

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ



TOM XXII

ZESZYT 3

---

1971

**ZARZĄD**

**Przewodniczący**

**Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ**  
**czł. rzecz. PAN**

**Wiceprzewodniczący**

**Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI**  
**czł. rzecz. PAN**

**Sekretarz**

**Doc. dr HALINA CHECIŃSKA**

**Skarbnik**

**Doc. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI**

**Członkowie Zarządu**

**Prof. dr JULIAN AULEYTNER**  
**Dr MIROSŁAWA JASTRZĘBSKA**  
**Prof. dr KAROLINA LEIBLER**  
**Doc. dr JAN PETYKIEWICZ**  
**Prof. dr JAN WEYSSENHOFF**

**PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA**

**Doc. dr EMANUEL TREMBACZOWSKI** (*Białystok*)

**Doc. dr JERZY DERA** (*Gdańsk*)

**Prof. dr WŁODZIMIERZ MOŚCIŃKI** (*Gliwice*)

**Doc. dr DANUTA KUNISZ** (*Kraków*)

**Doc. dr MAKSYMILIAN PIŁAT** (*Lublin*)

**Prof. dr MARIAN KRYSZEWSKI** (*Łódź*)

**Dr MIECZYŚLAW PIRÓG** (*Opole*)

**Doc. dr ANTONI ŚLWIŃSKI** (*Poznań*)

**Doc. dr WIKTOR NURKOWSKI** (*Szczecin*)

**Doc. dr STANISŁAW PRUSKI** (*Toruń*)

**Doc. dr EDMUND IGRAS** (*Warszawa*)

**Doc. dr MIRON GAJ** (*Wrocław*)



P O L S K I E T O W A R Z Y S T W O F I Z Y C Z N E

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XXII, ZESZYT 3

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
1971

## RADA REDAKCYJNA

*Przewodniczący* — Szczepan Szczeniowski, czł. koresp. PAN (Warszawa),  
*Członkowie* — Władysław Kapuściński (Warszawa), Ludwik Natanson (Warszawa),  
Wojciech Rubinowicz, czł. rzecz. PAN (Warszawa), Leonard Sosnowski, czł. rzecz. PAN (Warszawa),  
Jan Weyssenhoff, czł. rzecz. PAN (Kraków)

## KOMITET REDAKCYJNY

*Redaktor Naczelny* — Jan Weyssenhoff, czł. rzecz. PAN (Kraków)  
*Członkowie Redakcji* — Andrzej Kisiel (Kraków), Henryk Lizurej (Kraków),  
Jerzy Pietruszka (Kraków)

*Adres Redakcji:* Kraków, Reymonta 4  
tel. 363-80, wewn. 442

**Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem Redakcji. O przyjęciu do druku decyduje Komitet Redakcyjny.**

Państwowe Wydawnictwo Naukowe — Oddział w Krakowie, ul. Smoleńsk 14

Nakład 2447 + 93 egz. Ark. wyd. 5,25. Ark. druk. 4<sup>5</sup>/<sub>8</sub>  
Papier ilustr. kl. III. 70 × 100, 90 g.  
Oddano do składania w lutym 1971  
Podpisano do druku w maju 1971  
Druk ukończono w maju 1971

Zam. 122/71. M-14. Cena zł 15.—

*Jerzy Kołodziejczak*

Instytut Fizyki PAN  
Zakład Spektroskopii  
Ciała Stałego, Warszawa

## Nieliniowe zjawiska optyczne w półprzewodnikach

### Nonlinear Optical Phenomena in Semiconductors

*Abstract:* Nonlinear optical effects associated with the existence of free carriers (electrons or holes) in semiconductors are discussed. These effects can be observed if the light of high intensity interacts with semiconductors. This can be realized in experiment using as a light source the laser of a strong power.

In the first part of the paper, the macroscopic theory based on the Maxwell's equations, is discussed.

The second part gives an analysis of the microscopic mechanisms of the nonlinear excitation of electrons in semiconductors.

### Wstęp

Promieniowanie świetlne emitowane przez konwencjonalne (termiczne) źródła rozchodzi się w ośrodku materialnym zgodnie z prawami optyki liniowej. Innymi słowy mówiąc, oddziaływanie takiego promieniowania z ośrodkiem opisane jest przez stałe, niezależne od natężenia promieniowania, współczynniki optyczne określające własności optyczne ośrodka materialnego. Z faktu tego wynika podstawowa cecha optyki liniowej, a mianowicie brak jakiegokolwiek oddziaływania między różnymi falami świetlnymi przechodzącymi przez ośrodek. Fale te rozchodzą się niezależnie od siebie, a każda z nich oddziałuje z ośrodkiem tak, jak gdyby pozostałych w ogóle nie było.

Przyczyna tego stanu rzeczy leży w małej intensywności promieniowania termicznego, które traktowane jako fala elektromagnetyczna, charakteryzuje się bardzo małym natężeniem pola elektrycznego. Sytuacja ulega zasadniczej zmianie w przypadku promieniowania, w którym pole elektryczne posiada natężenie dostatecznie duże do wywołania zmian we własnościach optycznych ośrodka materialnego. Prowadzi to do wystąpienia nowej klasy zjawisk optycznych, zwanych nieliniowymi. Stają się one zauważalnie duże wtedy, gdy na-

teżenie pola elektrycznego fali jest porównywalne z natężeniem pola wewnętrznego ośrodka materialnego, które osiągać może wartości  $10^9$  V/cm w izolowanych atomach, do  $10^7$  V/cm w kryształach. Tak duże natężenia pól elektrycznych fali świetlnej stały się praktycznie osiągalne z chwilą wynalezienia laserów.

Do podstawowych nieliniowych zjawisk optycznych, które będą przedmiotem dyskusji w niniejszym artykule, należą efekty generacji wyższych harmonicznych oraz tzw. mieszania częstości. Zjawiska te wynikają z faktu, że fala elektromagnetyczna o dużym natężeniu pola elektrycznego, zmieniając własności optyczne ośrodka materialnego, wywiera tym samym wpływ na własną propagację. Dwie takie fale nie rozchodzą się w ośrodku w sposób niezależny od siebie, a przeciwnie, propagacja każdej z nich zależy od drugiej.

Efekty generacji wyższych harmonicznych oraz mieszania częstości obserwowane były w wielu materiałach dielektrycznych. Za początek rozwoju badań nieliniowych zjawisk optycznych w półprzewodnikach przyjąć można rok 1966, kiedy to grupa amerykańskich fizyków zaobserwowała po raz pierwszy efekty generacji wyższych harmonicznych i mieszania częstości w wielu związkach półprzewodnikowych typu  $A_3B_5$  oraz  $A_2B_6$  [1, 2]. Poczynając od tegoż roku ukazało się wiele prac teoretycznych, wyjaśniających mechanizmy powstawania tych zjawisk w półprzewodnikach [3—13]. Okazało się wówczas, że w materiałach półprzewodnikowych występują dodatkowe, w porównaniu z dielektrykami, źródła nieliniowości optycznej. Związane są one z istnieniem (w półprzewodnikach) swobodnych nośników prądu, jakimi są elektrony i dziury. Obok elektronów związanych, które decydują o dielektrycznych własnościach półprzewodników, są one przyczyną nowego typu nieliniowości optycznej wynikającej z nieliniowej zależności pomiędzy gęstością prądu a natężeniem pola elektrycznego. Elektrony związane w półprzewodnikach prowadzą do nieliniowych efektów typu polaryzacyjnego, identycznych jak w dielektrykach. Stosuje się w tym przypadku również cała teoria tych zjawisk, opracowana dla materiałów dielektrycznych. Zagadnienia związane z nieliniową optyką dielektryków dyskutowane są szczegółowo w wielu przeglądowych i popularnych opracowaniach naukowych, z których na szczególną uwagę zasługuje książka A. Piekary pt. *Nowe oblicze optyki*, J. K. Klimontowicza *Lasery i optyka nieliniowa* (tłumaczenie z rosyjskiego) oraz bardziej źródłowe opracowanie N. Blombergena *Nieliniowa optyka* dostępne w Polsce w języku angielskim i rosyjskim.

Celem niniejszego artykułu jest dyskusja podstaw teoretycznych efektów nieliniowych w półprzewodnikach, wynikających wyłącznie z istnienia swobodnych elektronów (dziur). Ma to tym większe uzasadnienie, że w półprzewodnikach nieliniowe efekty optyczne pochodzące od elektronów związanych są zanedbywalnie małe w porównaniu z odpowiednimi efektami wywołanymi przez elektrony swobodne [1, 2].

## I. TEORIA MAKROSKOPOWA

Przedmiotem rozważań w niniejszej części artykułu będzie makroskopowy opis nieliniowego oddziaływania fali elektromagnetycznej z ośrodkiem materialnym. Punktem wyjściowym teorii jest układ równań Maxwella wiążących makroskopowe pole elektromagnetyczne z zaindukowaną makroskopową gęstością ładunku przestrzennego oraz prądu elektrycznego.

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} &= 0 \\ \operatorname{rot} \vec{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} &= \frac{4\pi}{c} \vec{J} \\ \operatorname{div} \vec{H} &= 0 \\ \operatorname{div} \vec{E} &= 4\pi \rho. \end{aligned} \quad (1)$$

W równaniach tych zaniedbane zostały wszystkie efekty typu polaryzacyjnego pochodzące od elektronów związanych w atomach tworzących sieć krystaliczną półprzewodnika. Dlatego też równania (1) opisują „czyste“ oddziaływanie pola elektromagnetycznego fali ze swobodnymi elektronami lub dziurami. Zakładając, że na taki ośrodek materialny nie działają żadne inne pola poza polem fali elektromagnetycznej, należy gęstość prądu  $\vec{J}$  oraz ładunku przestrzennego  $\rho$  traktować jako wielkości tą właśnie falą w ośrodku zaindukowane.

Eliminując z pierwszego i drugiego równania układu (1) pole magnetyczne  $\vec{H}$ , otrzymuje się następujące równanie cząstkowe drugiego rzędu:

$$\operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{E} - \Delta \vec{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \vec{J}}{\partial t}. \quad (2)$$

Dla uproszczenia zapisu, jak również w celu uwzględnienia anizotropii (naturalnej lub wymuszonej) ośrodka materialnego, dalsze rachunki prowadzone będą z użyciem notacji tensorowej. Definiując tensor mający charakter operatora różniczkowego:

$$\hat{D}_{\alpha\beta} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\partial^2}{\partial x_\alpha \partial x_\beta} - \delta_{\alpha\beta} \frac{\partial^2}{\partial x_\nu \partial x_\nu} + \delta_{\alpha\beta} \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \quad (3)$$

można równanie (2) przedstawić w prostej postaci:

$$\hat{D}_{\alpha\beta} E_\beta = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial J_\alpha}{\partial t}. \quad (4)$$

Przyjęta tu została znana konwencja sumacyjna polegająca na tym, że występowanie w zapisie tensorowym dwu identycznych wskaźników (litery greckie) oznacza sumowanie po nich. Załóżmy obecnie, że natężenie pola elektrycznego fali jest na tyle duże, iż pojawiają się dostrzegalne odstępstwa od prawa Ohma. W takim przypadku można gęstość prądu rozwinąć na szereg względem potęg

poła elektrycznego, uwzględniając zarazem jego nieparzystość:

$$J_{\alpha} = J_{\alpha}^{(1)} + J_{\alpha}^{(3)} + \dots \quad (5)$$

gdzie  $J_{\alpha}^{(1)}$  jest wyrazem szeregu liniowym z polem elektrycznym, natomiast  $J_{\alpha}^{(3)}$  zależy od jego trzeciej potęgi. Z drugiej strony założmy, że pole elektryczne jest na tyle słabe, że:

$$J_{\alpha}^{(3)} \ll J_{\alpha}^{(1)} \quad \text{ale mierzalnie duże,} \quad (6)$$

w związku z czym prądy wyższych rzędów w szeregu (5)  $J_{\alpha}^{(5)}$ ,  $J_{\alpha}^{(7)}$  itd. są całkowicie do zaniechania jako niemierzalnie małe.

### 1. Opis pola elektrycznego fali

Falę elektromagnetyczną w ośrodku materialnym przedstawiać będziemy w ogólności jako superpozycję monochromatycznych fal płaskich, na którą składają się zarówno fale pierwotne pochodzące z zewnętrznego źródła promieniowania (lasera), jak również fale wtórne generowane w ośrodku. Pole elektryczne takiej fali jest równe sumie pól odpowiadających poszczególnym składowym monochromatycznym:

$$E_{\beta} = \sum_s \frac{1}{2} \left\{ E_{\beta}(\omega_s) e^{i\omega_s \left[ \frac{1}{c} N_{\mu}(\omega_s) x_{\mu} - t \right]} + E_{\beta}^*(\omega_s) e^{-i\omega_s \left[ \frac{1}{c} N_{\mu}^*(\omega_s) x_{\mu} - t \right]} \right\}, \quad (7)$$

gdzie wskaźnik sumowania  $s$  przebiega tyle wartości, ile fal monochromatycznych istnieje w ośrodku materialnym. Wektory  $E_{\beta}(\omega_s)$  oraz  $N_{\mu}(\omega_s)$  są odpowiednio zespoloną amplitudą pola elektrycznego oraz zespolonym wektorem propagacji. Całkowite pole dane wyrażeniem (7) jest oczywiście polem rzeczywistym ze względu na występowanie w nim sumy wielkości zespolonej oraz sprzężonej z nią.

W celu uproszczenia dalszego zapisu przyjmijmy następującą konwencję dotyczącą sumowania po wskaźniku  $s$ :

$$\text{niech} \quad \omega_{-s} = -\omega_s \quad (8)$$

oraz dla dowolnej funkcji:

$$A(\omega_{-s}) = A(-\omega_s) = A^*(\omega_s). \quad (9)$$

Relacje (8) i (9) pozwalają na zapisanie pola elektrycznego (7) w postaci bardziej zwartej:

$$E_{\beta} = \sum_{\pm s} \frac{1}{2} E_{\beta}(\omega_s) e^{i\omega_s \left[ \frac{1}{c} N_{\mu}(\omega_s) x_{\mu} - t \right]}, \quad (10)$$

gdzie sumowanie przebiega teraz po dodatnich i ujemnych wartościach wskaźnika  $s$ . W miejsce sumy pojedynczej w wyrażeniu (7) mamy teraz sumę podwójną.

Ze względu na dalsze rozważania celowe jest nieco dokładniejsze przedyskutowanie sensu matematyczno-fizycznego wyrażenia (10). Przedstawiając wektor propagacji  $N_\mu(\omega_s)$  w postaci zespolonej otrzymuje się:

$$N_\mu(\omega_s) = n_\mu(\omega_s) + ik_\mu(\omega_s), \quad (11)$$

gdzie  $n_\mu(\omega_s)$  oraz  $k_\mu(\omega_s)$  są wektorami rzeczywistymi, których wartości bezwzględne mają sens fizyczny odpowiednio współczynnika załamania  $n(\omega_s)$  oraz współczynnika ekstynkcji  $k(\omega_s)$ . Warto podkreślić, że ze względu na relacje (8) i (9) spełnione jest:

$$\begin{aligned} N_\mu(\omega_{-s}) &= N_\mu(-\omega_s) = N_\mu^*(\omega_s) \\ n_\mu(\omega_{-s}) &= n_\mu(-\omega_s) = n_\mu(\omega_s) \\ ik_\mu(\omega_{-s}) &= ik_\mu(-\omega_s) = -ik_\mu(\omega_s). \end{aligned} \quad (12)$$

Zespoloną amplitudę  $E_\beta(\omega_s)$  wyrazić można poprzez amplitudę rzeczywistą  $E(\omega_s)$ , fazę fali  $\varphi(\omega_s)$  oraz jednostkowy rzeczywisty wektor polaryzacji  $e_\beta(\omega_s)$ :

$$E_\beta(\omega_s) = e_\beta(\omega_s) E(\omega_s) e^{i\varphi(\omega_s)}. \quad (13)$$

Zależność wektora polaryzacji  $e_\beta$  od częstości  $\omega_s$  nie ma charakteru funkcyjnego a tylko wskaźnikowy celem zaznaczenia, że fale o różnych częstościach mogą być różnie spolaryzowane. Rzeczywista amplituda  $E(\omega_s)$  oraz faza  $\varphi(\omega_s)$  w ogólności nie muszą być stałe, a mogą zależeć od współrzędnych przestrzennych. W takim przypadku również ich zależność od częstości będzie miała charakter funkcyjny. Poszczególne wielkości występujące we wzorze (13) spełniają relacje:

$$\begin{aligned} e_\beta(\omega_{-s}) &= e_\beta(-\omega_s) = e_\beta(\omega_s) \\ E(\omega_{-s}) &= E(-\omega_s) = E(\omega_s) \\ i\varphi(\omega_{-s}) &= i\varphi(-\omega_s) = -i\varphi(\omega_s). \end{aligned} \quad (14)$$

Podstawiając wyrażenia (11) i (13) do wzoru (10) otrzymuje się:

$$E_\beta = \sum_{\pm s} \frac{1}{2} e_\beta(\omega_s) E(\omega_s) e^{-\frac{\omega_s}{c} k_\mu(\omega_s) x_\mu} e^{i \left[ \frac{\omega_s}{c} n_\mu(\omega_s) x_\mu - \omega_s t + \varphi(\omega_s) \right]}. \quad (15)$$

We wzorze tym czynnik  $\exp \left[ -\frac{\omega_s}{c} k_\mu x_\mu \right]$  określa eksponencjalny zanik fali w miarę jej wnikania do ośrodka materialnego. Przy zmianie  $s$  na  $-s$  czynnik ten się nie zmienia, gdyż na mocy wyrażień (12) dla  $-\omega_s$  mamy  $k_\mu(-\omega_s) = -k_\mu(\omega_s)$ . W oparciu o relacje (12) oraz (14) można przepisać wyrażenie (15) również w postaci sumy pojedynczej:

$$E_\beta = \sum_s e_\beta(\omega_s) E(\omega_s) e^{-\frac{\omega_s}{c} k_\mu(\omega_s) x_\mu} \cos \left[ \frac{\omega_s}{c} n_\mu(\omega_s) x_\mu - \omega_s t + \varphi(\omega_s) \right]. \quad (16)$$



Dla skrócenia zapisu wygodnie jest wprowadzić zespolony wektor falowy zdefiniowany

$$\frac{\omega_s}{c} N_\mu(\omega_s) = q_\mu(\omega_s). \quad (17)$$

Wektor ten na mocy (8) i (9) spełnia relację:

$$q_\mu(\omega_{-s}) = q_\mu(-\omega_s) = -q_\mu^*(\omega_s). \quad (18)$$

Pole elektryczne (10) wyrażone poprzez zespolony wektor falowy  $q_\mu(\omega_s)$  przyjmuje postać:

$$E_\beta = \sum_{\pm s} \frac{1}{2} E_\beta(\omega_s) e^{i[q_\mu(\omega_s)x_\mu - \omega_s t]}. \quad (19)$$

Wszystkie postaci pola opisane wyrażeniami (7), (10), (15), (16) i (19) są sobie równoważne, a wybór jednej z nich podyktowany być może bądź to względami rachunkowymi, bądź też interpretacyjnymi.

## 2. Opis zaindukowanego prądu elektrycznego

Obecnie, po zdefiniowaniu pola elektrycznego fali, możliwe jest określenie makroskopowej gęstości prądu zgodnie z wyrażeniem (5). Prąd liniowy  $J_\alpha^{(1)}$ , który z definicji jest liniowy z polem elektrycznym, zapisać można następująco:

$$J_\alpha^{(1)} = \sum_{\pm s} \sigma_{\alpha\beta}(\omega_s) \frac{1}{2} E_\beta(\omega_s) e^{i[q_\mu(\omega_s)x_\mu - \omega_s t]}, \quad (20)$$

przy czym użyta tu została postać pola dana wyrażeniem (19). Takie określenie prądu oznacza, że każda monochromatyczna fala z sumy (19) wzbudza w ośrodku prąd liniowy z polem elektrycznym tej fali. Całkowity prąd jest równy sumie tych prądów i opisany jest wyrażeniem (20), w którym tensor  $\sigma_{\alpha\beta}(\omega_s)$  posiada w ogólności składowe zespolone i ma sens fizyczny tensora przewodnictwa elektrycznego, występując w wyrażeniu (20) jako wielkość fenomenologiczna. Na tym etapie rozważań można tylko stwierdzić, że składowe zespolone tensora  $\sigma_{\alpha\beta}(\omega_s)$  są funkcjami częstości pola elektrycznego wzbudzającego odpowiedni prąd liniowy. Obliczenie tensora  $\sigma_{\alpha\beta}(\omega_s)$  może być przeprowadzone na gruncie teorii uwzględniającej rodzaj nośników prądu, warunki ich poruszania się w danym ośrodku materialnym pod wpływem pola elektrycznego oraz czynniki zakłócające ten ruch. Wszystkie te elementy wchodzi w zakres tzw. teorii mikroskopowej, o której będzie mowa w ostatniej części niniejszego artykułu.

W celu skonstruowania wyrażenia opisującego makroskopowy prąd sześcienny  $J_\alpha^{(3)}$  należy wymnożyć przez siebie trzy sumy typu (19), a następnie każdy wyraz powstałej w ten sposób sumy potrójnej pomnożyć przez pewien tensor czwartego rzędu będący funkcją częstości, od której zależy dany wyraz

sumy. Otrzymuje się na tej drodze:

$$J_a^{(3)} = \sum_{\pm m} \sum_{\pm n} \sum_{\pm r} \sigma_{\alpha\gamma\delta\epsilon}(\omega_m + \omega_n + \omega_r) \frac{1}{8} E_\gamma(\omega_m) E_\delta(\omega_n) E_\epsilon(\omega_r) \times \\ \times e^{i[q_\mu(\omega_m) + q_\mu(\omega_n) + q_\mu(\omega_r)]x_\mu} e^{-i(\omega_m + \omega_n + \omega_r)t}. \quad (21)$$

Tensor czwartego rzędu  $\sigma_{\alpha\gamma\delta\epsilon}(\omega_m + \omega_n + \omega_r)$  posiada w ogólności składowe zespolone. Zależy on od mikroskopowych własności ośrodka materialnego oraz mechanizmu nieliniowego oddziaływania pola elektrycznego ze swobodnymi nośnikami prądu. Każdy ze wskaźników sumowania  $s, m, n, r$  w wyrażeniach (20) i (21) przebiega tyle wartości, ile monochromatycznych fal istnieje w ośrodku materialnym.

### 3. Równanie optyki nieliniowej

Związek pomiędzy polami elektrycznymi wszystkich fal elektromagnetycznych przechodzących przez ośrodek materialny a wzbudzonymi przez nie w tym ośrodku prądami  $J_a^{(1)}$  oraz  $J_a^{(3)}$  dany jest równaniem (4). Podstawiając do tego równania wyrażenia (5), (19) oraz (20), otrzymuje się:

$$\sum_{\pm s} \left\{ \hat{D}_{\alpha\beta} - \frac{4\pi i \omega_s}{c^2} \sigma_{\alpha\beta}(\omega_s) \right\} \frac{1}{2} E_\beta(\omega_s) e^{i[q_\mu(\omega_s)x_\mu - \omega_s t]} = - \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial J_a^{(3)}}{\partial t}, \quad (22)$$

gdzie występujący po prawej stronie prąd sześcienny  $J_a^{(3)}$  dany jest wyrażeniem (21).

