3 W. Wien, Ann. Phys., 30, 369 /1909/; 60, 597 /1919/.
- 4 S. Bashkin, /ed./, Beam-Foil Spectroscopy, Vol. 1 and 2, Gordon and Breach, New York 1968.
- 5 I. Martinson, J. Bromander and H.G. Berry /eds./, in Nuclear Instrum. Methods, 90, 1-367 /1970/.
- 6 J.B. Marion, F.C. Young, Nuclear Reaction Analysis, North-Holland Publ. Co., Amsterdam 1968, p. 45.
- 7 S.K. Allison, Rev. Mod. Phys., 30, 1137 /1958/.
- 8 J. Chmiela, K. Melzacki, J. Pietruszka, in Progress Report of the Institute of Nuclear Physics, Cracow 1972, p. 72.
- 9 S. Bashkin /ed./, Nuclear Instrum. Methods, 110, 1 /1973/.

J. Chmiela
Teachers' Training College, Cracow

K. Melzacki
Institute of Nuclear Physics, Cracow

J. Pietruszka
Institute of Nuclear Physics, Cracow
Teachers' Training College, Cracow

NEW EXPERIMENTS ON GAS TARGET SPECTROSCOPY.
ATOMIC LIFETIME MEASUREMENTS OF SOME DEUTERIUM LEVELS¹

The impact of heavy ions on various gaseous targets was observed within the energy range available in the Institute of Nuclear Physics, Cracow 200 keV accelerator. The ions passing through a gas target were recharged and excited. The spontaneous deexcitation radiation was measured. New transitions in ionic species were observed and the time of flight method of life-time measurements applied. The results of the experiments on the deuterium spectrum are discussed. Measurements of life-times of upper levels of the corresponding transitions are described in detail on the D_{α} $\lambda = 656$ nm / $n=3$ / and D_{β} $\lambda = 434$ nm lines.

¹ The results of the experiments were presented at the Vth National Conference on Spectroscopy, Varna 1973, sponsored by Bulgarian Academy of Sciences.

Ю. Хмеля

Педагогический институт в Кракове

К. Мельзацки

Институт ядерной физики в Кракове

Е. Петрушка

Институт ядерной физики в Кракове

Педагогический институт в Кракове

Новые эксперименты в спектроскопии газовых мишеней

Проводились наблюдения над бомбардированием тяжелыми ионами различных газовых мишеней в диапазоне, получаемом в акселераторе 200 кэВ, находящемся в Институте ядерной физики в Кракове. Ионы, прошедшие через газовую мишень, были вторично заряжены и возбуждены. Регистрировалось излучение, возникающее при спонтанном развозбуждении. Замечены новые ионовые переходы. Применялся метод "времени передета" для измерения времени жизни. Обсуждены результаты экспериментов, проведенных в спектре тяжелого водорода. Детально описаны измерения времени жизни верхних урочней переходов соответствующих линиям $D\alpha, \lambda = 656 \text{ нм} / p=3/$ и $D\gamma, \lambda = 434 \text{ нм}$.

I/. Результаты экспериментов были представлены на V всеобщей конференции спектроскопии, Варна 1973 г., организованной под патронатом Болгарской Академии наук.

Czesław Kuś, Jan Hańderek
Instytut Fizyki Uniwersytetu Śląskiego
w Katowicach

CHARAKTERYSTYKI PRĄDOWO-NAPIĘCIOWE I PRZEWODNICTWO ELEKTRYCZNE
NIOBIANU SODU NaNbO_3

W S T Ę P

Badania strukturalne, dielektryczne i optyczne wykazały, że w niobianie sodu NaNbO_3 występuje kilka przejść fazowych [1-8]. W zakresie temperatur niższych od minus 200°C niobian sodu wykazuje własności ferroelektryczne, w zakresie od minus 200°C do 360°C antyferroelektryczne, a w temperaturach wyższych od 360°C - paraelektryczne. W obszarze paraelektrycznym posiada ponadto przejścia fazowe w następujących temperaturach: 430°C , $470-480^\circ\text{C}$, 520°C , 580°C , $640-650^\circ\text{C}$ [3,6,7,8].

Ze względu na zbyt szczupłe informacje o własnościach elektrycznych NaNbO_3 autorzy podjęli badanie zmian temperaturowych przewodnictwa elektrycznego i innych własności elektrycznych próbek polikrystalicznych NaNbO_3 . Znaczną ilość informacji odnośnie problemu transportu nośników ładunku w ciałach stałych można uzyskać z badań charakterystyk prądowo-napięciowych. Z obszaru gdzie jest spełnione prawo Ohma można wyznaczyć przewodnictwo właściwe. Mierząc natomiast wartość napięcia U_{TFL} ze znanego prawa TFL zgodnie z teorią A. Rose i M.A. Lamperta [9-10] możemy obliczyć gęstość pułapek N_t oraz energię poziomów pułapkowych E_t .

Pomiary wykonano w zakresie temperatur od 200 do 700°C . Obejmuje one częściowo zakresy w których materiał znajduje się w fazie antyferroelektrycznej i paraelektrycznej. W badanym zakresie temperatur jak już wspomniano występuje kilka punktów przemian fazowych. W niektórych spośród tych punktów nie obserwuje się anomalii $\epsilon(T)$. Jest rzeczą interesującą, czy wystąpią tu zmiany przewodnictwa i innych badanych wielkości.

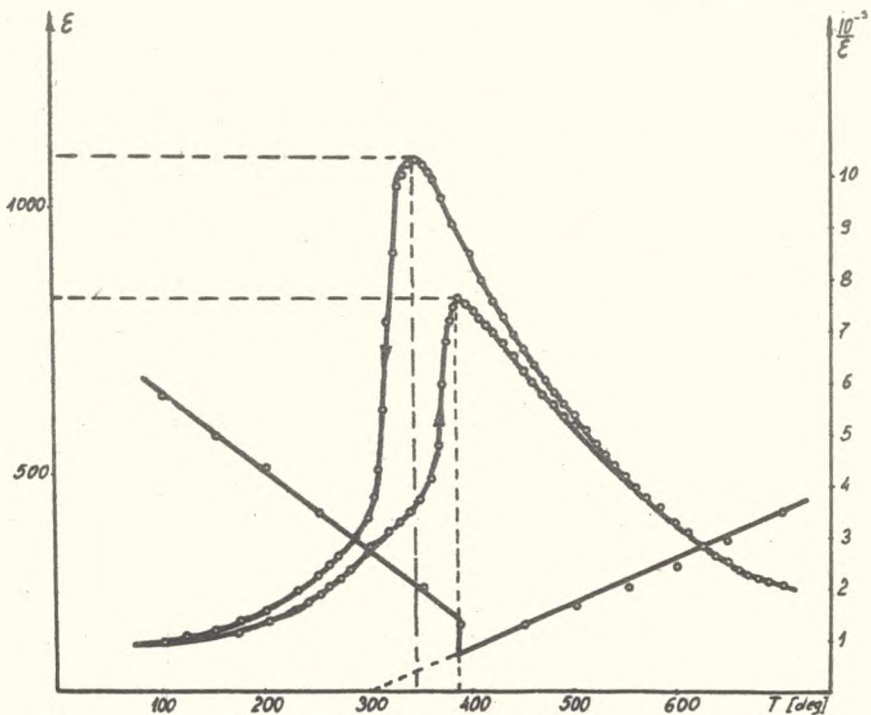
W Y N I K I D O Ś W I A D C Z A L N E

Polikrystaliczne próbki NaNbO_3 otrzymano drogą syntezy składników Na_2CO_3 i Nb_2O_5 cz.d.a. Ilości wagowe dobrano w stosunku stechiometrycznym. Po wymieszaniu tych składników i uformowaniu próbek pod ciśnieniem 5 T/cm^2 spiekano je wstępnie w temperaturze 850°C w atmosferze Na_2CO_3 pod tyglen korundowym przez 3 godziny. Następnie kolejno dwukrotnie rozdrabniano, prasowano i spiekano ponownie w temperaturach 1100°C /przez

3 godziny/ i 1250°C /przez 4 godziny/. Uzyskano w ten sposób próbki ceramiczne w formie krążków o średnicy 1,5 cm i grubości 0,3 cm. Na wyszlifowane powierzchnie próbek nanoszono elektrody z platyny przez wtapianie odpowiedniej pasty.

Celem wykonania pomiarów próbkę umieszczono w termostacie zapewniającym równomierne ogrzewanie całej objętości i stabilizację temperatury z dokładnością do $0,1^{\circ}\text{C}$. Po obu stronach próbki umieszczono termopary Pt-PtRh. Do pomiaru prądów i sił termoelektrycznych służyły dwa przewody platynowe mające elektryczny kontakt z elektrodami próbki. Przy badaniu $I=I(U)$ gradient temperatury wynosił zero, co sprawdzano przez pomiar temperatury z dwóch stron próbki przy pomocy wspomnianych termopar.

Celem znalezienia punktu przejścia fazowego ze stanu antyferroelektrycznego do paraelektrycznego dokonano pomiaru ϵ w funkcji temperatury. Pomiar przeprowadzono za pomocą mostka rezonansowego przy częstotliwości pola pomiarowego $f=1$ MHz i amplitudzie $U=0,1\text{V}$. Wyniki przedstawiono na rysunku 1 w formie zależności $\epsilon = \epsilon(T)$ i $\frac{1}{\epsilon} = \frac{1}{\epsilon}(T)$. Z wy-



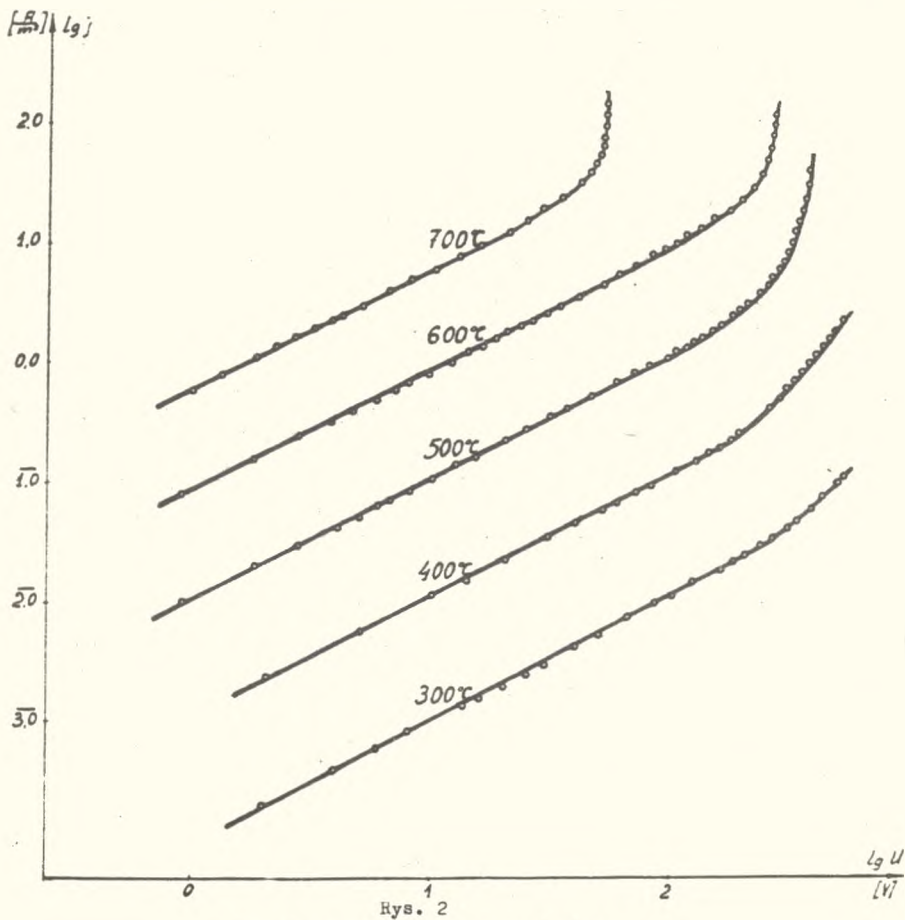
Rys. 1

Zmiany temperaturowe przenikalności elektrycznej przy grzaniu i chłodzeniu

kresu widzimy, że maksimum ϵ w procesie grzania występuje w temperaturze 390°C , natomiast w chłodzeniu w temperaturze 345°C . Obserwujemy tu więc znaczną histerezę temperaturową, której miarą jest $\Delta T_c = 45^{\circ}\text{C}$ i $\Delta \epsilon = 268$. Na podstawie zależności $\frac{1}{\epsilon} = \frac{1}{\epsilon}(T)$ stwierdzono, że przejście ze stanu antyferroelektrycznego do paraelektrycznego stanowi przemianę I rodzaju, przy czym w otoczeniu punktu przemiany fazowej zmiana ϵ odbywa się zgodnie z prawem Curie Weissa $\epsilon = \frac{C}{T-T_0}$, gdzie $T_0 = 300^{\circ}\text{C}$, a $C = 0,8 \times 10^5$.

Pomiar ϵ przeprowadzono do temperatury 700°C i nie stwierdzono żadnych dodatkowych anomalii.

Charakterystyki prądowo-napięciowe zbadano w zakresie temperatur od 200°C do 700°C co 20°C . Kilka przykładowych charakterystyk I-U przedstawiono na rys. 2. Widzimy, że w całym badanym zakresie temperatur do

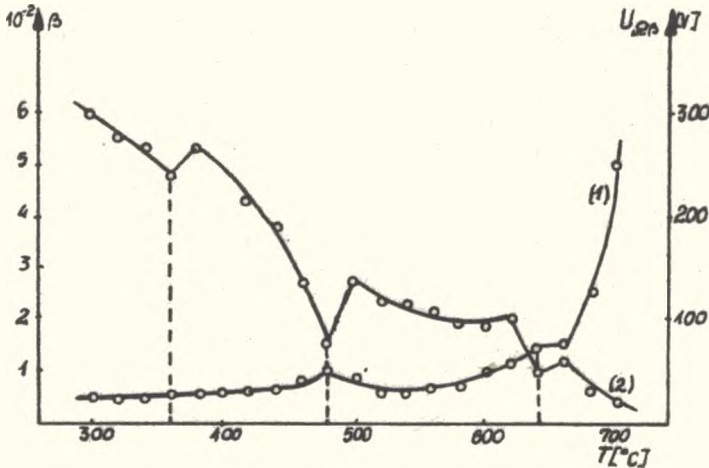


Rys. 2
Charakterystyki prądowo-napięciowe

pewnych wartości napięcia stosuje się prawo Ohma. Napięcia graniczne od których obserwuje się odstępstwa od prawa Ohma wykazują silną zależność temperaturową przedstawioną na rys. 3 /krzywa 2/. Na wykresie tym widać wyraźnie anomalię w otoczeniu punktów o których wiadomo z badań strukturalnych, że są punktami przemiany fazowej [3]. Dla prądów zmierzonych przy napięciach wyższych od wspomnianych napięć granicznych wykonano dodatkowe wykresy $\ln I = I/U$. Otrzymano na nich odcinki prostoliniowe aż do napięć w których prąd gwałtownie rośnie według prawa TFL [9,10]. Świadczy to o tym, że dla tego zakresu napięć zależność I-U można przedstawić wzorem

$$I = A U e^{\beta U} \quad (1)$$

Z nachylenia prostych $\ln I = I(U)$ wyznaczono wartość współczynnika β . Jego zależność od temperatury przedstawiona jest na rys. 3 /krzywa 1/. Również na tym wykresie obserwujemy nieznaczne anomalie w otoczeniu punktów przemian fazowych w fazie paraelektrycznej.



Rys. 3

Zmiany temperaturowe współczynnika β /krzywa 1/ i napięcia ograniczającego stosowność prawa Ohma /krzywa 2/

Wartość napięcia od którego zaczyna się szybki wzrost prądu wyraża się zgodnie z teorią Rose i Lamperta [9,10] wzorem:

$$U_{TFL} = \frac{ea^2 N_t}{2 \epsilon} \quad (2)$$

gdzie: U_{TFL} - wartość napięcia przy którym obserwuje się szybki wzrost prądu

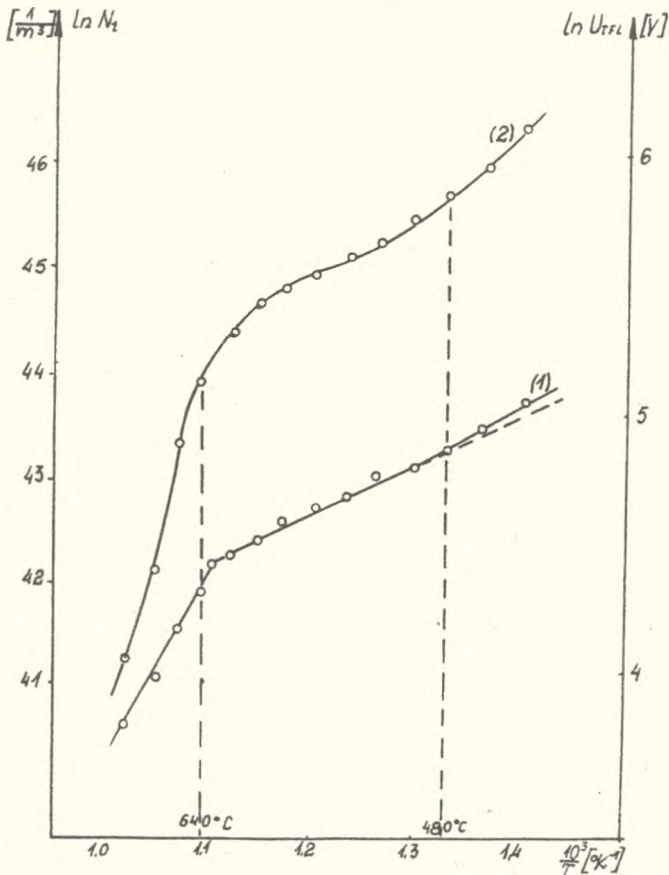
e - ładunek elektronu

a - grubość próbki

N_t - gęstość objętościowa pułapek

ϵ - przenikalność elektryczna

Napięcie U_{TFL} w funkcji temperatury przedstawiono na rys. 4 /krzywa 2/ w formie zależności $\ln U_{TFL} = U(\frac{1}{T})$. Korzystając z równania 2 możemy dla fazy paraelektrycznej wyznaczyć objętościową gęstość pułapek N_t . Na rys. 4 /krzywa 1/ przedstawiono zależność koncentracji pułapek od temperatury w formie $\ln N_t = N(\frac{1}{T})$. Dla zakresu temperatur gdzie zależ-



Rys. 4

Zmiany temperaturowe gęstości objętościowej pułapek /krzywa 1/ i napięcia U_{TFL} /krzywa 2/

ność ta jest liniowa, zmiany temperaturowe N_t można przedstawić wzorem

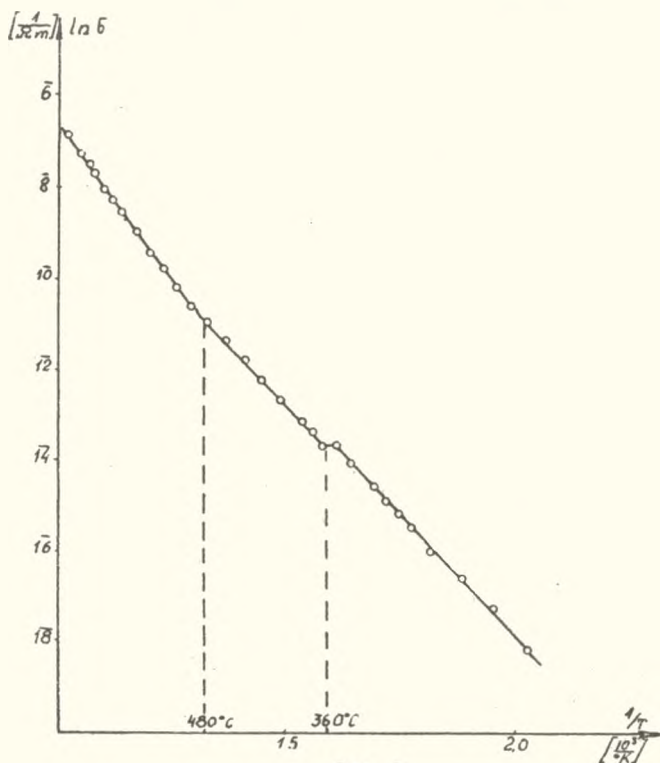
$$N_t = N_0 e^{\frac{E_t}{kT}} \quad (3)$$

Wyliczone wartości E_t wynoszą:

	1,8 eV	dla	$T > 640$
	0,4 eV	dla	$480 < T < 640$
i	0,45 eV	dla	$440 < T < 480$

Ze wzrostem temperatury gęstość pułapek maleje. Dla dolnej granicy badanego zakresu $T = 440^\circ\text{C}$ $N_t \approx 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, natomiast dla górnej granicy $T = 700^\circ\text{C}$ $N_t \approx 5 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$.

Korzystając z pomiarów $I=I(U)$ w obszarze napięć, gdzie spełnione jest prawo Ohma wyznaczono przewodnictwo w funkcji temperatury. Na rys. 5 przedstawiono zależność $\ln \sigma = \sigma \left(\frac{1}{T} \right)$ dla zakresu temperatur od 200 do 700°C . Pewne nieznaczne zmiany zależności $\ln \sigma = \sigma \left(\frac{1}{T} \right)$ występują w temperaturach 360°C i 480°C stanowiących dwa spośród uprzednio omówionych



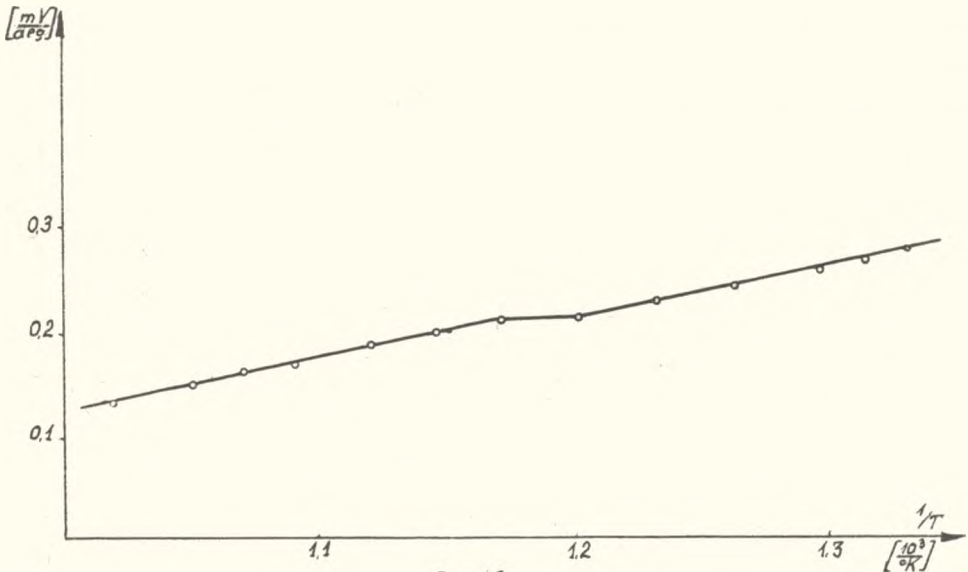
Rys. 5

Zmiany temperaturowe przewodnictwa elektrycznego

punktów przemiany fazowej. Odcinki proste na tym wykresie wskazują na to, że zmiany temperaturowe przewodnictwa można napisać równaniem

$$\sigma_r = \sigma_0 e^{-\frac{\psi}{kT}} \quad (4)$$

Dla tych odcinków obliczono energię aktywacji, która wynosi dla $T > 480^\circ\text{C}$ $\psi = 1,24$ eV a dla $T < 480^\circ\text{C}$ $\psi = 0,84$ eV. W temperaturze 360°C widzimy pewną zmianę zależności $\ln \sigma = \sigma(\frac{1}{T})$ lecz bez widocznej zmiany energii aktywacji. Ze znaku siły termoelektrycznej stwierdzono, że w układzie Pt-NaNbO₃-Pt występuje przewodnictwo typu "n". Zmiany temperaturowe współczynnika Seebecka przedstawiono na rys. 6. Współczynnik Seebecka jest odwrotnie proporcjonalny do temperatury.