Jeżeli pole elektryczne fali jest na tyle słabe, że prąd  $J_a^{(3)}$  może być zaniedbany w porównaniu z prądem liniowym  $J_a^{(1)}$  jako niemierzalnie mały, wówczas po prawej stronie równania (22) można położyć zero. W przypadku takim otrzymuje się przejście do optyki liniowej, opisaną przez układ niezależnych od siebie równań, otrzymanych przez przyrównanie każdego wyrazu sumy po lewej stronie równania (22) do zera.

Niezależność równań oznacza niezależność ich rozwiązań, czego fizyczną interpretacją jest fakt rozchodzenia się w ośrodku materialnym fal elektromagnetycznych bez wzajemnego oddziaływania.

W przypadku pól elektrycznych o natężeniach tak dużych, że zaindukowany prąd sześcienny staje się zauważalny w sensie możliwości wywołania mierzalnych efektów, obowiązuje pełne równanie (22), którego rozwiązania nie są już niezależne. Widać to wyraźnie z postaci prądu  $J_a^{(3)}$  danej wyrażeniem (21), w którym występują trzy pola elektryczne o częstościach  $\omega_m, \omega_n, \omega_r$ , przy czym wskaźniki sumowania  $m, n, r$  przebiegają tyle wartości, ile fal występuje w ośrodku. Interpretacja fizyczna jest tu następująca: każdy wyraz sumy potrójnej w wyrażeniu (21) reprezentuje prąd sześcienny wzbudzony przez trzy różne fale o ustalonych częstościach  $\omega_m, \omega_n, \omega_r$ . Prąd ten drga z częstością sumaryczną  $\omega_m + \omega_n + \omega_r$  i odpowiada mu, zgodnie z równaniem (22), nowa

fala o częstotliwości  $\omega_s = \omega_m + \omega_n + \omega_r$ . Całkowity proces można zatem traktować jako oddziaływanie czterech fal, których rozchodzenie się w ośrodku jest wzajemnie uwarunkowane. W języku kwantowym jest to oddziaływanie czterech fotonów, które spełniają relację  $\hbar\omega_s = \hbar\omega_m + \hbar\omega_n + \hbar\omega_r$  dla dowolnego  $s, m, n, r$ . Z matematycznego punktu widzenia równanie (22) jest równaniem niejednorodnym, w którym niejednorodność określona jest przez prąd  $J_\alpha^{(8)}$ . Załóżmy ogólne rozwiązanie tego równania w postaci sumy:

$$E_\beta(\omega_s) = E_\beta^{(1)}(\omega_s) + E_\beta^{(8)}(\omega_s), \quad (23)$$

gdzie  $E_\beta^{(1)}(\omega_s)$  niech będzie zespoloną amplitudą pola elektrycznego fali, niezależną od współrzędnych przestrzennych oraz czasu i spełniającą równanie jednorodne:

$$\sum_{\pm s} \left\{ \hat{D}_{\alpha\beta} - \frac{4\pi i \omega_s}{c^2} \sigma_{\alpha\beta}(\omega_s) \right\} \frac{1}{2} E_\beta^{(1)}(\omega_s) e^{i[q_\mu(\omega_s)x_\mu - \omega_s t]} = 0. \quad (24)$$

W takiej sytuacji  $E_\beta^{(8)}(\omega_s)$  będzie dodatkowym polem pojawiającym się w wyniku wzbudzenia w ośrodku prądu nieliniowego. Interpretacja fizyczna jest tu następująca: z laserowego źródła promieniowania pada na ośrodek materialny fala elektromagnetyczna o zespolonej amplitudzie  $E_\beta(\omega_s) = E_\beta^{(1)}(\omega_s)$ . Gdyby amplituda ta nie była zbyt duża, wówczas propagacja fali w ośrodku odbywałaby się zgodnie z jednorodnym równaniem (24). Ponieważ jednak w miarę wnikania fali w głąb ośrodka indukowany zostaje prąd sześcienny, dlatego jej amplituda musi ulec modyfikacji poprzez dodanie pola  $E_\beta^{(8)}(\omega_s)$ , które można w związku z tym traktować jako pole nowej fali generowanej w ośrodku materialnym.

Zgodnie z nierównościami (6) stwierdzającą, że prąd sześcienny jest mały w porównaniu z prądem liniowym, trzeba przyjąć, że i amplituda  $E_\beta^{(8)}(\omega_s)$  musi być mała w porównaniu z amplitudą  $E_\beta^{(1)}(\omega_s)$  fali pierwotnej. W związku z tym nie może ona wywołać zauważalnych zmian w prądzie sześciennym. Innymi słowy, generowana w ośrodku fala, ze względu na jej małe natężenie, nie wywołuje już dalszych efektów nieliniowych. Tak więc prąd sześcienny w równaniu (22) będzie zależał tylko od amplitudy  $E_\beta^{(1)}(\omega_s)$ .

Podstawiając do równania (22) wyrażenia (21) i (23) oraz uwzględniając równanie (24) otrzymuje się, po zaniedbaniu w prądzie sześciennym amplitud  $E^{(8)}$ :

$$\begin{aligned} & \sum_{\pm s} \left\{ \hat{D}_{\alpha\beta} - \frac{4\pi i \omega_s}{c^2} \sigma_{\alpha\beta}(\omega_s) \right\} E_\beta^{(8)}(\omega_s) e^{i[q_\mu(\omega_s)x_\mu - \omega_s t]} = \\ & = \sum_{\pm m} \sum_{\pm n} \sum_{\pm r} \frac{\pi i (\omega_m + \omega_n + \omega_r)}{c^2} \sigma_{\alpha\gamma\delta e}(\omega_m + \omega_n + \omega_r) E_\gamma^{(1)}(\omega_m) E_\delta^{(1)}(\omega_n) E_e^{(1)}(\omega_r) \times \\ & \quad \times e^{i[q_\mu(\omega_m) + q_\mu(\omega_n) + q_\mu(\omega_r)]x_\mu - i[\omega_m + \omega_n + \omega_r]t}. \end{aligned} \quad (25)$$

W równaniu tym amplitudy  $E_\gamma^{(1)}(\omega_m)$ ,  $E_\delta^{(1)}(\omega_n)$ ,  $E_e^{(1)}(\omega_r)$  oraz wektory  $\vec{q}$  są wielkościami zadanymi przez rozwiązanie równania (24) i jedynymi niewia-

domymi pozostają amplitudy  $E_{\beta}^{(3)}(\omega_s)$ . Ponieważ prawa strona równania (25) określona jest wyłącznie poprzez pola elektryczne fali pierwotnej, zatem każdy ze wskaźników  $m, n, r$  przebiega tyle wartości, ile monochromatycznych składowych zawiera promieniowanie laserowe. Jeżeli laser emituje np. dwie fale o częstościach  $\omega_1$  i  $\omega_2$ , wtedy  $m = 1, 2$ ;  $n = 1, 2$  oraz  $r = 1, 2$ . Wskaźnik  $s$  po lewej stronie równania (25) przebiega tyle wartości, ile wyrazów liczy suma potrójna po prawej stronie tego równania. Poszczególne wyrazy sumy w równaniu (24) są dowolne i niezależne od siebie, dlatego każdy z nich musi spełniać niezależne równanie:

$$\left\{ \hat{D}_{\alpha\beta} - \frac{4\pi i \omega_s}{c^2} \sigma_{\alpha\beta}(\omega_s) \right\} \frac{1}{2} E_{\beta}^{(1)}(\omega_s) e^{i[q_{\mu}(\omega_s)x_{\mu} - \omega_s t]} = 0. \quad (26)$$

Ponieważ zespolona amplituda  $E_{\beta}^{(1)}(\omega_s)$  z założenia jest niezależna od współrzędnych przestrzennych i czasu, zatem operator  $\hat{D}_{\alpha\beta}$  w równaniu (26) będzie działał tylko na czynnik wykładniczy. W wyniku tego działania równanie (26) przybiera postać:

$$\left\{ D_{\alpha\beta}(\omega_s) - \frac{4\pi i \omega_s}{c^2} \sigma_{\alpha\beta}(\omega_s) \right\} E_{\beta}^{(1)}(\omega_s) = 0, \quad (27)$$

gdzie tensor  $D_{\alpha\beta}(\omega_s)$  jest dany:

$$D_{\alpha\beta}(\omega_s) = \left\{ \left[ q^2(\omega_s) - \frac{\omega_s^2}{c^2} \right] \delta_{\alpha\beta} - q_{\alpha}(\omega_s) q_{\beta}(\omega_s) \right\} \quad (28)$$

natomiast zespolone amplitudy  $E_{\beta}^{(1)}(\omega_s)$  są zadanymi amplitudami pola elektrycznego fali padającej na ośrodek materialny. Warunkiem rozwiązalności równania (27) jest znikanie jego wyznacznika:

$$\det \left\{ D_{\alpha\beta}(\omega_s) - \frac{4\pi i \omega_s}{c^2} \sigma_{\alpha\beta}(\omega_s) \right\} = 0. \quad (29)$$

Znając kształt tensora  $\sigma_{\alpha\beta}(\omega_s)$  otrzymany na gruncie teorii mikroskopowej, można z równania (29) wyliczyć wartość bezwzględną wektora falowego przy założeniu określonego kierunku propagacji fali. Równanie (25) opisujące amplitudę pola elektrycznego fali generowanej można przekształcić wykonując po jego lewej stronie operację działania operatora  $\hat{D}_{\alpha\beta}$ .

$$\hat{D}_{\alpha\beta} \{ E_{\beta}^{(3)}(\omega_s) e^{i[q_{\mu}(\omega_s)x_{\mu} - \omega_s t]} \} = e^{i[q_{\mu}(\omega_s)x_{\mu} - \omega_s t]} \{ \hat{D}_{\alpha\beta} + D_{\alpha\beta}(\omega_s) + i \hat{D}_{\alpha\beta}(\omega_s) \} E_{\beta}^{(3)}(\omega_s), \quad (30)$$

gdzie  $\hat{D}_{\alpha\beta}$  oraz  $D_{\alpha\beta}(\omega_s)$  dane są wyrażeniami (3) i (28), natomiast  $\hat{D}_{\alpha\beta}(\omega_s)$  jest nowym operatorem zdefiniowanym:

$$\hat{D}_{\alpha\beta}(\omega_s) = \left\{ q_{\beta}(\omega_s) \frac{\partial}{\partial x_{\alpha}} + q_{\alpha}(\omega_s) \frac{\partial}{\partial x_{\beta}} - 2\delta_{\alpha\beta} q_{\nu}(\omega_s) \frac{\partial}{\partial x_{\nu}} - 2\delta_{\alpha\beta} \frac{\omega_s}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \right\}. \quad (31)$$

Podstawiając wyrażenie (30) do równania (25), a następnie na mocy znikania

wyznacznika (29) kładąc:

$$\left\{ D_{\alpha\beta}(\omega_s) - \frac{4\pi i \omega_s}{c^2} \sigma_{\alpha\beta}(\omega_s) \right\} E_{\beta}^{(8)}(\omega_s) = 0 \quad (32)$$

dochodzi się do równania:

$$\begin{aligned} & \sum_{\pm s} e^{i[q_{\mu}(\omega_s)x_{\mu} - \omega_s t]} \hat{D}_{\alpha\beta}(\omega_s) E_{\beta}^{(8)}(\omega_s) = \\ & = \sum_{\pm m} \sum_{\pm n} \sum_{\pm r} \frac{\pi(\omega_m + \omega_n + \omega_r)}{c^2} \sigma_{\alpha\gamma\delta\epsilon}(\omega_m + \omega_n + \omega_r) E_{\gamma}^{(1)}(\omega_m) E_{\delta}^{(1)}(\omega_n) E_{\epsilon}^{(1)}(\omega_r) \times \\ & \quad \times e^{i[q_{\mu}(\omega_m) + q_{\mu}(\omega_n) + q_{\mu}(\omega_r)]x_{\mu} - i[\omega_m + \omega_n + \omega_r]t}. \end{aligned} \quad (33)$$

Równanie to otrzymane zostało przy założeniu, że zespolona amplituda  $E_{\beta}^{(8)}(\omega_s)$  jest wolnozienną funkcją współrzędnych przestrzennych, co pozwoliło na zaniechanie operatora  $\hat{D}_{\alpha\beta}$  zawierającego drugie pochodne. W równaniu (33) pozostał w ten sposób tylko operator  $\hat{D}_{\alpha\beta}(\omega_s)$  zależny wyłącznie od pierwszych pochodnych po współrzędnych przestrzennych i czasie. Pochodna czasowa w tym operatorze może być również zaniechana ze względu na założoną niezależność amplitudy  $E_{\beta}^{(8)}(\omega_s)$  od czasu.

Reasumując można stwierdzić, że pole elektryczne fali elektromagnetycznej w ośrodku materialnym, w którym wzbudzony jest nieliniowy prąd  $J_{\alpha}^{(8)}$ , określone jest przez ogólne wyrażenie (19). W wyrażeniu tym zespolona amplituda jest równa (na mocy wyrażenia (23)) sumie amplitud fali pierwotnej  $E_{\beta}^{(1)}(\omega_s)$  oraz fali generowanej  $E_{\alpha}^{(8)}(\omega_s)$ . Amplituda fali pierwotnej zadana jest przez natężenie promieniowania padającego na ośrodek materialny. Wektor falowy  $\vec{q}$  określający propagację fali pierwotnej w ośrodku, wyznaczony jest jednoznacznie przez rozwiązanie równania (29). Poszukiwana amplituda fali generowanej  $E_{\beta}^{(8)}(\omega_s)$  zależy od współrzędnych przestrzennych i może być obliczona przez rozwiązanie równania (33) przy założeniu odpowiednich warunków brzegowych.

#### 4. Generacja trzeciej harmonicznej oraz mieszanie częstości

Rozważmy obecnie szczególną sytuację, gdy na ośrodek materialny pada tylko jedna monochromatyczna fala o częstości  $\omega_1$ . W takim przypadku wskaźniki sumowania po prawej stronie równania (33) przyjmują wartości  $m, n, r = 1$ . Wykonując sumowanie po  $\pm m, \pm n$  oraz  $\pm r$ , jak również uwzględniając fakt, że  $\omega_{-1} = -\omega_1$ , otrzymuje się w wyniku wyrazy proporcjonalne do  $e^{\pm i\omega_1 t}$ ,  $e^{\pm 3i\omega_1 t}$ . Oznacza to, że wzbudzony prąd nieliniowy drga z dwiema częstościami, a mianowicie z częstością podstawową  $\omega_1$  oraz jej trzecią harmoniczną  $3\omega_1$ . Każdemu wyrazowi po prawej stronie równania (33) przyporządkować można odpowiedni wyraz sumy po jego lewej stronie, w wyniku czego otrzymuje się:

$$\hat{D}_{\alpha\beta}(3\omega_1) E_{\beta}^{(8)}(3\omega_1) = \frac{3\pi\omega_1}{c^2} \sigma_{\alpha\gamma\delta\epsilon}(3\omega_1) E_{\gamma}^{(1)}(\omega_1) E_{\delta}^{(1)}(\omega_1) E_{\epsilon}^{(1)}(\omega_1) e^{i[3q_{\mu}(\omega_1) - q_{\mu}(3\omega_1)]x_{\mu}} \quad (34)$$

b) równanie zależne od  $e^{i\omega_1 t}$

$$\begin{aligned} \hat{D}_{\alpha\beta}(\omega_1) E_{\beta}^{(8)}(\omega_1) &= \frac{\pi\omega_1}{c^2} \sigma_{\alpha\gamma\delta\epsilon}(\omega_1) e^{i[q_{\mu}(\omega_1) + q_{\mu}(-\omega_1)]x_{\mu}} \times \\ &\times [E_{\gamma}^{(1)}(\omega_1) E_{\delta}^{(1)}(\omega_1) E_{\epsilon}^{(1)}(-\omega_1) + E_{\gamma}^{(1)}(\omega_1) E_{\delta}^{(1)}(-\omega_1) E_{\epsilon}^{(1)}(\omega_1) + \\ &+ E_{\gamma}^{(1)}(-\omega_1) E_{\delta}^{(1)}(\omega_1) E_{\epsilon}^{(1)}(\omega_1)]. \end{aligned} \quad (35)$$

Równanie (34) opisuje falę o częstości  $3\omega_1$  generowaną w ośrodku materialnym na skutek przechodzenia przezeń silnej fali o częstości  $\omega_1$ . Równanie (35) natomiast opisuje falę o częstości podstawowej  $\omega_1$  również wzbudzoną na skutek nieliniowego oddziaływania. Z ośrodka materialnego wychodzą zatem dwie fale, których zespolone amplitudy są równe  $E_{\beta}^{(8)}(3\omega_1)$  oraz  $E_{\beta}^{(1)}(\omega_1) + E_{\beta}^{(3)}(\omega_1)$ . Drugi z wymienionych przypadków opisuje więc zmianę zespolonej amplitudy fali pierwotnej o wielkość  $E_{\beta}^{(3)}(\omega_1)$ . Efekt ten określa zmianę współczynników optycznych ośrodka materialnego, wywołaną silnym polem elektrycznym fali pierwotnej. Prowadzi on do wystąpienia nowych zjawisk, spośród których na podkreślenie zasługuje samoistne elektrooptyczne zjawisko Kerra polegające na pojawieniu się wymuszonej silnym polem elektrycznym dwójłomności. Samoistne zjawisko Kerra charakteryzuje się tym, że jest ono wywołane własnym polem elektrycznym fali, a nie tak jak w przypadku efektu klasycznego, dodatkowym silnym polem przykładanym do ośrodka materialnego.

Równania (34) i (35) mogą być rozwiązane przy założeniu odpowiednich warunków brzegowych. Ponieważ równania te zależą od współrzędnych przestrzennych, zatem i ich rozwiązania  $E_{\beta}^{(8)}(3\omega_1)$  oraz  $E_{\beta}^{(3)}(\omega_1)$  będą funkcjami tych współrzędnych.

W celu otrzymania efektu mieszania częstości trzeba założyć, że na ośrodek materialny padają dwie fale monochromatyczne o dużych natężeniach oraz częstościach odpowiednio  $\omega_1$  i  $\omega_2$ . W takim przypadku każdy ze wskaźników sumowania po prawej stronie równania (33) będzie przebiegał dwie wartości:  $m = 1, 2$ ;  $n = 1, 2$ ;  $r = 1, 2$ . Wykonując sumowanie po  $\pm m$ ,  $\pm n$  oraz  $\pm r$  otrzymuje się wyrazy określone przez częstości:

$$\begin{aligned} \omega_1; 3\omega_1 \\ \omega_2; 3\omega_2 \end{aligned} \quad (36)$$

dla których odpowiednie równania falowe są analogiczne do (34) i (35). Każda zatem z dwu silnych fal padających na ośrodek materialny wywołuje niezależnie efekty takie, jak opisane wyżej poprzez równania (34) i (35). Poza częstościami danymi przez wyrażenie (36) wystąpią jeszcze dodatkowe częstości, a mianowicie:

$$\begin{aligned} 2\omega_1 + \omega_2 \\ 2\omega_1 - \omega_2 \\ 2\omega_2 + \omega_1 \\ 2\omega_2 - \omega_1 \end{aligned} \quad (37)$$

Przyrównując do siebie odpowiednie wyrazy po prawej i lewej stronie równania (33) można dla każdej z częstości (37) otrzymać odpowiednie równanie opisujące zespoloną amplitudę pola elektrycznego. Poza efektami określonymi przez wyrażenia (36) pojawia się więc efekt mieszania częstości dany wyrażeniami (37). Równań opisujących zespolone amplitudy odpowiadające częstościom mieszanym (37) nie będziemy tu wypisywać ze względu na długość wzorów. Otrzymuje się je zupełnie automatycznie z ogólnego równania (33), a ich postać jest podobna do postaci równania (34).

## II. TEORIA MIKROSKOPOWA

Przedmiotem rozważań w niniejszym paragrafie będą mechanizmy fizyczne decydujące o możliwości zaindukowania w półprzewodniku prądu sześciennego, którego makroskopowa postać dana jest ogólnym wyrażeniem (21). Innymi słowy mówiąc, będzie to analiza podstaw teorii pozwalającej na obliczenie tensora  $\sigma_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(\omega_m+\omega_n+\omega_r)}$  i wyrażenie go poprzez mikroskopowe parametry półprzewodnika. Zgodnie z teorią klasyczną całkowita gęstość prądu elektrycznego może być zapisana w postaci:

$$J_\alpha = env_\alpha, \quad (38)$$

gdzie  $e$  jest ładunkiem elektronu,  $n$  oznacza ilość elektronów w jednostce objętości (koncentracja) oraz  $v_\alpha$  jest wektorem prędkości elektronu przyspieszanego zewnętrznymi polami. Wyrażenie (38) zakłada, że wszystkie elektrony poruszają się niezależnie od siebie oraz są sobie równoważne pod względem statystycznym. Ścisłejszy opis gęstości prądu uzyskać można na gruncie teorii statystycznej uwzględniającej statystyczny rozkład elektronów względem ich pędów. W tym przypadku otrzymujemy:

$$J_\alpha = \frac{2e}{h^3} \int f(\vec{p}) v_\alpha(\vec{p}) d_3p, \quad (39)$$

gdzie  $h$  jest stałą Plancka,  $f(\vec{p})$  tzw. funkcją rozkładu określającą prawdopodobieństwo znalezienia elektronu z pędem  $\vec{p}$  i wreszcie  $v_\alpha(\vec{p})$  określa zależność pomiędzy prędkością elektronu a jego pędem. Czynniki dwa przed całką (39) pochodzą z uwzględnienia spinu elektronu.

Na gruncie mechaniki falowej pęd elektronu  $\vec{p}$  wygodnie jest wyrażać przez jego wektor falowy  $\vec{k}$  przy pomocy relacji:

$$\vec{p} = \hbar\vec{k}, \quad (40)$$

gdzie  $\hbar$  jest stałą Plancka podzieloną przez  $2\pi$ . Podkreślić należy, że całkowanie w wyrażeniu (39) przebiega po całej przestrzeni pędów, przy czym  $d_3p$  jest elementem objętości tej przestrzeni.



## 1. Teoria klasyczna

Wiele zjawisk elektrodynamiki daje się opisać bardzo dobrze na gruncie teorii klasycznej definiującej gęstość prądu zgodnie z wyrażeniem (38). Jediną wielkością niewiadomą w tym wyrażeniu jest prędkość elektronu  $v_a$ . W celu jej obliczenia należy rozwiązać odpowiednie równania ruchu. Najwygodniej jest posłużyć się tu równaniami Hamiltona w postaci:

$$\begin{aligned} \dot{r}_a &= v_a = \frac{\partial H}{\partial p_a} \\ \dot{p}_a &= F_a = -\frac{\partial H}{\partial r_a}, \end{aligned} \quad (41)$$

gdzie  $r_a$  jest wektorem położenia elektronu,  $F_a$  jest siłą zewnętrzną działającą na elektron oraz  $H$  oznacza funkcję Hamiltona. W przypadku nierelatywistycznego elektronu swobodnego poruszającego się w polu potencjalnym, funkcja Hamiltona ma postać:

$$H = \frac{p_a^2}{2m} + V(r_a), \quad (42)$$

gdzie  $m$  jest masą elektronu swobodnego, natomiast  $V(r_a)$  oznacza skalarny potencjał pola.

Jeżeli elektron porusza się w kryształach półprzewodnikowym nie poddanym działaniu żadnych sił zewnętrznych, wówczas potencjał  $V(r_a)$  jest kulombowskim potencjałem pochodzącym od jonów znajdujących się w węzłach sieci krystalicznej. Ze względu na własność periodyczności sieci również i potencjał  $V(r_a)$  będzie się charakteryzował periodycznością przestrzenną. Fakt ten pozwala, jak wynika z odpowiedniej teorii kwantowej, na zastąpienie funkcji Hamiltona w postaci (42) przez funkcję:

$$H \rightarrow \varepsilon = \frac{p_a^2}{2m^*}, \quad (43)$$

gdzie  $m^*$  jest tzw. masą efektywną, na ogół znacznie mniejszą od masy elektronu w próżni. Wyrażenie (43) określa energię kinetyczną elektronu w kryształach nie poddanym działaniu żadnych sił zewnętrznych. Z postaci tego wyrażenia wynika, że elektron w kryształach porusza się tak jak swobodny elektron w próżni z odpowiednio zmodyfikowaną masą. W masie efektywnej  $m^*$  są jakby zatem zawarte własności krystaliczne ośrodka. Jeżeli do kryształu półprzewodnikowego przyłożone zostaną siły zewnętrzne, wówczas w wielu przypadkach, dla których obowiązuje tzw. przybliżenie masy efektywnej, można skonstruować nową funkcję Hamiltona:

$$H = \frac{p_a^2}{2m^*} + V(r_a), \quad (44)$$

gdzie teraz  $V(r_a)$  jest potencjałem skalarnym pochodzącym od sił zewnętrznych.

Jeżeli polem zewnętrznym jest pole elektromagnetyczne, równanie (44) musi być zapisane w postaci:

$$H = \frac{1}{2m^*} (p_\alpha - eA_\alpha)^2 + e\varphi(r_\alpha), \quad (45)$$

gdzie  $\varphi(r_\alpha)$  jest skalarnym potencjałem pola elektromagnetycznego, natomiast  $A_\alpha$  jest potencjałem wektorowym.

Hamiltonian (45) wraz z równaniami (41) dają opis ruchu elektronu w kryształach pod wpływem zewnętrznego pola elektromagnetycznego. W przypadku tym równania ruchu można przepisać w innej postaci wyrażając je przez pole elektryczne  $\vec{E}$  oraz magnetyczne  $\vec{H}$ :

$$\begin{aligned} \dot{r}_\alpha &= v_\alpha = \frac{\partial \varepsilon}{\partial p_\alpha} \\ \dot{p}_\alpha &= F_\alpha = eE_\alpha + \frac{e}{c} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} v_\beta H_\gamma. \end{aligned} \quad (46)$$

Wielkość  $F_\alpha$  określa tu siłę Lorentza wyrażoną w zapisie wektorowym:

$$\vec{F} = e\vec{E} + \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{H}. \quad (47)$$

Podstawiając do pierwszego równania (46) wyrażenie (43), otrzymujemy:

$$\dot{r}_\alpha = v_\alpha = \frac{1}{m^*} p_\alpha. \quad (48)$$

Widać stąd, że w przypadku, gdy energia dana jest wyrażeniem (43), wówczas zależność pomiędzy prędkością a pędem jest liniowa. Podstawiając wyrażenie (48) do drugiego z równań (46) otrzymuje się:

$$\dot{p}_\alpha = eE_\alpha + \frac{e}{m^*c} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} p_\beta H_\gamma. \quad (49)$$

Jest to równanie liniowe ze względu na pęd. Zakładać będziemy, że pole elektryczne  $E_\alpha$  jest polem zmiennym w czasie i stanowi składową elektryczną fali elektromagnetycznej o dużym natężeniu. Pole magnetyczne  $H_\gamma$ , natomiast traktować będziemy jako stałe zewnętrzne pole magnetyczne (próbka półprzewodnikowa pomiędzy nabiegunkami elektromagnesu). Jak łatwo stwierdzić, rozwiązanie równania (49) jest liniowe z polem elektrycznym  $E_\alpha$ , a stąd na mocy relacji (48) również i prędkość  $v_\alpha$  będzie liniową funkcją pola elektrycznego. Widać to szczególnie wyraźnie w przypadku znikania pola magnetycznego, gdyż wtedy:

$$p_\alpha = e \int E_\alpha(t) dt \quad (50)$$

co po podstawieniu na miejsce  $E$  wyrażenia (19) daje:

$$p_\alpha = e \sum_{\pm s} \frac{i}{2\omega_s} E_\alpha(\omega_s) e^{i(q_\mu(\omega_s)x_\mu - \omega_s t)}. \quad (51)$$

Podstawiając ten wynik do relacji (48), obliczamy prędkość, a następnie na mocy wyrażenia (38) znajdujemy gęstość prądu w postaci:

$$J_a = \frac{e^2 n}{m^*} \sum_{\pm s} \frac{i}{2\omega_s} E_a(\omega_s) e^{i[q_\mu(\omega_s)x_\mu - \omega_s t]}. \quad (52)$$

Widać stąd, że tak obliczona gęstość prądu elektrycznego jest liniowa z polem elektrycznym. Z porównania wyrażeń (52) oraz (20) wyznaczyć można tensor przewodnictwa elektrycznego  $\sigma_{\alpha\beta}(\omega_s)$  w postaci:

$$\sigma_{\alpha\beta}(\omega_s) = i \frac{e^2 n}{m^* \omega_s} \delta_{\alpha\beta}. \quad (53)$$

Rozważony tu mechanizm nie prowadzi zatem do generacji prądu sześciennego. Fakt ten wynika z liniowości równań (48) i (49), które mogą być również rozwiązane z uwzględnieniem pola magnetycznego, co wprowadza tylko pewną modyfikację do postaci tensora  $\sigma_{\alpha\beta}(\omega_s)$ .

Z powyższego wypływa wniosek, że prąd sześcienny może być wzbudzony tylko w przypadku takich mechanizmów, które opisane są równaniami ruchu typu nieliniowego. Istnieje szereg przyczyn fizycznych powodujących pojawienie się w równaniach ruchu wyrazów nieliniowych.

## 2. Nieparaboliczność pasma energetycznego

Wyprowadzone powyżej liniowe równanie ruchu bazuje na kwadratowej zależności pomiędzy energią kinetyczną a pędem elektronu danej wyrażeniem (43). Taka kwadratowa (paraboliczna) zależność w przypadku elektronów swobodnych w próżni jest bardzo dobrze spełniona, jeżeli tylko prędkość elektronu jest znacznie mniejsza od prędkości światła. W przypadku elektronów relatywistycznych natomiast obowiązuje znany wzór Diraca:

$$\varepsilon = \pm c \sqrt{p^2 + m^2 c^2}, \quad (54)$$

gdzie znak plus określa pasmo energii dodatnich elektronu, podczas gdy znak minus definiuje pasmo energii ujemnych. Oba pasma oddzielone są od siebie odstępem energii wzbronionych równym

$$\varepsilon_g = 2mc^2. \quad (55)$$

Wielkość tej przerwy energetycznej ma ogromną wartość rzędu 1 MeV. Jeżeli zdefiniować nowy rodzaj cząstki rozumianej jako puste miejsce po elektronie (dziura), to pasmo ujemnych energii elektronów można interpretować jako pasmo dodatnich energii dziur. Wprowadzając do wyrażenia (54) przerwę energetyczną  $\varepsilon_g$  zdefiniowaną wyrażeniem (55), otrzymuje się:

$$\varepsilon = \pm \frac{\sqrt{\varepsilon_g^2 + 4\varepsilon_g \frac{p^2}{2m}}}{2}. \quad (56)$$

Łatwo widzieć, że w tym przypadku prędkość elektronu określana przez pierwsze z równań (46) będzie nieliniową funkcją pędu. W półprzewodnikach mamy w rzeczywistości do czynienia z sytuacją analogiczną, jak w omówionym tu przypadku elektronów i dziur relatywistycznych. Zasadnicza różnica polega na tym, że przerwa energetyczna  $\varepsilon_g$  ma w półprzewodnikach niesłychanie małe wartości rzędu ułamków eV. Również masa efektywna jest znacznie mniejsza od masy swobodnego elektronu. Teoria pasmowa półprzewodników opracowana przez Kane'a [14] prowadzi do wzoru identycznego z wyrażeniem (56) z tą tylko różnicą, że przez  $\varepsilon_g$  rozumie się aktualną przerwę energetyczną (np. w InSb około 0,2 eV), a przez  $m = m_n$  masę efektywną dla  $p = 0$  (około 0,01*m* dla InSb), tj. masę na dnie pasma przewodnictwa lub w wierzchołku pasma walencyjnego.

Ponieważ energia dana wyrażeniem (56) zależy tylko od wartości bezwzględnej pędu, zatem zgodnie z pierwszym wyrażeniem (46) prędkość  $v_a$  może być przedstawiona w postaci:

$$v_a = \frac{\partial \varepsilon}{\partial p_a} = \frac{d\varepsilon}{dp} \frac{\partial p}{\partial p_a} = \frac{1}{p} \frac{d\varepsilon}{dp} p_a. \quad (57)$$

Porównanie tego wzoru z wyrażeniem (48) pozwala zdefiniować masę efektywną  $m^*$ :

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{p} \frac{d\varepsilon}{dp}. \quad (58)$$

W przypadku nieparabolicznego pasma danego wyrażeniem (56) masa ta jest rosnącą funkcją pędu. Fakt ten został bardzo dobrze udokumentowany wynikami doświadczalnymi dla wielu znanych półprzewodników.

Wyrażenie (56) może być uproszczone poprzez rozwinięcie pierwiastka na szereg potęgowy względem wyrazu zawierającego  $p^2$ :

$$\varepsilon \simeq \pm \frac{\varepsilon_g}{2} \left\{ 1 + \frac{p^2}{\varepsilon_g m_n} - \frac{1}{2} \left( \frac{p^2}{\varepsilon_g m_n} \right)^2 \right\}. \quad (59)$$

Masa efektywna określona wyrażeniem (58) jest w tym przypadku równa:

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{m_n} \left\{ 1 - \frac{p^2}{\varepsilon_g m_n} \right\}. \quad (60)$$

Prędkość elektronu natomiast, zgodnie z wyrażeniem (57), może być przedstawiona w postaci:

$$v_a = \left\{ 1 - \frac{p^2}{\varepsilon_g m_n} \right\} \frac{p_a}{m_n}. \quad (61)$$

Z powyższego wynika, że w przypadku pasma nieparabolicznego opisanego wyrażeniem (56), zależność pomiędzy prędkością a pędem elektronu nie jest liniowa, co prowadzi do generacji trzeciej harmonicznej prądu. Równanie ruchu w obecności pola magnetycznego, opisanie przez drugie z wyrażen (46),

przyjmuje teraz postać:

$$\dot{p}_\alpha = eE_\alpha + \frac{e}{cm_n} \left\{ 1 - \frac{p^2}{\varepsilon_0 m_n} \right\} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} p_\beta H_\gamma. \quad (62)$$

Drugi wyraz w tym równaniu jest wyrazem nieliniowym i stanowi jedno ze źródeł generacji trzeciej harmonicznej. Trzeba jednak stwierdzić, że i bez tego wyrazu, tzn. dla znikającego pola magnetycznego, prąd sześcienny jest generowany. Istotnie, rozwiązanie równania (62) w takim przypadku jest dane wyrażeniem (51), które wprowadzi pęd i pole elektryczne wiąże zależnością liniową, ale zależność pomiędzy prędkością a polem elektrycznym będzie nieliniowa na mocy wyrażenia (61). Uwzględniając fakt, że  $p^2 = p_\alpha p_\alpha$  oraz podstawiając do wzoru (61) wyrażenie (51) otrzymujemy:

$$v_\alpha = \frac{e}{m_n} \sum_{\pm s} \frac{i}{2\omega_s} E_\alpha(\omega_s) e^{i[q_\mu(\omega_s)x_\mu - \omega_s t]} + \\ + \frac{e^3}{\varepsilon_0 m_n^2} \sum_{\pm m} \sum_{\pm n} \sum_{\pm s} \frac{i}{8\omega_m \omega_n \omega_s} E_\beta(\omega_m) E_\beta(\omega_n) E_\alpha(\omega_s) \times \\ \times e^{i[q_\mu(\omega_m) + q_\mu(\omega_n) + q_\mu(\omega_s)]x_\mu} e^{-i(\omega_m + \omega_n + \omega_s)t}. \quad (63)$$

Podstawienie tego wyniku do wyrażenia (38) pozwala na obliczenie gęstości prądu w postaci:

$$J_\alpha = J_\alpha^{(1)} + J_\alpha^{(3)}, \quad (64)$$

gdzie prąd liniowy  $J_\alpha^{(1)}$  oraz prąd sześcienny  $J_\alpha^{(3)}$  określone są odpowiednio przez pierwszy i drugi wyraz wzoru (63). Oba te prądy opisane są następującymi wyrażeniami:

$$J_\alpha^{(1)} = \frac{e^2 n}{m_n} \sum_{\pm s} \frac{i}{2\omega_s} E_\alpha(\omega_s) e^{i[q_\mu(\omega_s)x_\mu - \omega_s t]} \quad (65)$$

oraz

$$J_\alpha^{(3)} = \frac{e^4 n}{\varepsilon_0 m_n^2} \sum_{\pm m} \sum_{\pm n} \sum_{\pm r} \frac{i}{8\omega_m \omega_n \omega_r} E_\beta(\omega_m) E_\beta(\omega_n) E_\alpha(\omega_r) \times \\ \times e^{i[q_\mu(\omega_m) + q_\mu(\omega_n) + q_\mu(\omega_r)]x_\mu} e^{-i(\omega_m + \omega_n + \omega_r)t}. \quad (66)$$

Porównanie tych wyników z wyrażeniami (20) i (21) pozwala na wyznaczenie tensorów  $\sigma_{\alpha\beta}(\omega_s)$  oraz  $\sigma_{\alpha\gamma\delta\epsilon}(\omega_m + \omega_n + \omega_r)$  w postaci:

$$\sigma_{\alpha\beta}(\omega_s) = i \frac{e^2 n}{m_n \omega_s} \delta_{\alpha\beta} \quad (67)$$

$$\sigma_{\alpha\gamma\delta\epsilon}(\omega_m + \omega_n + \omega_r) = i \frac{e^4 n}{\varepsilon_0 m_n^2 \omega_m \omega_n \omega_r} \delta_{\gamma\delta} \delta_{\alpha\epsilon}. \quad (68)$$

Przedstawiony wyżej mechanizm generacji prądu sześciennego oparty jest na nieliniowej zależności (61) pomiędzy prędkością a pędem elektronu oraz na

liniowej części równania ruchu (62). Równanie to może być jednak rozwiązane analitycznie również w przypadku nieznikającego pola magnetycznego, co prowadzi do modyfikacji tensorów (67) i (68) poprzez pojawienie się w nich mianowników rezonansowych oraz dodatkowych członów pochodzących od nieliniowego wyrazu w równaniu (62).

Omówiona tu teoria generacji prądu sześciennego w półprzewodnikach z nieparabolicznymi pasmami energetycznymi, oparta na klasycznym równaniu ruchu, rozwinięta została po raz pierwszy w pracach [3] i [5]. Teoria ta jest niepełna, gdyż nie uwzględnia dwóch istotnych elementów, a mianowicie, statystyki elektronów oraz procesów rozproszeniowych. Prowadzi to do zaniedbania dodatkowych ważnych źródeł nieliniowości będących przyczyną generacji prądu sześciennego.

### 3. Teoria statystyczna

Gęstość prądu elektrycznego określona na gruncie teorii statystycznej dana jest wyrażeniem (39), w którym  $f(\vec{p})$  jest funkcją rozkładu elektronów. W stanie równowagi termodynamicznej, tj. w przypadku, gdy na półprzewodnik nie działają żadne siły zewnętrzne, funkcja ta określona jest przez rozkład Fermiego-Diraca. W ogólnym przypadku jednak  $f(\vec{p})$  jest nieznaną, zależną od sił wewnętrznych funkcją, którą znaleźć można na drodze rozwiązania równania Boltzmann'a. W nieobecności gradientu temperatury równanie to może być zapisane w postaci:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + e \left[ E_\alpha + \frac{1}{c} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} v_\beta H_\gamma \right] \frac{\partial f}{\partial p_\alpha} = \hat{C}f, \quad (69)$$

gdzie  $\hat{C}$  jest tzw. operatorem zderzeniowym określającym procesy rozproszeniowe. Operator ten ma charakter całkowy i dlatego równanie (69) jest w ogólności nieliniowym równaniem różniczkowo-całkowym. Metoda jego rozwiązania przy założeniu, że pole elektryczne jest silnym polem fali elektromagnetycznej, została zaproponowana w pracy [11].

Funkcję rozkładu  $f(\vec{p})$  można przedstawić w postaci:

$$f = S + A, \quad (70)$$

gdzie  $S$  i  $A$  są odpowiednio częścią izotropową oraz anizotropową funkcji  $f(\vec{p})$ . Przy takim przedstawieniu prawa strona równania (69) może być zapisana:

$$\hat{C}[S + A] = \hat{C}S + \hat{C}A. \quad (71)$$

Warunek ten jest spełniony dla niezdegenerowanego gazu elektronowego ze względu na fakt, iż wówczas operator zderzeniowy staje się liniowy. Następnym założeniem jest warunek istnienia tzw. pędowego czasu relaksacji opisującego rozproszenie pędowe. Pozwala ono na napisanie następującej relacji:

$$\hat{C}A = -\frac{1}{\tau} A. \quad (72)$$

Uwzględniając wyrażenia (70), (71) i (72) można równanie (69) rozłożyć na dwa równania [11], jedno izotropowe, drugie anizotropowe:

$$\frac{\partial S}{\partial t} + e \int_{\Omega} E_{\alpha} \frac{\partial A}{\partial p_{\alpha}} \frac{d\Omega}{4\pi} = \hat{C}S \quad (73)$$

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{A}{\tau} + \frac{e}{c} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} v_{\beta} H_{\gamma} \frac{\partial A}{\partial p_{\alpha}} = - \frac{dS}{d\varepsilon} e E_{\alpha} v_{\alpha}, \quad (74)$$

gdzie całkowanie w równaniu (73) przebiega po pełnym kącie bryłowym.

Układ równań (73) i (74) może zostać rozwiązany metodą kolejnych przybliżeń przez rozwinięcie funkcji  $S$  oraz  $A$  na szereg względem potęg pola elektrycznego:

$$S = \sum_{n=0}^{\infty} S_n \quad (75)$$

$$A = \sum_{n=0}^{\infty} A_n,$$

gdzie  $S_n$  i  $A_n$  oznaczają wyrazy szeregów proporcjonalne do  $n$ -tej potęgi pola elektrycznego, przy czym  $S_0 = f_0$  jest funkcją w nieobecności pola elektrycznego, tzn. funkcją Fermiego-Diraca. Układ równań (73) i (74) można teraz zapisać w postaci:

$$\frac{\partial S_{n+2}}{\partial t} + e \int_{\Omega} E_{\alpha} \frac{\partial A_{n+1}}{\partial p_{\alpha}} \frac{d\Omega}{4\pi} = \hat{C}S_{n+2} \quad (76)$$

$$\frac{\partial A_{n+1}}{\partial t} + \frac{A_{n+1}}{\tau} + \frac{e}{c} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} v_{\beta} H_{\gamma} \frac{\partial A_{n+1}}{\partial p_{\alpha}} = - \frac{dS_n}{d\varepsilon} e E_{\alpha} v_{\alpha}. \quad (77)$$

Podstawiając do wyrażenia (39) określającego gęstość prądu funkcję rozkładu w postaci (70) otrzymuje się:

$$J_{\alpha} = \frac{2e}{h^3} \int A(\vec{p}) v_{\alpha}(\vec{p}) d_3p \quad (78)$$

gdź całka w części izotropowej  $S$  funkcji rozkładu musi znikać tożsamościowo. Łatwo teraz widzieć, że prąd liniowy  $J_{\alpha}^{(1)}$  oraz prąd sześcienny  $J_{\alpha}^{(8)}$  będą zdefiniowane następująco:

$$J_{\alpha}^{(1)} = \frac{2e}{h^3} \int A_1(\vec{p}) v_{\alpha}(\vec{p}) d_3p \quad (79)$$

oraz

$$J_{\alpha}^{(8)} = \frac{2e}{h^3} \int A_3(\vec{p}) v_{\alpha}(\vec{p}) d_3p, \quad (80)$$

gdzie  $A_1$  oraz  $A_3$  dane są jako rozwiązania układu równań (76) i (77). Nie będziemy przytaczać tu dalszych rachunków ani nawet ostatecznych wyników ze względu na ich złożoną formę, odsyłając czytelnika do prac oryginalnych



[4, 6, 7, 8, 11, 12, 13]. Stwierdzimy tylko, że istnieją dwie główne przyczyny generacji prądu sześciennego danego wyrażeniem (80). Jedną z nich jest omówiona w teorii klasycznej nieparaboliczność pasma energetycznego, drugą natomiast zależność pędowego czasu relaksacji  $\tau$  od energii elektronu. Oba te czynniki występują jednocześnie dając porównywalne przyczynki do prądu sześciennego  $J_a^{(8)}$ .

Na zakończenie należy podkreślić, że przeanalizowane w niniejszym artykule zagadnienia z zakresu nieliniowej optyki półprzewodników związane są ze swobodnymi elektronami (lub dziurami) w tych materiałach. Pominięte zostały natomiast wszystkie zjawiska związane z tzw. przejściami międzypasmowymi ze względu na bardziej złożony mikroskopowy mechanizm ich powstawania. Nieliniowe zjawiska optyczne międzypasmowe będą przedmiotem dyskusji odrębnego artykułu.

#### Literatura

- [1] C. K. N. Patel, R. E. Slusher, P. A. Fleury, *Phys. Rev. Letters*, **17**, 1011 (1966).
- [2] C. K. N. Patel, *Phys. Rev. Letters*, **16**, 613 (1966).
- [3] P. A. Wolff, G. A. Pearson, *Phys. Rev. Letters*, **17**, 1015 (1966).
- [4] J. Kołodziejczak, *Phys. Stat. Solidi*, **23**, K57 (1967).
- [5] B. Lax, W. Zawadzki, M. H. Weiler, *Phys. Rev. Letters*, **18**, 462 (1967).
- [6] J. Kołodziejczak, *Phys. Stat. Solidi*, **24**, 323 (1967).
- [7] J. Kołodziejczak, *Acta Phys. Polon.*, **33**, 585 (1968).
- [8] J. Kołodziejczak, *Acta Phys. Polon.*, **33**, 183 (1968).
- [9] V. V. Paranjape, H. C. Law, *Phys. Letters*, **25A**, 2 (1967).
- [10] P. Kaw, *Phys. Rev. Letters*, **21**, 539 (1968).
- [11] J. Kołodziejczak, *Phys. Stat. Solidi*, **29**, 645 (1968).
- [12] J. Kołodziejczak, *Proc. Int. Conf. Semic. Phys.*, Moskwa 1968, str. 233.
- [13] H. Stramska, J. Kołodziejczak, *Acta Phys. Polon.*, **35**, 765 (1969).
- [14] E. O. Kane, *J. Phys. Chem. Solids*, **1**, 249 (1957).