Rys. 6

Zmiany temperaturowe współczynnika Seebecka

D Y S K U S J A

W badanym materiale tylko przy ograniczonych wartościach napięcia stosuje się prawo Ohma rys. 3 /krzywa 2/. Dla większych napięć obserwujemy prądy ograniczone ładunkiem przestrzennym bądź pułapkowaniem. Zależność I-U dla tego obszaru przebiega według wzoru $I = AUe^{BU}$. Zależność ta obowiązuje aż do napięcia, gdzie obserwujemy szybki wzrost prądu zgodnie z prawem TFL. Stwierdzenie zależności $I = AUe^{BU}$ świadczy o

równomiernym ciągłym w pewnym przedziale energii rozkładzie pułapek [4].

Z wykresu przedstawionego na rys. 3 widzimy, że w otoczeniu punktów przemiany fazowej a szczególnie w temperaturach 480°C i 640°C pojawiają się minima lokalne napięcia ograniczającego zakres stosowalności prawa Ohma /krzywa 2/ i nieznaczne lokalne maksima współczynnika β /krzywa 1/.

Z przeprowadzonych badań własności elektrycznych NaNbO_3 wynika, że parametry wyznaczone z charakterystyk I-U przedstawione na rys. 3-5 wykazują anomalie przy przejściu ze stanu antyferroelektrycznego do paraelektrycznego oraz w temperaturze 480°C , w której następuje przejście fazowe w tym samym układzie krystalograficznym, ale ujawniające się skokiem ϵ i współczynnika dwójłomności [5]. Anomalie te stwierdza się również w temperaturze 640° , w której następuje przemiana fazowa związana z przejściem kryształu do nowego układu krystalograficznego. Natomiast parametry te nie wykazują anomalii w przemianach fazowych zachodzących w temperaturach 430 , 520 i 580°C , a związanych ze zmianą parametrów komórki elementarnej przy zachowaniu układu krystalograficznego. Należy zaznaczyć, że przemiany fazowe w 480°C i 640°C nie uwidoczniły się /podobnie jak w pracy [4]/ na temperaturowych zależnościach przenikalności elektrycznej rys. 1. W materiałach typu ABO_3 wykazujących strukturę perowskitu szczególny wpływ na przewodnictwo elektryczne przypisuje się lukom tlenowym [11]. Puste luki tlenowe zdolne do przyłączenia jednego lub dwu elektronów tworzą stany pułapkowe. Odgrywają one rolę akceptorów decydując o przewodnictwie typu "p". Luki zajęte przez dwa elektrony /centra F_2 / tworzą stany donorowe.

Stwierdzono, że w całym badanym zakresie temperatur w NaNbO_3 występuje przewodnictwo typu "n". Wskazuje to na przewagę stanów donorowych. W miarę rosnącej z temperaturą termicznej generacji elektronów efektywna liczba tych stanów maleje, gdyż część luk tlenowych przechodzi w stan centrów F_1 i F_2 . Wyjaśnia to zaobserwowane zmiany $N_t = N_t(T)$ /rys. 4 krzywa 1/. Powinno to prowadzić również do zmniejszania współczynnika Seebecka ze wzrostem temperatury. Wyniki doświadczalne przedstawione na rysunku 6 potwierdzają tę tezę.

L I T E R A T U R A

- [1] B. Matthias, J. Remeika, Phys. Rev. 82, 727, 1951.
- [2] P. Vousden, Acta Cryst. 4, 545, 1951.
- [3] E. A. Wood, Acta Cryst. 4, 353, 1951.
- [4] G. Shirane, R. Newnham, R. Pepinsky, Phys. Rev. 96, 581, 1954.
- [5] L. E. Cross, B. J. Nicholson, Philos. Mag. 46, 453, 1955.
- [6] M. H. Francombe, Acta Cryst. 9, 256, 1956.

- [7] S.P. Solovev, Yu.N. Venevtsev, G.S. Zhdanov Kristallografiya 6, 218, 1961.
- [8] V. J. Tennery, J. Am. Ceram. Soc. 48, 537, 1965.
- [9] A. Rose, Phys. Rev 97, 1538, 1955.
- [10] M. A. Lampert, Phys. Rev. 103, 1648, 1956.
- [11] O. J. Prokopažo Izv A. N. SSSR ser. fiz. 35, 1956, 1971.

Cz. Kuś, J. Hańderek
Institute of Physics, Silesian University, Katowice

CURRENT AND VOLTAGE CHARACTERISTICS AND THE ELECTRICAL CONDUCTIVITY OF SODIUM NIOBATE NaNbO_3

The temperature changes of electrical conductivity, as well as changes of the Seebeck coefficient and the electrical permeability of sodium niobate NaNbO_3 , have been investigated. The obtained data were used to define the type of conductivity and to determine the activation energy of the charge carriers.

Requirements for an unequivocal determination of the electrical conductivity were defined and attempts made to apply the theory of currents bounded by the space charge to determine the trap density in the investigated material.

Utilizing the results of the investigations of the electrical properties of the material, tests have been carried out to determine the temperature of the phase transitions, known up to now only from X-ray or optical examinations.

Ч. Кузь, Я. Ханьдерек
Институт физики Силезского университета в Катовицах

Вольт-амперные характеристики и электропроводность ниобата натрия

Исследовались температурные изменения электропроводности, коэффициента Зеебека и электропроницаемости ниобата натрия. Полученные данные использовались для определения типа электропроводности и для определения энергии активации носителей заряда. Определены были условия однозначного определения электропроводности, а также предпринималась проба использования теории токов, ограниченных пространственным зарядом, для определения плотности ловушек в исследуемом материале.

Используя полученные результаты исследований электрических свойств материалов, прочедены были пробы определения температур фазовых переходов известных до этого времени только из рентгеновских либо оптических исследований.

Czesław Kuś
Instytut Fizyki Uniwersytetu Śląskiego
w Katowicach

ZJAWISKA TERMOELEKTRYCZNE W UKŁADZIE Pt-NaNbO₃-Pt

W S T Ę P

Badania strukturalne, dielektryczne i optyczne wykazały, że w niobianie sodu NaNbO₃ następuje kilka przejść fazowych [1-8]. W temperaturze niższej od minus 200°C niobian sodu wykazuje własności ferroelektryczne, w zakresie temp. od minus 200°C do plus 360°C - antyferroelektryczne, w zakresie temperatur większych od 360°C - paraelektryczne.

Dla dokładniejszego poznania własności elektrycznych niobianu sodu autor niniejszej pracy zbadał zjawisko termoelektryczne i przewodnictwo elektryczne układu Pt-NaNbO₃-Pt. Uzyskane wyniki pozwoliły określić typ przewodnictwa i średnią energię aktywacji nośników. Zbadano również próbkę zawierającą niewielką ilość /0,2% mol/ domieszki La₂O₃. Celem tego badania było sprawdzenie, czy ta domieszka spowoduje podobnie jak w BaTiO₃ [9] wzrost przewodnictwa i zmiany innych parametrów elektrycznych.

I. T E C H N I K A E K S P E R Y M E N T U

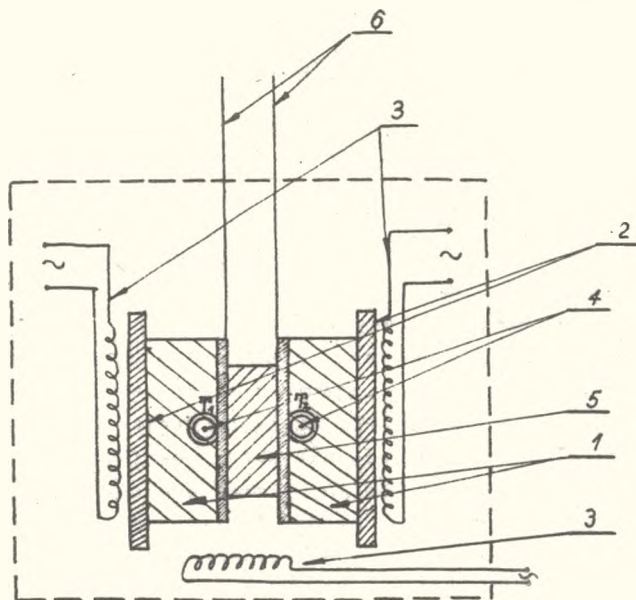
a/ T e c h n o l o g i a p r ó b e k

Polikrystaliczne próbki NaNbO₃ otrzymano drogą syntezy czystych do analizy składników Na₂CO₃ i Nb₂O₅, po wymieszaniu tych składników w stosunku stechiometrycznym i uformowaniu próbek pod ciśnieniem 5 T/cm² spiekano je wstępnie w temperaturze 850°C przez 3 godziny. Następnie dwukrotnie rozdrabniano je, prasowano i spiekano w temperaturze 1100°C przez 3 godziny i 1250°C przez 4 godziny. Dla uzyskania próbki z domieszką lantanu dodano odpowiednią ilość La₂O₃ do trzeciego spieku. Uzyskano próbki ceramiczne w formie krążków o średnicy 1,5 cm. Na próbki wyszlifowane do grubości 0,2 cm nanoszono elektrody z platyny przez wtapienie odpowiedniej pasty.

b/ T e c h n i k a p o m i a r u

Układ pomiarowy do badania zjawisk termoelektrycznych w układzie metal-ferroelektryk-metal przedstawia rys. 1. Próbkę umieszczona była między dwoma platynowymi elektrodami, które ogrzewano przy pomocy dwóch oddzielnych grzałek. Grzałki te umożliwiły regulację różnicy temperatur między powierzchniami próbki. Temperaturę układu mierzono przy pomocy

dwóch termopar Pt-PtRh. Do pomiaru prądu i sił termoelektrycznych służyły jako doprowadzenia dwa przewody platynowe zakończone blaszkami platynowymi, mającymi elektryczny kontakt z elektrodami próbki. Całość znajdowała się w termostacie pozwalającym osiągnąć i utrzymać żądaną temperaturę.



Rys. 1

Schemat umocowania próbki

1 - bloki metalowe, 2 - izolacja elektryczna, 3 - grzałki, 4 - termopary Pt-PtRh, 5 - próbka z elektrodami, 6 - platynowe przewody pomiarowe

Aby wyznaczyć współczynnik Seebecka i wartość przewodnictwa elektrycznego dla układu metal-ferroelektryk-metal mierzono siłą termoelektryczną i prądy termodyfuzyjne przy danych wartościach gradientu temperatury i w różnych temperaturach średnich układu. Pomiar siły termoelektrycznej przeprowadzono metodą kompensacyjną. Prądy termodyfuzyjne mierzono za pomocą odpowiednio czułego galwanometru przy zmiennych wartościach oporu zewnętrznego. Temperaturę mierzono z dwóch stron próbki przy pomocy termopar Pt-PtRh. Wartości \mathcal{E} obliczono korzystając z uprzednio dokonanych pomiarów pojemności za pomocą mostka przy częstotliwości pola pomiarowego 1Mhz.

II. W Y N I K I D O Ś W I A D C Z A L N E

W stosowanym układzie pomiarowym ważną rolę odgrywają trzy charakterystyczne temperatury i dwie różnice temperatur:

T_1 - temperatura odniesienia całego układu pomiarowego /równa temperaturze zimnych złącz termopar $T_1 = 0/$.

T_2 i T_3 - temperatury poszczególnych złącz metal-ferroelektryk-metal.

$\Delta_1 T$ - różnica między średnią temperaturą próbki i temperaturą odniesienia.

$$\Delta_1 T = \frac{T_2 + T_3}{2} - T_1 \quad (1)$$

$\Delta_2 T$ - stanowiąca różnicę temperatur poszczególnych złącz metal-ferroelektryk-metal $\Delta_2 T = T_3 - T_2$.

Wytwarzając gradient temperatury $\Delta_2 T$ i zmieniając go co do wartości i znaków w granicach od 0-30°C mierzono wielkość siły termoelektrycznej.

Przykład temperaturowej zależności siły termoelektrycznej $E_\alpha = E_\alpha / \Delta_2 T /$ przy stałej wartości temperatury średniej dla próbki NaNbO_3 i $\text{NaNbO}_3 + 0,2\% \text{ mol La}_2\text{O}_3$ pokazano na rys. 2. Liniowa zależność $E_\alpha = E_\alpha / \Delta_2 T /$ może być zapisana wzorem:

$$E_\alpha = E_0 + \alpha \Delta_2 T \quad (2)$$

gdzie:

E_α - wartość siły termoelektrycznej dla $\Delta_2 T$

E_0 - wartość siły termoelektrycznej dla $\Delta_2 T = 0$ lecz $\Delta_1 T \neq 0$

α - współczynnik Seebecka dla danej temperatury średniej układu

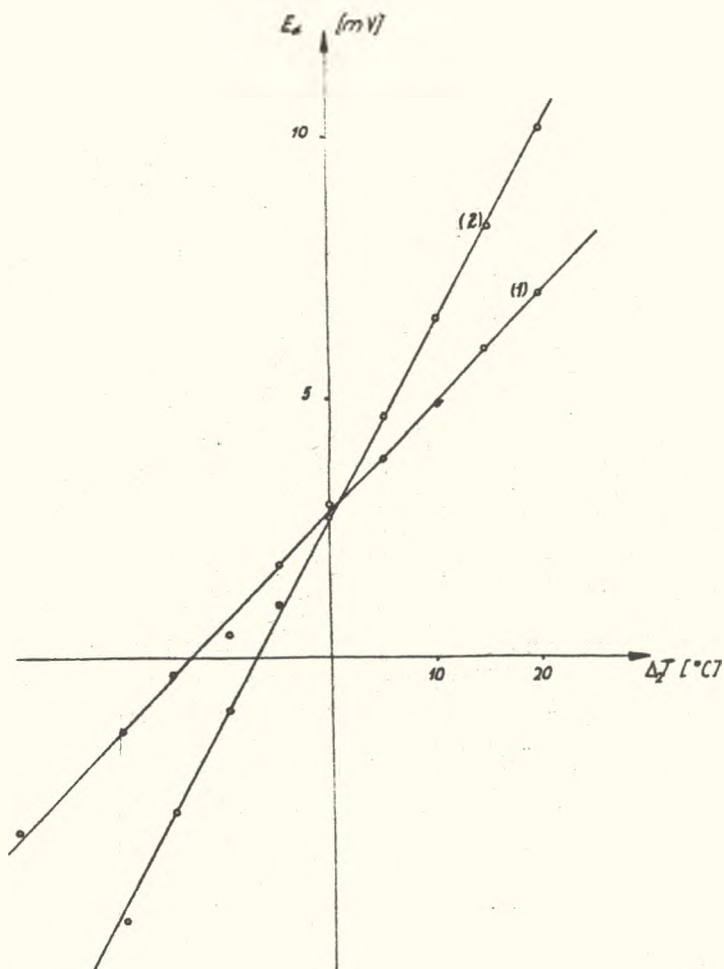
$$T_{\text{sr}} = \frac{T_2 + T_3}{2}$$

Wartość E_0 zależy od historii próbki a szczególnie od uprzedniego działania pola elektrycznego. Wielkość ta nie ma wpływu na wartość współczynnika Seebecka wyznaczonego z nachylenia krzywych

$$E_\alpha = E_\alpha / \Delta_2 T /.$$

Korzystając z równania 3 wyznaczono współczynnik Seebecka dla różnych temperatur średnich w których uprzednio wyznaczono zależność $E_\alpha = E_\alpha / \Delta_2 T /$ dla $T_{\text{sr}} = \text{const}$.

Na podstawie znaku siły termoelektrycznej stwierdzono, że w bada-



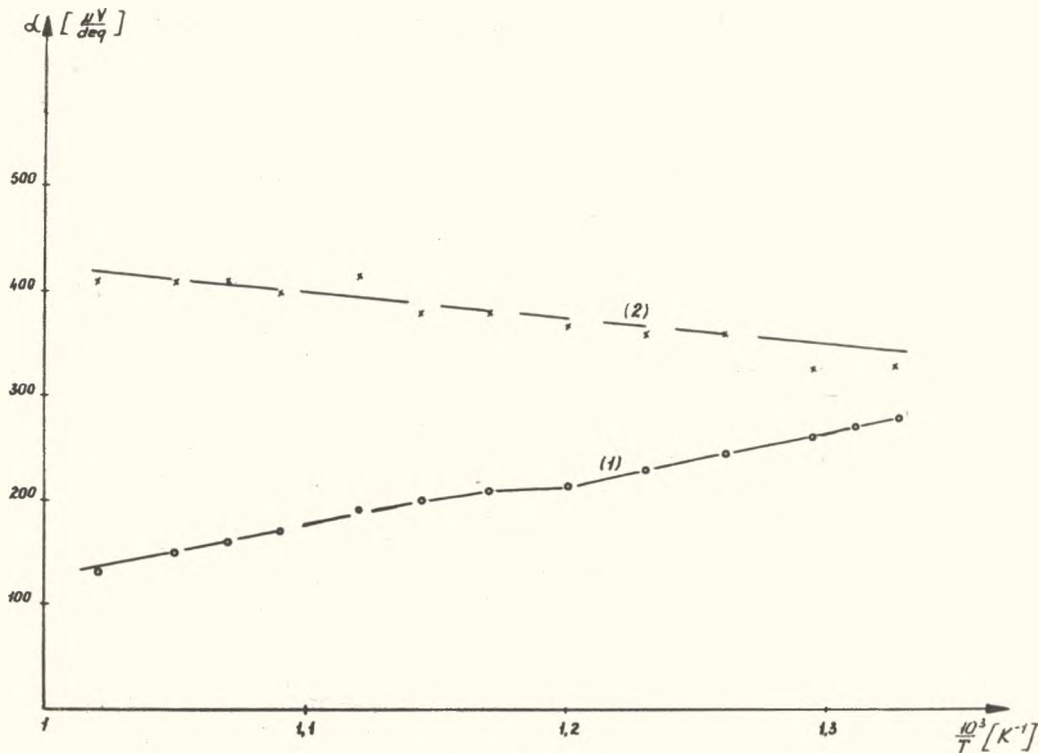
Rys. 2

Zależność $E \propto = E \propto / \Delta_2 T /$ przy średniej temperaturze układu
 $T_{sr} = 580^\circ\text{C}$

Krzywa 1 - dla NaNbO_3 ; Krzywa 2 - dla $\text{NaNbO}_3 + 0,2\% \text{ mol La}_2\text{O}_3$

nym zakresie temperatur występuje przewodnictwo typu "n", dla NaNbO_3 i "p" dla $\text{NaNbO}_3 + 0,2\% \text{ mol La}_2\text{O}_3$. W badanym zakresie temperatur obserwujemy dla czystego NaNbO_3 zmniejszenie wartości współczynnika Seebecka z temperaturą /rys. 3 krzywa 1/. Natomiast dla $\text{NaNbO}_3 + 0,2\% \text{ mol La}_2\text{O}_3$ wartość α rośnie z temperaturą /rys.3 krzywa 2/. Widzimy, że w obu przypadkach zależność $\alpha = \alpha / \frac{1}{T}$ jest liniową, możemy ją więc zapisać równaniem

$$\alpha = a \frac{1}{T} + b \quad (3)$$



Rys. 3

Wykres zależności $\alpha = \alpha \sqrt{\frac{1}{T}} / \frac{dT}{dt}$

Krzywa 1 - dla NaNbO_3 ; Krzywa 2 - dla $\text{NaNbO}_3 + 0,2\% \text{ mol La}_2\text{O}_3$

gdzie:

a - współczynnik nachylenia prostej

b - wartość α dla $T_{\text{gr}} \rightarrow \infty$

Wyznaczone wartości a i b odpowiednio wynoszą:

dla NaNbO_3 a = 0,5V, b = $-0,375 \frac{\text{mV}}{\text{deg}}$

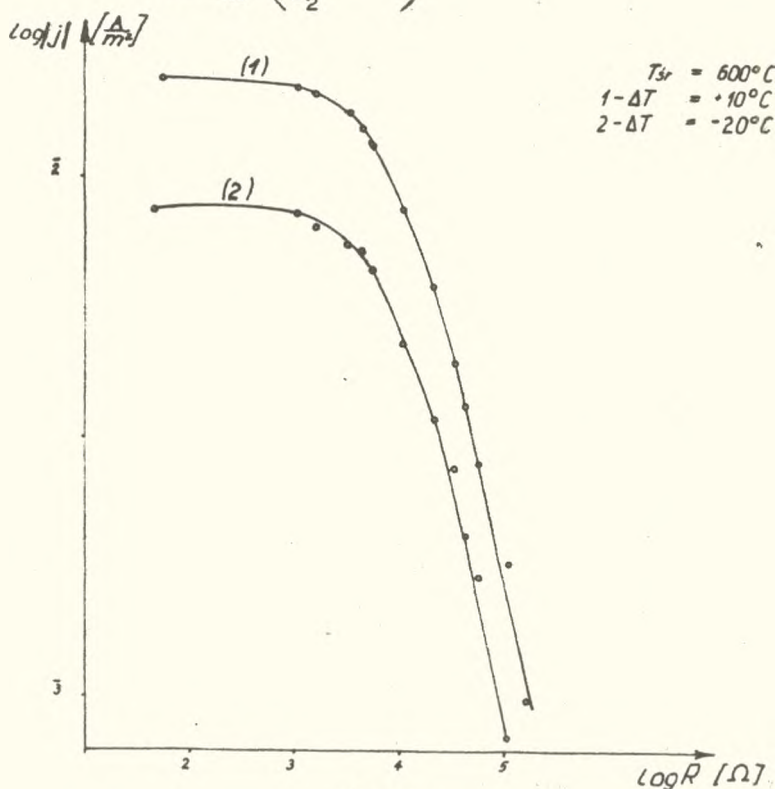
dla $\text{NaNbO}_3 + 0,2\% \text{ mol La}_2\text{O}_3$ a = -0,23V, b = $0,65 \frac{\text{mV}}{\text{deg}}$

Pomiar przewodnictwa kryształów ferroelektrycznych można przeprowadzić różnymi metodami [10]. Jeden ze sposobów wyznaczania przewodnictwa oparty jest na wykorzystaniu danych termoelektrycznych [11]. Metoda ta polega na pomiarze prądu termodyfuzyjnego w obwodzie przy różnych wartościach oporu zewnętrznego. Opór ten zmieniano w granicach od 100 Ω do 25 $\text{k}\Omega$.