*Bohdan Staliński*

Instytut Niskich Temperatur i Badań  
Strukturalnych PAN, Wrocław

## JRP w badaniach ruchów cząsteczkowych w ciałach stałych \*

### NMR Studies of Molecular Motions in Solids

*Abstract:* The principles of the study of translational motion of atoms, and of hindered rotation of molecules in crystals by using the NMR method, are reviewed in some detail. The application to the study of the definite problems of lattice dynamics of metals as well as of molecular and ferroelectric crystals is shortly discussed.

Metoda jądrowego rezonansu paramagnetycznego (JRP) jest szeroko stosowana do badania zjawiska samodyfuzji i hamowanej rotacji w ciałach stałych. Odznacza się ona czułością na ruchy powolne, pozwala określić charakter ruchu i dynamiczne parametry ruchów o częstotliwościach rzędu 10 Hz lub nawet mniejszych, a także badać ich mechanizm.

Możliwości wykorzystania tej metody do badań ruchów cząsteczkowych sugerowane były już przez wyniki pierwszych doświadczeń, uzyskane bezpośrednio po odkryciu w 1946 r. zjawiska JRP w ciałach skondensowanych. Już wówczas stwierdzono bowiem, że linie rezonansowe w cieczach i gazach, których cząsteczki dysponują wielką swobodą ruchu postępowego i obrotowego, są znacznie węższe od linii rezonansowych w ciałach stałych. Wskazały na to prace Alperta z lat 1947—1949 [1, 2], matematyczne podstawy interpretacji obserwacji doświadczalnych podane zostały natomiast już w 1948 r. w klasycznej pracy Bloembergena, Purcella i Pounda [3], znanej pod nazwą teorii BPP i rozwiniętej następnie przez Kubo i Tomita [4] w 1954 r. oraz innych autorów.

Klasyczna teoria BPP stworzyła podstawy teorii czasów relaksacji w rezonansie magnetycznym. Rozpatrując zależność wewnętrznych pól magnetycznych w ciele stałym lub cieczy od czasu, podała ona wyrażenia opisujące zwięzienia linii rezonansowych, spowodowane ruchami atomów czy cząsteczek. Trzeba pamiętać, że w ciałach stałych obok zewnętrznego pola magnetycznego działa na określone jądro paramagnetyczne dodatkowe pole wewnętrzne (zwane

---

\* Referat wygłoszony na IV Ogólnopolskiej Konferencji *Radiospektroskopia i elektronika kwantowa*, Poznań, 6—9 kwietnia 1970 r.

też polem lokalnym), wytwarzane przez sąsiadujące z nim inne jądra paramagnetyczne, które są w kryształach statyczne w zakresie niskich temperatur (przypadek tzw. sztywnej sieci) i prowadzą do znacznego poszerzenia linii rezonansowych. Dla pary izolowanych jąder natężenie pola lokalnego, wytwarzanego przez jedno jądro w pozycji drugiego, jest zależne od wzajemnej orientacji wektorów momentów magnetycznych  $\mu_I$  obu jąder, od odległości  $r$  między nimi i od kąta  $\theta$  między kierunkiem zewnętrznego pola magnetycznego i wektorem międzyjądrowym:

$$H_{\text{lok}} = \pm \frac{3}{2} \frac{\mu_I}{r^3} (3 \cos^2 \theta - 1). \quad (1)$$

W ciałach stałych, z wyjątkiem hydratów, w których występują izolowane pary paramagnetycznych jąder wodoru ( $I = \frac{1}{2}$ ) w cząsteczkach wody, mamy na ogół do czynienia z bardziej złożoną sytuacją, a mianowicie z przypadkiem, kiedy pole lokalne jest wynikiem magnetycznych oddziaływań dipolowych badanego jądra nie z jednym czy dwoma innymi jądrami, lecz ze znaczną liczbą jąder paramagnetycznych i to nie tylko znajdujących się w jego najbliższym sąsiedztwie, ale i na dalszych odległościach. Szerokość linii rezonansowej jest wówczas określona przez wzajemne rozmieszczenie jąder paramagnetycznych w kryształach, jeśli zaniedbać wpływ innych czynników, jak np. oddziaływanie elektrycznych momentów kwadrupolowych jąder o  $I > \frac{1}{2}$  z polem elektrycznym wewnątrz kryształu, czy np. obecność jonów paramagnetycznych.

Ograniczając się do magnetycznych oddziaływań dipolowych jąder o spinie  $I = \frac{1}{2}$ , charakteryzuje się widmo JRP stosując metodę momentów, tj. opisuje się je pewnymi całkowitymi charakterystykami, najczęściej tzw. drugim momentem linii rezonansowej. Wielkość ta jest m. in. wykorzystywana do określania pozycji lekkich jąder w kryształach przy znajomości pozycji cięższych jąder. Uzyskuje się w ten sposób cenne uzupełnienie rentgenowskich metod strukturalnych.

Metoda momentów polega na dopasowaniu wartości doświadczalnego drugiego momentu

$$\langle \overline{\Delta H^2} \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} f(H) (H - H^*)^2 dH, \quad (2)$$

gdzie  $f(H)$  jest znormalizowaną amplitudą sygnału absorpcji dla pola  $H$  ( $\int_{-\infty}^{+\infty} f(H) dH = 1$ ), a  $(H - H^*)^2$  — kwadratem odchylenia natężenia pola od środka ciężkości linii rezonansowej, określonego przez  $H^*$ , do tzw. teoretycznej wartości drugiego momentu, obliczonej z wyrażenia wyprowadzonego 1948 r. przez Van Vlecka [5]:

$$\langle \overline{\Delta H^2} \rangle = \frac{3}{4} \frac{I(I+1)}{N} g^2 \mu_n^2 \sum_{j \neq k} (3 \cos^2 \theta_{jk} - 1)^2 r_{jk}^{-6} + \mu_n^2 \sum_j \sum_f \frac{I_f(I_f+1)}{3N} g_f^2 (3 \cos^2 \theta_{jf} - 1)^2 r_{jf}^{-6}, \quad (3)$$

gdzie  $g$  i  $I$  odnoszą się do jąder badanych,  $g_j$  i  $I_j$  do innych jąder paramagnetycznych w badanej substancji.

Jest to zatem metoda prób i błędów, pozwalająca, poprzez założenie kilku najbardziej prawdopodobnych modeli struktury tj. sposobów rozmieszczenia lekkich jąder w kryształach, określić pełną jego strukturę lub przynajmniej wyeliminować mniej prawdopodobne modele struktury.

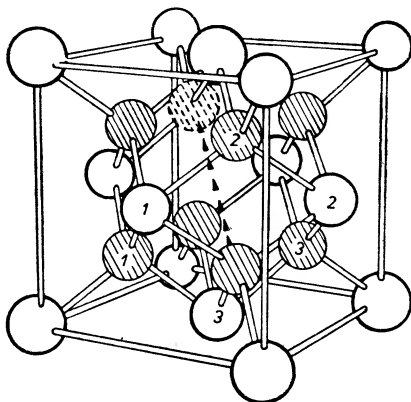
Nie jest celem tego przeglądu wchodzić bliżej w szczegóły tej metody. Trzeba jednak podkreślić, że jest ona w badaniach ruchów cząsteczkowych w ciałach stałych bardzo ważną i często stosowaną metodą, gdyż dla określenia charakteru występujących ruchów istotna jest znajomość pełnej struktury kryształu dla przypadku tzw. sztywnej sieci. Pewność, że z takim przypadkiem ma się do czynienia, mieć można tylko wówczas, gdy przeprowadzi się badania w zakresie dostatecznie niskich temperatur i stwierdzi niezależność szerokości linii rezonansowej od temperatury oraz zgodność wartości drugich momentów wyznaczonych doświadczalnie z obliczonymi.

Wzrost temperatury prowadzi często do uruchomienia samodyfuzji badanych atomów lub cząsteczek, względnie hamowanej rotacji cząsteczek lub ich fragmentów, z częstotliwością rosnącą ze wzrostem temperatury. Stąd też badania ruchów cząsteczkowych w kryształach wymagają przeprowadzenia badań JRP w szerokim zwykle zakresie temperatur, wymagają bowiem stwierdzenia zmian szerokości linii rezonansowych względnie określenia charakteru zmian czasów relaksacji z temperaturą, najczęściej czasów relaksacji spinowosieciowej  $T_1$  lub  $T_{1\rho}$ .

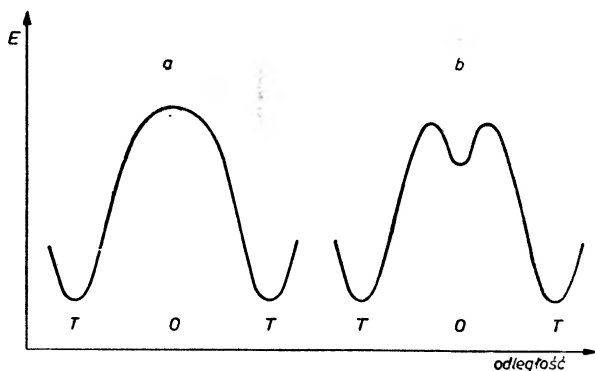
Użyto tu wyrażenia „hamowana rotacja“ dla podkreślenia faktu, że w ciałach stałych zarówno ruchy obrotowe grup atomów czy cząsteczek, jak i ruchy translacyjne, nie są ruchami swobodnymi. Zależność energii potencjalnej cząsteczki od jej orientacji w kryształach jest często złożona. Istnieje z reguły szereg minimów określonych przez symetrię kryształu czy otoczenia danej cząsteczki, które preferują określone orientacje cząsteczki. Obrót jej o określony kąt w kryształach przy przejściu z jednego uprzywilejowanego położenia w inne wymaga przejścia przez barierę potencjału.

Podobna sytuacja ma miejsce w przypadku samodyfuzji. Tu przejście atomu (cząsteczki) z jednej pozycji sieciowej do drugiej wymaga także pokonania określonej bariery potencjalnej. Ze zjawiskiem samodyfuzji wodoru mamy np. do czynienia w przypadku połączeń metali przejściowych z wodorem, zwanych wodorkami. Ich przykładem jest wodorek tytanu  $TiH_{2-x}$ , krystalizujący w zdefektowanej sieci typu fluorytu ( $CaF_2$ ). Związek ten zalicza się to tzw. faz śródwęzłowych i odznacza się zmiennością składu w szerokich granicach od ok.  $TiH_{1,6}$  do  $TiH_2$ . Atomy wodoru obsadzają tu przy tym pozycje śródwęzłowe w gęsto upakowanej sieci atomów metalu, mając w swym najbliższym otoczeniu 4 atomy tytanu rozmieszczone na narożach regularnego tetraedru. Na rys. 1 przedstawiono przykładowo tor dyfundującego atomu wodoru w komórce elementarnej wodorku tytanu z jednej pozycji (luki) tetraedrycznej do drugiej poprzez nieobsadzoną większą lukę oktaedryczną znajdującą się

w środku komórki, a na rys. 2 dwa różne proponowane przebiegi energii potencjalnej atomu wodoru wzdłuż tego toru. Jeden z nich [6] w odróżnieniu od drugiego nie wykazuje minimum w pozycji oktaedrycznej, co ma podkreślać szczególną skłonność wodoru do obsadzania luk tetraedrycznych w tym związku. Wysokość bariery potencjalnej określa tzw. energia aktywacji badanego procesu.



Rys. 1. Komórka elementarna  $\text{TiH}_2$  z uwidocznionym toru dyfundującego atomu wodoru (kółka zakreskowane)



Rys. 2. Przebiegi energii potencjalnej atomu wodoru wzdłuż toru dyfuzji z jednej luki tetraedrycznej (T) do drugiej poprzez lukę oktaedryczną (O), a) bez minimum, b) z dodatkowym minimum w pozycji O

Jeśli jako przykład kryształu cząsteczkowego, w którym cząsteczki doznają hamowanej rotacji, wziąć kryształ benzenu, zbudowany z płaskich, sześciokątnych cząsteczek  $\text{C}_6\text{H}_6$ , to można spodziewać się, że na pełny obrót cząsteczki dookoła sześciokrotnej osi symetrii, prostopadłej do płaszczyzny pierścienia benzenowego, składa się sześć aktów elementarnych — częściowych obrotów dookoła tej osi, przy czym w każdym z nich fragment cząsteczki  $\text{>C-H}$  musi pokonać barierę potencjału.

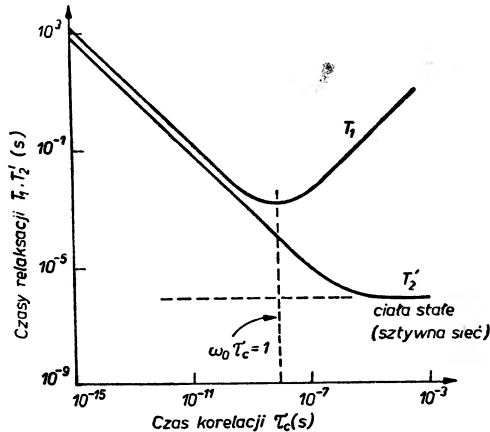
W najprostszych przypadkach procesy takie opisuje się pojedynczym czasem korelacji  $\tau_c$ , charakteryzującym średni czas życia cząsteczki przy jednej z możli-

wych orientacji. Częstotliwość reorientacji zmienia się przy tym z temperaturą wg zależności typu Arrheniusa [7]:

$$\nu_c = \frac{1}{2\pi\tau_c} = \nu_0 \exp\{-E_a/RT\}, \quad (4)$$

gdzie  $E_a$  jest energią aktywacji,  $\nu_0$  — czynnikiem częstościowym, który bywa identyfikowany np. w przypadku samodyfuzji z częstością drgań własnych atomów ulegających samodyfuzji.

W badaniach tego typu procesów istotne są związki teoretyczne między  $\tau_c$  czy  $\nu_c$  i wielkościami wyznaczanymi doświadczalnie, jak szerokość linii rezonansowej  $\delta H$ , czy czasy relaksacji.



Rys. 3. Zmiany czasów relaksacji  $T_1$  i  $T_2'$  z czasem korelacji  $\tau_c$

Jak widzieliśmy, w wyrażeniu na drugi moment występują czynniki kątowe, których sumy  $\sum (3\cos^2\theta - 1)^2 r^{-6}$  są dla przypadku sztywnej sieci i określonej orientacji kryształu względem kierunku zewnętrznego pola magnetycznego, wielkościami stałymi, zależnymi od geometrii rozmieszczenia atomów czy cząsteczek w kryształach. Tak oczywiście nie jest, gdy badane jądra doznają chaotycznych ruchów cieplnych.  $\theta$  i  $r$  nie są wówczas wielkościami stałymi, lecz losowymi funkcjami czasu. W przypadku gdy zmiany ich w czasie zachodzą dostatecznie szybko i, jak się można spodziewać, stają się bardziej intensywne ze wzrostem temperatury, średnie z podanych wyżej sum zmierzają do zera, a wpływ lokalnych pól magnetycznych na szerokość linii rezonansowych staje się coraz mniejszy. To właśnie stanowi główną przyczynę obserwowanych temperaturowych zwężeń linii rezonansowych.

Na rys. 3 przedstawiono zmiany czasów relaksacji spinowo-sieciowej,  $T_1$ , i spinowo-spinowej,  $T_2'$ , od czasu korelacji  $\tau_c$ , uzyskane na podstawie teorii BPP [3]:

$$\frac{1}{T_1} = C \left\{ \frac{\tau_c}{1 + \omega_0^2 \tau_c^2} + \frac{4\tau_c}{1 + 4\omega_0^2 \tau_c^2} \right\} \quad (5)$$

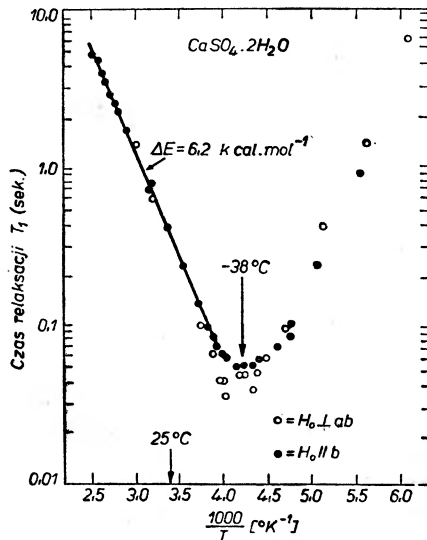
z minimum na krzywej  $T_1 = f(\tau_c)$  przy  $\omega_0\tau_c = 1$ ,

$$\left(\frac{1}{T_2'}\right)^2 = \frac{3}{\pi} C \operatorname{arctg} \frac{2\tau_c}{T_2'}, \quad (6)$$

gdzie  $C$  jest wielkością niezależną od częstości Larmora  $\omega_0$ . Szerokość linii rezonansowej określona jest tu przez

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_2'} + \frac{1}{2T_1}. \quad (7)$$

Dla krótkich czasów korelacji, tj. wówczas gdy  $\omega_0\tau_c \ll 1$  oba czasy relaksacji  $T_1$  i  $T_2'$  są w przybliżeniu równe sobie (tak jest m. in. w przypadku cieczy). Dla  $\omega_0\tau_c \gg 1$  czas relaksacji  $T_2'$  jest znacznie krótszy od  $T_1$  i praktycznie wyłącznie on determinuje wówczas szerokość linii rezonansowej (przypadek



Rys. 4. Zmiany czasu relaksacji  $T_1$  z odwrotnością temperatury dla rezonansu protonowego w monokryształach gipsu, zmierzone w polu statycznym  $H_0$  prostopadłym do płaszczyzny  $ab$  i równoległym do osi  $b$  kryształu

sztywnej sieci u ciał stałych).  $T_2'$  ma wówczas, jak widać z rys. 3, pewną graniczną wartość stałą i tym samym szerokość linii rezonansowej nie zmienia się z temperaturą. Tak jest dopóty, dopóki nie osiągnie się takiej temperatury, przy której czas między przeskokami nie spadnie do wielkości rzędu  $T_2'$ , tj. wówczas gdy częstotliwość reorientacji cząsteczek czy przeskoków atomów w procesie samodyfuzji nie stanie się w przybliżeniu równa szerokości linii rezonansowej, wyrażonej w Hz. Z tą chwilą  $T_2'$  zacznie wzrastać monotonicznie przy malejącym  $\tau_c$ , tj. zacznie maleć szerokość linii rezonansowej.

Omówione wyżej przewidywania teoretyczne są zgodne z obserwacjami doświadczalnymi.

Na rys. 4 przedstawiono zmiany  $T_1$  z odwrotnością temperatury dla rezonansu protonowego w monokryształach gipsu [8] dla dwu jego różnych orientacji

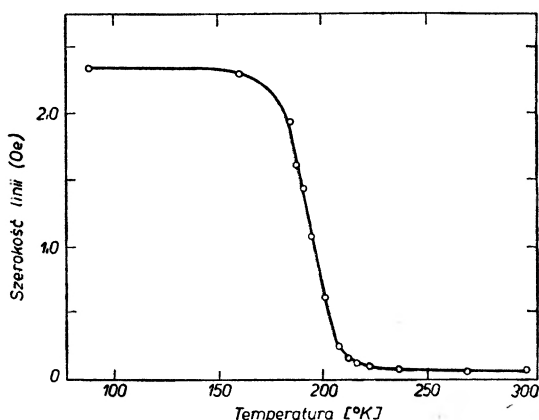


względem kierunku zewnętrznego pola magnetycznego. Tu wzrost  $T_1$  w temperaturach wyższych od  $-38^\circ\text{C}$  przypisany został szybkim 180-stopniowym obrotom cząsteczek wody. Stwierdzono przy tym, że  $T_1$  nie jest wyraźnie czułe na orientację kryształu.

Zwężenia linii rezonansowych ze wzrostem temperatury były obserwowane u wielu ciał stałych i to zarówno u prostych substancji, jak i substancji złożonych, zarówno u dielektryków, jak i u substancji metalicznych. Oczywiście, z najprostszym przypadkiem mamy do czynienia w przypadku czystych metali i stopów metalicznych, stałego wodoru i podobnych mu substancji prostych, w których przyczyną zwężenia linii rezonansowych jest zjawisko samodyfuzji atomów czy cząsteczek. Zwężeniu linii towarzyszy przy tym zwykle zmiana kształtu linii rezonansowej z gausowskiej dla przypadku sztywnej sieci na lorentzowską. Proces zwężenia jest wówczas z dobrą dokładnością opisany przez wyrażenie BPP zmodyfikowane przez Kubo i Tomita [4]:

$$\nu_c = 2(2\ln 2)^{1/2} \Delta\nu / \text{tg} \left\{ \frac{1}{2} \pi \left( \frac{\delta H}{\delta H_0} \right)^2 \right\}, \quad (8)$$

gdzie  $\delta H_0$  — szerokość linii dla sztywnej sieci,  $\delta H$  — szerokość linii w obszarze zwężenia w Oe i  $\Delta\nu$  w Hz, a  $\nu_c$  — częstotliwość przeskoków.

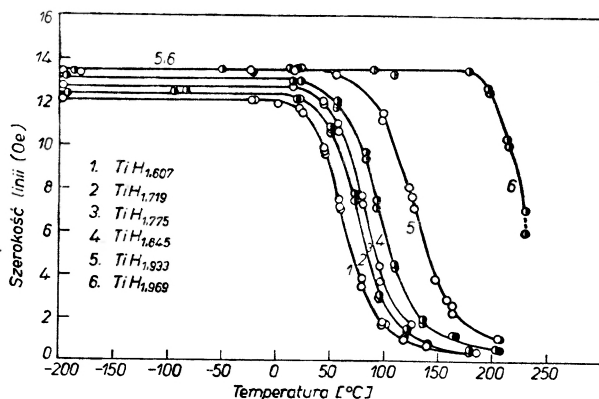


Rys. 5. Temperaturowe zmiany szerokości linii magnetycznego rezonansu jąder  $^{23}\text{Na}$  w sodzie metalicznym

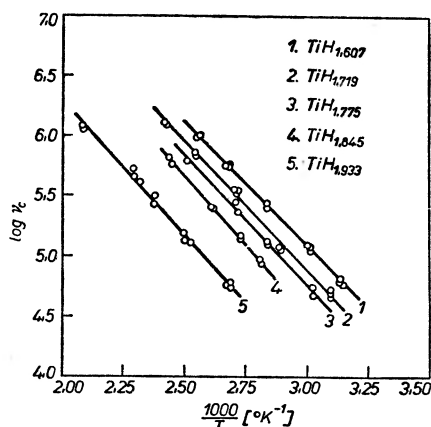
Wyrażenie to pozwala poprzez obliczenie częstotliwości przeskoków z wyznaczonych doświadczalnie w obszarze zwężenia w różnych temperaturach szerokości linii rezonansowych określić energię aktywacji procesu samodyfuzji z dość dobrą dokładnością (do 10%), posługując się podanym wyżej wzorem typu Arrheniusa (4).

Na rys. 5 przedstawiono przykładowo przebieg zmian szerokości linii rezonansowej z temperaturą dla metalicznego sodu [9], a na rys. 6 dla protonowego rezonansu magnetycznego w wodorku tytanu  $\text{TiH}_{2-\delta}$  [10], który, jak wspomniano, jest fazą zmiennego składu. Widoczne są tu wyraźne przesunięcia

krzywych podających zmiany szerokości linii z temperaturą w stronę wyższych temperatur przy wzroście zawartości wodoru, tj. przy zbliżaniu się do składu stechiometrycznego  $TiH_2$ . Na rys. 7 przedstawiono z kolei liniowe przebiegi



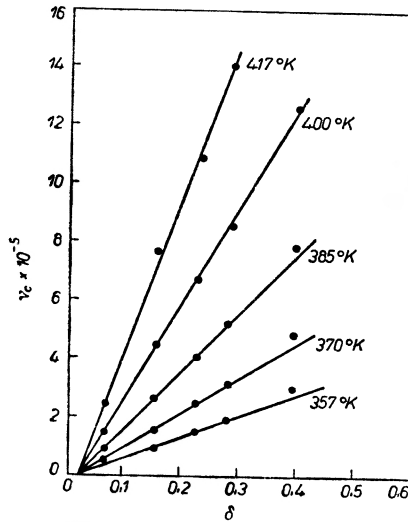
Rys. 6. Temperaturowe zmiany szerokości linii magnetycznego rezonansu protonowego dla wodoru tytanu o różnej zawartości wodoru



Rys. 7. Przebiegi  $\ln \nu_c = f\left(\frac{1}{T}\right)$  dla wodoru tytanu o różnej zawartości wodoru

$\ln \nu_c = f\left(\frac{1}{T}\right)$  pozwalające określić  $E_a$ , mało, jak widać z nachyleń przedstawionych prostych, zmieniających się od składu do składu (9,4–10,4 Kcal/mol), a na rys. 8 zmiany częstotliwości przeskoków atomów wodoru w różnych temperaturach w zależności od odchylenia  $\delta$  składu próbki od składu stechiometrycznego. Rysunek ten wskazuje na to, że  $\nu_c$  maleje przy zbliżaniu się do składu stechiometrycznego, tj. wskazuje na wakanowy charakter procesu samodyfuzji wodoru w tej fazie. Tego typu mechanizm został później przyjęty dla interpretacji zjawiska samodyfuzji wodoru w innych układach metal–wodór, w tym także w fazach o bardziej złożonych strukturach, jak np. w wodoru

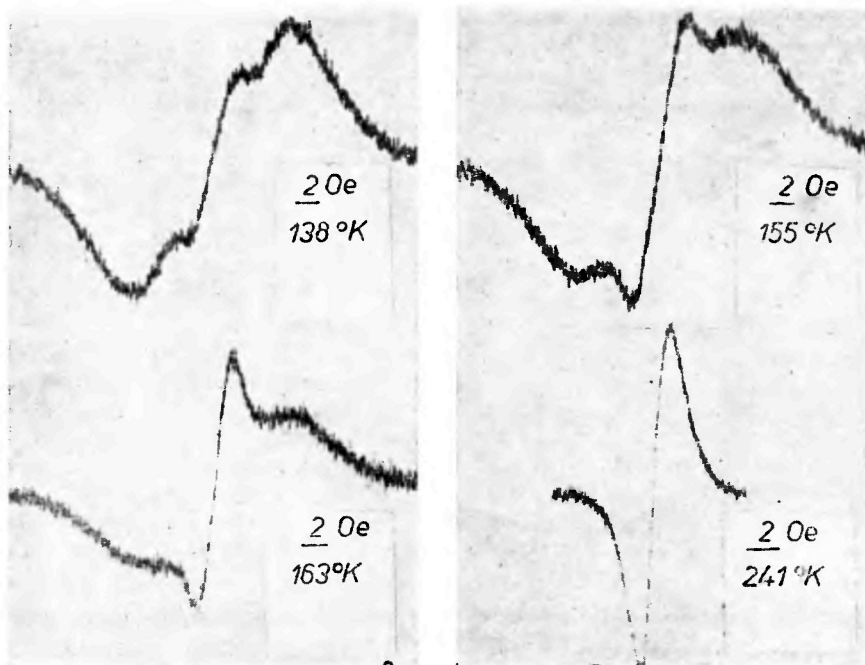
wanadu. Opisując zjawisko samodyfuzji wodoru w wodorku tytanu podano dwa możliwe przebiegi energii potencjalnej atomu wodoru w czasie jego wędrówki przez kryształ (rys. 2). Jeden z nich (rys. 2b) wskazywał na istnienie minimum w pozycji oktaedrycznej przy przeskoku atomu wodoru z jednej pozycji tetraedrycznej do drugiej. Taki przebieg energii potencjalnej znalazł potwierdzenie w badaniach protonowego rezonansu magnetycznego w niestechiometrycznym wodorku wanadu. Na rys. 9 przedstawiono kształty pierw-



Rys. 8. Zmiany częstotliwości przeskoków atomów wodoru w różnych temperaturach dla wodorku tytanu  $TiH_{2-\delta}$

szej pochodnej sygnału absorpcji dla tej fazy [11] w różnych temperaturach w obszarze zwożeń dyfuzyjnych. Widoczne jest, że przy temperaturach 138°, 155° i 163°K linia rezonansowa składa się z dwu nakładających się linii, wąskiej i szerokiej. Intensywność linii wąskiej rośnie przy tym ze wzrostem temperatury kosztem intensywności linii szerokiej. Taki przypadek może mieć miejsce wtedy, gdy atomy wodoru obsadzają dwa nierównoważne zespoły pozycji sieciowych. Założono, że przy uruchomieniu samodyfuzji atomy wodoru, przeskakując z jednych pozycji tetraedrycznych do innych, przechodząc przez luki oktaedryczne, są w nich „pułapkowane“, tj. wzdłuż swej drogi trafiają w tych pozycjach na jamy potencjalne nie tak głębokie wprawdzie jak w pozycjach tetraedrycznych, ale dostatecznie głębokie, by czas ich życia w pozycjach oktaedrycznych był dostatecznie długi dla obserwacji drugiego sygnału rezonansowego. Założenie to znalazło potwierdzenie w badaniach tej fazy metodą nieelastycznego rozpraszania neutronów [12]. W temperaturze 241°K i wyższych szybkość wymiany wodoru między oboma typami pozycji sieciowych jest tak wielka, że obserwuje się już pojedynczą linię rezonansową, podobnie jak przy dostatecznie szybkiej wymianie chemicznej w badaniach cieczy metodami magnetycznego rezonansu jądrowego wysokiej rozdzielczości.

Z danych tych nie można niestety uzyskać dostatecznie pewnych informacji o współczynniku dyfuzji, jakkolwiek takie próby podejmowano, czy też o wartościach  $\nu_0$ , jak wykazały badania widm fononowych metodą nieelastycznego rozpraszania neutronów. Wyznaczone wartości  $\nu_0$  osiągają jednak, z nielicznymi wyjątkami, spodziewane rzędy wielkości ( $10^{12}$ — $10^{15}$  Hz).

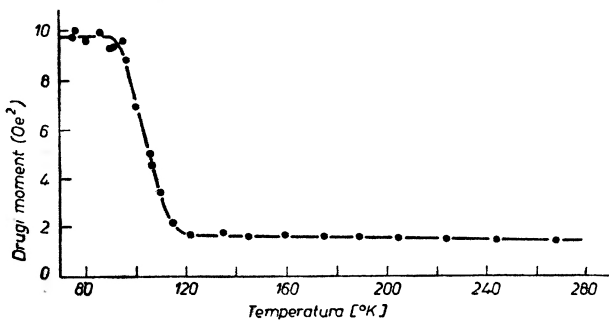


Rys. 9. Pierwsze pochodne krzywych absorpcji magnetycznego rezonansu protonowego w wodorku wanadu  $VH_{0,77}$  przy różnych temperaturach

Bardziej dokładne informacje uzyskać można na ogół z pomiarów czasów relaksacji metodami impulsowymi, jakkolwiek przy interpretacji danych uzyskanych tymi metodami liczyć się można, szczególnie przy badaniach bardziej złożonych układów, także z trudnościami wynikającymi z upraszczających założeń teorii, których wywody są stosowane do interpretacji danych doświadczalnych. Przy użyciu tych metod można jednak pracować w takim zakresie temperatur, w którym w metodzie ciągłej fali obserwuje się już praktycznie pełne zwięźlenie linii. Posłużyć się wówczas można wysokotemperaturowym przybliżeniem wyrażeń (5) i (6). Tak np. postępowano w przypadku litu, sodu i rubidu [13], gdzie dla określenia współczynników dyfuzji  $D$  przyjmowano, że  $\tau_c$  jest odwrotnie proporcjonalne do  $D$ .

Jest rzeczą oczywistą, że nie tylko samodyfuzja, lecz również reorientacja cząsteczek lub ich fragmentów, zawierających badane jądra sprawia, że lokalne pola magnetyczne stają się zależne od czasu, co przy dostatecznie szybkich ruchach prowadzi do istotnych zmian w widmach jądrowego rezonansu paramagnetycznego. O ile jednak w przypadku samodyfuzji linia rezonansowa

zweża się ze wzrostem temperatury osiągając w dostatecznie wysokich temperaturach granicznie małe szerokości, zdeterminowane ostatecznie niejednorodnością statycznego (zewnętrzznego) pola magnetycznego, o tyle w przypadku reorientacji zmiany szerokości linii z temperaturą mogą mieć inny charakter, nie prowadzą bowiem często do linii wąskich przed osiągnięciem punktu topnienia, a dopiero w punkcie topnienia obserwuje się dodatkowe nagłe zwięźenie linii rezonansowej i dochodzi się do linii wąskiej, typowej dla cieczy. Przykład niepełnego zwięźenia linii podaje rys. 10, na którym przedstawiono zmiany



Rys. 10. Temperaturowe zmiany drugiego momentu linii magnetycznego rezonansu protonowego dla benzenu

drugiego momentu linii rezonansowej benzenu z temperaturą [14]. Benzen dostarcza tu jednego z najprostszych przypadków reorientacji, zachodzącej wokół jednej osi, a mianowicie wokół sześciokrotnej osi symetrii cząsteczki. To niepełne zwięźenie związane jest z tym, że na drugi moment linii rezonansowej kryształu benzenu, zawierającego jeden rodzaj jąder paramagnetycznych ( $^1H$ ), podobnie jak dla wielu innych kryształów molekularnych, składają się dwa wyrazy:

$$\langle \overline{\Delta H^2} \rangle = \langle \overline{\Delta H^2} \rangle_{\text{intra}} + \langle \overline{\Delta H^2} \rangle_{\text{inter}}, \quad (9)$$

w którym wyraz pierwszy uwzględnia magnetyczne oddziaływania dipolowe w obrębie cząsteczki, wyraz drugi natomiast oddziaływania międzycząsteczkowe. Z reguły wyraz pierwszy jest znacznie większy od drugiego. Ze wzrostem częstotliwości reorientacji, tj. ze wzrostem temperatury oba wyrazy maleją, przy czym temperaturowe zmiany pierwszego wyrazu dają się na ogół w prosty sposób wyliczyć w odróżnieniu od temperaturowych zmian wyrazu drugiego [15].

Reorientacja może się odbywać także wokół kilku osi z jednakowym lub różnym prawdopodobieństwem. Tak np. w przypadku odznaczających się wysoką symetrią tetraedrycznych jonów amonowych w kryształach halogenków amonu, reorientacja z obrotami o  $120^\circ$  zachodzi z jednakowym prawdopodobieństwem wokół czterech trójrotnych osi symetrii jonu. Może się także zdarzyć, że cząsteczka lub jon złożony obraca się izotropowo lub quasi-izotropowo, tj. wszystkie jej orientacje w przestrzeni są jednakowo prawdopodobne. W tym przypadku wewnątrzcząsteczkowy udział w drugim momencie mierza

do zera ze wzrostem temperatury, a międzycząsteczkowy określa się z odległości między środkami ciężkości cząsteczek [16]. Taki model jest na ogół modelem przybliżonym, może być on jednak pomocny w przypadku badań zjawiska reorientacji cząsteczek lub jonów o symetrii zbliżonej do kulistej.

Analizę zwożeń linii rezonansowych, spowodowanych ruchami tego typu, można prowadzić posługując się zależnością Kubo i Tomita (8). Wymaga ona jednak dokładnej rejestracji wielu linii rezonansowych w różnych temperaturach, a następnie pracochłonnych obliczeń. Uwzględnić przy tym należy zarówno wpływ nasycenia sygnału na jego szerokość i kształt, jak i wpływ modulacji stosowanej przy rejestracji sygnałów. Stąd też w 1962 r. została zaproponowana [17] inna prosta metoda, pozwalająca określić  $E_a$  z taką samą dokładnością, jak metoda poprzednia, ale na podstawie znajomości minimalnej liczby danych doświadczalnych. W metodzie tej należy określić temperaturę krytyczną  $T_k$ , przy której linia rezonansowa zaczyna się zwożać, szerokość linii rezonansowej dla sztywnej sieci  $\Delta\nu_0$ , która przy  $T_k$  jest równa w przybliżeniu  $\nu_c$ , oraz znać moment bezwładności  $I$  cząsteczki i krotność  $n$  osi symetrii, wokół której odbywa się rotacja. Dla  $10 \leq \frac{E_a}{kT_k} \leq 25$ :

$$\frac{E_a}{kT_k} \approx 2,5 \lg \frac{n}{\Delta\nu_0} \sqrt{\frac{kT_k}{2I}}. \quad (10)$$

Autorzy tej metody wskazują, że z uwagi na logarytmiczną zależność  $E_a/kT_k$  od  $n$ ,  $\Delta\nu_0$ ,  $I$  i  $T_k$ , zadowalająco dobre wyniki można uzyskać przy użyciu znacznie prostszej zależności:

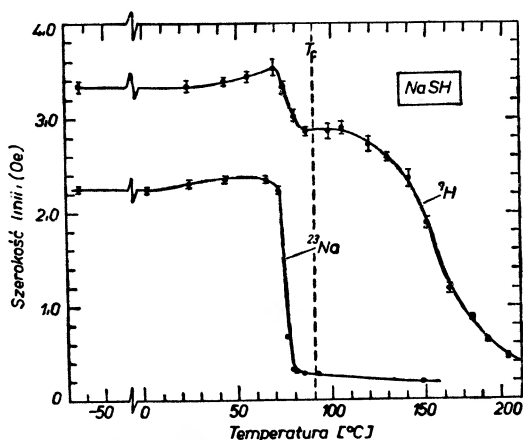
$$E_a(\text{Kcal/mol}) \approx 37T_k (\text{°K}), \quad (11)$$

która była po raz pierwszy ustalona w 1954 r. dla halogenków amonu [18].

Badania ruchów cząsteczkowych metodą JRP przeprowadzono już w przypadku ogromnej liczby związków chemicznych [19]. Z pewnością najszerszej zbadano związki zawierające grupy metylowe względnie jony amonowe. Dużą liczbę prac poświęcono krystalohydratom [20] i polimerom. Z natury rzeczy omówiono poniżej tylko kilka wybranych grup związków, pomijając polimery będące przedmiotem odrębnego referatu [21].

Pierwsza grupa to związki  $M^+(\text{QR})^-$ , takie jak NaCN, KCN, RbCN, NaSH, KSH, NaOH itp. W związkach tych aniony  $(\text{QR})^-$  mają budowę liniową, lecz powyżej pewnej charakterystycznej dla każdego związku temperatury uzyskują one pozorną, efektywną symetrię kulistą. Stąd też związki te mają regularną pseudostrukturę typu NaCl w wyższych temperaturach, w niskich temperaturach krystalizują natomiast w niżej symetrycznych strukturach (np. romboedrycznej). Dla wy tłumaczenia obserwowanych przemian fazowych proponowano dwa modele. W r. 1930 Pauling [22] sugerował, że ze wzrostem temperatury dochodzi do głosu ruch rotacyjny jonów  $(\text{QR})^-$  równoważny z szybkimi ich reorientacjami między równoważnymi położeniami równowagowymi w kryształach i taka quasi-swobodna reorientacja prowadzi do symetrii kulistej. Z drugiej

strony Frenkel [23] zaproponował inny model, w którym jony  $(QR)^-$  są statyczne i zorientowane w sposób przypadkowy wzdłuż jednej z ośmiu przekątnych przestrzennych komórki elementarnej (kierunków  $\langle 111 \rangle$ ) dając w ten sposób w dalekim zasięgu symetrię regularną. W obu modelach przemiany fazowe były w istocie przemianami typu porządek—nieporządek, zasadnicza różnica między nimi leżała natomiast w przyjętych w obu modelach częstotliwościach reorientacji i ich zmianach przy przemianach fazowych. Próby badań tych zagadnień metodami rentgenowskimi zakończyły się niepowodzeniem, dopiero badania neutronograficzne KCN w temperaturze pokojowej [24] prowadziły do wniosku, że model Paulinga jest poprawny. Bardziej szczegółowe wyniki mogły być uzyskane jednak dopiero poprzez badania metodą JRP związku typu NaSH i NaCN [25, 26], w których poprzez obserwację m. in. intensywnych sygnałów JRP dla jąder  $^{23}\text{Na}$  i stąd badania oddziaływań kwadrupolowych, bardzo czułych na efektywną symetrię pozycji sieciowych, można było określić



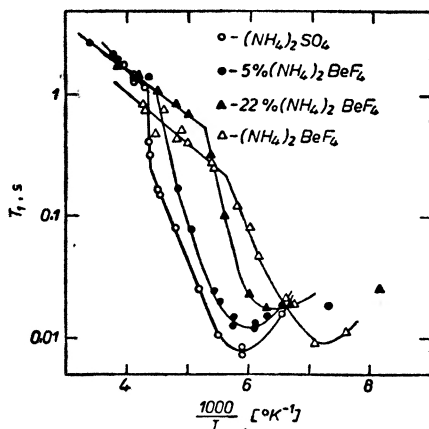
Rys. 11. Temperaturowe zmiany szerokości linii rezonansu magnetycznego jąder  $^1\text{H}$  i  $^{23}\text{Na}$  w NaSH

mechanizm przemian fazowych w tego typu związkach. Na rys. 11 przedstawiono zmiany szerokości linii rezonansowych dla jąder  $^1\text{H}$  i  $^{23}\text{Na}$  w NaSH z temperaturą.  $T_c$  jest tu przybliżoną temperaturą przemiany fazowej. Analiza wartości drugich momentów i temperaturowych zwożeń linii rezonansowych wykazała, że model Paulinga jest rzeczywiście poprawny. Pierwszy etap dwustopniowego zwożenia linii rezonansu protonowego związany jest z uruchomieniem szybkiej reorientacji jonów  $\text{SH}^-$  w obrębie ośmiu kierunków  $\langle 111 \rangle$  w fazie regularnej, drugi etap z uruchomieniem samodyfuzji tych jonów w temperaturach wyższych od  $110^\circ\text{C}$ .

Do interesujących zagadnień, coraz szerzej badanych w ostatnich latach metodą JRP, należą badania dynamiki niesymetrycznych wiązań wodorowych względnie hamowanej rotacji grup atomów w kryształach ferroelektrycznych, poprzez pomiary temperaturowych zmian szerokości linii rezonansowych lub

czasów relaksacji w pobliżu punktów Curie  $T_c$ . Pod tym kątem widzenia prowadzono wiele prac. Tak np. badania rezonansu protonowego w  $\text{NaH}_3(\text{SeO}_3)_2$  wykazały, że linia rezonansowa ulega zwięźeniu w pobliżu  $T_c$  [27]. Drugie momenty linii rezonansowych poniżej i powyżej  $T_c$  zgodne były z obliczonymi dla odpowiednio dynamicznie uporządkowanego i dynamicznie nieuporządkowanego rozkładu protonów między dwoma położeniami równowagowymi w wiązaniu O—H..O. Sytuacja jest tu zatem podobna do tej, jaką poprzednio sugerowano dla  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  [28], gdzie atom wodoru w temperaturach wyższych od  $T_c$  przeskakuje z wysoką częstotliwością z jednego położenia w drugie.

Ostatnio przeprowadzone badania roztworów stałych  $\text{NaH}_3(\text{SeO}_3)_2$ — $\text{NaD}_3(\text{SeO}_3)_2$  (29), w których stwierdzono, że szerokość linii wzrasta przy  $T_c$ , mimo iż drugi moment maleje, skłaniają autorów tej pracy do stwierdzenia, że w temperaturach wyższych od  $T_c$  ma miejsce „statyczne“, a nie dynamiczne nieuporządkowanie, tj. przypadek taki, w którym zarówno w fazie ferroelektrycznej, jak i w fazie paraelektrycznej protony zajmują ustalone pozycje, ale w fazie paraelektrycznej są one w przybliżeniu równoległe do obu atomów tlenu w odróżnieniu od fazy ferroelektrycznej.



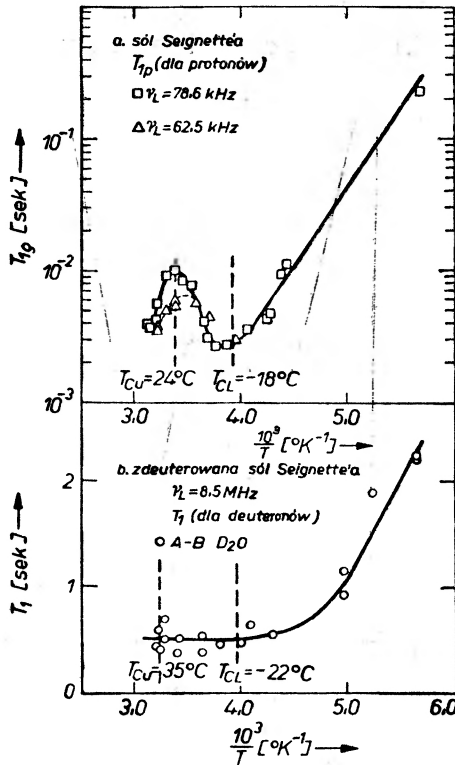
Rys. 12. Zależność czasu relaksacji  $T_1$  od odwrotności temperatury dla siarczanu i fluoroberylianu amonu oraz ich roztworów stałych

Liczne prace poświęcono także ferroelektrykom typu fluoroberylianów, stwierdzając m. in. związek między hamowanymi rotacjami jonów kompleksowych typu  $\text{NH}_4^+$  i  $\text{BeF}_4^-$  a  $T_c$ . Tak więc znaleziono [30], że dla  $(\text{NH}_4)_2\text{BeF}_4$  energia aktywacji procesu reorientacji jonów amonowych zmienia się od 5,3 Kcal/mol poniżej punktu Curie ( $-97^\circ\text{C}$ ) do 1,5 Kcal/mol powyżej. Obserwowano także [31], że w temperaturach niższych od  $-100^\circ\text{C}$  reorientacje jonów  $\text{BeF}_4^-$  zanikają i szerokość linii rezonansu magnetycznego jąder fluoru stabilizuje się. Badania zdeuterowanego związku wykazały, że nośnikami momentów dipolowych nie są jony  $\text{BeF}_4^-$ , lecz zdeformowane jony  $\text{ND}_4^+$  [32] i że wystąpienie spontanicznej polaryzacji jest w zasadzie związane z procesem uporządkowania trwałych momentów dipolowych tych jonów (0,6 D). Ferro-



elektrycznej przemianie fazowej towarzyszy przy tym proces hamowania reorientacji tetraedycznych grup  $\text{BeF}_4^-$  [33]. Podobnie jak dla  $(\text{NH}_4)_2\text{BeF}_4$  zmiany czasu relaksacji  $T_1$  dla protonów znaleziono [30] w pobliżu temperatur Curie także dla  $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$  i dla roztworów stałych  $(\text{NH}_4)_2\text{BeF}_4$  w  $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$  (rys. 12).