Na rys. 4 przedstawiono przykłady zmian prądu termodyfuzyjnego od oporu zewnętrznego w formie zależności $\log |j| = j / \log R$. Zmiana oporu zewnętrznego w zakresie małych jego wartości nie wywołuje widocznych zmian natężenia prądu termodyfuzyjnego. Natomiast dalsze zwiększenie oporu powoduje gwałtowny spadek natężenia prądu. Podobne jak na rys. 4 przebiegi obserwuje się dla różnych temperatur średnich i różnych gradientów temperatur.

W celu wyznaczenia przewodnictwa wystarczy dokonać pomiaru prądu termodyfuzyjnego przy dwu różnych wartościach oporu dla których mierzone prądy dostatecznie się różnią. Jeżeli przyjmiemy, że jeden z tych oporów jest bardzo mały $/R \rightarrow 0/$ wówczas wartość przewodnictwa możemy wyznaczyć ze wzoru

$$\sigma = \frac{d}{R_s} \left(\frac{j_1}{j_2} - 1 \right) \quad (4)$$



Rys. 4

Wykres zależności $\text{Log } |j| = j / \log R$
dla $\text{NaNbO}_3 + 0,2\% \text{ mol La}_2\text{O}_3$ przy średniej temp. 600°C
Krzywa 1 - dla $T = +10^\circ\text{C}$; Krzywa 2 - dla $T = 20^\circ\text{C}$

gdzie:

d - grubość próbki

s - powierzchnia

J_1 - natężenie prądu termodyfuzyjnego przy $R \rightarrow 0$

J_2 - natężenie prądu termodyfuzyjnego przy $R \neq 0$

Wartości przewodnictwa wyznaczone tą metodą pokrywają się z wartościami przewodnictwa wyznaczonego przez autora z charakterystyk prądowo-napięciowych z obszaru, gdzie jest spełnione prawo Ohma.

Na rys. 5 przedstawiono zależność $\ln \sigma = \alpha \left(\frac{1}{T} \right)$. Odcinki prostych na rys. 5 wskazują na to, że przewodnictwo elektryczne zmienia się z temperaturą wg wzoru

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\psi}{kT}} \quad (5)$$

gdzie:

σ = wartość przewodnictwa w danej $T_{\text{śr}}$

σ_0 = wartość przewodnictwa przy $T_{\text{śr}} \rightarrow \infty$

ψ = energia aktywacji nośników prądu

k = stała Boltzmana

Wyznaczone wartości energii aktywacji dla czystego NaNbO_3 i domieszkowanego tlenkiem lantanu wynoszą odpowiednio:

$$\text{NaNbO}_3 \quad \text{dla } T > 480^\circ\text{C} \quad \psi = 1,24\text{eV}$$

$$\text{dla } T < 480^\circ\text{C} \quad \psi = 0,84\text{eV}$$

$$\text{NaNbO}_3 + 0,2\% \text{ mol La}_2\text{O}_3 \quad \text{dla } T > 480^\circ\text{C} \quad \psi = 1,08\text{eV}$$

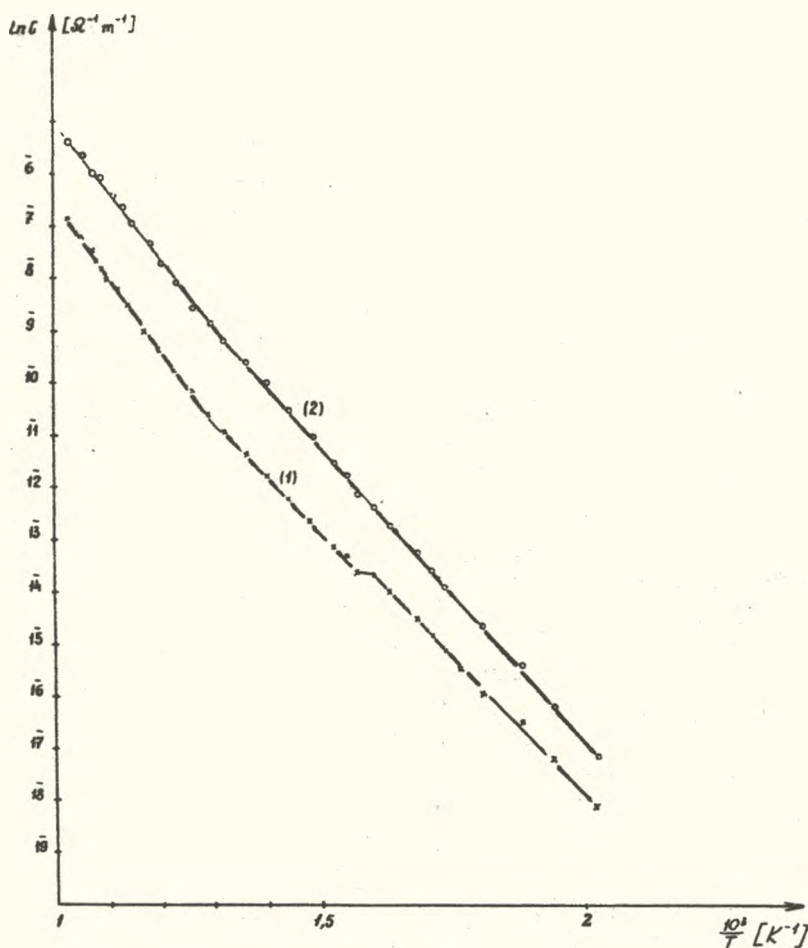
$$\text{dla } T < 480^\circ\text{C} \quad \psi = 0,97\text{eV}$$

Ponadto dla czystego NaNbO_3 w temperaturze 360°C widzimy pewną zmianę σ lecz bez widocznej zmiany energii aktywacji. Temperatura ta stanowi punkt przejścia z fazy antyferroelektrycznej do paraelektrycznej.

Z pomiarów przenikalności elektrycznej stwierdzono, że w procesie grzania max ϵ dla NaNbO_3 występuje w temperaturze 390°C , natomiast w chłodzeniu w temperaturze 345°C . Zaobserwowana zmiana wartości σ występuje wewnątrz zakresu wyznaczonego przez te temperatury. Dla $\text{NaNbO}_3 + 0,2\% \text{ mol La}_2\text{O}_3$ max ϵ w procesie grzania występuje w temperaturze 350°C natomiast w procesie chłodzenia w temperaturze 325°C .

D Y S K U S J A

Na podstawie uzyskanych wyników doświadczalnych możemy stwierdzić, że współczynnik Seebecka jak i $\ln \sigma$ zależą liniowo od $\frac{1}{T}$. W przedsta-



Rys. 5

Wykres zależności $\ln \sigma = \sigma / \frac{1}{T} /$

Krzywa 1 - dla NaNbO_3 ; Krzywa 2 - dla $\text{NaNbO}_3 + 0,2\% \text{ mol } \text{La}_2\text{O}_3$

wionych wynikach dotyczących czystego NaNbO_3 i domieszkowanego tlenkiem lantanu większościami nośnikami są dziury.

Na podstawie zaobserwowanych różnic zależności $\alpha(\frac{1}{T})$ /rys. 3/ można wnioskować, że w badanych materiałach mamy do czynienia z przewodnictwem mieszanym, jednakże w próbkach domieszkowanych nośniki mniejszościowe odgrywają mniejszą rolę w porównaniu z czystym NaNbO_3 . Domieszka La_2O_3 obok wzrostu α i σ w całym zakresie temperatur spowodowała zmianę charakteru zależności temperaturowej współczynnika Seebecka. Na rys. 3 wi-

dzimy bowiem, że dla czystego NaNbO_3 /krzywa 1/ α maleje ze wzrostem temperatury, podczas gdy próbka zawierająca domieszkę La_2O_3 wskazuje nieznaczny wzrost α z temperaturą.

W przypadku najogólniejszym, gdy występuje przewodnictwo elektro-nowo-dziurowe wartość przewodnictwa elektrycznego możemy zapisać wzorem:

$$\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p) \quad (6)$$

gdzie n i p oznaczają koncentrację nośników odpowiednio ujemnych i dodatnich, a μ_n i μ_p odpowiadające im ruchliwości. Współczynnik Seebecka dla tego przypadku określony jest wzorem:

$$\alpha = \frac{\alpha_n \sigma_n + \alpha_p \sigma_p}{\sigma_n + \sigma_p} \quad (7)$$

Zmniejszanie siły termoelektrycznej w półprzewodniku mającym przewodnictwo mieszane tłumaczy się tym, że kierunki pola termoelektrycznego elektronów i dziur są przeciwne i dlatego osłabiają się wzajemnie. Taki przypadek obserwujemy w czystym NaNbO_3 .

Ze wzrostem temperatury zwiększa się wartość przewodnictwa elektrycznego. Efekt ten jest spowodowany rosnącą generacją nośników z pasma podstawowego lub poziomów lokalnych.

Wprowadzenie domieszki La_2O_3 spowodowało w danej temperaturze wzrost przewodnictwa elektrycznego w porównaniu z czystym NaNbO_3 nie wywołując zmniejszenia α . Równoczesny wzrost tych dwóch wielkości można wytłumaczyć pojawieniem się dodatkowych nośników większościowych. Dla takiego przypadku przewodnictwo można zapisać wzorem:

$$\sigma' = n_1 \mu_n e + (p_1 + p_2) \mu_p e \quad (8)$$

Obserwowane zmiany σ i α w niobianie sodu pod wpływem wprowadzenia domieszek La_2O_3 można więc jakościowo wyjaśnić pojawieniem się dodatkowego poziomu akceptorowego w paśmie wzbronionym.

Autor pragnie złożyć serdeczne podziękowanie Prof. dr hab. Janowi Hańderkowi za pomoc i cenne rady w czasie wykonywania tej pracy.

L I T E R A T U R A

- [1] B. Matthias, J. Remeika, Phys Rev 82, 727, 1951.
- [2] B. Vousden Acta Cryst. 4, 545, 1951.
- [3] E. A. Wood Acta Cryst. 4, 353, 1951.

- [4] G. Shirane, R. Pepinsky Phys Rev 96, 581, 1954.
- [5] L. E. Cross B. J. Nicholson Philos Mag. 46, 453, 1955.
- [6] M. H. Francombe Acta Cryst. 256, 9, 1956.
- [7] S. P. Solov'ev Yu. N. Veneutsev G. S. Zhdanov Kristallografiya 6, 218, 1961.
- [8] V. J. Tennery J. Am. Ceram. soc. 48, 537, 1965.
- [9] Saburi O J. Phys. Soc Japan 14, 9, 1959.
- [10] W. M. Guriewicz - Elektrowodnost Senietoelektrikow, Moskwa 1969.
- [11] J. Hańderek, T. Piech, J. Dudek, Phys Stat. sol 5,237, 1971.
- [12] P. Gerthsen, R. Groth, K. H. Hardtl Phys Stat. sol. 11,303,1965.

Cz. Kuś

Institute of Physics, Silesian University, Katowice

THERMO-ELECTRIC PHENOMENA IN THE SYSTEM $Pb-NaNbO_3-Pt$

Temperature changes of the electrical conductivity and of the Seebeck coefficient for the ceramics $NaNbO_3$ and $NaNbO_3 + 0.2\% \text{ mol } La_2O_3$ have been investigated.

The obtained results have been used to define the type of conductivity and to determine the activation energy of the charge carriers.

Ч. Кузь

Институт Физики Силезского университета в Катовицах

Термоэлектрические явления в системе

Исследованы температурные изменения электропроводности и коэффициента Зеебека для керамики $Na Nb O_3$ и $Na Nb O_3 + 0,2\% \text{ моль } La_2 O_3$

Полученные результаты были использованы для определения типа электропроводности, а также энергии активации носителей заряда.

Jadwiga Salach

PRZYCZYNY NIEPOWODZEŃ SZKOLNYCH W ZAKRESIE FIZYKI
W KLASACH PIERWSZYCH SZKÓŁ ŚREDNICH

Praktyka wykazuje, że fizyka jest dla wielu uczniów przedmiotem trudnym. Niektórzy dydaktycy wymieniają jako jedno z głównych źródeł niepowodzeń uczniów w nauce wadliwie opracowany program, a także przeładowanie programów i przeciążenie uczniów pracą¹.

W przeładowaniu programu fizyki można się w istocie dopatrywać źródła niedostatecznych postępów z tego przedmiotu u uczniów klas pierwszych. Z drugiej jednak strony programy szkolne muszą być dostosowane do wymogów współczesności i stałego postępu wiedzy we wszystkich dziedzinach. Szczególnie fizyka uległa w ostatnich latach niezwykle szybkiemu rozwojowi, pojawiły się nowe działy, które umożliwiły powstanie nowoczesnej techniki. Fakt ten nie może pozostać bez wpływu na zmianę sposobu nauczania tego przedmiotu, co musi się sprowadzić między innymi do pogłębienia i rozszerzenia treści zawartych w programie. Prawdopodobnie zresztą sprawa przeciążenia uczniów pracą, mająca bezpośredni związek z zawartością programów szkolnych /których nadążanie za rozwojem dyscyplin naukowych zawsze wykazywało przecież znaczną bezwładność/, stanowi nie od dziś poważny problem w pedagogice. Oto co sądziła na ten temat Maria Curie-Skłodowska: "Czasami wydaje mi się, że praca dzieci w szkole dzisiejszej jest tak nadmierną, że lepiej dzieci potopić, niż uczyć w obecnych szkołach" a była to przecież osoba światła, która na pewno doceniała potrzebę uwzględnienia w treściach przekazywanych uczniom najnowszych zdobyczy nauki.

Ze strony odciążenia programu fizyki nie możemy się spodziewać radykalnej poprawy sytuacji. Można jednak zaryzykować twierdzenie, że ambitny program nauczania fizyki w szkole średniej w ogóle, a w klasie pierwszej w szczególności, nie byłby powodem tylu zmartwień nauczycieli i uczniów, gdyby na lekcjach fizyki w szkole podstawowej byli oni stopniowo przygotowywani do podejmowania coraz większych wysiłków w procesie

¹W. O k o Ń, Badanie wyników nauczania w szkołach ogólnokształcących, Warszawa 1951, Nasza Księgarnia, a także Ł. B a n d u r a, Przyczyny niepowodzeń szkolnych, Kwartalnik Pedagogiczny 3/1959.

uczenia się tego przedmiotu. Tymczasem analizując nasze podręczniki fizyki dla klas VI i VII i porównując je np. z podręcznikami radzieckimi do tych samych klas² oraz ze wskazówkami metodycznymi i przykładowymi opracowaniami poszczególnych tematów w radzieckim czasopiśmie "Fizyka w Szkole" stwierdzić musimy, że u nas nauczanie fizyki w tych dwóch klasach przebiega w sposób zbyt dziecinny. W szkole radzieckiej na początku klasy VI uczniowie zapoznają się z kinetyczno-molekularną teorią budowy ciał, która stanowi niejako myśl przewodnią całego programu przewidzianego do realizacji w tej i w następnej klasie. Uczniowie dowiadują się jaki jest związek między średnią energią kinetyczną cząsteczek ciała a jego temperaturą, poznają mechanizm wywierania przez gaz ciśnienia na ścianki naczynia. Wiadomości te pozwolą im wyjaśnić wiele zjawisk, które poznają później, a więc różne własności ciał w różnych stanach skupienia. Niektóre prawidłowości bez znajomości podstaw teorii kinetyczno-molekularnej uczniowie musieliby traktować jako oddzielne, nie powiązane z sobą prawa, a tak - wynikają one jako przypadki szczególne z uniwersalnej teorii. W klasie VII wiadomości uczniów z fizyki cząsteczkowej zostają pogłębione w nauce o ciepłe i w połączeniu z nowymi wiadomościami o ziarnistej strukturze elektryczności znajdują szerokie zastosowanie w wyjaśnianiu zjawisk elektrycznych w metalach i elektrolitach.

W tym czasie w naszych szkołach uczniowie stale zajmują się obserwacją i opisem /przeważnie jakościowym/ wybranych zjawisk fizycznych, które pozostają niewyjaśnione, nie wnika się bowiem w przyczyny powodujące, że przebiegają one właśnie tak, a nie inaczej. Uczniowie patrzą i opisują. Każda odpowiedź ucznia, niezależnie od postawionego pytania, zaczyna się stereotypowo: "Jeżeli weźmiemy...", "Jeżeli nalejemy...", "Jeżeli ogrzejemy..." itd. Brak wyraźnej struktury w programie nauczania, unikanie dłuższych rozumowań, wnioskowania, złożonego z kilku ogniw - oto ciągle powtarzające się cechy sposobu nauczania fizyki w szkole podstawowej. Zbyt długo unika się matematycznego ujmowania praw, zbyt mało wprowadza się obliczeń. Dopiero w klasie VIII jest kilka prostych przekształceń w nauce o elektryczności.

Może mógłby ktoś podać przekonywające argumenty świadczące o tym, że młodzież w wieku 12-14 lat jest ciągle zbyt mało dojrzała, aby zapoznawać się z teoriami fizycznymi, dokonywać nieco szerszych uogólnień, wysnuwać wnioski, analizować, po prostu myśleć. Jeśli tak, to na jakiej podstawie zakłada się, że bez s t o p n i o w e g o wdrażania uczniów w dokonywanie tych wszystkich operacji, po dwumiesięcznej przerwie wakacyjnej między końcem klasy VIII a początkiem I, staną się oni nagle tak dojrzałi intelektualnie, że przeprowadzanie różnego ro-

²Polskie tłumaczenia tych podręczników ukazały się w ubiegłym roku.

dzaju rozumowania, ściśle definiowanie wielkości fizycznych, używanie poprawnego języka fizycznego, rozwiązywanie zadań, sprawne działania na wektorach, wyprowadzanie wzorów i wszystko to, co kilka miesięcy wstecz było jeszcze zbyt trudne - teraz nie będzie im sprawiać żadnych trudności?

Z uwagi na to, że znaczny procent młodzieży, kończącej klasę VIII, kontynuuje później naukę w szkołach średnich ogólnokształcących lub technikach, należałoby bardziej na serio potraktować sprawę korelacji między sposobem nauczania fizyki w szkole podstawowej i średniej. Zarówno treści programowe, jak i wskazówki do realizacji programu powinny być opracowane tak, aby zapewnić "płynność" przejścia między poszczególnymi klasami szkoły podstawowej, ale także między ostatnią klasą tej szkoły, a pierwszą klasą szkoły średniej. Skok, jaki istnieje obecnie, musi pociągnąć za sobą fatalne skutki. Zakładając pewien określony poziom nauczania fizyki w klasie pierwszej, należy poprzez odpowiednie nauczanie tego przedmiotu w trzech klasach poprzednich stwarzać stopniowo podstawy, które umożliwią osiągnięcie tego celu. W przeciwnym bowiem razie zawsze w klasie pierwszej odrabiać się będzie niedociągnięcia z klas poprzednich, w klasie drugiej odrabiać zaległości z klasy pierwszej, itd., wreszcie w uczelniach wyższych... tam już zostawia się studenta samemu sobie, niech sobie radzi jak może!

Istnieją obawy, że wprowadzenie do programu klasy ósmej w rozdziale "Elektryczność" tematu "Radio i telewizja" spowoduje wręcz szkodliwe skutki dla przyszłej kariery ucznia w szkole średniej. Autorzy programu kierowali się zapewne przekonaniem, że uczeń kończący swoją edukację w klasie ósmej szkoły podstawowej, powinien coś wiedzieć o zasadzie działania tych dwóch urządzeń, z którymi styka się na codzień. Obecnie jednak liczba takich uczniów ciągle maleje i będzie malała coraz bardziej. Już choćby z samych względów wychowawczych /pomijając nawet merytoryczną stronę zagadnienia/ nie powinno się wyjaśniać uczniom zasady radiofonii w taki sposób, jak to podano w podręczniku dla klasy ósmej³. Niezrozumiałym jest powód, dla którego autorzy podręcznika tak po macoszemu potraktowali to zagadnienie; jako dświadczeni dydaktycy musieli sobie przecież zdawać sprawę, że taki sposób podawania informacji nieuchronnie spowoduje zamęt w świadomości uczniów, co więcej, może ich przyzwyczaić do "wyjaśnienia" czegokolwiek ot, tak sobie, bez żadnej odpowiedzialności. Oto takie zdania - slogany wyjęte z podręcznika: "W obwodzie zamkniętym, a więc i w obwodzie otwartym, wytwarzają się drgania szybkościennne /o dużej częstotliwości/". Skąd się biorą te drgania - jak powstały? "Radiowa stacja nadawcza zbudowana jest ze skomplikowanego układu zwojnic, kondensatorów, oporników, dużych lamp elektronowych iwie-

³Cz. F o t y m a, Cz. Ś c i ś ł o w s k i, "Fizyka dla kl. VIII", Warszawa 1971, PZWS.

lu, wielu innych ważnych części" !, "Antena stacji nadawczej jest źródłem fal elektromagnetycznych niegasnących zmodulowanych". Uczeń nie wie co oznacza słowo "zmodulowany". Owszem, jest coś, co może uchodzić za wykres prądu zmiennego zmodulowanego, przynajmniej taki jest napis pod rysunkiem. Dodatkowe zdanie umieszczone w nawiasie niczego nie wyjaśnia. Brzmi ono: "Modulowanie fal niegasnących realizuje się poprzez nałożenie na te fale fal głosowych z obwodu mikrofonowego". Pomijając już fakt, że zdanie to jest słuszne tylko w przenośni /bo jakże fale głosowe mogą się nakładać na fale elektromagnetyczne?/ można mieć poważne wątpliwości, czy uczeń zorientuje się, gdzie jest obwód mikrofonowy, skoro nie naniesiono go na schemat.

Bardzo niejasna jest treść paragrafu zatytułowanego Prosty odbiornik lampowy. Paragraf zajmuje, wraz ze schematem, nie więcej niż pół strony. Schemat nie został objaśniony, w szczególności nie wiadomo, jaką rolę spełnia tutaj lampa elektronowa. Autorzy usiłują przekonać ucznia, że w odbiornikach lampowych stosuje się nieraz wiele lamp wieloelektrodowych: "Możecie się o tym przekonać oglądając wewnętrzne jakiegoś odbiornika". Zaglądali, a jakże, o obecności lamp w radioodbiorniku byli przekonani już od dawna, nie wiedzieli jednak do czego lampy te są tam potrzebne. I nie wiedzą dalej! W dalszym ciągu czytamy: "Dostrojenie odbiornika odbywa się przez dobór pojemności kondensatora". Ale co oznacza słowo "dostrojenie"? Mamy wyjaśnienie: "Czynność ta polega na ustawieniu gałki lub naciśnięciu klawisza włączającego zwojnicę na fale długie lub krótkie. N a s t ę p n i e⁴ dostrajamy odbiornik obracając gałką kondensatora". Uczeń z całą pewnością już od kilku lat naciska klawisze i obraca gałki radioodbiornika. Teraz dopiero, na lekcjach fizyki dowiedział się, że wykonując tę czynność włącza zwojnicę lub zmienia pojemność kondensatora. Ale po co? Co to ma wspólnego z jakimś tam "dostrajaniem"? Tego nie wie dalej.

Warto jeszcze wspomnieć, że "Elementarne wiadomości o telewizji i jej znaczeniu w życiu współczesnym" mają zając według wskazówek metodycznych jedną godzinę lekcyjną. Samo usiłowanie zrealizowania tego tematu na jednej godzinie lekcyjnej w klasie ósmej, gdy uczniowie nie znają zjawiska fotoelektrycznego i mało wiedzą o lampie Brauna, trzeba by uznać za nieporozumienie. I tu najbardziej godni współczucia są nauczyciele. Są tacy, którzy czytają zaleconą literaturę, robią streszczenia i /o zgrozo!/ dyktują uczniom niezrozumiałe dla nich wywody, polecając im nauczyć się tego na pamięć.

Nie sądzę, aby zaznajamianie uczniów "na siłę" z jeszcze jednym, zbyt trudnym dla nich tematem, było pożyteczne w sensie jego właściwego

⁴ Podkreślenie moje - J.S.

wyobrażenia o przedmiocie. Nie o ilość tu przecież chodzi, lecz o jakość. Najważniejszym zadaniem nauczyciela fizyki jest wyrobienie u uczniów właściwego sposobu myślenia, dociekliwości, przygotowanie ich do zrozumienia szerokiego kręgu zjawisk fizycznych. Jeśli uczeń nie będzie znał zasady telewizji, nie będzie nic wiedział o reaktorze jądrowym, o prądzie trójfazowym i induktorze itd. - nie spotkają go z tego powodu żadne przykrości w szkole średniej. Wiele kłopotu przysporzy mu natomiast niedostatecznie ugruntowana właśnie na lekcjach fizyki znajomość prostej i odwrotnej proporcjonalności, niewyrobiona sprawność wykonywania prostych rachunków i przekształceń, brak nawyku rozwiązywania zadań fizycznych z uwzględnieniem działań na jednostkach, nieumiejętność zamiany jednostek /kg na g i odwrotnie, km na m i cm i odwrotnie, m² na cm² i odwrotnie, itd./, nieodróżnianie kierunku wektora od jego zwrotu i nade wszystko przez wiele lat tolerowana skłonność do uczenia się pamięciowego, nawyk do bezkrytycznego zapamiętywania także treści niezrozumiałych oraz brak przyzwyczajenia do sumiennej i samodzielnej pracy.

W tzw. "Uwagach szczegółowych o realizacji programu" powinno się wyraźnie wypunktować w każdym dziale fizyki te zagadnienia, bez których zrozumienia uczeń będzie miał kłopoty z przyswojeniem sobie materiału w szkole średniej. Jeśli chodzi o klasę pierwszą należą do nich między innymi: maszyny proste, rozkład sił na równi pochyłej, ciśnienie hydrostatyczne, mierzenie ciśnienia atmosferycznego, mierzenie ciśnienia w zbiornikach zamkniętych i inne.

Trzeba zdawać sobie sprawę z tego, że postulat innego podejścia do sposobu nauczania fizyki w klasie ósmej w stosunku do klas poprzednich /wprowadzenie nowych pojęć ilościowych, wyrażanie praw fizycznych za pomocą wzorów, wskazywanie na wielkie znaczenie matematyki dla rozwoju fizyki/ nie zawsze jest w pełni realizowany. Dzieje się tak dlatego, że przygotowanie nauczycieli fizyki jest, niestety, ciągle jeszcze niewystarczające. Wielu jest jeszcze nauczycieli, którzy nie czują się nauczycielami fizyki, nierzadko lekcjami fizyki "dopełniają do etatu". Nauczyciele tacy boją się wykonywania doświadczeń, czasem nie są w stanie rozstrzygnąć, czy wnioski wyciągane na ich podstawie przez uczniów są prawidłowe, czy fałszywe, trzymają się kurczowo podręcznika, realizując go strona po stronie. Nie byłoby to zjawiskiem szkodliwym, gdyby podręczniki były z roku na rok udoskonalane i uaktualniane, no i przede wszystkim, gdyby nie zawierały błędów, które powtarzają się w każdym wydaniu.

Oczywiście, nie wszystkie błędy i nieścisłości są jednakowo niebezpieczne.

Do błędów istotnych, które niewątpliwie wywierają wpływ na pojmowanie przez uczniów praw dynamiki należą przykłady równoważenia się sił w

podręczniku dla klasy VI⁵ /s. 45 i dalsze/. Czytamy tam między innymi: "Gdy naciskamy dłońią na stół, wówczas działamy nań siłą pionową zwróconą w dół, o pewnej wartości. Stół działa do góry na dłoń siłą sprężystości, równie wielką. Obie siły równoważą się". Podobnie błędnie objaśniony jest przykład z workiem żyta umieszczonym na ławce.

W rozdziale o środku ciężkości /s. 55/ autorzy zadają sobie pytanie: Dlaczego kwadracik podparty o środku ciężkości pozostaje w spoczynku? Znajdujemy tam następujące wyjaśnienie tego faktu: "Gdy podeprzemy nasz kwadracik w środku ciężkości, to jego siła ciężkości działa na ostrze pionowo w dół. Ostrze zaś oddziałuje taką samą siłą, lecz zwróconą do góry. Podtrzymuje kwadracik. Wiesz już, że siły tak działające równoważą się. Kwadracik pozostaje więc w spoczynku, nie wywraca się".

Błąd /uporczywie powtarzający się także w innych przykładach/ polega na przekonaniu o równoważeniu się sił działających na różne ciała.

Dwie strony dalej autorzy podręcznika, wyjaśniając dlaczego lampa zawieszona na haku pod sufitem pozostaje w spoczynku, rozważają siły działające na hak: "Na hak działają dwie siły: siła ciężkości lampy i przeciwdziałania haka. Siły te są sobie równe, działają wzdłuż prostej w strony przeciwne. Jak wiesz, takie siły równoważą się".

Godnym ubolewania jest fakt powtarzania się tego rodzaju błędnych twierdzeń we wszystkich wydaniach podręcznika, co w dużym stopniu przyczynia się do niewłaściwego zrozumienia trzeciej zasady dynamiki przez uczniów i nauczycieli.

Do brzemiennej w skutki błędów należy np. twierdzenie, że "wypadkowa dwóch sił, działających wzdłuż jednej prostej i zwróconych przeciwnie, jest równa różnicy sił składowych⁷. Uczeń klasy siódmej, który w pierwszym paragrafie podręcznika dowiedział się, że siła, jako wektor, posiada cztery cechy, powinien już zrozumieć, że gdy mówi się o sile, trzeba mieć na uwadze wszystkie jej cechy. Nie wypadkowa więc jest równa różnicy sił składowych, lecz wartość wypadkowej jest równa różnicy wartości sił składowych. Skoro jednak podręcznik zawiera takie wiadomości, nauczyciel nie zwraca uwagi na to, że wypadkowa jest zawsze sumą sił składowych, niezależnie od ich kierunków i zwrotów. Ilekroć energii i cennego czasu zabierają w klasie pierwsze zabiegi zmierzające do wykorzenia błędnego przekonania uczniów w tej kwestii.

Dla uczniów klasy szóstej wiadomości o dodawaniu wektorów byłyby jeszcze zbyt trudne, a więc należy się w tej klasie stanowczo wystrze-

⁵Cz. F o t y m a, Cz. Ś c i s ł o w s k i, "Fizyka dla klasy VI", Warszawa, PZWS wszystkie wydania.

⁶Podkreślenie moje - J.S.

⁷M. B o n e c k i, W. D r o ź d ź, "Fizyka dla klasy VII", Warszawa, PZWS wszystkie wydania.

gać bardzo niebezpiecznych pytań w rodzaju: "Czy siła ciężkości i wyporu, działające na ciało zanurzone w cieczy, sumują się, czy też odejmują?"⁸. Można żywić uzasadnioną obawę, że większość uczniów klas szóstych i ich nauczycieli udziela na to pytanie błędnej odpowiedzi.

W ostatnich wydaniach podręcznika dla klasy VII zmieniono określenie ciepła. We wcześniejszych wydaniach określenie to było nieprawidłowe, po zmianie okazało się nadal błędne, z tym, że błąd jest innego rodzaju. A oto rozumowanie: Rozważa się dwa identyczne ciała, składające się z jednakowej liczby cząsteczek. Temperatura I ciała jest wyższa niż temperatura ciała II. Po wzajemnym zetknięciu tych ciał część energii kinetycznej cząsteczek na skutek zderzeń przechodzi z ciała I do ciała II aż do wyrównania się temperatur. I teraz następuje definicja ciepła /s. 157/: "Sumę energii kinetycznej cząsteczek ciała I o wyższej temperaturze, pomniejszoną o sumę energii kinetycznej cząsteczek ciała II o niższej temperaturze, nazywamy ciepłem.

$$\text{Suma } E_{kI} - \text{suma } E_{kII} = Q".$$

Nie jest to oczywiście zgodne z prawdą, gdyż ciepło przekazane w tym szczególnym przypadku będzie równe połowie różnicy energii kinetycznych cząsteczek obu ciał.

Obowiązkiem nauczycieli jest zwracać uwagę uczniów na błędy w podręcznikach. Obowiązkiem nauczycieli akademickich, kształcących przyszłych nauczycieli, jest uświadamiać studentom te błędy, aby nie powtarzali ich w swojej pracy z uczniami. Ta sytuacja jednak istnieje od lat i powtarza się z roku na rok. Fakt ten z pewnością nie przyczynia się do podniesienia autorytetu nauczycieli, autorów podręczników, wydawnictw szkolnych i w ogóle całego naszego systemu szkolnego.

Na ogół nauczyciele fizyki w klasach VI-VIII są zadowoleni ze swoich wyników. Świadczą o tym niezłe oceny, jakie wystawiają z tego przedmiotu swoim wychowankom na świadectwach rocznych. Należy jednak mieć na uwadze fakt, że rzadko pytania, jakie zadaje się tam uczniom, mają charakter problemowy; również rzadko są to pytania, wymagające przeprowadzenia jakiegoś obliczenia - zwykle sprawdza się wiedzę wyuczoną, pamięciową. Świadczą o tym różnego rodzaju testy i sprawdziany, których projekty zamieszczają nauczyciele w zeszytach "Fizyki w szkole".

Gdyby w sprawdzianach uwzględniono szerzej pytania problemowe, mające na celu wykazanie stopnia zrozumienia nabytej przez ucznia wiedzy, wyniki z pewnością okazałyby się mniej zadowolające.

Należy tu podkreślić jeszcze raz, że pretensje, jakie zgłasza niejednokrotnie szkoła średnia pod adresem szkoły podstawowej, dotyczą nie

⁸Cz. F o t y m a, Cz. Ś c i s ł o w s k i, "Fizyka dla kl. VI", Warszawa, PZWS, s. 101, wszystkie wydania.

TABELA I

PORÓWNIANIE WYNIKÓW UZYSKANYCH PRZEZ UCZNIÓW W KLASIE I
/ZA I OKRES I W KOŃCU ROKU SZKOLNEGO/
Z OCENAMI NA SWIADECTWIE UKOŃCZENIA KLASY VIII

L.P.	IMIĘ UCZNIĄ	SWIADECTWO Z KL.VIII	WYNIKI	
			W KOŃCU I OKR.	W KOŃCU R.SZK.
1	ANNA B.	SAME OCENY BDB	BEZ OCEN ND	PROMOWANA DO KL.II
2	BOŻENA K.	-II-	-II-	-II-
3	ELZBIETA W.	-II-	1 ND	-II-
4	KRZYSZTOF D.	-II-	2 ND	-II-
5	KRZYSZTOF M.	-II-	BEZ OCEN ND	-II-
6	LIDIA K.	-II-	-II-	-II-
7	MAŁGORZATA L.	-II-	-II-	-II-
8	MAŁGORZATA M.	-II-	-II-	-II-
9	MARIA B ^{15/}	-II-	4 ND	—
10	PIOTR G.	-II-	BEZ OCEN ND	PROMOWANY DO KL.II
11	TERESA L.	-II-	-II-	-II-
12	WITOLD K.	-II-	-II-	-II-
13	ZBIGNIEW K.	-II-	-II-	-II-
14	ALICJA P.	1 DB ^{16/}	-II-	-II-
15	MAŁGORZATA P.	2 DB	-II-	-II-
16	ANDRZEJ R.	4 DB	2 ND	POPRAWKA Z FIZYKI
17	ANNA J.	4 DB	1 ND	PROMOWANA DO KL.II
18	JACEK W.	4 DB	BEZ OCEN ND	-II-
19	LESZEK L.	5 DB	-II-	-II-
20	MARIA K.	6 DB	-II-	-II-

L.P.	IMIĘ UCZNIĄ	ŚWIADECTWO Z KL.VIII	WYNIKI	
			W KOŃCU I OKR.	W KOŃCU R.SZK.
		SAME OCENY DBB	BEZ OCEN ND	PROMOWANA DO KL.II
21	ROMAN G.	6 DB	2 ND	5 ND
22	ZBIGNIEW Z.	6 DB	1 ND	PROMOWANY DO KL.II
23	ELZBIETA M.	7 DB	3 ND	4 ND
24	MARIA S.	7 DB	4 ND	PROMOWANA DO KL.II
25	GRAZYNA L.	8 DB	2 ND	-II-
26	JAN B.	8 DB	2 ND	-II-
27	JOLANTA H.	8 DB	5 ND	POPRAWKA Z FIZYKI
28	LESZEK J.	9 DB	1 ND	PROMOWANY DO KL.II
29	MARTA B.	9 DB	3 ND	POPRAWKA Z MATEMATYKI
30	RYSZARD K.	10 DB	3 ND	3 ND
31	JERZY W.	11 DB	1 ND	PROMOWANY DO KL.II
32	JÓZEF L.	1 DT ^{17/}	4 ND	ZREZYGNOWAŁ W II POŁROZU
33	KRZYSZTOF K.	1 DT	4 ND	3 ND
34	WOJCIECH W.	1 DT	2 ND	PROMOWANY DO KL.II
35	EWA G.	2 DT	3 ND	5 ND
36	STANISŁAW B.	2 DT	1 ND	PROMOWANY DO KL.II
37	STANISŁAW W.	2 DT	5 ND	ZREZYGNOWAŁ W II POŁROZU
38	EWA K.	3 DT	4 ND	4 ND
39	SŁAWOMIR R.	4 DT	2 ND	POPRAWKA Z MATEMATYKI
40	PIOTR U.	6 DT	5 ND	5 ND

tyle ilości, ile jakości posiadanej przez uczniów wiedzy, zaś przede wszystkim niewłaściwego sposobu oceniania uczniów przez nauczycieli. Jest rzeczą zrozumiałą, że nie można wszystkiego nauczyć wszystkich, jeśli szkoła podstawowa jest obowiązkowa. Jednak obowiązkiem każdego nauczyciela fizyki jest zdawać sobie sprawę, czego p o w i n i e n nauczyć ucznia i jakie musi mu postawić wymagania, aby spełnić właściwie swoje zadanie. Nauczyciele powinni korzystać z 4-stopniowej skali ocen, a nie oceniać z reguły na bardzo dobrze ucznia, którego stać w najlepszym razie na zapamiętanie tzw. wiedzy biernej i odtworzenie jej w odpowiedniej chwili. Tymczasem oceny na świadectwach ukończenia klasy ósmej często nie odpowiadają możliwościom i wiedzy uczniów i nie stanowią rzetelnej informacji dla nauczycieli w szkole średniej.

A oto konkretny przykład odzwierciedlający związek ogólnych postępów uczniów pewnej klasy pierwszej z ocenami, jakie otrzymali oni na świadectwach ukończenia klasy ósmej. Jest to klasa pierwsza jednego z liceów krakowskich w r. szk. 1970/71. Do klasy tej rekrutowali się uczniowie z 13-tu szkół podstawowych. W tabeli uporządkowano uczniów według jakości świadectwa z klasy ósmej. Podane wyniki obejmują wszystkie przedmioty nauczania. Informacje w dwóch ostatnich kolumnach nie ilustrują w sposób wyczerpujący postępów ogólnych każdego ucznia; potraktowano je pod kątem widzenia niepowodzeń, podając tylko łączną liczbę ocen niedostatecznych.

Pierwsza trzynastka dostała się do szkoły średniej bez egzaminu wstępnego. Pośród niej znajdują się tacy uczniowie, których wyniki w klasie pierwszej prawie nie różnią się od wyników, z jakimi ukończyli szkołę podstawową. Są to jednostki wybitne, stanowiące jednak znikomy procent ogólnej masy uczniów.

Wnioski dotyczące aktualnego stanu nasuwają się same: istnieje duże prawdopodobieństwo, że uczeń, który posiada na świadectwie ukończenia klasy ósmej jakąkolwiek ocenę dostateczną, nie poradzi sobie w klasie pierwszej. Jeśli posiada oceny dobre /prócz bardzo dobrych/, czeka go nieco przykrości, zanim przystosuje się do nowych warunków. Zdarzają się również tragedie u tych uczniów, którzy dotychczas byli bardzo dobrzy. Uczniom tym stała się wielka krzywda - przecież dotąd w o p i n i i f a c h o w c ó w byli dobrzy i zdolni - typowano ich do szkoły średniej. Krzywdę odczuwają również rodzice: "Dlaczego ma dostateczne, czyżby był takim złym uczniem? Przecież nigdy dotąd nie miał dostatecznych!". Trzeba długo tłumaczyć rodzicom, co oznacza ocena dostateczna. Odchodzą nieprzekonani. Nie zdają sobie sprawy, że skrzywdzono ich dzieci już o wiele wcześniej, przez stawianie zbyt liberalnych i nieodpowiedzialnych ocen.

Tymczasem dysproporcje między wymaganiami szkoły a możliwościami

uczniа /ujawniającego uparcie szczególnego rodzaju "analfabetyzm myślowy"/ stale wzrasta, rosą zaległości, denerwują się uczniowie i nauczyciele, sypią się dwóje...

Nie jest to zjawisko, które można by tolerować na długą metę. Stawowi ono problem, którego rozwiązanie nie jest na miarę jednego nauczyciela, czy jednej szkoły. Miejmy nadzieję, że instytucje kompetentne podejmą kroki, zmierzające do stopniowej poprawy sytuacji w tej dziedzinie.

J. Salach

Institute of Physics, Teachers' Training College, Kraków

THE REASONS OF DIFFICULTIES IN LEARNING PHYSICS IN THE LOWER CLASSES OF SECONDARY SCHOOLS

For most secondary school pupils physics proves to be a difficult subject. The reason for this is to be sought rather in the lack of proper didactic measures aiming at a well-graded mental development of the pupils than in the overburdened teaching syllabus. There is too great a gap between the requirements put to the pupils of the top class of a primary school /mainly qualitative description of the phenomena/ and those put to the pupils of the first class of a secondary school /where a description in mathematical terms is required/. Text-books of physics for primary schools might be subjected to serious criticism /as they betray errors both in the method and in the teaching material itself, the detrimental effects of which can be felt in the later study of physics at a secondary school/. Hence the reason for the difficulties experienced in learning physics at school is to be sought in the fact that the rule of grading the difficulties is not observed and that the text-books have not been changed for years.

Я. Салях

Педагогический институт в Кракове

Причины школьных неудач в обучении физике в средней школе

Для большинства учеников физика в средней школе оказывается трудным предметом. Причиной является не столько перегруженная программа, сколько отсутствие соответствующих мероприятий, направленных на постепенное умственное развитие учеников. Наблюдается слишком большая разница между требованиями, предъявляемыми к ученикам последнего класса начальной школы /в основном качественное описание явлений/ и первого класса средней школы /математическое описание явлений/. Серьезные возражения имеются к учебникам физики для начальной школы /методические недостатки и существенные ошибки, вредные последствия которых проявляются при дальнейшем обучении в средней школе/. Таким образом, причин неудач школьников в изучении физики следует искать в несоблюдении правила постепенного нарастания трудностей и в несоответствующих, неизменяемых в течение ряда лет учебниках.

Czesław Kuś
Samodzielny Zakład Fizyki
Wyższej Szkoły Pedagogicznej
w Krakowie

WYZNACZANIE WSPÓŁCZYNNIKA EFEKTYWNOŚCI TERMoeLEKTRYCZNEJ
NIOBIANU SODU

W S T Ę P

Ważnymi dziedzinami zastosowania zjawiska termoelektrycznego są termoelektryczne generatory prądu i elementy chłodnicze. Teoria sprawności ogniw termoelektrycznych została podana przez Altenkircha i Joffego [1-3].

Oceniając przydatność materiału na budowę ogniwa termoelektrycznego należy wyznaczyć wartość efektywności termoelektrycznej materiału "z" określonej wzorem:

$$z = \frac{\alpha^2 \sigma}{\lambda} \quad (1)$$

gdzie:

α - współczynnik Seebecka

σ - właściwe przewodnictwo elektryczne

λ - współczynnik właściwego przewodnictwa cieplnego.

Sprawność generatora zdefiniowana jako stosunek energii wydzielonej na oporze zewnętrznym do energii doprowadzonej do gorącego końca jest dana wyrażeniem 3 :

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \frac{M - 1}{M + \frac{T_2}{T_1}} \quad (2)$$

gdzie:

$$M = \sqrt{1 + 0,5z(T_1 + T_2)}$$

Człon pierwszy wzoru (2) $\frac{T_1 - T_2}{T_1}$ jest sprawnością Carnota, człon drugi charakteryzuje obniżenie tej sprawności z powodu strat ciepła, wynikających z przewodnictwa ciepła i ciepła Joule'a. Wielkości te są wyrażone przez "z". Im wartość M jest większa, czyli im większe jest "z" oraz $T_1 + T_2$, tym mniejsze jest obniżenie sprawności w porównaniu ze

sprawnością obiegu Carnota. Podwyższenie więc temperatury T_1 złącza gorącego powoduje wzrost sprawności.