Ogólnie sądzi się jednak, że w tego typu ferroelektrykach zamrożenie ruchu protonów czy grup atomowych nie jest warunkiem wstępnym do wystąpienia przemiany fazowej ferro-para, i że samo zagadnienie jest daleko bardziej złożone i nie w pełni dotąd jasne. Nawet w przypadku soli Seignette'a,  $\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ ,

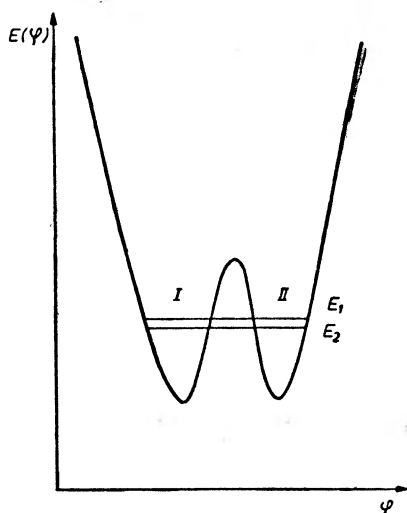


Rys. 13. Zależność czasów relaksacji  $T_1$  i  $T_{1e}$  od odwrotności temperatury dla soli Seignette'a

która była pierwszym odkrytym ferroelektrykiem, mechanizm przemiany nie został dotąd ostatecznie wyjaśniony. Inna rzecz, że sól ta stanowi dość szczególny przypadek wykazując, jak wiadomo, dwa ferroelektryczne punkty Curie, tzw. dolny  $T_{CL} = 18^\circ\text{C}$  i górny  $T_{CU} = +24^\circ\text{C}$  (patrz [34]). Stwierdzono, że w związku tym występują dwie grupy cząsteczek wody, różniące się zasadniczo w swej ruchliwości [35, 36]. Jedna z nich (pozycje sieciowe  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\delta$ ) staje się ruchliwa przy zbliżaniu się do  $T_{CL}$  i prowadzi do minimum w przebiegu  $T_1$  (rys. 13), podczas gdy druga (pozycje  $A-B$  i  $C-D$ ) dopiero w sąsiedztwie  $T_{CU}$  i jest odpowiedzialna za spadek  $T_{1e}$  w fazie paraelektrycznej. Ponieważ

zarówno pomiary szerokości linii rezonansu protonowego, jak i pomiary  $T_1$  rezonansu deuteronowego nie wykazały zmian przy przechodzeniu przez oba punkty Curie, sądzi się, że za relaksację jest odpowiedzialny 180-stopniowy obrót (flip) cząsteczek wody [37], a same cząsteczki wody nie są głównymi ferroelektrycznymi dipolami w strukturze tego związku, a są nimi najprawdopodobniej grupy  $O(5)-H$  [38, 39].

Na zakończenie należy stwierdzić, że podane wyżej wyrażenia na zmiany szerokości linii rezonansowych czy czasów relaksacji z temperaturą nie zawsze mogą być stosowane bez zastrzeżeń. I tak np. niekiedy procesy reorientacji nie mogą być opisane pojedynczym czasem korelacji. Innym razem niezbędne jest uwzględnienie możliwości przejść tunelowych z jednego położenia czy orientacji cząsteczki w drugie. Ta ostatnia możliwość jest szczególnie istotna

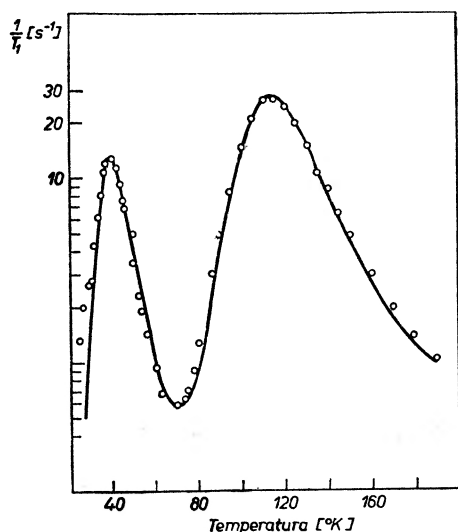


Rys. 14. Zależność energii potencjalnej od kąta obrotu  $\varphi$  cząsteczki

w zakresie niskich temperatur dla cząsteczek, jonów lub grup atomowych o małych momentach bezwładności (takich np. jak  $CH_4$ ,  $NH_4^+$ ,  $-CH_3$ ) [40–43]. Zagadnienie to zostało bliżej zbadane dla przypadku grup metylowych. Z chwilą gdy  $T \rightarrow 0$ , prawdopodobieństwo zwykłego przeskoku przez barierę zmierza oczywiście do zera. Prawdopodobieństwo natomiast przejścia tunelowego z położenia I do położenia II (rys. 14) określone jest przez wielkość rozszczepienia najniższego poziomu drgań torsyjnych ( $E_2 - E_1$ ), która może być w przybliżeniu wyznaczona z wysokości bariery potencjalnej przy użyciu zależności podanych w 1957 r. przez Hechta i Dennisona [44]. Ogólnie wyróżnić można trzy przypadki: przypadek 1 — gdy częstotliwość przejść tunelowych jest znacznie mniejsza od szerokości linii rezonansowej wyrażonej w Hz, przypadek 2 — gdy częstotliwość przejść tunelowych jest znacznie większa od szerokości linii rezonansowej i przypadek 3, pośredni, kiedy obie częstotliwości są porównywalne co do wielkości.

W pierwszym przypadku drugi moment linii rezonansowej odpowiada przypadkowi sztywnej sieci, w przypadku drugim — doświadczalny moment jest mniejszy niż dla przypadku sztywnej sieci i określony przez średnie pola lokalne.

Trzeba powiedzieć, że na możliwość przejść tunelowych zwracano dotąd mało uwagi. Liczne prace doświadczalne nad oznaczaniem czasów relaksacji spinowo-sieciowej  $T_1$ , włączając prace ostatnie, były interpretowane w oparciu o klasyczną teorię BPP czy jej modyfikacje, które dobrze opisują dane doświadczalne w zakresie odpowiednio wysokich temperatur, mimo że w zakresie niskich temperatur były obserwowane anomalie w przebiegu  $T_1$  z temperaturą [45—48]. Problem ten był dyskutowany półilościowo już w 1958 r. przez Stejskała i Gutowsky'ego [49], którzy zwrócili uwagę na możliwość przejść tunelowych wówczas, gdy wielkość rozszerepienia (w Hz) zbiega się z częstotliwością Larmora.



Rys. 15. Zależność odwrotności czasu relaksacji  $T_1$  od temperatury dla pentametylobenzenu

Nieuwzględnienie przejść tunelowych prowadzi m. in. do zaniżonych wartości energii aktywacji procesu reorientacji. Tak np. stwierdzono, że wysokość pozornej bariery potencjalnej dla hamowanej rotacji jonu  $PD_4^+$  jest o 0,94 Kcal/mol większa niż dla jonu  $PH_4^+$  w jodkach fosfoniowych [50], co tłumaczy się m. in. większym prawdopodobieństwem przejść tunelowych dla lżejszego jonu  $PH_4^+$  niż dla jonu  $PD_4^+$ .

Uwzględnienie przejść tunelowych, rozważane dla przypadku reorientacji grup metylowych, prowadzi [51] do bardziej ogólnego wyrażenia od wyrażenia (5):

$$\frac{1}{T_1} = C \left\{ \frac{\tau_c}{1 + \omega_0^2 \tau_c^2} + \frac{4\tau_c}{1 + 4\omega_0^2 \tau_c^2} + \pi f(\omega_0) + 4\pi f(2\omega_0) \right\}, \quad (12)$$

gdzie  $f(\omega)$  jest funkcją drugiego poza  $\tau_c$  czasu korelacji  $\tau_i$ , odnoszącego się do przejść na poziomy w obrębie danej jamy potencjalnej. Przyjmuje się przy tym, że  $\tau_i$  spełnia zależność typu Arrheniusa z  $E_i$  odpowiadającym odstępowi od pierwszego stanu wzbudzonego.

W wyrażeniu powyższym występują zatem dwa dodatkowe wyrazy dające wkład do relaksacji, związany z zjawiskiem przejść tunelowych. Na rys. 15 przedstawiono linią ciągłą zmiany  $1/T_1$  dla protonów z temperaturą wyliczone przy użyciu powyższej zależności wraz z punktami doświadczalnymi dla pentametylobenzenu przy częstotliwości 25 MHz. Maksimum przy 45°K przypisane zostało relaksacji związanej z przejściami tunelowymi ( $\tau_c = 1,22 \cdot 10^{-13} \exp(1160/T)$ ,  $\tau_i = 7,8 \cdot 10^{-13} \exp(380/T)$ ). Zgodność między teorią i doświadczeniem jest, jak widać, bardzo dobra. Są to jednak dopiero pierwsze próby ilościowego ujęcia złożonego zjawiska przejść tunelowych przy hamowanej rotacji.

#### Literatura

- [1] N. L. Alpert, *Phys. Rev.*, **72**, 637 (1947).
- [2] N. L. Alpert, *Phys. Rev.*, **75**, 398 (1949).
- [3] N. Bloembergen, E. M. Purcell, R. V. Pound, *Phys. Rev.*, **73**, 679 (1948).
- [4] R. Kubo, K. Tomita, *J. Phys. Soc. Japan*, **9**, 888 (1954).
- [5] J. H. Van Vleck, *Phys. Rev.*, **74**, 1168 (1948).
- [6] C. K. Coogan, H. S. Gutowsky, *J. Chem. Phys.*, **36**, 110 (1962).
- [7] H. S. Gutowsky, G. E. Pake, *J. Chem. Phys.*, **18**, 162 (1950).
- [8] D. F. Holcomb, B. Pedersen, *J. Chem. Phys.*, **36**, 3272 (1962).
- [9] H. S. Gutowsky, *Phys. Rev.*, **83**, 1073 (1951).
- [10] B. Staliński, C. K. Coogan, H. S. Gutowsky, *J. Chem. Phys.*, **34**, 1191 (1961).
- [11] O. J. Żogał, B. Staliński, *Proc. XIV Colloque AMPÈRE*, **432** (1967).
- [12] J. J. Rush, H. E. Flotow, *J. Chem. Phys.*, **48**, 3795 (1968).
- [13] D. F. Holcomb, R. E. Norberg, *Phys. Rev.*, **98**, 1074 (1955).
- [14] E. R. Andrew, R. G. Eades, *Proc. Roy. Soc. A* **218**, 537 (1953).
- [15] E. R. Andrew, R. G. Eades, *Proc. Roy. Soc. A* **216**, 398 (1953).
- [16] Ł. W. Dimitrewa, W. W. Moskalew, *Fiz. Tverdogo Tela*, **5**, 2230 (1963).
- [17] J. S. Waugh, E. I. Fiedin, *Fiz. Tverdogo Tela*, **4**, 2233 (1962).
- [18] H. S. Gutowsky, G. E. Pake, R. Bersohn, *J. Chem. Phys.*, **22**, 643 (1954).
- [19] W. W. Moskalew, *Jadernyj Magnitnyj Rezonans*, Wypusk 1, Leningrad 1965, s. 5.
- [20] J. W. Reeves, *Progr. in Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy*, **4**, 193 (1969).
- [21] Z. Pająk, *Badania polimerów metodą jądrowego rezonansu paramagnetycznego*, IV Ogólnopolska Konferencja „Radiospektroskopia i Elektronika Kwantowa”, Poznań 6—9. IV. 1970.
- [22] L. Pauling, *Phys. Rev.*, **36**, 430 (1930).
- [23] J. Frenkel, *Acta Physicochem.*, **3**, 23 (1935).
- [24] N. Elliott, J. Hastings, *Acta Cryst.*, **14**, 1018 (1961).
- [25] C. K. Coogan, G. G. Belford, H. S. Gutowsky, *J. Chem. Phys.*, **39**, 3061 (1963).
- [26] C. K. Coogan, H. S. Gutowsky, *J. Chem. Phys.*, **40**, 3419 (1964).
- [27] R. Blinc, M. Pintar, *J. Chem. Phys.*, **35**, 1140 (1961).
- [28] R. Newman, *J. Chem. Phys.*, **18**, 669 (1959).

- [29] G. W. Gawriłowa-Podolskaja, S. P. Gabuda, A. G. Łundin, *Fiz. Tverdogo Tela*, **9**, 1166 (1967).
- [30] S. R. Miller, R. Blinc, M. Brenman, J. S. Waugh, *Phys. Rev.*, **126**, 528 (1962).
- [31] G. M. Michajłow, A. G. Łundin, S. P. Gabuda, *Zh. Eksper. Teor. Fiz.*, **41**, 1360 (1960).
- [32] I. P. Aleksandrowa, W. N. Szczerbakow, *Kristallografiya*, **14**, 711 (1969).
- [33] J. P. Aleksandrowa, K. S. Aleksandrow, Ł. I. Żerebcowa, *Izv. AN SSSR, Ser. Fiz.*, **33**, 251 (1969).
- [34] W. C. Hamilton, J. A. Ibers, *Hydrogen Bonding in Solids*, W. A. Benjamin Inc., New York 1968.
- [35] J. L. Bjornstam, J. L. Willmorth, *Proc. XIV Colloque AMPÈRE* 1966, s. 728.
- [36] A. Lösche, *Izv. AN SSSR, Ser. Fiz.*, **21**, 1064 (1957).
- [37] R. Blinc, E. A. Uehling, *Phys. Letters*, **20**, 337 (1966).
- [38] B. C. Frazer, *J. Phys. Soc. Japan*, **17**, Suppl. II, 376 (1961).
- [39] R. Blinc, E. M. Peterson, D. E. O'Reilly, *Phys. Letters*, **28A**, 624 (1969).
- [40] K. Tomita, *Phys. Rev.*, **89**, 429 (1953).
- [41] T. P. Das, *J. Chem. Phys.*, **27**, 763 (1957).
- [42] J. G. Powles, H. S. Gutowsky, *J. Chem. Phys.*, **23**, 1692 (1955).
- [43] R. E. Richards, T. Schaeffer, *Trans. Faraday Soc.*, **57**, 210 (1961).
- [44] K. T. Hecht, D. M. Dennison, *J. Chem. Phys.*, **26**, 31 (1957).
- [45] P. S. Allen, A. Cowking, *J. Chem. Phys.*, **49**, 789 (1968).
- [46] R. G. Eades, T. A. Jones, J. P. Llewellyn, *Proc. Phys. Soc.*, **91**, 632 (1967).
- [47] R. G. Eades, G. P. Jones, J. P. Llewellyn, K. W. Terry, *Proc. Phys. Soc.*, **91**, 124 (1967).
- [48] G. P. Jones, R. G. Eades, K. W. Terry, J. P. Llewellyn, *J. Phys.*, **C1**, 415 (1968).
- [49] E. O. Stejskal, H. S. Gutowsky, *J. Chem. Phys.*, **28**, 388 (1958).
- [50] P. Pyykkö, *Chem. Phys. Letters*, **2**, 559 (1968).
- [51] P. S. Allen, S. Clough, *Phys. Rev. Letters*, **22**, 1351 (1969).

*Henryk Piersa*

Zakład Fizyki KUL  
Lublin

## Wpływ różnic faz na brzmienie dźwięków

### The Influence of Phases Differences on the Quality of Complex Tones

*Abstract:* Investigations on the influence phases differences on the quality of complex tones were shortly presented.

Pierwsze systematyczne badania nad wpływem różnic faz (czyli początkowych stałych fazowych w rozwinięciu fourierowskim) na brzmienie dźwięków przeprowadził H. Helmholtz (1863). Do tego celu wykorzystał on dwa zespoły elektrycznie pobudzanych do drgań kamertonów o częstościach podstawowych 120 i 240 Hz oraz ich pierwszych dziesięciu harmonicznym. Każdy kamerton sprzężony był z odpowiednim rezonatorem powietrznym. Przy pomocy tych źródeł mógł Helmholtz sumować 10 tonów zmieniając w pewnych granicach ich amplitudy i początkowe stałe fazowe. Wyniki swych badań, uogólnione na dowolne dźwięki muzyczne, sformułował autor w następującym twierdzeniu: różnice w muzycznej jakości dźwięków zależą jedynie od obecności i amplitud harmonicznym, nie zależą zaś od różnic faz [1].

Pogląd ten panuje w wielu podręcznikach fizyki po dzień dzisiejszy. Tymczasem środki, jakimi dysponował Helmholtz, aczkolwiek na owe czasy bardzo pomysłowe, nie pozwalały mu na ostateczne rozstrzygnięcie prawdziwości drugiej części wypowiedzianego przez niego twierdzenia. Z tego powodu zarówno współcześni Helmholtzowi, jak i badacze późniejsi wielokrotnie podejmowali próbę weryfikacji tezy o niezależności brzmienia dźwięków od różnic faz<sup>1</sup>.

Już W. König (1881) zakwestionował prawdziwość powyższego twierdzenia. Przy pomocy syren z czterema (a w drugiej wersji z szesnastoma) odpowiednio skonstruowanymi dyskami umocowanymi na wspólnej osi wytwarzał on tony o żądanych częstościach. Z tonów tych tworzył dźwięki, którym odpowiadały następujące typy drgań:

$$a_1 \sin \omega t + a_2 \sin 2\omega t + a_3 \sin 3\omega t + \dots$$

$$a_1 \cos \omega t + a_2 \cos 2\omega t + a_3 \cos 3\omega t + \dots$$

$$a_1 \sin \omega t + a_2 \cos 2\omega t + a_3 \sin 3\omega t + \dots$$

$$a_1 \cos \omega t + a_2 \sin 2\omega t + a_3 \cos 3\omega t + \dots$$

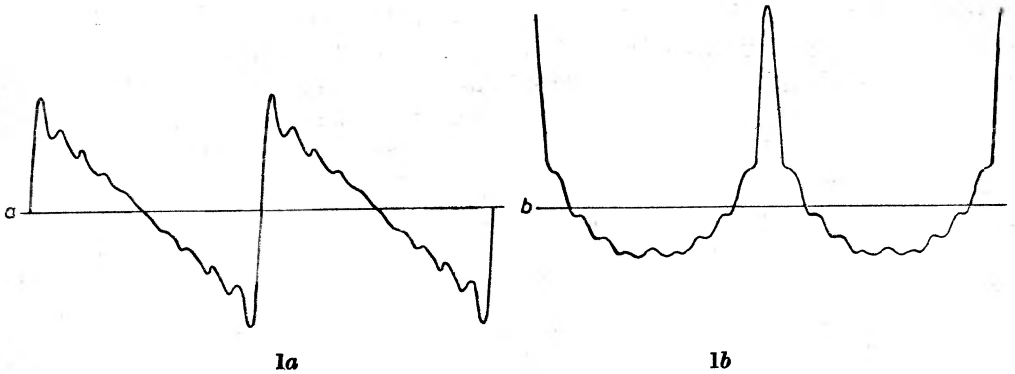
<sup>1</sup> Obszerniejsze omówienie badań tego zagadnienia znaleźć można m. in. w pracach [3], [4], [6].

Na podstawie tych doświadczeń doszedł König do wniosku, że różnice faz wywierają wpływ na brzmienie dźwięków.

Doświadczenia te powtórzył Hermann i zauważył, iż obserwowane przez Königa efekty są artefaktem a nie różnicą brzmień. Późniejsze badania upewniły Hermanna w przekonaniu, że syreny nie nadają się do demonstrowania wpływu różnic faz na brzmienie dźwięków.

Rozwój elektroniki w XX w. dostarczył doskonalszych źródeł dźwięków i sposobu mierzenia stałych fazowych.

Firestone i Chapin [2] badali 12 przykładów z tonem podstawowym o częstotliwości 108 Hz i poziomie ciśnienia 104 dB oraz jedną z niższych harmonicznymi. We wszystkich przypadkach zmiana początkowej stałej fazowej towarzyszyła zmiana brzmienia dźwięków. Wiele prac poświęconych omawianemu zagadnieniu pojawiło się w ostatnich dziesiątkach lat. Mathews i Miller (1947), Zwicker (1952) i Goldstein [3] badali wpływ stałych fazowych na brzmienie dźwięków złożonych z 3 harmonicznymi, Craig i Jeffers [4] — w dźwiękach złożonych z dwu pierwszych harmonicznymi, Licklider [5] — w dźwiękach złożonych z 16 harmonicznymi, Schroeder (1959) — w dźwiękach złożonych aż z 31 harmonicznymi.



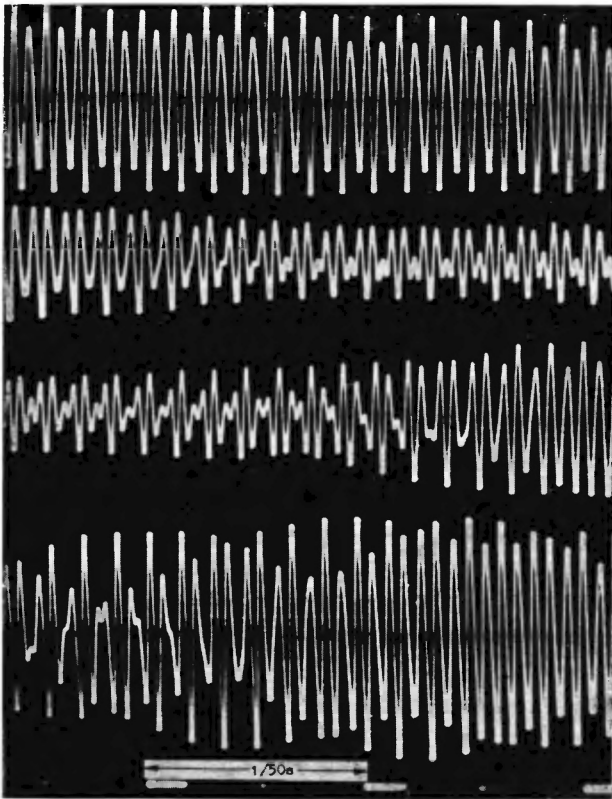
Rys. 1. a. Wykres drgania 1, b. wykres drgania 2

Obszerne studia o charakterze ilościowym przeprowadzili Plomp i Steenken. Badali oni dźwięki, którym odpowiadały następujące typy drgań:

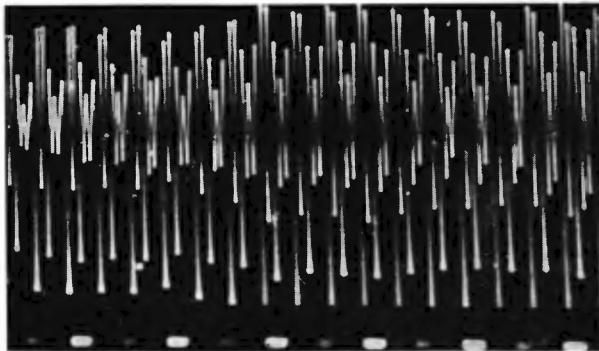
1.  $a \sin \omega t + 1/2 a \sin 2\omega t + 1/3 a \sin 3\omega t + \dots + 1/10 a \sin 10\omega t$
2.  $a \cos \omega t + 1/2 a \cos 2\omega t + 1/3 a \cos 3\omega t + \dots + 1/10 a \cos 10\omega t$
3.  $a \sin \omega t + 1/2 a \cos 2\omega t + 1/3 a \sin 3\omega t + \dots + 1/10 a \cos 10\omega t$
4.  $a \cos \omega t + 1/2 a \sin 2\omega t + 1/3 a \cos 3\omega t + \dots + 1/10 a \sin 10\omega t$

Kształty dwu pierwszych drgań są przedstawione na rys. 1a, b. Interesujące wnioski z tych badań są zawarte w pracy [6].