Podobnie jak szereg innych materiałów o strukturze perowskitu nio-bianu sodu charakteryzuje się znaczną wartością współczynnika Seebecka. Ponadto materiał ten może być używany w zakresie wyższych temperatur /np. do $1000^{\circ}\text{C}/$. Te właściwości przemawiałyby za możliwością wykorzystania go do budowy termoelektrycznych generatorów energii. Do pełnej oceny przydatności materiału do tego celu niezbędna jest jeszcze znajomość przewodnictwa elektrycznego i cieplnego.

W stanie czystym NaNbO_3 wykazuje małe przewodnictwo elektryczne. Kierując się wynikami uzyskanymi dla BaTiO_3 [4] badano w tej pracy możliwość pożądanego wzrostu σ pod wpływem domieszek La_2O_3 . Celem niniejszej pracy jest ocena możliwości wykorzystania niektórych związków typu ABO_3 o strukturze perowskitu w termoelektrycznych przetwornikach energii cieplnej na elektryczną. Ocenę tę przeprowadzono na przykładzie NaNbO_3 .

TECHNIKA EKSPERYMENTU I UZYSKANE WYNIKI

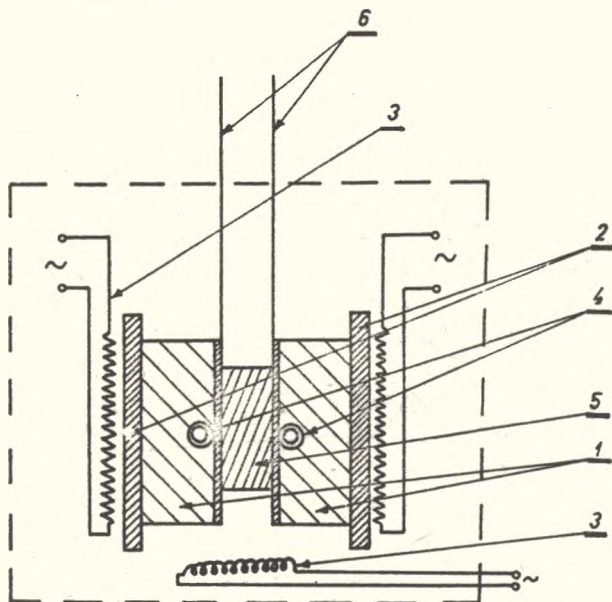
a/ Technologia próbek

Polikrystaliczne próbki NaNbO_3 otrzymano drogą syntezy czystych do analizy Na_2CO_3 i Nb_2O_5 , po wymieszaniu tych składników w stosunku stechiometrycznym i uformowaniu próbek pod ciśnieniem $5 \frac{\text{T}}{\text{cm}^2}$. Spiekano je wstępnie w temperaturze 850°C przez 3 godziny. Następnie dwukrotnie rotacyjnie je, prasowano i spiekano w temperaturze 1100°C przez 3 godziny i 1250°C przez 4 godziny. Dla uzyskania próbek z domieszką lantanu dodano odpowiednią ilość La_2O_3 do trzeciego spieku. Uzyskano próbki ceramiczne w formie krążków o średnicy 1 cm. Na próbki wyszlifowane do grubości 0,2 cm, nanoszono elektrody z platyny przez wtapienie odpowiedniej pasty.

b/ Pomiar współczynnika Seebecka

Układ pomiarowy przedstawia rys. 1. Próbka umieszczona była między dwoma platynowymi elektrodami, które ogrzewano przy pomocy dwóch oddzielnych grzałek. Grzałki te umożliwiały regulację różnicy temperatur między powierzchniami próbki. Temperaturę układu mierzono przy pomocy dwóch termopar Pt-Pt Rh. Do pomiaru sił termoelektrycznych służyły jako doprowadzenia dwa przewody platynowe zakończone blaszkami platynowymi mającymi elektryczny kontakt z elektrodami próbki. Całość znajdowała się w termostacie pozwalającym osiągnąć i utrzymać żądaną temperaturę. Aby wyznaczyć współczynnik Seebecka dla układu metal- NaNbO_3 -metal mie-

rzono siłę termoelektryczną przy danych wartościach gradientu temperatury i w różnych temperaturach średnich układu. Pomiar siły termoelektrycznej przeprowadzono metodą kompensacyjną.



Rys. 1

Schemat umocowania próbki

1 - bloki metalowe, 2 - izolacja elektryczna, 3 - grzałki, 4 - termopary Pt-PtRh, 5 - próbka z elektrodami, 6 - platynowe przewody pomiarowe

W stosowanym układzie pomiarowym /rys. 1/ ważną rolę odgrywają trzy charakterystyczne temperatury i jedna różnica temperatur

T_1 - temperatura odniesienia całego układu pomiarowego /równa temperaturze zimnych złącz termopar $T_1 = 0/$

T_2 i T_3 - temperatury poszczególnych złącz metal-ferroelektryk-metal

ΔT - stanowiąca różnicę temperatur poszczególnych złącz metal-ferroelektryk-metal

$$\Delta T = T_3 - T_2 \quad (3)$$

Wytwarzając gradient temperatury ΔT i zmieniając go co do wartości i znaku w granicach od $0-30^\circ\text{C}$ mierzono wielkość siły termoelektrycznej.

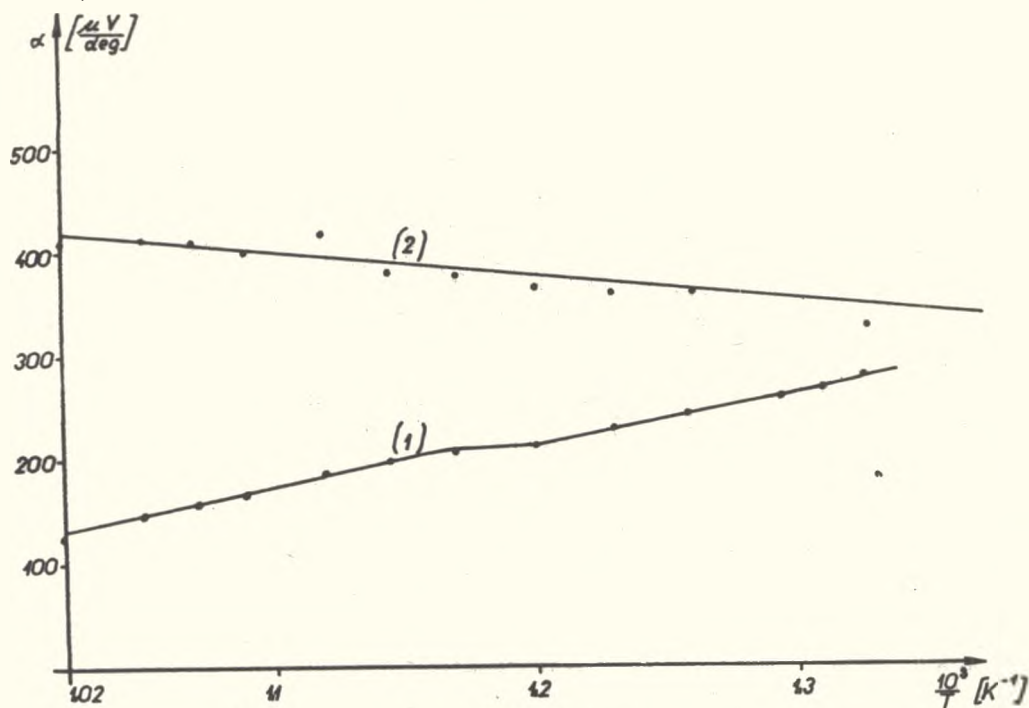
Korzystając z wyznaczonych doświadczalnie zależności $E_x(\Delta T)$ przy

$$T_{\text{sr}} = \frac{T_2 + T_3}{2} = \text{const}$$

wyznaczono współczynnik Seebecka dla różnych temperatur średnich układu.

Na podstawie znaku siły termoelektrycznej stwierdzono, że w badanym zakresie temperatur występuje przewodnictwo typu "n" dla NaNbO_3 i "p" dla $\text{NaNbO}_3 + 0,2\%$ mol La_2O_3 .

W badanym zakresie temperatur obserwujemy dla czystego NaNbO_3 zmniejszenie wartości współczynnika Seebecka z temperaturą /rys.2 krzywa 1/.



Rys. 2

Wykres zależności $\alpha = \alpha / \frac{1}{T_{sr}}$

Krzywa 1 - dla NaNbO_3 ; krzywa 2 - dla $\text{NaNbO}_3 + 0,2\%$ mol La_2O_3

Natomiast dla $\text{NaNbO}_3 + 0,2\%$ mol La_2O_3 wartość α rośnie z temperaturą /rys. 2 krzywa 2/.

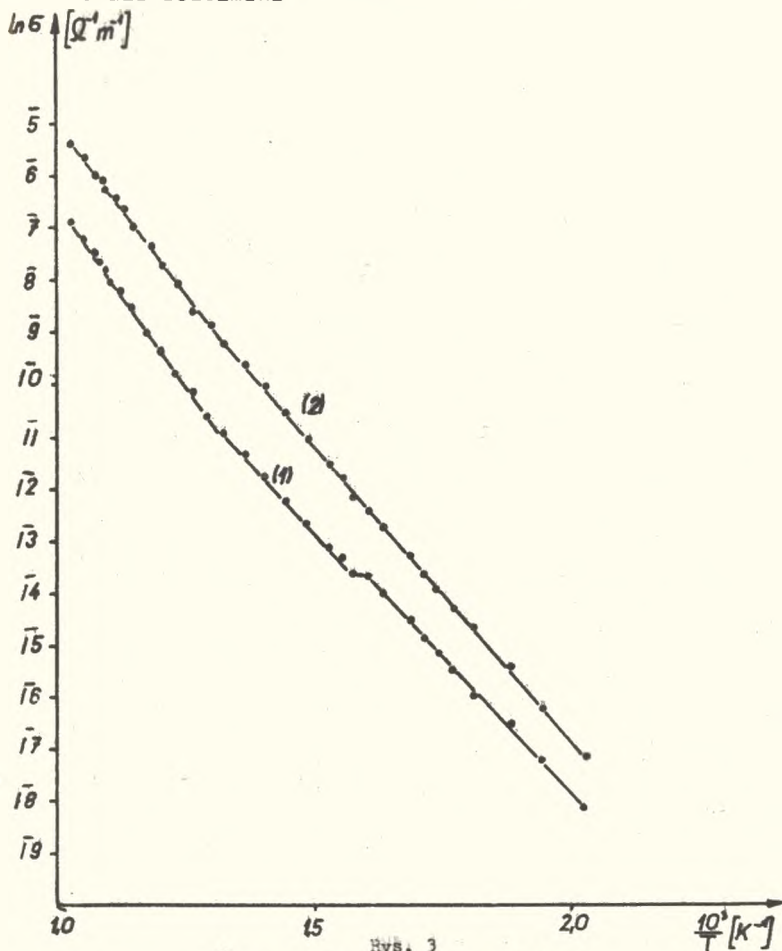
c/ P o m i a r p r z e w o d n i c t w a e l e k t r y c z n e g o

Wartość przewodnictwa elektrycznego σ wyznaczono z charakterystyk prądowo-napięciowych dla obszaru, gdzie jest spełnione prawo Ohma. Na rys. 3 przedstawiono zależność $\ln \sigma = \sigma(\frac{1}{T})$. Przewodnictwo elektryczne zmienia się zatem z temperaturą w tych zakresach temperatur dla których zależność jest liniowa według wzoru:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\psi}{kT}} \quad (4)$$

gdzie:

- σ - wartość przewodnictwa w danej T
- σ_0 - wartość przewodnictwa przy $T \rightarrow \infty$
- ψ - energia aktywacji nośników prądu
- k - stała Boltzmana



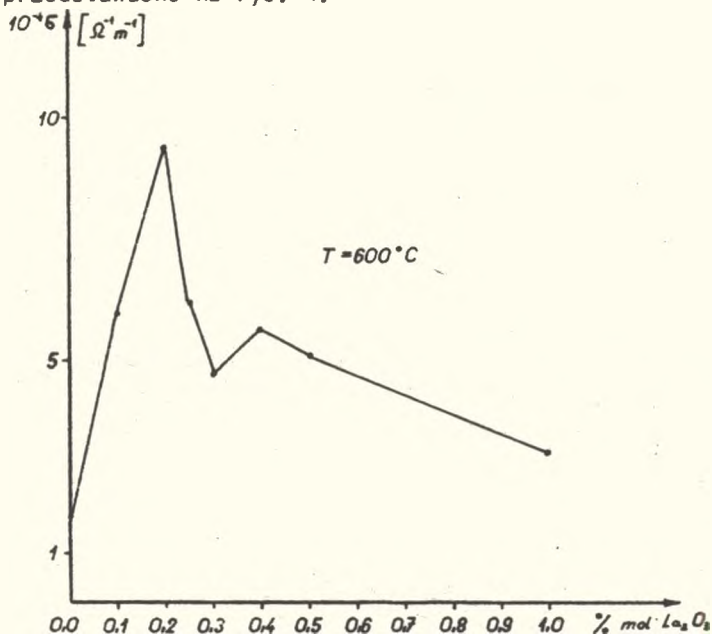
Rys. 3

Wykres zależności $\ln \sigma = \sigma / \frac{1}{T^{sr}}$

Krzywa 1 - dla NaNbO_3 , krzywa 2 - dla $\text{NaNbO}_3 + 0,2\% \text{ mol La}_2\text{O}_3$

Dla podwyższenia przewodnictwa elektrycznego wprowadzono małe ilości domieszek La_2O_3 w oczekiwaniu, że podobnie jak to ma miejsce w BaTiO_3 [4] nastąpi duży wzrost przewodnictwa elektrycznego tych próbek.

Zależność przewodnictwa elektrycznego od procentowej zawartości domieszek przedstawiono na rys. 4.



Rys. 4
Wykres zależności σ od procentowej zawartości domieszek La_2O_3 dla $T = 600^\circ\text{C}$

Widzimy, że maksymalne przewodnictwo uzyskuje się dla próbki $\text{NaNbO}_3 + 0,2\%$ mol La_2O_3 . Wzrost przewodnictwa nie jest jednak tak duży jakiego oczekiwano.

d/ Technika pomiaru współczynnika przewodnictwa cieplnego metodą stanu ustalonego

Układ pomiarowy przedstawiono na rys. 5. Próbka umieszczona była między dwoma walcami niklowymi. W większym z walców umieszczono grzejnik G. Na powierzchniach walców wykonano otwory, w których umieszczono termopary do pomiaru temperatur T_1 , T_2 i T_3 . Po pewnym czasie od chwili włączenia grzejnika ustala się równowaga dynamiczna, w której całkowita energia wytworzona przez grzejnik jest przekazywana do otoczenia o temperaturze T_0 przez zewnętrzne powierzchnie wynoszące odpowiednio S_1 , S_p i S_2 . Przyjmowanie tej energii przez otoczenie następuje zgodnie ze wzorem Newtona

$$\dot{Q}_i = a(T_i - T_0)S_i \quad (5)$$

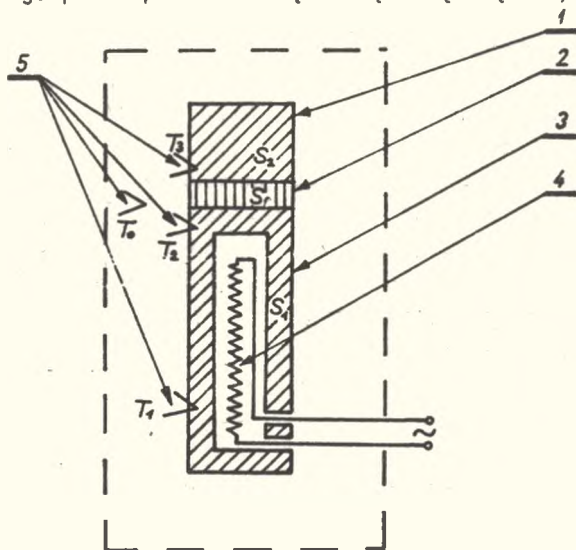
gdzie $i = 1, 2, 3$

Całkowita energia dostarczona przez grzejnik w jednostce czasu musi być równa energii przechodzącej w jednostce czasu przez zamkniętą powierzchnię otaczającą grzejnik, czyli:

$$P = \sum \dot{Q} = aS_1(T_1 - T_0) + aS_p\left(\frac{T_2 + T_3}{2} - T_0\right) + aS_2(T_3 - T_0) \quad (6)$$

Strumień ciepła płynący przez powierzchnię przekroju próbki M jest równy sumie strumienia:

- 1/ wypływającego przez połowę zewnętrznej powierzchni próbki $\frac{S_p}{2}$ oraz
- 2/ wypływającego przez powierzchnię zewnętrzną krążka /rys. 5/.



Rys. 5

Układ do pomiaru przewodnictwa ciepła

1 - wałek dociskowy, 2 - badana próbka, 3 - wałek grzejny, 4 - spirala grzejna, 5 - termopary

Zależność tę można zapisać wzorem:

$$\dot{Q}_M = a \frac{S_p}{2} \left(\frac{T_2 + T_3}{2} - T_0 \right) + aS_2 (T_3 - T_0) \quad (7)$$

gdzie:

\dot{Q}_M - strumień płynący przez przekrój próbki o polu powierzchni S
 S_p - zewnętrzna powierzchnia próbki

$\frac{T_2 + T_3}{2}$ - temperatura średnia próbki

Strumień ten można wyrazić wzorem:

$$\varrho_M = \lambda S \frac{T_2 - T_3}{h} \quad (8)$$

gdzie:

S - powierzchnia próbki prostopadła do strumienia

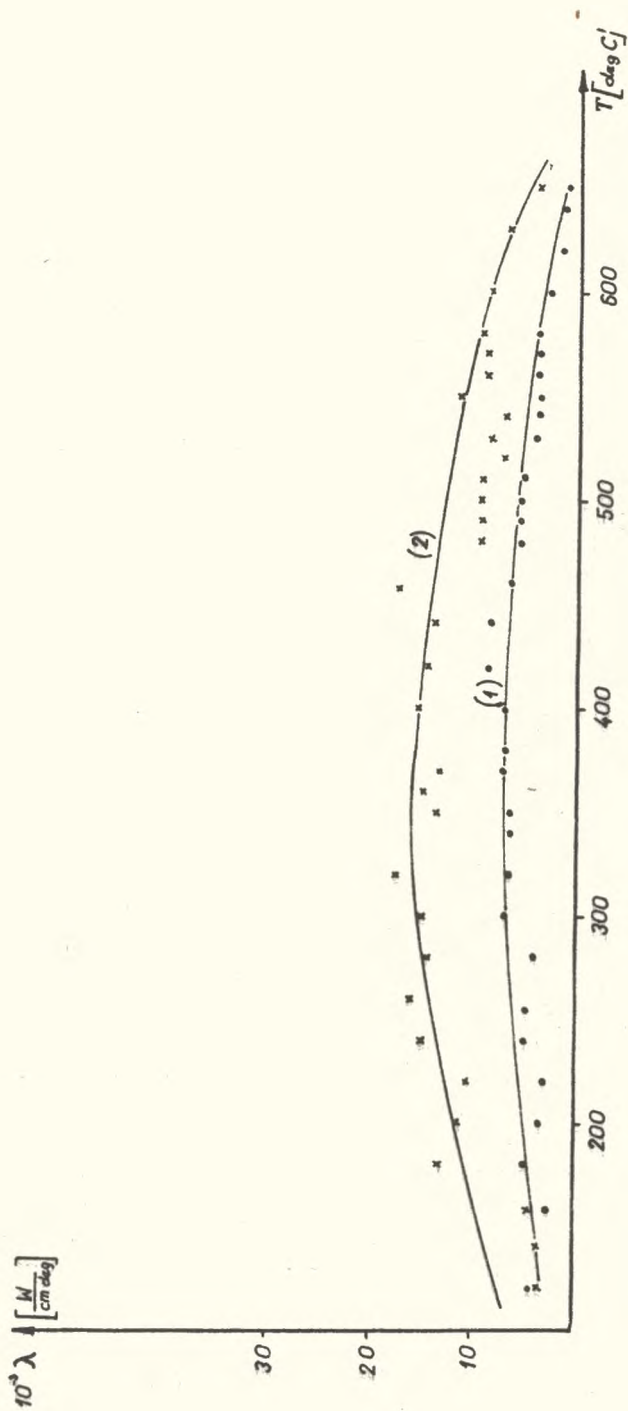
h - grubość próbki

λ - współczynnik przewodnictwa ciepła

Rozwiązując układ równań /6, 7, 8/ otrzymamy wzór na współczynnik przewodnictwa ciepła.

$$\lambda = Ph \frac{\left[\frac{S_1}{2} \left(\frac{T_2 + T_3}{2} - T_0 \right) + S_2 (T_3 - T_0) \right]}{S (T_2 - T_3) \left[S_1 (T_2 - T_0) + S_p \left(\frac{T_2 + T_3}{2} - T_0 \right) + S_2 (T_3 - T_0) \right]} \quad (9)$$

Zmieniając wartość T_0 dokonano pomiaru λ w zakresie temperatur od 100°C do 650°C. Temperaturową zależność λ przedstawiono na wykresie /rys. 6/. Krzywa 1 przedstawia przewodnictwo cieplne próbki $\text{NaNbO}_3 + 0,2\%$ mol La_2O_3 , krzywa 2 przewodnictwo czystego NaNbO_3 . Przewodnictwo to wykazuje słabą zależność od temperatury, stąd wniosek, że składowa elektronowa przewodnictwa cieplnego jest mała w porównaniu ze składową fononową.



Rys. 6

Wykres zależności $\lambda = \lambda/T/$ Krzywa 1 - dla $NaNbO_3 + 0,2\%$ mol La_2O_3 , krzywa 2 - dla $NaNbO_3$

D Y S K U S J A

Na budowę generatorów termoelektrycznych poszukuje się materiałów o małej przewodności cieplnej oraz małej zależności tej przewodności od temperatury.

Badany niobian sodu czysty jak i domieszkowany posiada przewodność cieplną o wartości rzędu przewodności innych materiałów stosowanych na generatory termoelektryczne [5].

Wyznaczona przewodność cieplna w obszarze antyferroelektrycznym nieznacznie rośnie ze wzrostem temperatury, natomiast w paraelektrycznym maleje ze wzrostem temperatury. Próbka zawierająca domieszki La_2O_3 wykazuje w całym przedziale temperatur przewodność cieplną mniejszą od przewodności czystego NaNbO_3 . Podobne zjawisko zmniejszania się przewodności cieplnej ze wzrostem temperatury przy tej samej ilości domieszki $\text{Mn}_2\text{Nb}_2\text{O}_7$ a także w stałej temperaturze przy wzroście ilości domieszki obserwowano w BaTiO_3 [9, 10].

W badanych próbkach czystych i domieszkowanych nie obserwuje się wyraźnych anomalii na krzywych przewodnictwa cieplnego w okolicy punktu Curie. Podobny przebieg zjawiska obserwowano w PbZrO_3 [11]. W próbkach BaTiO_3 i PbTiO_3 stwierdzono występowanie wyraźnych zmian przewodnictwa w punkcie Curie [9, -11].

Zmiany przewodnictwa cieplnego wraz ze zmianą temperatury zależą od dwóch współdziałających czynników, mianowicie: od zmiany symetrii sieci i zmiany amplitudy drgań jonów. Wzrost symetrii sieci powoduje wzrost przewodnictwa, natomiast wzrost drgań jonów powoduje jego obniżenie.

W zależności od tego, który z czynników przeważa obserwujemy wzrost lub maleńie przewodnictwa wraz z temperaturą. W naszym przypadku w obszarze antyferroelektrycznym powinien przeważać czynnik pierwszy, natomiast w paraelektrycznym czynnik drugi [11].

Przy ocenie przydatności substancji na generator termoelektryczny zwraca się uwagę na wartość współczynnika Seebecka. Najodpowiedniejsza dla tego celu jest wartość zawarta w granicach od 100-500 $\frac{\mu\text{V}}{\text{deg}}$ [6, 7]: Dysponując wyznaczonymi wartościami α , σ i λ obliczono dla temperatur 600 i 660°C współczynnik efektywności termoelektrycznej. I tak dla NaNbO_3 o temperaturze 600°C $Z = 4,9 \cdot 10^{-12} \frac{1}{\text{deg}}$ w temperaturze 660°C $Z = 2,56 \cdot 10^{-11} \frac{1}{\text{deg}}$, natomiast dla $\text{NaNbO}_3 + 0,2\%$ mol La_2O_3 w temperaturze 600°C $Z = 2,2 \cdot 10^{-10} \frac{1}{\text{deg}}$ a w temperaturze 660°C $Z = 1,36 \cdot 10^{-9} \frac{1}{\text{deg}}$. Uzyskane wartości są zbyt małe dla uzyskania odpowiedniej sprawności generatora [8]. Przyczyną małej wartości "z" jest zbyt mała wartość przewodnictwa elektrycznego badanego materiału. Przewodnictwo to jednak rośnie exponencjalnie wraz z temperaturą.

Ekstrapolując uzyskane wyniki doświadczalne do temperatury około 1100°C uzyskuje się dostatecznie dużą wartość przewodnictwa elektrycznego σ a tym samym "z" przy nieznacznej zmianie α .

W związku z tym badana substancja w temperaturze powyżej 1000°C mogłaby być wykorzystana na generator termoelektryczny, gdyby temperaturowe zmiany mierzonych wielkości tego materiału przebiegały w tej temperaturze, podobnie jak w temperaturach w których przeprowadzono pomiary.

Autor pragnie złożyć serdeczne podziękowanie kierownikowi Zakładu Fizyki Doświadczalnej UŚ Panu Prof. dr hab. J. Hańderkowi za pomoc i cenne rady w czasie wykonywania tej pracy.

L I T E R A T U R A

- [1] E. Altenkirch, Phys. Zs 10, 560, 1909.
- [2] E. Altenkirch, Phys. Zs 12, 920, 1911.
- [3] A. F. Joffe, Fizika półprzewodników, AH CCCP 1957.
- [4] O. J. Saburi, Phys. Soc. Japan 14, 9, 1959.
- [5] Celent of Thermoelectricity - state of the Art, Electronic Industries 18, 7, 1959.
- [6] A. F. Joffe, Półprzewodnikowyje termoelementy, AH CCCP 1956.
- [7] E. A. Kolienko, L. S. Stilbans, Półprzewodniki w nauce i technice, AH CCCP, Moskwa II 217.
- [8] C. M. Kelly, Thermoelectric generations High Temperature, Technology Proceedings of an International symposium 1959 Ny-Toronto-London.
- [9] F. F. Kodżespirow, FTT 3, 381, /1961/.
- [10] By Ikushi Yoshida, Journal of the Phys society of Japan vol. 15 N. 12, 2211 /1960/.
- [11] By Ikushi Yoshida, Shoichiro Nomura and Shozo Sawada J. Phys. Soc. Japan 13 /1958/ 1550-1551.

Cz. Kuś

Institute of Physics, Teachers' Training College, Kraków

DETERMINATION OF THE THERMO-ELECTRIC EFFICIENCY COEFFICIENT OF SODIUM NIOBATE

To evaluate the possibilities of using sodium niobate in thermo-electric converters transforming heat energy into electric energy, the temperature changes of electric conductivity, of Seebeck coefficient and of the thermal conductivity of sodium niobate NaNbO_3 in clear state and with the admixture of La_2O_3 have been examined.

The obtained results have been used to calculate the coefficient of thermo-electric efficiency of the examined materials.

Ч. Кусь

Кафедра физики Педагогического института в Кракове

Определение коэффициента термоэлектрической эффективности
ниобата натрия

Для оценки возможности использования ниобата натрия в термоэлектрических преобразователях тепловой энергии в электрическую исследовались температурные изменения электропроводности, коэффициента Зеебека и теплопроводности ниобата натрия без примесей и с примесью La_2O_3 . Полученные данные использовались для расчета коэффициента термоэлектрической эффективности исследованных материалов.

Jerzy Pietruszka, Marian Różycki

Samodzielny Zakład Fizyki
Wyższej Szkoły Pedagogicznej
w Krakowie

PRZEWODNICTWO POEKSPLOZYJNEJ PLAZMY METALI Al, Sn, Pb, Ag, Cu, Au

W S T Ę P

Analizując zagadnienie przewodnictwa elektrycznego gęstej plazmy napotyka się na szereg problemów, które czekają na rozwiązanie zarówno od strony teoretycznej i doświadczalnej. Ruchy cząstek plazmy są bardziej skomplikowane od ruchów cząstek gazów w warunkach zbliżonych do normalnych. Są one bowiem sprzężone z polem elektromagnetycznym, przenikającym plazmę. Każdy model matematyczny powinien operować konkretną funkcją rozkładu prędkości, uwzględniającym fakt, że w warunkach laboratoryjnych pomiarów mają miejsce znaczne odstępstwa warunków fizycznych od równowagi termodynamicznej. W chwili obecnej dysponuje się niewielką ilością danych doświadczalnych i jest rzeczą pożądaną nagromadzenie jak największej ich ilości zanim dokona się konfrontacji z jakimkolwiek modelem matematycznym gęstej plazmy.

Praca niniejsza jest próbą dokonania takiego porównania dla kilku próbek metali nagranych do temperatur w pobliżu $20 \cdot 10^3$ K, a więc słabo zjonizowanej plazmy i gęstej - w zakresie gęstości około $10^{16} - 10^{19}$ at/cm³. Modelem matematycznym jest model Elenbaasa [1].

I. T E O R I A

W zasadzie większość fizyków zajmujących się zagadnieniami fizyki plazmy zgadza się na stosowanie elementarnego prawa ruchliwości

$$\vec{v} = \mu \vec{E} \quad (1)$$

do zagadnień plazmowych w zakresie parametrów fizycznych niniejszej pracy:

$$10 \cdot 10^3 \text{ K} < T < 30 \cdot 10^3 \text{ K}; \quad 10^{16} \text{ cm}^{-3} < n_0 < 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$

po warunkiem należytego zdefiniowania wielkości μ . \vec{v} jest, jak zawsze, prędkością dryfu elektronów, μ współczynnikiem ruchliwości, zaś \vec{E} jest natężeniem pola elektrycznego wzdłuż kierunku ruchu. Współczynnik μ podany jest przez wzór (2)

$$\mu = \text{const} \frac{e}{m_e} \frac{\lambda}{W} \quad (2)$$

gdzie e/m_e dotyczy elektronów, $\bar{\lambda}$ jest ich średnią drogą swobodną zaś \bar{v} ich średnią z prędkości ruchu chaotycznego.

Gęstość prądu elektrycznego

$$\vec{j} = n_e e \vec{v} \quad (3)$$

powinna być sumowana po wszystkich prędkościach \vec{v} występujących w plazmie. W tym sumowaniu wielkość

$$\sigma = \sum n_e e b \quad (4)$$

jest elektrycznym przewodnictwem plazmy. W przypadkach słabo zjonizowanych gazów /pary powstające z metali w większości wykonywanych dzisiaj doświadczeń w zakresie gęstej plazmy/ możemy posłużyć się modelem stosowanym przez Elenbaasa [1].

Formuła Elenbaasa. Obliczanie przewodnictw elektrycznych dla metali w zakresie temperatur $(10 \div 30) \cdot 10^3$ K

Wzór $\sigma \sim n^{-1/2} T^{3/4} \exp(-eV_i/2kT)$ pozwala na sporządzenie wykresu zależności temperaturowej względnego przewodnictwa elektrycznego σ/σ_{Cu} (σ_{Cu} przewodnictwo elektryczne miedzi) dla szeregu metali, np. Cu, Ag, Au, Al, Sn, Pb pod założeniem, że koncentracja n w plazmie jest identyczna dla różnych metali w tych samych warunkach temperaturowych ($p=nkT$). Wtedy otrzymuje się zmodyfikowaną do celów weryfikacji doświadczalnej formułę Elenbaasa (5)

$$\sigma \sim n^{-1/2} T^{1/4} \exp(-eV_i/2kT) \quad (5)$$

eV_i jest w powyższym wzorze średnią energią jonizacji atomu metalu.

T a b e l a I

Wartości względnego przewodnictwa σ'/σ'_{Cu} dla różnych metali w funkcji temperatury (σ'_{Cu} w temp. $T_0 = 10 \cdot 10^3$ K; $kT_0 = 0.862$ eV)

T [10^3 K] Metal	10	15	20	25	30
Cu	1,00	4,92	11,3	18,6	25,8
Ag	1,20	5,88	13,5	22,2	30,8
Au	0,595	2,92	6,74	11,1	15,3
Al	7,50	36,9	84,6	139,0	193,0
Sn	2,36	11,6	26,7	43,9	61,0
Pb	1,42	6,95	16,0	25,3	36,5

Po znormalizowaniu koncentracji $n = n_0 = \text{const}$ dla różnych próbek, można obliczyć względne zredukowane przewodnictwa σ'/σ_{Cu} dla powyższych metali i pokusić się o ich weryfikację doświadczalną.

Autorzy niniejszej pracy przyjęli w swoich obliczeniach odpowiednio 7,69 eV dla Cu, 7,54 eV dla Ag, 9,25 eV dla Au, 5,96 eV dla Al, 6,95 eV dla Sn oraz 7,39 eV dla Pb. Wyniki tych obliczeń przedstawia tabela I oraz rys. 4 /krzywe teoretyczne/.

II. CZĘŚĆ DOŚWIADCZALNA

Praca niniejsza stanowi próbę podjęcia, bardzo trudnego z punktu widzenia techniki eksperymentu, problemu pomiaru σ' w funkcji temperatury T dla szeregu par powstałych z metali w warunkach dużych gęstości i wysokich temperatur. Otrzymanie próbek w temperaturach kilkudziesięciu tysięcy stopni, a więc znacznie wyżej ponad temperaturę topnienia metali, a nawet wyżej ponad temperatury krytyczne powstałych z nich cieczy z natury rzeczy musi nosić charakter impulsowy. Innymi słowy, procesy wytwarzania takiej plazmy noszą charakter eksplozji w skali czasowej mili- lub nawet mikrosekundowej. Autorzy stosowali metodę eksplodujących próbek wprowadzoną do fizyki i techniki przez W. G. Chace'a [2].

Badane próbki gęstej plazmy wytwarzane były przez nagrzewanie ich silnopiędowymi impulsami udarowymi, wytwarzanymi w generatorze opisanym w pracach [3] i [4].

Do pomiaru przebiegu czasowego zmian gęstości plazmy $n(T)$, temperatury $T(t)$, autorzy stosowali ultraszybką migawkę fotograficzną [5]. Informacje te otrzymywano odpowiednio ze zdjęć przebiegu zmian czasowych kształtów geometrycznych próbki oraz ze zmian czasowych widma optycznego, emitowanego przez nagrzaną próbkę.

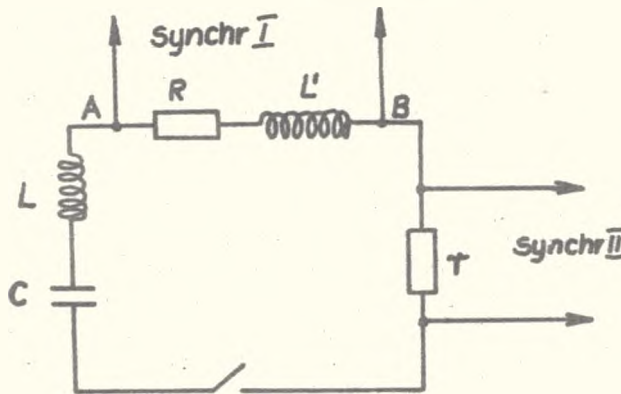
Dane dotyczące chwilowego kształtu próbki oraz chwilowego spadku napięcia na próbce wraz z mierzonym natężeniem prądu udarowego, płynącego przez próbkę /te dwie ostatnie wielkości mierzono techniką synchronoskopowania/ pozwalały na znalezienie chwilowego przewodnictwa elektrycznego próbki. W pomiarach elektrycznych istotną sprawą było wyeliminowanie wpływu rozproszonych indukcyjności na mierzone wielkości.

a/ Schemat zastępczy generatora plazmy

Rysunek 1 przedstawia główne elementy obwodu elektrycznego generatora plazmy. R , L' są odpowiednio oporem i współczynnikiem samoindukcji próbki cylindrycznej. Natomiast L i C są odpowiednio efektywną pojemnością i indukcyjnością reszty obwodu. Indukcyjność L' typowej próbki jest rzędu $0,1 \mu\text{H}$, jest więc, jak w większości tego typu pomiarów o szybkich fron-

tach narastania prądu $\frac{dI}{dt} \sim \frac{10 \text{ kA}}{0.1 \mu\text{sec}}$ wielkością istotnie wchodzącą do schematu zastępczego. Zbliżonego rzędu wielkością jest indukcyjność L pozostałej części obwodu /indukcyjność montażowa oraz indukcyjność samego kondensatora/. W czasie eksplozji, jak wiadomo [2 i in.], chwilowe napięcie na kondensatorze U_C składa się ze spadku napięcia IR na końcach A, B próbki cylindrycznej oraz na indukcyjności całego obwodu

$$U_C = I R + L \frac{dI}{dt} + \frac{d}{dt} (L'(t) I) \quad (5)$$



Rys. 1. Schemat zastępczy generatora plazmy

Synchroskopowy pomiar przebiegu czasowego napięcia między punktami A i B podaje wartość $IR + \frac{d}{dt} (L'(t) I)$ zamiast interesującego nas składnika IR .

W niniejszej pracy istota eliminacji wpływu $L'(t)$ na pomiary przewodnictwa elektrycznego próbki sprowadza się do wybrania prostej geometrii próbki, tj. do pracy z próbkami cylindrycznymi. W tym wypadku bowiem stosunkowo łatwo jest znaleźć wartość chwilową indukcyjności $L'(t)$ przez pomiar metodami ultraszybkich fotografii chwilowego promienia $r_0(t)$ wchodzącego do znanego wzoru (6) na współczynnik samoindukcji próbki cylindrycznej o długości l .

$$L'(t) = \frac{\mu_0}{2\pi} \left(\ln \frac{2l}{r_0(t)} - 1 + \frac{1}{4} \mu_R \right) l \quad (6)$$

Zależność $L'(t)$ od promienia w powyższym wzorze jest silna i należy uwzględnić ją przy obliczeniach chwilowych wartości $L'(t)$. Typowy zakres zmian wartości r_0 ze zdjęć ultraszybkich fotografii $0.05 \text{ mm} \leq r_0 \leq 5 \text{ mm}$ tzn. $10^3 \times$ zmienia się promień, co daje około dziesięciokrotną zmianę wartości L' w czasie pojedynczej eksplozji.

Wszystkie wyniki synchronoskopowania napięć na próbce przytaczane w dalszej części pracy mają już wprowadzoną rachunkowo poprawkę eliminującą wpływ indukcyjności $L'(t)$. Poprawka ta wynosi od 4% do 18% wartości mierzonej, w zależności od warunków pomiaru i rodzaju próbki.

Niestety, nie udało się autorom uniknąć błędu systematycznego, wynikającego ze stosowania w całej pracy założenia o stałości gęstości prądu na przekroju poprzecznym próbki.

Pomiar przebiegu czasowego natężenia prądu dokonywany był przez synchronoskopowanie spadku napięcia na bezindukcyjnym oporze pomiarowym r /rys. 1./, jego indukcyjność była mniejsza od ok. 1,5% indukcyjności całego obwodu/. Był to opór $0,25 \text{ m}\Omega$ nawinięty taśmą manganinową bifilarnie.

b/ Przebieg czasowy ekspansji próbki. Zastosowanie ultraszybkiej fotografii

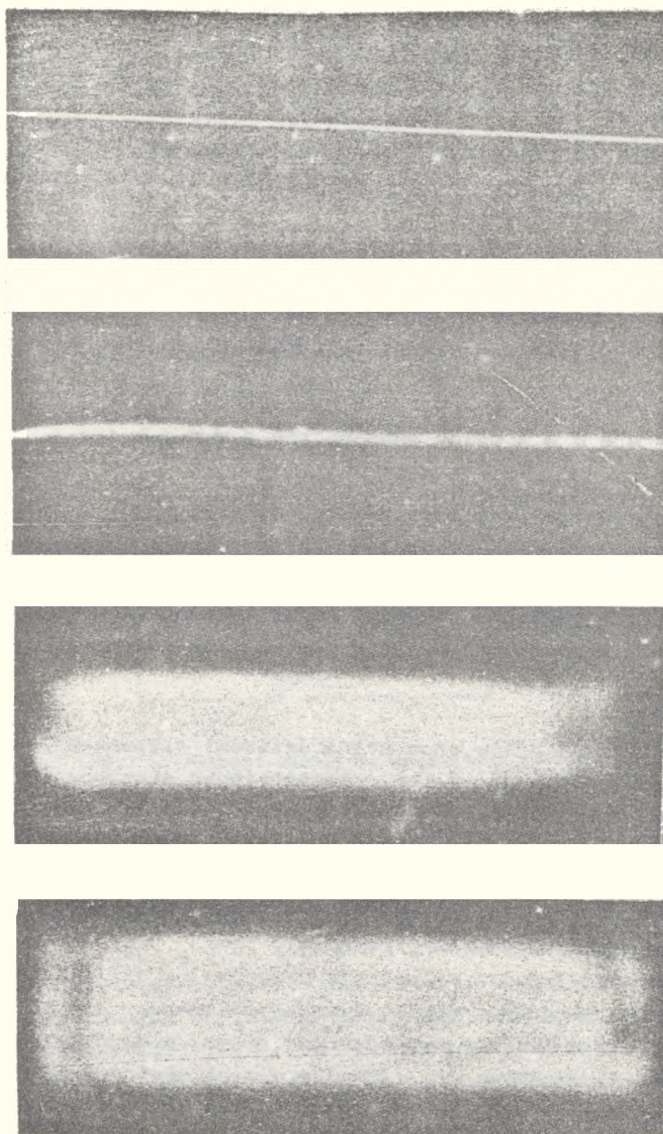
Znajomość przebiegu czasowego zależności promienia $r_o(t)$ próbki od czasu jest istotna również ze względu na konieczność oszacowania zmian koncentracji objętościowej n_i jonów /oraz n_e elektronów/. Oczywiście ze względu na cylindryczną geometrię doświadczenia zarówno n_i jak i n_e powinny być odwrotnie proporcjonalne do kwadratu promienia próbki $n_e \sim \frac{1}{r_o^2(t)}$ oraz $n_i \sim \frac{1}{r_o^2(t)}$.

Autorzy niniejszej pracy są w pełni świadomi niedoskonałości metody optycznej pomiaru promienia $r_o(t)$. Fotografując ekspandujące próbki w ich światła własnym /samoświecące próbki/ mierzymy w rzeczywistości wielkość, którą należałoby nazwać "optycznym" promieniem próbki /rys. 2/. Praca niniejsza świadomie zakłada równość promienia "elektrycznego" i promienia optycznego, tzn. przyjmuje, że zjawiska optyczne rozgrywają się w tej samej objętości, co zjawiska elektryczne.

Załączony wykres /rys. 3/ ilustruje przebieg $r_o(t)$ dla interesujących nas pierwiastków. Długość próbki była znormalizowana $l = 10 \text{ cm}$ z wyjątkiem Pb, gdzie nie udało się wyprodukować próbek o długości większej niż 3 cm . Promienie początkowe r_o również z tych samych przyczyn technicznych różnią się między sobą. Każdy punkt wykresu otrzymany jest z 10 ekspozycji, dokonanych w identycznych warunkach początkowych.

Oceniając krytycznie poniższe rezultaty, głównym źródłem możliwych błędów eksperymentalnych jest prawdopodobnie obecność atmosfery /powietrza/ w komorze wyładowań, co na zdjęciach ekspandującej próbki objawia się jako dodatkowe świecenie warstwy atmosfery otaczającej próbkę nagrzaną gazów. Grubość tej warstewki nie przekracza 6% mierzonego promienia¹.