David, Miller i Mathews [7] analizowali proste dźwięki mowy, zmieniali początkowe stałe fazowe pomiędzy składowymi i ponownie dokonywali ich



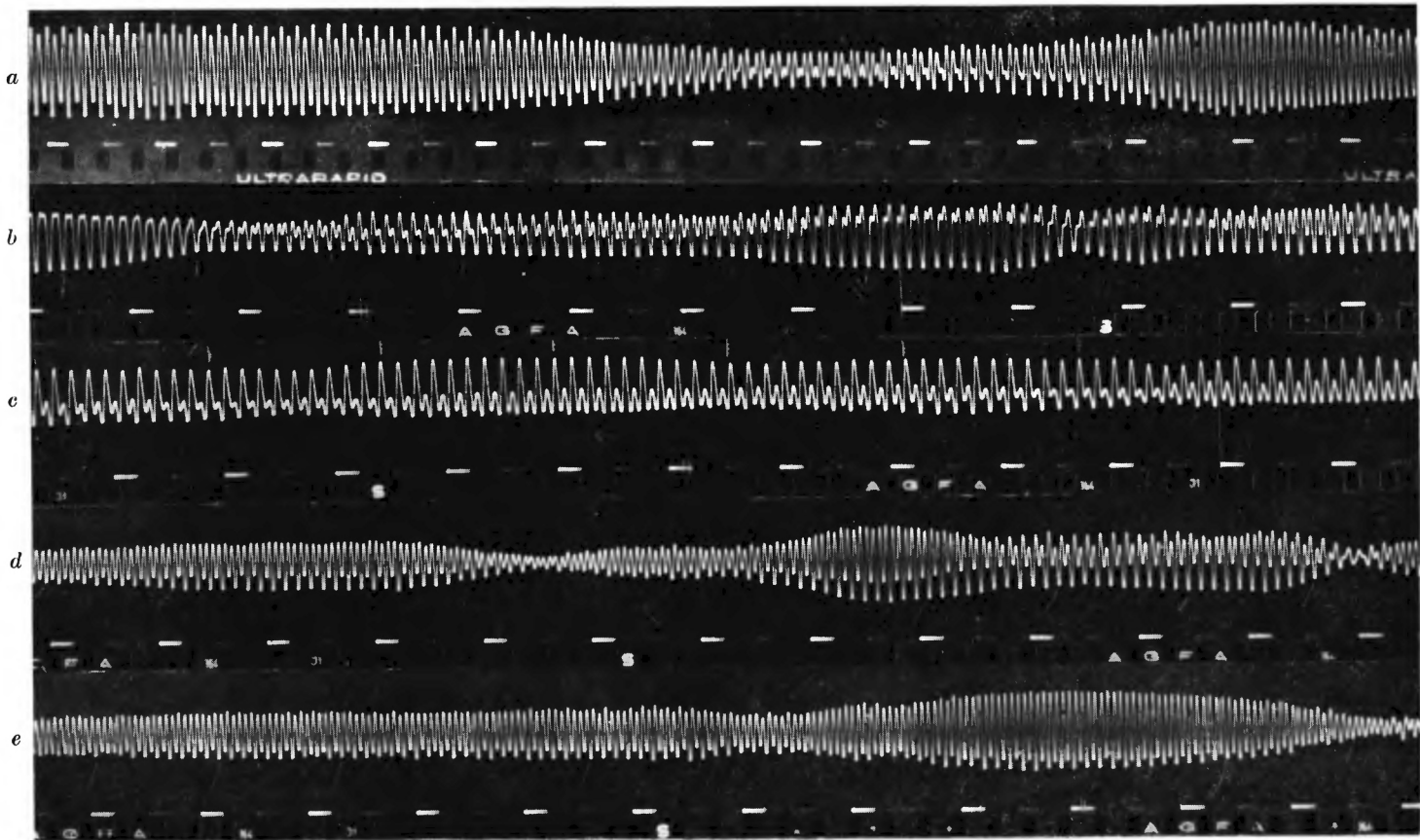
Rys. 2. Cztery fragmenty dźwięku „fa“ ( $\nu \cong 343$  Hz) głosu kobiecego. Zapisu dokonano na taśmie filmowej przesuwanej z prędkością około 74 cm/s. Jaśniejsze odcinki na dolnym zapisie zaznaczają czas co 1/50 s



Rys. 3. Fragment dźwięku „re“ ( $\nu \cong 145$  Hz) głosu męskiego

syntezy. Następnie dźwięki „naturalne“ i syntetyczne dawali do słuchania osobom badanym. Doświadczenie wykazało, że około 85% spośród osób badanych nie rozróżniało dźwięków syntetycznych od dźwięków „naturalnych“. W przypadku dźwięków mowy wpływ początkowych stałych fazowych na ich brzmienie wydaje się prawie niedostrzegalny.





Rys. 4. Fragmenty dźwięków głosu kobiecego: a) „fa“ ( $\nu \cong 343$  Hz), b) „Ku“ ( $\nu \cong 410$  Hz), c) „ba“ ( $\nu \cong 317$  Hz), d) „do“ ( $\nu \cong 427,5$  Hz), e) „Ja“ ( $\nu \cong 432,5$  Hz)

Cytowani autorzy niezależnie od wniosków dotyczących badanych przez siebie dźwięków wyciągają wnioski natury ogólniejszej.

W pewnych przypadkach wpływ początkowych stałych fazowych na brzmienie dźwięków jest zauważalny niezależnie od amplitud składowych harmonicznych [6]. Zmiana początkowych stałych fazowych niższych harmonicznych wchodzących w skład danego dźwięku powoduje mniejsze skutki niż zmiana stałych fazowych wyższych harmonicznych. Wpływ zmiany stałych fazowych na brzmienie dźwięków niższych jest większy niż dla dźwięków o częstości podstawowej większej [5], [6]. Wpływ początkowych stałych fazowych na brzmienie dźwięków jest jednak zbyt mały, by go można badać przy pomocy dźwięków wytwarzanych przez syreny akustyczne [6].

Przy rozpatrywaniu czynników wywierających wpływ na brzmienie dźwięków nie należy zapominać o tym, że percepcja dźwięków zależy od ucha, które jako układ nieliniowy może także przyczyniać się do pewnych modyfikacji w odbieranych przez nas wrażeniach (por. np. tony subiektywne).

Omawiane badania dotyczyły w zasadzie wpływu początkowych stałych fazowych na brzmienie dźwięków periodycznych wytwarzanych przez kamertony, syreny lub generatory. Do dźwięków tych można było stosować twierdzenie Fouriera. Tymczasem wiadomo, że spotykane powszechnie źródła dźwięków muzycznych: struny głosowe, struny fortepianu itp. wytwarzają przeważnie dźwięki nieperiodyczne. Ilustrują to rys. 2-4. Na rys. 2 przedstawiono cztery fragmenty tego samego dźwięku „fa“ wykonanego przez jedną śpiewaczkę. Zapisu dokonano na ruchomym filmie przesuwanym z prędkością około 74 cm/s. W pierwszym zapisie dominuje I i II harmoniczna, w dwu następnych wyraźnie pojawia się także III harmoniczna. Rys. 3 pokazuje fragment dźwięku „re“ głosu męskiego. Rys. 4 zawiera: a) nieco dłuższy fragment dźwięku „fa“ oraz fragmenty dźwięków, b) „Ku“, c) „ba“, d) „do“, e) „Ja“ ze znanej piosenki „Pije Kuba...“ wykonanej przez jedną śpiewaczkę. Jak widać, krzywe są nieraz dalekie od okresowych. Zdarzają się głosy, których dźwięki są niemal periodyczne, ale te należą chyba do wyjątków.

#### Literatura

- [1] C. A. Culver, *Musical Acoustics*, McGraw-Hill Book Company, Inc., 1956.
- [2] E. K. Chapin, F. A. Firestone, *J. Acoust. Soc. Amer.*, **5**, 137 (1934).
- [3] J. L. Goldstein, *J. Acoust. Soc. Amer.*, **41**, 458 (1967).
- [4] J. H. Craig, L. A. Jeffers, *J. Acoust. Soc. Amer.*, **34**, 1752 (1962).
- [5] J. C. R. Licklider, *J. Acoust. Soc. Amer.*, **39**, 780 (03), (1957).
- [6] R. Plomp, H. J. M. Steeneken, *J. Acoust. Soc. Amer.*, **46**, 409 (1969).
- [7] E. E. David, J. E. Miller, M. V. Mathews, *Proc. Int. Congr. Acoust.*, vol. 1, Stuttgart 1959.

*Henryk Szydłowski*

Instytut Fizyki  
Uniwersytetu im. A. Mickiewicza  
Poznań

## Propozycja nowego modelu zajęć laboratoryjnych dla pierwszych lat fizyki

### Propositions for a New Organization of Physics Laboratories for Students in their First Three Years

*Abstract:* This paper deals with the present organization in Poland of Physics Laboratories for students in their I, II and III-rd years, as compared with that existing in the German Democratic Republic, Czechoslovakia, and the Soviet Union, particularly with regard to drawbacks in First and Second Physics Laboratories in this country. A new organization of the first three years is proposed, comprising: a course of lectures and exercises in the I-st semester (blackboard and practical exercises of a preparatory nature), experiments in mechanics, heat and molecular physics (II. semester), classical electricity (III-rd semester), electronics (IV-th semester), optics and modern physics (V. and VI. semester), as well as nuclear physics (also in the VI semester). The novelty consists in the principle that any single experiment shall be performed uninterruptedly during 4 hours or, in the V-th semester, 6 hours. This would provide for a high rate of movement, permitting students to carry out ca. 72 experiments in all branches of Physics. Finally, certain organizational aspects of the proposed new system are discussed. In Table I are assembled data concerning laboratories in other Universities, and in Table II the modifications to be made in the curriculum in order to enable the introduction of the new organization.

### 1. Wprowadzenie

W okresie powojennym plan studiów fizyki zmieniano już kilkakrotnie. Rozszerzano program poszczególnych przedmiotów i dodawano nowe (np. fizyka ciała stałego, fizyka jądrowa, elektronika itp.). Wzrastała zarówno liczba godzin zajęć laboratoryjnych, jak i ilość różnych pracowni. W roku 1955 istniały tylko dwie pracownie: pracownia fizyczna I i pracownia fizyczna II, na które łącznie przeznaczano 585 godzin. W roku 1970 istniały następujące pracownie: pracownia fizyczna I, pracownia fizyczna II, pracownia fizyki jądrowej, pracownia elektroniki i pracownia specjalistyczna z łączną liczbą godzin wynoszącą 675.

Fizyka jest niewątpliwie jedną z najszybciej rozwijających się dyscyplin. Jesteśmy niemal świadkami powstawania nowych działów tej nauki (np. radiospektroskopia, elektronika kwantowa). Wynika stąd konieczność ciągłego poszerzania programu studiów. Należy jednak podkreślić, że rozwój nauki uprościł pewne zagadnienia i wyobrażenia; inne straciły swoją wagę, stały się zagadnieniami peryferyjnymi. W ślad za rozwojem nauki idzie rozwój techniki, która udoskonala się aparatura naukowa, a jej obsługa staje się coraz prostsza. Można tu posłużyć się przykładem wagi analitycznej, która w obecnej postaci jest przyrządem łatwym w obsłudze i nie wymaga znajomości niezbędnej dawniej sztuki ważenia.

Wynika stąd, że nie można dłużej uwzględniać rozwoju fizyki przez mechaniczne wprowadzanie do planu studiów nowych przedmiotów, lub zwiększanie liczby godzin przeznaczonych na poszczególne przedmioty. Należy gruntownie zrewidować programy, usunąć niektóre zbędne już elementy i znieść powtórzenia. Z pracowni należy usunąć przyrządy, które obecnie nie znajdują już zastosowań w nowoczesnych laboratoriach. Celem uniknięcia powtórzeń należałoby połączyć niektóre przedmioty w jeden obejmujący szerszy materiał.

Dalsze rozważania szczegółowe będą ograniczone do pracowni fizycznych dla pierwszych trzech lat studiów fizyki. Rozważania nie będą dotyczyły pracowni specjalistycznych, które stanowią oddzielne zagadnienie łączące się bezpośrednio z pracami magisterskimi.

## 2. Organizacja pracowni fizycznych w NRD, ČSSR i ZSRR

W Niemieckiej Republice Demokratycznej plan studiów fizyki jest bardzo zbliżony do naszego. Podobnie jak u nas prowadzi się oddzielne wykłady fizyki teoretycznej i doświadczalnej, a pracownie fizyczne dzielą się na: pracownię I, pracownię dla zaawansowanych, pracownię elektroniki i pracownię specjalistyczną. Jedyna różnica polega na tym, że pracownia jądrowa zaliczana jest tu do pracowni specjalistycznych. Organizacja tych pracowni i tematyka doświadczeń jest zbliżona do naszej. Zajęcia laboratoryjne odbywają się w sposób ciągły od drugiego semestru do końca studiów.

Podobny system pracowni, jak w NRD i w Polsce, spotykamy jeszcze w Leningradzie. W innych uniwersytetach radzieckich oraz w uniwersytecie w Pradze (ČSSR) istnieje tylko jedna pracownia fizyczna i pracownie specjalistyczne. W pracowni fizycznej, w ciągu 2 do 3 lat wykonuje się doświadczenia krótkie, które tematycznie obejmują całą fizykę. Poziom niektórych doświadczeń jest bardzo wysoki. Stosuje się najnowszą aparaturę łącznie z prostszymi typami mikroskopów elektronowych, lecz tematy doświadczeń dobrane są w taki sposób, by każde z nich można było wykonać w ciągu 3—4 godzin. Pracownie specjalistyczne są prowadzone przez katedry, w których przysły absolwent wykonywać będzie pracę dyplomową, a tematy wykonywanych tam pomiarów są ściśle związane z tematem przyszłej pracy dyplomowej. Dodać jeszcze należy, że w ZSRR nie obowiązuje uniwersalny program studiów dla wszystkich uczelni. Wszystkie uniwersytety można by podzielić na trzy grupy. Do pierwszej można zaliczyć ogół uniwersytetów, w których w zasadzie obowiązuje ministerialny plan studiów. Jednak Rady Naukowe tych uniwersytetów są uprawnione do zmieniania ilości godzin przeznaczonych na poszczególne przedmioty i przenoszenia zajęć z jednego semestru na inny. Do drugiej grupy można zaliczyć uniwersytety w Moskwie i Leningradzie. Tu poszczególne sekcje są uprawnione do samodzielnego opracowywania planu studiów i programu poszczególnych przedmiotów. Absolwenci tej grupy uniwersytetów są zatrudniani praktycznie wyłącznie w laboratoriach naukowych.

Ponadto w latach powojennych w ZSRR utworzony został nowy typ uniwersytetu przygotowujący swych absolwentów wyłącznie do przyszłej pracy naukowej. Do tego typu placówek należą: Moskiewski Instytut Fizyko-Techniczny i Wydział Fizyki na Uniwersytecie Państwowym w Nowosybirsku. Ten ostatni, mimo że jest bardzo młody (rok założenia uniwersytetu 1959), jest nadzwyczaj nowoczesny, w związku z czym wymaga nieco szerszego omówienia.

Plan studiów fizyki na Uniwersytecie Nowosybirskim przewiduje wyczerpanie całego materiału z matematyki i fizyki w ciągu trzech lat. Nie rozróżnia się oddzielnych przedmiotów fizycznych, lecz prowadzi się jeden wykład obejmujący całą fizykę zarówno doświadczalną, jak i teoretyczną. Podstawowymi podręcznikami są podręczniki Landaua i Lifszica. Pracownię fizyczną wykonuje się w dwóch latach po 4 godziny tygodniowo. Pracownia ta różni się znacznie od pracowni innych uniwersytetów. W pierwszym semestrze studenci wykonują pracownię pomiarową, w której uczą się obsługi i stosowania nowoczesnego sprzętu, a więc np. oscylografów, generatorów, spektrometrów itp., nie wchodząc w szczegóły konstrukcyjne tych przyrządów (szczegółami konstrukcyjnymi tych przyrządów, ich naprawą zajmują się inżynierowie). W następnych trzech semestrach studenci wykonują pomiary fizyczne z zakresu mechaniki,

elektryczności, optyki i fizyki molekularnej za pomocą przyrządów poznanych w semestrze pierwszym. Tematy niektórych doświadczeń są zbliżone do tematyki, którą zajmują się Nowosybirskie Instytuty Akademii Nauk. Po pierwszych trzech latach studiów studenci są kierowani do Instytutów Akademii Nauk, gdzie pod kierunkiem opiekuna naukowego wykonują prace naukowe i pracę dyplomową oraz słuchają wykładów monograficznych. Opiekun zajmuje się trzema studentami. Niektórzy absolwenci posiadają już własny dorobek naukowy.

Uniwersytet Nowosybirski rekrutuje tylko kandydatów najzdolniejszych i stosuje ostrą selekcję. Około 30% studentów fizyki kończyło Szkołę Fizyczno-Matematyczną w Nowosybirsku. Jest to szkoła, do której młodzież rekrutuje się drogą olimpiad fizycznych, matematycznych i chemicznych z całej azjatyckiej części ZSRR.

Przykład Uniwersytetu Nowosybirskiego podałem nie po to, by wiernie go naśladować, gdyż w naszych warunkach jest to niewykonalne, lecz po to, by wskazać nowe tendencje reformy systemu studiów. Reforma ta polega nie jak dotąd, na zwiększaniu liczby godzin i liczby przedmiotów nauczania, lecz na połączeniu wielu przedmiotów w jeden i na opracowaniu go w nowy, jednolity sposób, jak np. w przypadku fizyki.

Dodać tu jeszcze należy, że w Związku Radzieckim grupy ćwiczeniowe w pracowniach liczą 7-10 osób. Asystent prowadzący zajęcia z tą grupą odpowiedzialny jest wyłącznie za poziom naukowy. Ma on ponadto do dyspozycji laboranta, który sprawdza obwody elektryczne i sprawuje kontrolę nad techniczną stroną zajęć. Pracownie fizyczne posiadają zazwyczaj własne warsztaty mechaniczne i elektryczne, w których zatrudnia się po kilku wysokokwalifikowanych pracowników naukowo-technicznych. Warsztaty te są zaopatrzone we wszystkie niezbędne maszyny i narzędzia.

Tabela I

Pracownie fizyczne dla pierwszych lat studiów fizyki w harmonogramach zajęć różnych uniwersytetów

Rok stud.	Semestr	ZSRR				CSRR Praga	NRD Jena	POLSKA	
		Program ministerialny	Moskwa	Lenin-grad	Nowosybirsk			Plan obecny	Plan projektowany
I	1	3 M	4, 5 M	4 I	4 P	2 Wk	3 M, C	6 I	1 Wk, 2 Ćw 4 M, C
	2	4 M, C	4, 5 C	4 I	4 M, E	3 M, C	3 E, O		
II	3	4 E, El	4, 5 E, El	4 I	4 E, C	3 E	3 El		4 E 4 El
	4	4 O	4, 5 O	6 II	4 W, O	3 O	3 El		
III	5	5 WJ	4, 5 J	6 II		3 W	8 II	10 II 4 J	6 O W
	6	4 JW		6 II, El 5 J			8 II	10 II	4 J, 4 W

Objaśnienia:

przyg — zajęcia przygotowawcze  
M — mechanika  
C — ciepło  
E — elektryczność  
O — optyka  
J — fizyka jądrowa  
I — pierwsza pracownia

II — pracownia II  
El — elektronika  
W — fizyka współczesna  
Ćw — ćwiczenia  
Wk — wykład  
P — prac. pomiarowa

W tabeli I zebrano godzinowy plan zajęć laboratoryjnych obowiązujący w omówionych krajach. Dla porównania podano również dane z planu studiów fizyki obowiązującego w Polsce. Zwraca uwagę fakt, że we wszystkich omawianych krajach istnieje ciągłość szkolenia laboratoryjnego przez kilka lat studiów.

### 3. Wady polskiego modelu pracowni fizycznych

Zgodnie z tym, co powiedziano w cz. 1, krytyka ograniczona będzie do pracowni, które dają lub powinny dawać umiejętność eksperymentowania z zakresu przedmiotów wspólnych dla wszystkich sekcji fizyki. Do przedmiotów tych należą: fizyka doświadczalna, wstęp do fizyki atomu i cząsteczek, wstęp do fizyki ciała stałego i wstęp do fizyki jądra atomowego. Stąd też przedmiotem zainteresowania będą następujące pracownie: fizyczna I, fizyczna II, fizyki jądrowej i elektroniki. Wprawdzie w obecnie obowiązującym planie studiów elektronikę i pracownię elektroniki umieszczono w semestrach 7 i 8, lecz nie jest to słuszne. W pracowniach fizycznej II i fizyki jądrowej w wielu doświadczeniach stosuje się skomplikowaną aparaturę elektroniczną i studenci powinni poznać zasadę działania tej aparatury przed przystąpieniem do zajęć. Stąd też wykład elektroniki i pracownia powinny wyprzedzać pracownię fizyki jądrowej i tę część pracowni fizycznej, która wyposażona jest w skomplikowaną aparaturę elektroniczną.

Zgodnie z założeniami programu [21], pracownia fizyczna I powinna stanowić doświadczalną podbudowę wykładów z fizyki. Powinna ponadto nauczyć studentów eksperymentowania za pomocą prostych lecz nowoczesnych przyrządów stosowanych w nauce i technice oraz opracowywania wyników. Zadań powyższych pracownia spełnić nie może, ponieważ:

1. Przeznacza się na nią tylko 90 godzin w jednym semestrze, po 6 godzin tygodniowo.
2. Dysponuje zazwyczaj przestarzałym sprzętem, takim, który już nie nadaje się do pracy naukowej ani do innych pracowni. W wielu przypadkach wykonuje się doświadczenia będące powtórzeniem programu szkoły średniej.
3. Tematyka doświadczeń często nie obejmuje wielu bardzo trudnych zagadnień (por. poz. [27]).

4. Zajęcia w pracowni trwają tylko przez semestr 2 i muszą z konieczności wyprzedzać wykład z fizyki doświadczalnej trwający do końca semestru 3. Powoduje to bardzo duże przeciążenie studentów w semestrze 2, bowiem muszą oni przygotować i opracować dwa doświadczenia tygodniowo, co przeciętnie zdolnym zajmuje przynajmniej 10 godzin czasu pracy w domu.

5. Z powodu braku zajęć wprowadzających, których przedmiotem byłyby takie zagadnienia jak: dyskusja błędów pomiarowych, suwak logarytmiczny, wykonywanie wykresów, bezpieczeństwo pracy doświadczalnej itp., studenci muszą uczyć się tych zagadnień „metodą kolejnych prób i błędów“.