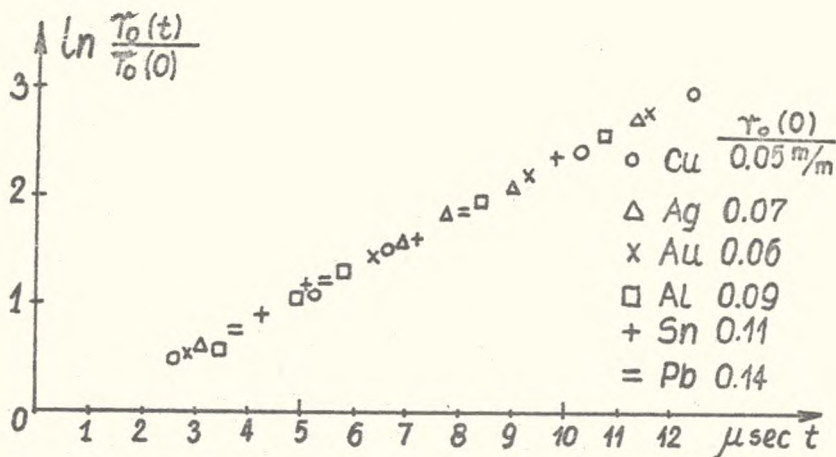
¹ Dla znalezienia wpływu atmosfery wykonano zdjęcia w identycznych warunkach początkowych elektrycznych dla każdego metalu w komorze o obniżo-



Rys. 2

Przykład kolejnych zdjęć zależności $r(t)$ dla Au
 przy $t = 4.4, 6.3, 8.3, 10.5 \mu\text{sec}$ /powiększenie 1:1,4/

nym ciśnieniu $p \sim 10^{-4}$ mm Hg, otrzymując analogiczne zdjęcia o optycznych średnicach o ok. 6% mniejszych. Nie zauważono wyraźnego wpływu na przebiegi elektryczne w interesującym autorów zakresie napięć i prądów /z dokładnością do ok. 1.5% wartości mierzonych/.



Rys. 3. Przebieg ekspansji próbek w funkcji czasu

c/ Warunki elektryczne generatora impulsów udarowych

W zależności od typu próbki kondensator $C = 20,0 \mu\text{F}$ /rys. 1/ ładowany był do różnych napięć początkowych, jak to pokazuje tabela II.

Tabela II

Typ próbki	Cu	Ag	Au	Sn	Al	Pb
Zakres V_0 kV	20-40	20-35	25-45	10-20	15-25	18-28

Przed każdą serią pomiarów - eksplozji dokonywany był pomiar okresu drgań własnych krótkozwartego obwodu generatora impulsów udarowych. Typowa wartość dla ostatecznej wersji montażu generatora $T = (41,7 \pm 0,3) \mu\text{sec}$ daje indukcyjność $L = 2,16 \mu\text{H}$. Tzw. warunki krótkozwartego obwodu elektrycznego uzyskiwane były przez zastąpienie długości próbki takim samym kablem, którym wykonany był montaż reszty obwodu.

Powstające w obwodzie generatora silnoprądowe drgania sinusoidalne tłumione wytwarzają w momentach bliskich maximum prądu wysokotemperaturową plazmę. Pomiaru wszystkich wielkości fizycznych charakteryzujących daną próbkę dokonywane były w pierwszym półokresie sinusoidy drgań zasilających prądu, tj. po tzw. zjawisku przerwy prądowej "dark pause" mniej lub bardziej zaznaczonym na zdjęciach synchronoskopowych w zależności od warunków eksplozji. Synchronoskopowanie przebiegów elektrycznych wykonywane było za pomocą synchronoskopu typ NOS-1 produkcji jednostkowej Instytutu Elektrotechniki w Warszawie-Międzyzlesiu.

d/ Spektralne pomiary chwilowej temperatury próbki

Idea pomiarów oparta jest o wykorzystanie prawa Stefana-Boltzmana i pomiar chwilowego rozkładu natężeń w widmie ciągłym emitowanym przez eksplodującą próbkę. Pomiarów dokonywano w trzech punktach widma, odpowiadających $\lambda = 400, 589, 650 \text{ nm}$.

Autorzy stosowali dwukanałowy spektrometr fotoelektryczny [6] o sprawdzonym uprzednio rozkładzie czułości spektralnej fotokatod za pomocą tzw. lampy normalnej, dostarczonej przez Główny Urząd Miar w Warszawie. Spektrometr ten współpracował ze spektrografem optycznym Hilger E 478. Pomiary wykonano w dwóch ciągach dla λ odpowiednio: 400 i 589 nm oraz 589 i 650 nm dla znalezienia stosunków natężeń $I_{400} : I_{589} : I_{650}$ a stąd temperatury próbki. Przebieg czasowy powyższych natężeń w czasie pojedynczej eksplozji był synchronizowany i nawiązywany poprzez skalę czasową do odpowiadających mu wykresów $U(t)$ oraz $I(t)$ próbki. W ten sposób dla półokresu każdej eksplozji próbki uzyskiwano zależności od czasu: $\sigma(t)$ oraz $T(t)$ co ostatecznie pozwalało na skonstruowanie krzywych $\sigma(T)$ zależności przewodnictwa elektrycznego próbki od temperatury.

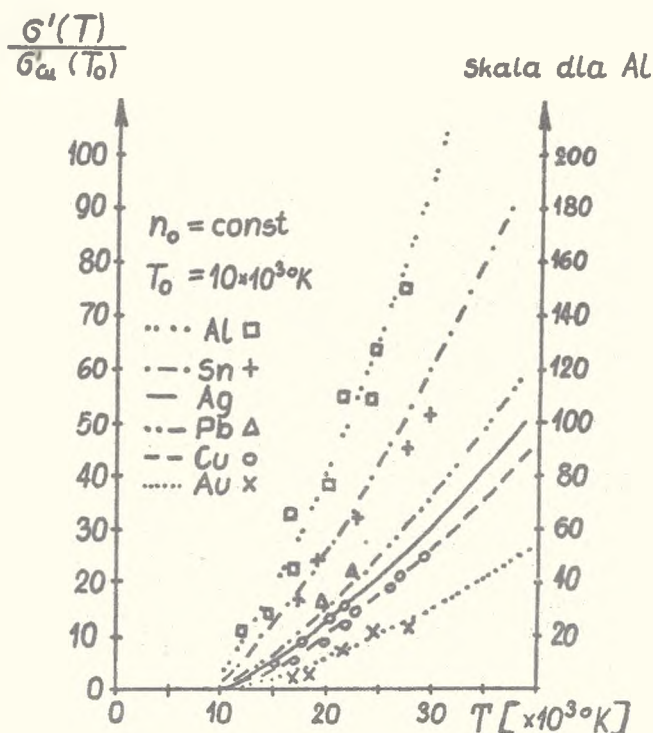
e/ Porównanie wyników doświadczalnych z przewidywaniami teoretycznymi

Rysunek 4 pokazuje wyniki doświadczalne dla 6 badanych metali w zakresie temperatur uzyskiwanych w czasie pierwszego półokresu drgań własnych obwodu generatora. Krzywe kreskowane - to wykres sporządzony wg tabeli I. Punkty doświadczalne naniesione zostały w ten sposób, aby rozmiar geometryczny znaku odpowiadał błędowi pomiarowemu.

Najmniejszy rozrost wyników eksperymentalnych wykazuje Cu oraz Al. Największe trudności przedstawiały próbki Pb zarówno przy ich produkcji mechanicznej, jak również przy doborze parametrów potrzebnych dla uzyskiwania szerszego interwału temperatur w doświadczeniu.

III. WNIOSKI

W zakresie temperatur $10-30 \cdot 10^3 \text{ K}$ o wartości przewodnictwa par powstałych z metali decydują już tylko energie jonizacji wchodzące do formuły Elenbaasa. Stąd kolejność wzrostu przewodnictwa próbek jest Al, Sn, Pb, Ag, Cu, Au a nie Pb, Sn, Al, Au, Cu, Ag jak to ma miejsce przy temperaturach w pobliżu normalnych temperatur laboratoryjnych.



Rys. 4. Porównanie przewidywań teoretycznych z danymi doświadczalnymi

L I T E R A T U R A

- [1] W. Elenbaas, The High-pressure Vapour Discharge, North-Holland Publ. Co., 1951.
- [2] W. G. Chace, Exploding Wires, Plenum Press, N. Y. 1959, Vols. 1-3.
- [3] H. Lenarczyk, K. Melzacki, J. Pietruszka, Postępy Fizyki, 19, 271/1968/.
- [4] H. Niewodniczański, K. Melzacki, J. Pietruszka, J. Pilawa, Acta Phys. Polon., 32, 1025 /1967/; Bull. Inst. Phys. Recherche Atom., 21, 7 /1971/.
- [5] H. Niewodniczański, K. Melzacki, J. Pietruszka, Acta Phys. Polon., 35, 1009 /1969/.
- [6] H. Niewodniczański, K. Melzacki, J. Pietruszka, Acta Phys. Polon., 29, 553 /1966/; Patent PRL Nr 50540; Proc. 7th Int. Conf. Phenomena Ioniz. Gases, Beograd /1965/; Inst. Nucl. Phys. Cracow, Report No 317 /1964/; Bull. Inst. Phys. Rech. Atom., 21, 11 /1971/.

Jerzy Pietruszka, Marian Różycki

Institute of Physics, Teachers' Training College, Kraków

ELECTRICAL CONDUCTIVITY OF POST - EXPLOSION PLASMAS
OF Al, Sn, Pb, Ag, Cu, Au

Along with calculation results of relative electric conductivity of the plasmas as a function of temperature, an attempt at experimental verifying them within the temperature range of $(10-30)10^3\text{K}$, is reported. Within that temperature range, the results prove ionization energy of atom to be the main factor in determining the conductivity.

Е. Петрушка, М. Ружицкий

Педагогический институт в Кракове

Позвсплозиционная проводность плазмы металлов Al, Sn, Pb, Ag, Cu, Au

В работе представлены кроме результатов расчетов относительных величин проводности металлов в зависимости от температуры, также проби экспериментальной верификации в диапазоне температур $(10\div 30)\cdot 10^3\text{K}$.

Экспериментальные результаты указывают, что проводность в вышеуказанном диапазоне температур обусловлены главным образом энергией ионизаций атомов.

Zygmunt Wróbel, Marian Różycki

Samodzielny Zakład Fizyki
Wyższej Szkoły Pedagogicznej
w Krakowie

W P Ł Y W S K Ł A D U P R O C E N T O W E G O N A W Ł A S N O Ś C I E L E K T R Y C Z N E
R O Z T W O R U S T A Ł E G O $Pb/Zr_xTi_{1-x}/O_3$ dla $0,46 \leq x \leq 0,60$

W S T Ę P

Dotychczasowe badania ferroelektrycznych roztworów stałych $Pb/Zr_xTi_{1-x}/O_3$ charakteryzujących się bardzo dobrymi własnościami piezoelektrycznymi szczególnie w pobliżu morfotropowej granicy $x = 0,50 + 0,55$, rozdzielającej fazę tetragonalną tworzącą się przy dużej zawartości procentowej $PbTiO_3$ od fazy romboedrycznej tworzącej się przy dużej zawartości procentowej $PbZrO_3$, koncentrowały się przede wszystkim na badaniu własności dielektrycznych i piezoelektrycznych [1-3].

Stosunkowo mało uwagi poświęcono dotąd zjawisku transportu w tych materiałach [4]. We wcześniejszych pracach [5,6] przewodnictwo elektryczne roztworów stałych $Pb/Zr_xTi_{1-x}/O_3$ traktowano jako zagadnienie drugoplanowe, przy czym badane było tylko fragmentarycznie.

W znacznym stopniu objaśnić to można tylko tym, że roztwory stałe $Pb/Zr_xTi_{1-x}/O_3$ charakteryzują się stosunkowo dużym właściwym oporem elektrycznym i procesy transportu nośników ładunku nie wpływają w istotny sposób na pomiary innych charakterystyk badanych materiałów.

Celem niniejszej pracy było zbadanie temperaturowych zależności przenikalności elektrycznej, przewodnictwa elektrycznego i współczynnika Seebecka dla roztworów stałych $Pb/Zr_xTi_{1-x}/O_3$ w pobliżu morfotropowej granicy $0,46 \leq x \leq 0,60$.

I. T E C H N O L O G I A O T R Z Y M Y W A N I A P R Ó B E K

Przeprowadzenie wymienionych we wstępie badań wymagało odpowiedniego przygotowania próbek ceramicznych. W drodze wielokrotnie powtarzanych prób technologicznych, postarano się o uzyskanie ceramiek o możliwie zbliżonej jakości a szczególnie zbliżonej wielkości krystalitów, porowatości itp.

Roztwory stałe $Pb/Zr_xTi_{1-x}/O_3$ otrzymywano mieszając w odpowiednim stosunku molowym cyrkonian ołowian i tytanian ołowian. Rozdrobnioną ceramikę $PbZrO_3$ i $PbTiO_3$ dokładnie zmieszano tak, aby otrzymać próbki w zadanym sto-

sunku molowym składników. Następnie prasowano pod ciśnieniem około $p=10^4$ atm. i spiekano je dwukrotnie po 4 godziny w temperaturach, których wysokość była uzależniona od składu ceramiki. Temperatury spieku dla poszczególnych składów $Pb/Zr_xTi_{1-x}/O_3$ dobrano eksperymentalnie - pierwszy spiek $t = 1150 \pm 1180^\circ C$, drugi spiek $t = 1200 \pm 1250^\circ C$. W badanym zakresie składów procentowych uzyskano w ten sposób ceramikę o małej porowatości $\gamma = 7,8 \frac{G}{cm^3}$.

II. TECHNIKA EKSPERYMENTU

Przy wyznaczaniu parametrów charakteryzujących elektryczne własności ferroelektryków należy między innymi określić wielkości charakteryzujące procesy transportu np. ruchliwość i koncentrację swobodnych nośników prądu. Określenie tych wielkości umożliwia znajomość współczynnika Seebecka i przewodnictwa elektrycznego materiału [7].

Pomiar temperaturowych zależności wyżej wymienionych wielkości wymaga spełnienia następujących warunków:

a/ dla współczynnika Seebecka

$$T_1 - T_2 = \Delta T = \text{var.} \quad (1)$$

$$\frac{T_1 + T_2}{2} = T = \text{const.}$$

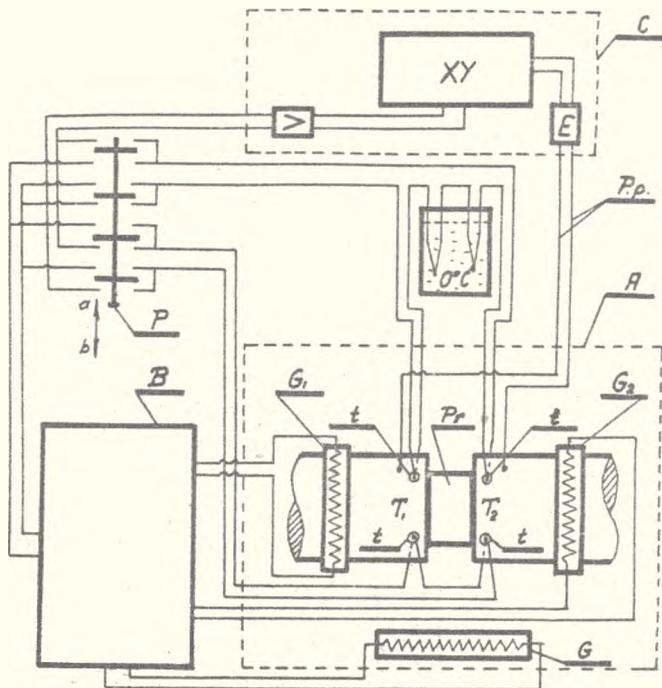
o/ dla przewodnictwa elektrycznego

$$T_1 - T_2 = \Delta T = \text{const.} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{T_1 + T_2}{2} = T = \text{var.}$$

Do pomiarów używano elektronicznego urządzenia umożliwiającego automatyczną zmianę wartości i znaku ΔT przy określonej temperaturze średniej, bądź zmiany temperatury średniej przy zadanej wartości ΔT /np. $\Delta T = 0$ /.

Zasadę działania przyrządu do automatycznego pomiaru wyżej wymienionych zależności pokazano na rys. 1 [8]. Przyrząd składa się z trzech bloków; bloku pomiarowego A, bloku sterującego automatycznie procesem pomiarowym B, oraz bloku rejestrującego C.



Rys. 1

Schemat blokowy układu do automatycznego pomiaru własności termoelektrycznych materiałów półprzewodnikowych

- A - blok pomiarowy /P - próbka, t - termopary, U - uchwyt na próbkę, G, G₁, G₂ - grzałki elektryczne, P - przewody pomiarowe/,
 B - blok sterujący automatycznie procesem pomiarowym,
 C - blok rejestrujący /XY - rejestrator, E - elektrometr, W - wzmacniacz/.

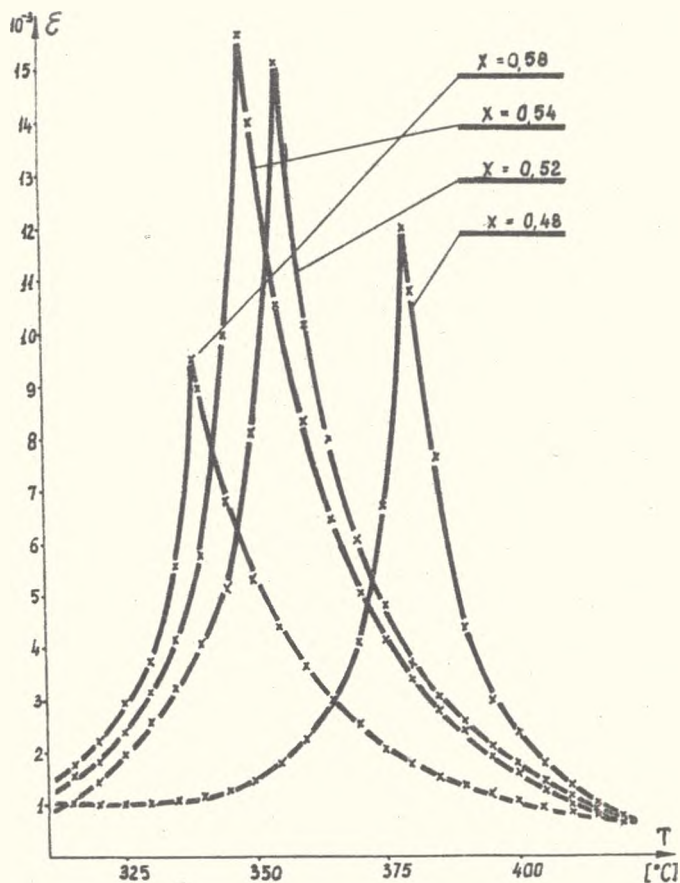
II. WYNIKI DOŚWIADCZALNE

a/ Przenikalność elektryczna

W celu określenia położenia punktu przejścia fazowego zależności od składu procentowego roztworów $Pb/Zr_xTi_{1-x}/O_3$ leżących w pobliżu morfotropowej granicy rozdzielającej fazę tetragonalną od romboedrycznej, zbadano temperaturowe zależności przenikalności elektrycznej dla poszczególnych próbek. Przenikalność elektryczną mierzono przy częstotliwości pola pomiarowego 1MHz i amplitudzie około 1V. Przebiegi temperaturowe \mathcal{E} zdejmowano zarówno w procesie grzania jak i chłodzenia, przy czym wartość histerzy temperaturowej wahała się w granicach $\Delta T_c = 2 \div 8^\circ C$ w zależności od składu procentowego roztworu.

Charakter zależności $\mathcal{E} = f(T)$ otrzymanej tak w procesie grzania jak i chłodzenia jest taki sam. Na rysunku 2 przedstawiono zależności $\mathcal{E} = f(T)$

dla procesu chłodzenia. Obserwujemy przesunięcie punktu Curie w kierunku wyższych temperatur w miarę wzrostu zawartości PbTiO_3 w roztworze. Jednocześnie następuje zmiana wartości maksymalnej ϵ_{max} w punkcie Curie. Wielkości te $(T_c, \epsilon_{\text{max}})$ w zależności od składu procentowego roztworu $\text{Pb/Zr}_x\text{Ti}_{1-x}\text{O}_3$ przedstawiono na oddzielnym wykresie /rys. 6/.



Rys. 2

Zależność przenikalności elektrycznej od temperatury dla niektórych roztworów $\text{Pb/Zr}_x\text{Ti}_{1-x}\text{O}_3$

b/ Przewodnictwo elektryczne

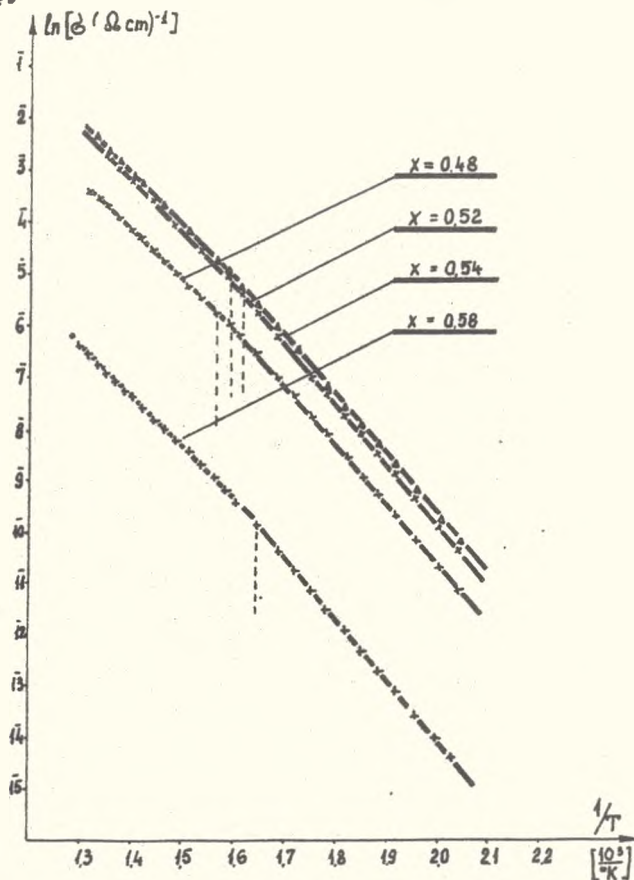
Faktem jest, że tylko przy ograniczonych wartościach pola elektrycznego przykładanego do ferroelektryków o strukturze perowskitu spełnione jest prawo Ohma [4, 9]. Przed przystąpieniem do pomiarów sprawdzono więc dla wszystkich próbek zakres napięć, przy których spełnione jest to prawo.

Przewodnictwo elektryczne można mierzyć w stabilizowanych warunkach

tn. przy ustalonej temperaturze mierząc prąd przy zadanym napięciu oraz w procesie grzania lub chłodzenia - rejestrując prąd płynący przez próbkę przy stałym napięciu w procesie powolnych zmian temperatury. W wyniku przeprowadzonych prób, okazało się, że rezultaty otrzymane tymi dwoma metodami pokrywają się, jeśli tylko zmiany temperatury w czasie były dostatecznie wolne. Doświadczalnie stwierdzono, że przy szybkości chłodzenia mniejszej od $100^{\circ}\text{C}/\text{godz.}$ uzyskane rezultaty są praktycznie identyczne.

Należy zwrócić uwagę, że w celu uzyskania powtarzalnych wyników każdorazowo przed pomiarem próbkę "odmładzano" wygrzewając ją powyżej punktu Curie przez około 1 godzinę.

Przewodnictwo elektryczne roztworów stałych $\text{Pb}/\text{Zr}_x\text{Ti}_{1-x}/\text{O}_3$ badano w procesie chłodzenia z prędkością chłodzenia około $40^{\circ}\text{C}/\text{godz.}$, przykładając do próbki stałe pole pomiarowe rzędu $E = 10^5/\text{cm}$ i mierząc prąd płynący przez próbkę.



Rys. 3

Zależność $\ln \sigma = f(1/T)$ dla wybranych składów procentowych roztworu stałego $\text{Pb}/\text{Zr}_x\text{Ti}_{1-x}/\text{O}_3$

Zależność przewodnictwa elektrycznego od temperatury dla wybranych składów procentowych roztworu stałego $\text{Pb/Zr}_x\text{Ti}_{1-x}\text{O}_3$ przedstawiono na rysunku 3 w formie zależności $\ln \sigma = f/T$.

Prostoliniowe części zależności $\ln \sigma = f/T$ wskazują na to, że w badanych zakresach temperatur przewodnictwo elektryczne zmienia się zgodnie ze wzorem

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\phi}{kT}} \quad (3)$$

gdzie:

σ - przewodnictwo elektryczne w danej temperaturze

σ_0 - przewodnictwo elektryczne gdy $T \rightarrow \infty$

ϕ - energia aktywacji

k - stała Boltzmannna

T - temperatura bezwzględna

Obserwowana zmiana nachylenia prostych w punktach przemiany fazowej jest związana z przebudową struktury krystalicznej przy przejściu z fazy paraelektrycznej do ferroelektrycznej.

Na podstawie prostoliniowych części zależności $\ln \sigma = f/T$ wyznaczono energię aktywacji poniżej i powyżej punktu przemiany fazowej dla poszczególnych składów procentowych roztworu stałego $\text{Pb/Zr}_x\text{Ti}_{1-x}\text{O}_3$. Wyliczone wartości energii aktywacji zawierają się w granicach powyżej; $T_c - \phi = 0,8 + 0,9\text{eV}$, poniżej; $T_c - \phi = 1,0 + 1,1\text{eV}$. Wartości liczbowe energii aktywacji w całym zakresie badanych temperatur są mniejsze od szerokości pasma wzbronionego czystych składników, wynoszącej $\phi = 3\text{eV}$ [10]. Na tej podstawie można wyciągnąć wniosek, że w badanym zakresie temperatur przewodnictwo elektryczne roztworów stałych $\text{Pb/Zr}_x\text{Ti}_{1-x}\text{O}_3$ ma charakter domieszkowy.

c/ Współczynnik Seebecka

W celu wyznaczenia wartości liczbowych współczynnika Seebecka zmierzano w czasie gradient temperatury na próbce przy zachowaniu stałej średniej temperatury za pomocą opisanego wyżej urządzenia.

Przykład zależności siły termoelektrycznej od różnicy temperatur $E_{\alpha} = f/\Delta T$ dla układu $\text{Pt-Pb/Zr}_{0,52}\text{Ti}_{0,48}\text{O}_3\text{-Pt}$ pokazano na rysunku 4. Przedstawioną zależność $E_{\alpha} = f/\Delta T$ można zapisać wzorem:

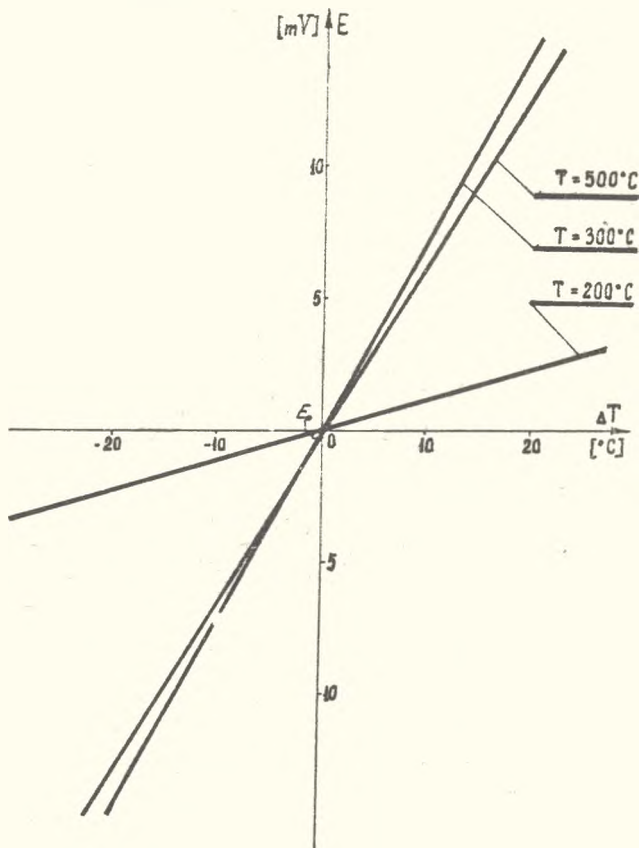
$$E_{\alpha} = E_0 + \alpha \Delta T \quad (4)$$

gdzie: E - mierzona siła termoelektryczna

E_0 - siła "termoelektryczna" gdy $T = 0$

α - współczynnik Seebecka

ΔT - różnica temperatur na próbce



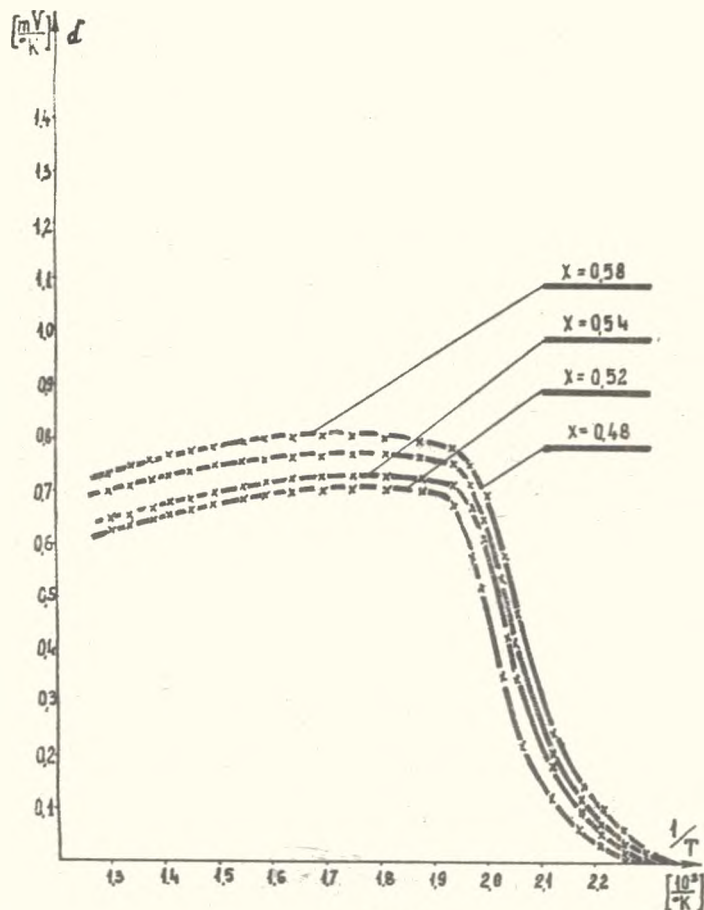
Rys. 4

Przykład zależności $E_{\alpha} = f/\Delta T/$ dla roztworu $\text{Pb}/\text{Zr}_{0,52}\text{Ti}_{0,48}/\text{O}_3$

Stwierdzono, że wartość E_0 zależy od materiału próbki, jej temperatury średniej, technologii otrzymywania próbek, sposobu nanoszenia elektrod, uprzednio prowadzonych badań /przyłożone stałe pole elektryczne powoduje polaryzację ferroelektryka/, efektu Benediksa itp. Należy zwrócić uwagę, że jej wartość zmienia się w czasie.

Współczynnik Seebecka obliczono z kąta nachylenia prostych na wykresach $E_{\alpha} = f/\Delta T/$. Badając znak siły termoelektrycznej zimniejszego złącza, stwierdzono we wszystkich próbkach przewodnictwo typu p .

W celu otrzymania zależności współczynnika Seebecka od temperatury średniej układu metal- $\text{Pb}/\text{Zr}_x\text{Ti}_{1-x}/\text{O}_3$ -metal, zbadano każdorazowo zależność $E_{\alpha} = f/\Delta T/$. Otrzymane wyniki dla przebadanych próbek przedstawiono na rysunku 5, w funkcji odwrotności temperatury.



Rys. 5

Zależność $\alpha = I/T$ dla wybranych składów procentowych roztworu stałego $Pb/Zr_xTi_{1-x}O_3$

IV. D Y S K U S J A

Przedstawione w niniejszej pracy wyniki doświadczalne pozwalają zaproponować pewien jakościowy model procesów transportu ładunku w badanych roztworach stałych $Pb/Zr_xTi_{1-x}O_3$.

Wydaje się, że decydujące role w procesach transportu nośników prądu w roztworach stałych $Pb/Zr_xTi_{1-x}O_3$ odgrywają defekty strukturalne. Są nimi najprawdopodobniej luki tlenowe i ołowiove, a także atomy międzywęzłowe. Powstawanie luk tlenowych i ołowioowych jest związane z dużą lotnością PbO w procesie obróbki technologicznej. Wydaje się, że w położenia międzywęzłowe szczególnie łatwo mogą wchodzić atomy tytanu, którego promień jonowy jest niewielki $r_{Ti} = 0,68 \text{ \AA}$, a w mniejszym stopniu - także atomy cyrkonu $r_Zr = 0,80 \text{ \AA}$ [11].

Na procesy transportu nośników prądu wpływają ponadto atomy domieszek zarówno celowo wprowadzanych, szczególnie III i V wartościowych, jak i domieszek /zanieczyszczeń/ zawartych w materiałach używanych do produkcji roztworów stałych $Pb/Zr_xTi_{1-x}/O_3$. Domieszki te mogą tworzyć dodatkowe centra wychwytu dla elektronów lub dziur, a ponadto wpływać na zmianę wartościowości jonu tytanu lub cyrkonu [11].

Z uzyskanych wartości przewodnictwa elektrycznego i współczynnika Seebecka można obliczyć, korzystając ze wzorów teorii polaronowej zjawisk transportu [12, 13], koncentrację i ruchliwość nośników prądu.

$$\sigma = en\mu \quad (5)$$

$$\alpha = \frac{k}{e} \left(1n \frac{N_0}{n} + A \right) \quad (6)$$

gdzie:

N_0 - liczba centrów akceptorowych

A - stała określająca mechanizm rozproszenia nośników prądu

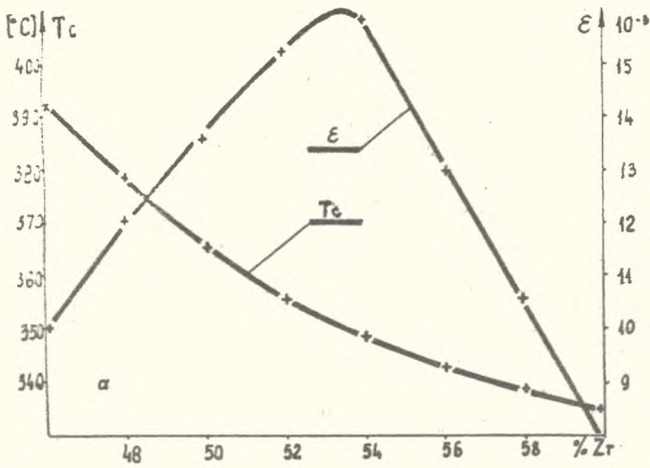
n, μ - koncentracja i ruchliwość nośników prądu

Należy tutaj zaznaczyć, że równania [5] i [6] opisują procesy transportu w półprzewodnikach o przewodnictwie monopolarnym.

Obliczając teoretycznie stałe " N_0 " i " A " dla materiałów perowski-towych autorzy prac [14, 15] podają wartości $N_0 = 1,56 \cdot 10^{22} \text{cm}^{-3}$ $A = 0$ podkreślając przy tym, że obliczone wtedy na podstawie wzorów (5) i (6) wartości koncentracji i ruchliwości nośników prądu są co do rzędu wielkości zgodne z wartościami n i μ otrzymanymi z pomiarów efektu Halla [16]. Potwierdziły to również wyniki badań zamieszczone w pracy [17].

Analizując diagram fazowy stałego roztworu $Pb/Zr_xTi_{1-x}/O_3$ można było oczekiwać, że w pobliżu morfotropowej granicy rozdzielającej fazę tetragonalną od romboedrycznej na wykresach zależności badanych wielkości \mathcal{E} , σ , α od składu procentowego wystąpią lokalne ekstrema, podobnie jak to ma miejsce dla parametrów charakteryzujących własności elektromechaniczne tych materiałów.

Na rysunku 6 zestawiono odpowiednio wartości temperatur Curie $/T_c/$ oraz maksymalnej przenikalności w punkcie Curie $/\mathcal{E}_{\text{max}}/$ - rys. 6a, wartości przewodnictwa elektrycznego $/\sigma/$ i współczynnika Seebecka $/\alpha/$ w punkcie Curie - rys. 6b, oraz obliczone według niżej podanych wzorów wartości ruchliwości $/\mu/$ i koncentracji $/n/$ nośników prądu w punkcie Curie - rys. 6c, w zależności od składu procentowego roztworu $Pb/Zr_xTi_{1-x}/O_3$. Na wszystkich przedstawionych wykresach można zaobserwować wyraźne "anomalia" badanych wielkości dla roztworów leżących w pobliżu granicy morfotropowej. Wydaje się, że występujące w tym miejscu anomalie własności ele-



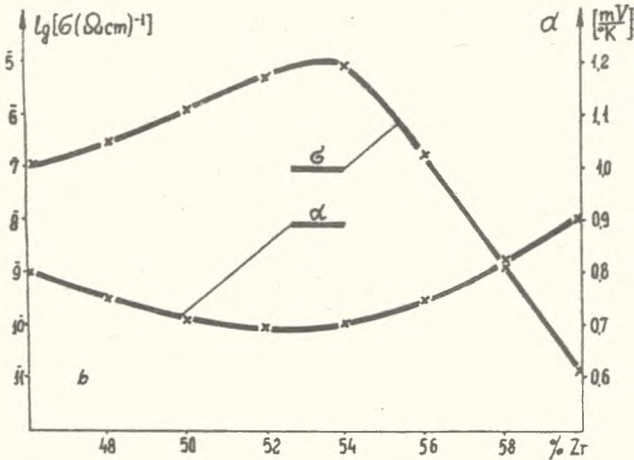
Rys. 6

Wpływ składu procentowego
roztworu stałego
 $Pb/ZrTi_{1-x}O_3$

na:

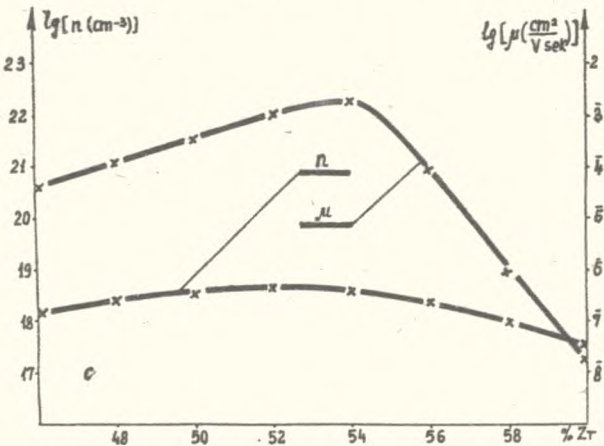
rys. 6a

punkt Curie T_c i maksymalna
przewodność elektryczna ϵ_{max}



rys. 6b

przewodność elektryczna σ
i współczynnik Seebecka α
w punkcie Curie



rys. 6c

uchliwość μ i koncentracja n nośników prądu w temperaturze Curie

ktrycznych można objaśnić przede wszystkim szczególnymi własnościami krystalitów roztworów o składach zbliżonych do roztworu $Pb/Zr_{0,53}Ti_{0,47}/O_3$. Jak wiadomo roztwór ten leży w pobliżu granicy fazowej układu $PbZrO_3 - PbTiO_3$ [18, 19], rozdzielającej fazę tetragonalną tworzącą się w układach bogatych w $PbTiO_3$ od fazy romboedrycznej, powstającej przy dużej zawartości $PbZrO_3$. Badania przeprowadzone przez Isupowa [20, 21] i innych [22, 2] wskazują na to, że w roztworach o składach zbliżonych do $Pb/Zr_{0,53}Ti_{0,47}/O_3$ istnieją zarówno krystality o strukturze tetragonalnej, posiadające otoczkę romboedryczną jak i krystality o strukturze romboedrycznej, posiadające tetragonalną otoczkę. Ponadto w obrębie poszczególnych krystalitów mogą istnieć obie fazy. Pod wpływem czynników zewnętrznych takich jak: pole elektryczne, naprężenia mechaniczne, temperatura, następują wibracje granic między poszczególnymi częściami krystalitów o budowie tetragonalnej i romboedrycznej. Obserwowane anomalie własności elektromechanicznych i elektrycznych są, jak wynika z powyższych rozważań, wywołane fluktuacjami składu i faz krystalitów pod wpływem temperatury, pola elektrycznego i naprężeń mechanicznych.

L I T E R A T U R A

- 1 B. Jaffe, W. Cook, H. Jafee, "Piezoelectric ceramics" London 1971.
- 2 K. Carl, K. H. Hädtl, Phys. Stat. Sol. a 8, 87 /1971/.
- 3 F. Kulcesar, J. Am Cer. Soc. 42, 343 /1959/.
- 4 W.M. Guriewicz, "Elektroprowodnost segnetoelektrikow", Moskwa 1969.
- 5 R. Gerson, J. Appl. Phys. 31, 188 /1960/.
- 6 R. Gerson, J. Jaffe, J. Phys. Chem. Solids. 24, 979 /1967/.
- 7 A.F. Jaffe, "Fizyka półprzewodników", Warszawa 1962.
- 8 Z. Wróbel, Pomiar Automatyka Kontrola 9, 330 /1976/.
- 9 J. Dudek, Z. Wróbel, Ferroelectrics 6, 110 /1973/.
- 10 A. P. Janecko, Izv. A. N. SSSR ser. fiz. 24, 1308 /1969/.
- 11 J. P. Szuchet, "Fizyka i chemia półprzewodników", Warszawa 1966.
- 12 I. G. Austin, N. F. Mott, Advances in Physics 18, 71, 41 /1969/.
- 13 K. D. Schotke, Zeitschrift für Physik Bd 196. 4, 393 /1966/.
- 14 P. Gersthen, K.H. Härdtl, A.Csillag, Phys. Stat. Sol. 13, 127 /1972/.
- 15 A.F. Jaffe, "Termoelementy półprzewodnikowe", Warszawa 1957.
- 16 P. Gersthen, R. Gooth, K.H. Härdtl, Phys. Stat. Sol. 11, 303 /1965/.
- 17 J. Hańderek, Z. Wróbel, Physic Papers 4, 186 /1976/.
- 18 G. Shirane, K. Suzuki, A. Takeda, J. Phys. Soc. Japan 7, 12 /1952/.
- 19 G. Shirane, A. Takeda, J. Phys. Soc. Japan 7, 5 /1952/.
- 20 W. A. Isupow, F.T.T. 12, 1380 /1970/.
- 21 W. A. Isupow, F.T.T. 10, 1244 /1968/.
- 22 N. Uchida, T. Ikeda, Japan, J. Appl. Phys. 6, 1079 /1967/.

Zygmunt Wróbel, Marian Różycki

Institute of Physics, Teachers' Training College, Kraków

A DEPENDENCE OF ELECTRICAL PROPERTIES OF $\text{Pb/Zr}_x\text{Ti}_{1-x}/\text{O}_3$
SOLIDSOLUTION ON ITS COMPOSITION : $0.46 \leq x \leq 0.60$

Temperature dependence of dielectric constant ϵ , electric conductivity, Seebeck's coefficient, were studied around the morphotropic boundary of the solution. On the ground of polaron theory of transport, charge carrier concentration n and mobility were calculated with the use experimental data on electric conductivity and Seebeck's coefficient reported here.

The results show a dependence of the electrical parameters $\{\epsilon, \sigma, \alpha, n, \mu\}$ on the composition of the $\text{Pb/Zr}_x\text{Ti}_{1-x}/\text{O}_3$ solution and clear evidence of their anomalies at the morphotropic boundary $\{x \approx 0.53\}$ separating the tetragonal phase from rhomboedric.

Э. Врубель, М. Ружицкий

Педагогический институт в Кракове

Влияние процентного состава на электрические свойства твёрдого раствора
 $\text{Pb/Zr}_x\text{Ti}_{1-x}/\text{O}_3$ при $0.46 \leq x \leq 0.60$

Исследовались температурные зависимости диэлектрической проницаемости ϵ , электропроводности σ и коэффициента Зеебека α в области морфотропной границы твёрдого раствора $\text{Pb/Zr}_x\text{Ti}_{1-x}/\text{O}_3$ при $0.46 \leq x \leq 0.60$.

На основе полученных величин электропроводности и коэффициента Зеебека рассчитана, используя формулы полярной теории явлений переноса, концентрация n и подвижность μ носителей зарядов.

Установлена зависимость электрических параметров $\{\epsilon, \sigma, \alpha, n, \mu\}$ от процентного состава твёрдого раствора $\text{Pb/Zr}_x\text{Ti}_{1-x}/\text{O}_3$. Замечены резкие аномалии исследованных величин для растворов вблизи морфотропной фазовой границы $\{x \approx 0.53\}$ разделяющей тетрагональную фазу от ромбической фазы.

S P I S T R E Ś C I

Józef Chmiela, Krzysztof Melzacki, Jerzy Pietruszka: New Experiments on Gas Target Spectroscopy. Atomic life-time measurements of some deuterium levels	5
Czesław Kuś, Jan Hańderek: Charakterystyki prądowo-napięciowe i przewodnictwo elektryczne niobanu sodu NaNbO_3	13
Czesław Kuś: Zjawiska termoelektryczne w układzie Pt- NaNbO_3 -Pt..	23
Jadwiga Salach: Przyczyny niepowodzeń szkolnych w zakresie fizyki w klasach pierwszych szkół średnich	33
Czesław Kuś: Wyznaczanie współczynnika efektywności termoelektrycznej niobianu sodu.....	45
Jerzy Pietruszka, Marian Różycki: Przewodnictwo poeksplozyjnej plazmy metali Al, Sn, Pb, Ag, Cu, Au	57
Zygmunt Wróbel, Marian Różycki: Wpływ składu procentowego na własności elektryczne roztworu stałego $\text{Pb/Zr}_x\text{Ti}_{1-x}/\text{O}_3$ dla $0,46 \leq x \leq 0,60$	67