6. Grupy ćwiczeniowe składające się z 12 do 15 osób są zbyt liczne i asystent nie jest w stanie zapewnić wystarczającej opieki.

Według programu „celem pracowni fizycznej II jest zapoznanie studentów z metodami eksperymentalnymi i techniką stosowaną w fizyce oraz wyrobienie samodzielności w przygotowaniu pracy doświadczalnej, jej wykonaniu oraz ocenie wyników uzyskanych w doświadczeniu, a także nabywanie umiejętności pisemnego jej omówienia“.

Czy pracownia II może zapoznać studentów z metodami eksperymentalnymi i techniką stosowaną w fizyce, skoro wg założeń tego samego programu wykonuje się w niej 5 zadań? Wybór metod i techniki musi więc być bardzo ograniczony.

By osiągnąć zakładaną w programie samodzielność, studenci powinni wykonywać doświadczenia pojedynczo, dobierać aparaturę potrzebną do wykonania zadania itp. Ponadto, ponieważ każde doświadczenie wykonuje się w ciągu 3 do 6 tygodni, samodzielność osiągnąć można tylko wtedy, gdyby pracownia ta dysponowała ilością stanowisk równą liczbie studentów na roku trzecim. Jest to oczywiście niewykonalne zarówno ze względów aparaturowych, jak i lokalowych. W praktyce zarówno w Polsce, jak i w NRD pracownia fizyczna II dysponuje

Wiele czynników składa się na to, że pracownia jest tym rodzajem zajęć, który najłepiej utrwała i ugruntowuje wiadomości. Najważniejszymi z nich wyjątkowo są: 1. konieczność przygotowania teoretycznego przed przystąpieniem do doświadczenia; 2. samodzielne wykonywanie wielu pomiarów fizycznych i opracowanie ich wyników; 3. możliwość bezpośrednich rozmów z asystentem prowadzącym zajęcia; 4. systematyczność pracy, każdego tygodnia wyznacza się tu przygotowania nowej partii materiału. Stąd jest rzeczą ważną, by pracownia była porządkiem wad, o których mówiono w cz. 2. Obecny paragraf zawierać będzie propozycję nowego systemu pracowni obejmującego pierwsze trzy lata studiów.

W pierwszym semestrze powinny być prowadzone zajęcia przygotowawcze do pracowni fizycznej w wymiarze 1 godz. wykładowej i 2 godz. ćwiczeń tygodniowo. Przedmiotem wykładowi

#### 4. Propozycja nowego systemu szkolenia laboratoryjnego fizyków

szkolenia laboratoryjnego, który posiada przetrwać na drugim roku studiów.

znans I oraz fizyczna II, które stanowią podstawę do usposobienia systemu nauzanania tego samego przed- Tak więc do najważniejszych punktów obecnego systemu pracowni należą: pracowni: fizy- jęności pisemnego omówienia wyników pomiarów.

przedmiotem pracy magisterskiej. W pracowni specjalistycznej można również uczyć umie- nowszymi metodami eksperymentalnymi i techniki stosowanej w dyscyplinie, która będzie jętych obowiązków pracowni fizycznej II. W pracowniach tych studenci mogą zapoznać się z naj- Można jeszcze dodać, że obecnie istnieje pracowni specjalistyczne, które częściowo prze- nie kontroluje się ich przygotowania do tak odpowiedzialnych zajęć.

kluczuje się zawyczaś asystentów pozątkujących bez stażu dydaktycznego, i że w zasadzie laboranta, który zakłada wszystkie sprawy techniczne. Dodajmy jeszcze, że do pracowni I ma pod opieką 7-10 osób wykonujących doświadczenia indywidualnie w ciągu 4 godzin oraz asystenta, niech świadczy porównanie z jego kolegą radzieckim, który, jak już powiedziano, pomiarów na ok. 1000 studentów przypada 2 laborantów (dane z UAM). Jak tuż przedtem jest rola 12-15 doświadczeń. Laborantem nie może wyrażać się nawet w sprawach czysto technicznych, o tym, że doświadczenia powinny być prowadzone indywidualnie, to asystent musi prowadzić pomiarów i ich wyników oraz... uswanie awarii. Jeżeli realizuje się postulat programu mówiący doświadczeń, sprawdzanie stopnia przygotowania studentów, dyskusje indywidualne na temat w pracowni należy: kontrola połączeń elektrycznych i ustawienia aparatury, kontrola wyników pomiaru, a każde doświadczenie musi być wykonane w ciągu 3 godzin. Do obowiązków asystenta synuacji stwarza to w pracowni I, w której studenci po raz pierwszy wykonują samodzielnie fizycznych. Jest nim liczebność grup studenckich wynosząca 12 do 15 osób. Szczególnie trudną jestnięje jeszcze jeden czynnik, który uniemożliwia prawidłową realizację zadań pracowni wyposazenie jest zbyt skromne i nie można go w pełni zrealizować.

Obowiązujący obecnie program pracowni fizyki jądrowej jest bardzo obszerny, lecz na każde 4 a nie 3 godziny.

stulatami programu [21]), lecz powinno się je wykonać możliwie dokładnie przemaszając fizycznej I. Wykarczy tu dokładnie wykonanie ok. 12 zadań (co jest mniej więcej zgodne z po- się jednak, że przeznaczono na nią nieproporcjonalnie dużo godzin w stosunku do pracowni Pracownia elektroniczna choć późno, lecz niewątpliwie może wypełnić swoje zadanie. Wyjątko godzinami ich czasu.

powinien główny ciężar szkolenia doświadczeniowego fizyków, ponieważ ona dysponuje 300 fizyczna II zadani swoich nie spełnia. Stądże wg planu studiów, na pracowni II spoczywał tempem pracy oraz obszernością pisemnego omówienia zadania. Tak więc również pracownia zadania (z czym rzadko związane jest czasochłonność samych pomiarów), a więc i wolnym przede wszystkim brakiem stałego podreżnika, dużą ilością czasu przeznaczoną na wykonanie się w zespółach dwuosobowych. W tych warunkach pracownia II odróżnia się od pracowni I organizowaną (niewielką) liczbą stanowisk wyposazonych w stałą aparaturę, na której przebie

ograniczoną (niewielką) liczbą stanowisk wyposażonych w stałą aparaturę, na której pracuje się w zespołach dwuosobowych. W tych warunkach pracownia II odróżnia się od pracowni I przede wszystkim brakiem stałego podręcznika, dużą ilością czasu przeznaczoną na wykonanie zadania (z czym rzadko związana jest czasochłonność samych pomiarów), a więc i wolnym tempem pracy oraz obszernością pisemnego omówienia zadania. Tak więc również pracownia fizyczna II zadań swoich nie spełnia. Sądząc wg planu studiów, na pracowni II spoczywać powinien główny ciężar szkolenia doświadczalnego fizyków, ponieważ ona dysponuje 300 godzinami ich czasu.

Pracownia elektroniki choć późno, lecz niewątpliwie może wypełnić swoje zadanie. Wydaje się jednak, że przeznaczono na nią nieproporcjonalnie dużo godzin w stosunku do pracowni fizycznej I. Wystarczy tu dokładnie wykonać ok. 12 zadań (co jest mniej więcej zgodne z postulatami programu [21]), lecz powinno się je wykonać możliwie dokładnie przeznaczając na każde 4 a nie 3 godziny.

Obowiązujący obecnie program pracowni fizyki jądrowej jest bardzo obszerny, lecz wyposażenie jest zbyt skromne i nie można go w pełni zrealizować.

Istnieje jeszcze jeden czynnik, który uniemożliwia prawidłową realizację zadań pracowni fizycznych. Jest nim liczebność grup studenckich wynosząca 12 do 15 osób. Szczególnie trudną sytuację stwarza to w pracowni I, w której studenci po raz pierwszy wykonują samodzielnie pomiary, a każde doświadczenie muszą wykonać w ciągu 3 godzin. Do obowiązków asystenta w pracowni należy: kontrola połączeń elektrycznych i ustawienia aparatury, kontrola wyników doświadczeń, sprawdzanie stopnia przygotowania studentów, dyskusje indywidualne na temat pomiarów i ich wyników oraz... usuwanie awarii. Jeżeli realizuje się postulat programu mówiący o tym, że doświadczenia powinny być prowadzone indywidualnie, to asystent musi prowadzić 12-15 doświadczeń. Laborantem nie może wyręczyć się nawet w sprawach czysto technicznych, ponieważ na ok. 1000 studentów przypada 2 laborantów (dane z UAM). Jak trudna jest rola asystenta, niech świadczy porównanie z jego kolegą radzieckim, który, jak już powiedziano, ma pod opieką 7-10 osób wykonujących doświadczenia indywidualnie w ciągu 4 godzin oraz laboranta, który załatwia wszystkie sprawy techniczne. Dodajmy jeszcze, że do pracowni I kieruje się zazwyczaj asystentów początkujących bez stażu dydaktycznego, i że w zasadzie nie kontroluje się ich przygotowania do tak odpowiedzialnych zajęć.

Można jeszcze dodać, że obecnie istnieją pracownie specjalistyczne, które częściowo przejęły obowiązki pracowni fizycznej II. W pracowniach tych studenci mogą zapoznać się z najnowszymi metodami eksperymentalnymi i techniką stosowaną w dyscyplinie, która będzie przedmiotem pracy magisterskiej. W pracowni specjalistycznej można również uczyć umiejętności pisemnego omówienia wyników pomiarów.

Tak więc do najsłabszych punktów obecnego systemu pracowni należą pracownie: fizyczna I oraz fizyczna II, które stanowią dwustopniowy system nauczania tego samego przedmiotu; nieprawidłowa kolejność ustawienia pracowni w systemie studiów oraz brak ciągłości szkolenia laboratoryjnego, który posiada przerwę na drugim roku studiów.

#### 4. Propozycja nowego systemu szkolenia laboratoryjnego fizyków

Wiele czynników składa się na to, że pracownia jest tym rodzajem zajęć, który najlepiej utrwała i ugruntowuje wiadomości. Najważniejszymi z nich wydają się: 1. konieczność przygotowania teoretycznego przed przystąpieniem do doświadczenia; 2. samodzielne wykonanie wielu pomiarów fizycznych i opracowanie ich wyników; 3. możliwość częstych bezpośrednich rozmów z asystentem prowadzącym zajęcia; 4. systematyczność pracy, każdego tygodnia wymaga się tu przygotowania nowej partii materiału. Stąd jest rzeczą ważną, by pracownie były pozbawione wad, o których mówiono w cz. 2. Obecny paragraf zawierać będzie propozycję nowego systemu pracowni obejmujących pierwsze trzy lata studiów.

W pierwszym semestrze powinny być prowadzone zajęcia przygotowawcze do pracowni fizycznej w wymiarze 1 godz. wykładu i 2 godz. ćwiczeń tygodniowo. Przedmiotem wykładu



i ćwiczeń byłyby następujące problemy: dyskusja błędów pomiarowych, graficzna analiza wyników, technologia pracy laboratoryjnej i zasady bezpieczeństwa pracy doświadczalnej, suwak logarytmiczny, arytmetr oraz niektóre typowe przyrządy stosowane często w pracowniach a nie będące przedmiotem żadnego doświadczenia. Ćwiczenia te powinny być prowadzone przez pracowników, którzy prowadzić będą pracownię.

W drugim i trzecim semestrze byłyby prowadzone zajęcia laboratoryjne w wymiarze 4 godz. tygodniowo. Program tych zajęć obejmowałby mechanikę, ciepło, fizykę molekularną oraz elektryczność. Tematy doświadczeń oraz sposób prowadzenia zajęć powinny być podobne jak w obecnej pracowni I, jednak należy wyeliminować doświadczenia zbyt proste oraz te, które stanowią powtórzenie programu szkoły średniej. Pomiary w poszczególnych doświadczeniach musiałyby być tak zaplanowane, by mogły stanowić wystarczający materiał na zajęcia 4-godzinne.

Plan semestru czwartego obejmować powinien wykład z elektroniki oraz pracownię elektroniki w wymiarze 4 godz. tygodniowo. Przedmiotem zajęć w pracowni elektroniki powinny być podstawowe urządzenia elektroniczne, a więc generatory, wzmacniacze, układy liczące itp. Byłaby to praktycznie obecna pracownia elektroniki.

W semestrze piątym pracownia prowadzona byłaby w wymiarze 6 godz. tygodniowo. Przedmiotem ćwiczeń byłyby doświadczenia z optyki, fizyki atomu i cząsteczki oraz fizyki ciała stałego. Wykonywałoby się tu doświadczenia bardziej czasochłonne, jednak pomyślane w ten sposób, by każde z nich mogło być wykonane w ciągu 6 godz.

W semestrze szóstym prowadzone byłyby dwie pracownie równoległe: ciąg dalszy pracowni fizycznej z tematyką podobną jak w sem. piątym, lecz w wymiarze 4 godz. tygodniowo oraz pracownia fizyki jądrowej również w wymiarze 4 godz. tygodniowo. Pracownia fizyki jądrowej, z uwagi na przepisy BHP, musiałaby stanowić oddzielną, zamkniętą całość. Jej program nie musiałby ulec żadnym zmianom.

W każdym semestrze studenci wykonywaliby 12, a w sem. szóstym ok. 24 doświadczenia, a więc łącznie około 72 doświadczenia. Pozostałe godziny przeznaczone byłyby na wstępne zajęcia organizacyjne oraz kolokwia końcowe. Studenci wykonywaliby doświadczenia wyłącznie indywidualnie i do każdego musieliby przygotować protokół. Od niektórych doświadczeń wykonywanych w semestrach 5 i 6 można by wymagać obszerniejszego omówienia tematu. Po każdym semestrze wymagane byłoby zaliczenie pracowni, a po semestrze 6 dwa oddzielne zaliczenia (z każdej pracowni).

Przy doborze tematów doświadczeń można by opierać się na dotychczas istniejących pracowniach oraz na pracowniach zagranicznych, przy czym w pierwszym rzędzie należałoby uwzględnić tematy trudne. W pracowniach należałoby stosować aparaturę nowoczesną. Wszystkie doświadczenia powinny posiadać opisy w języku polskim, lecz przejściowo można by dopuścić również podręczniki rosyjskie, ponieważ znajomość tego języka jest wystarczająco rozpowszechniona.

Zajęcia powinny odbywać się w grupach 8-10 osobowych. Każda część pracowni powinna dysponować wystarczającą liczbą лаборantów lub asystentów technicznych, którzy byłiby odpowiedzialni za sprawność wszystkich doświadczeń, a w czasie zajęć czuwaliby nad prawidłowością przebiegu doświadczeń. Niezależnie od wymienionych tu лаборantów, pracownie powinny posiadać własne zaplecze warsztatowe.

Proponowany system pracowni dla pierwszych trzech lat fizyki usuwa następujące wady systemu dotychczasowego:

1. Likwiduje dwustopniowość szkolenia doświadczalnego oraz podział na pracownię fizyczną I i fizyczną II, a w jego miejsce daje jednolity system stanowiący jedność organizacyjną i metodyczną.
2. Znosi roczną przerwę w szkoleniu doświadczalnym na drugim roku studiów.
3. Daje gwarancję, że zawsze wykład będzie poprzedzał pracownię.
4. Przyzwyczajają do szybkiego tempa pracy, lecz zapewnia wystarczającą ilość czasu do wykonania zadań.
5. Dzięki zajęciom przygotowawczym, studenci natychmiast po przyjściu do pracowni

mogliby w sposób właściwy przystąpić do pracy i nie musieliby uczyć się wielu rzeczy metodą „prób i błędów“, jak to ma miejsce obecnie w pracowni I.

6. Pracownia mogłaby być pracownią wspólną dla wszystkich kierunków studiów fizycznych nie wykluczając przyszłych nauczycieli szkół podstawowych (WSN).

7. Przepustowość pracowni nie byłaby ograniczona na skutek czasochłonności poszczególnych zadań, co tak znacznie ogranicza przepustowość obecnej pracowni fizycznej II. W tabeli I podano również godzinowy plan dla proponowanego systemu pracowni.

Omawiany system pracowni jest dostosowany do potrzeb studiów fizyki. Studenci innych kierunków przejściowo mogliby włączyć się do niektórych semestrów powyższego programu, lecz w przyszłości należałoby zorganizować dla nich oddzielną pracownię uwzględniającą specyfikę poszczególnych kierunków studiów.

## 5. Uwagi końcowe

Nowa pracownia powinna posiadać jednolitą organizację i jedno kierownictwo. Istnieje jednak możliwość podziału na części odpowiadające poszczególnym semestrom lub kilku semestrom. W szczególności można by wydzielić: pracownię fizyki klasycznej obejmującą semestry 1, 2 i 3, pracownię elektroniki (sem. 4), pracownię optyki i fizyki współczesnej (sem. 5 i 6) oraz pracownię fizyki jądrowej (sem. 6).

Jak w każdej pracowni, ważną rolę mieliby tu do spełnienia asystenci. Powinni oni na każdym zajęciach w dłuższej rozmowie prowadzonej indywidualnie z każdym studentem przedyskutować problematykę będącą przedmiotem doświadczenia, sposób i celowość wykonywanych pomiarów oraz sposób opracowania wyników poprzedniego doświadczenia. Ponadto w czasie zajęć pozostaje do wykonania wiele czynności technicznych takich, jak: sprawdzanie połączeń elektrycznych, kontrola sposobu posługiwania się przyrządami, uczenie obsługi bardziej skomplikowanej aparatury, usuwanie drobnych niesprawności aparatury itp. Wszystkich tych obowiązków asystent nie zdoła wykonać. Stąd jest rzeczą konieczną, by liczebność grup studenckich wynosiła 8-10 osób oraz, by asystent mógł w wyższym niż dotąd stopniu w sprawach technicznych wyręczać się laborantem.

W pracowni powinna istnieć grupa laborantów, którzy wyłącznie opiekowaliby się aparaturą pomiarową. Każdy z nich powinien mieć pod swoją opieką pewną liczbę doświadczeń. Powinien on dokładnie znać tę aparaturę i umieć za jej pomocą wykonywać pomiary. Do jego obowiązków należałaby konserwacja aparatury oraz czuwanie nad przebiegiem pomiarów wykonywanych przez studentów. Ilości doświadczeń, którymi laborant może się opiekować, nie można ustalić z góry, gdyż zależy to od ilości grup studenckich wykonujących doświadczenia na tej aparaturze oraz od stopnia jej skomplikowania. Czas zajęć studenckich nie powinien zajmować więcej niż 75 proc. czasu pracy laboranta; zatem może on obsłużyć co najwyżej 8 grup studenckich w ciągu tygodnia. Ilość stanowisk, którymi może on się opiekować w pracowni fizyki klasycznej, może być stosunkowo duża i wynosić do 20 zestawów. W pracowni optyki i fizyki współczesnej, gdzie aparatura byłaby bardzo skomplikowana (np. aparatura rentgenowska, rezonans jądrowy itp.), jeden laborant może opiekować się co najwyżej 10 doświadczeniami.

Pracownia wymaga ciągłego, czynnego zaangażowania pracowników, powinna ona bowiem stale się udoskonalać i unowocześniać. Asystenci są zazwyczaj bardzo zaabsorbowani pracą naukową i mają bardzo mało czasu. Stąd wskazane byłoby, by pracownia zatrudniała również pracowników zajmujących się naukowo metodyką fizyki. Dla ludzi tych pracownia byłaby warsztatem pracy naukowej, stąd byłiby oni zainteresowani jej poziomem. Jednak plany i programy studiów powinny być na tyle elastyczne, by mogli oni eksperymentować w dziedzinie metodyki nauczania.

Nowy system pracowni można by wprowadzić pod warunkiem dokonania pewnych przesunięć w planie studiów. Jest to możliwe i jeden z wariantów pokazano w tabeli II. Największy problem stanowiło dodanie trzech godzin pracowni do planu w semestrze 1. W tym celu zaproponowano przesunięcie lektoratu języka zachodnioeuropejskiego na lata II i III (sem. 3,

mogliby w sposób właściwy przystąpić do pracy i nie musieliby uczyć się wielu rzeczy metodą „prób i błędów“, jak to ma miejsce obecnie w pracowni I.

6. Pracownia mogłaby być pracownią wspólną dla wszystkich kierunków studiów fizycznych nie wykluczając przyszłych nauczycieli szkół podstawowych (WSN).

7. Przepustowość pracowni nie byłaby ograniczona na skutek czasochłonności poszczególnych zadań, co tak znacznie ogranicza przepustowość obecnej pracowni fizycznej II. W tabeli I podano również godzinowy plan dla proponowanego systemu pracowni.

Omawiany system pracowni jest dostosowany do potrzeb studiów fizyki. Studenci innych kierunków przejściowo mogliby włączyć się do niektórych semestrów powyższego programu, lecz w przyszłości należałoby zorganizować dla nich oddzielną pracownię uwzględniającą specyfikę poszczególnych kierunków studiów.

## 5. Uwagi końcowe

Nowa pracownia powinna posiadać jednolitą organizację i jedno kierownictwo. Istnieje jednak możliwość podziału na części odpowiadające poszczególnym semestrom lub kilku semestrom. W szczególności można by wydzielić: pracownię fizyki klasycznej obejmującą semestry 1, 2 i 3, pracownię elektroniki (sem. 4), pracownię optyki i fizyki współczesnej (sem. 5 i 6) oraz pracownię fizyki jądrowej (sem. 6).

Jak w każdej pracowni, ważną rolę mieliby tu do spełnienia asystenci. Powinni oni na każdych zajęciach w dłuższej rozmowie prowadzonej indywidualnie z każdym studentem przedyskutować problematykę będącą przedmiotem doświadczenia, sposób i celowość wykonywanych pomiarów oraz sposób opracowania wyników poprzedniego doświadczenia. Ponadto w czasie zajęć pozostaje do wykonania wiele czynności technicznych takich, jak: sprawdzanie połączeń elektrycznych, kontrola sposobu posługiwania się przyrządami, uczenie obsługi bardziej skomplikowanej aparatury, usuwanie drobnych niesprawności aparatury itp. Wszystkich tych obowiązków asystent nie zdola wykonać. Stąd jest rzeczą konieczną, by liczebność grup studenckich wynosiła 8-10 osób oraz, by asystent mógł w wyższym niż dotąd stopniu w sprawach technicznych wyręczać się laborantem.

W pracowni powinna istnieć grupa laborantów, którzy wyłącznie opiekowaliby się aparaturą pomiarową. Każdy z nich powinien mieć pod swoją opieką pewną liczbę doświadczeń. Powinien on dokładnie znać tę aparaturę i umieć za jej pomocą wykonywać pomiary. Do jego obowiązków należałaby konserwacja aparatury oraz czuwanie nad przebiegiem pomiarów wykonywanych przez studentów. Ilości doświadczeń, którymi laborant może się opiekować, nie można ustalić z góry, gdyż zależy to od ilości grup studenckich wykonujących doświadczenia na tej aparaturze oraz od stopnia jej skomplikowania. Czas zajęć studenckich nie powinien zajmować więcej niż 75 proc. czasu pracy laboranta; zatem może on obsłużyć co najwyżej 8 grup studenckich w ciągu tygodnia. Ilość stanowisk, którymi może on się opiekować w pracowni fizyki klasycznej, może być stosunkowo duża i wynosić do 20 zestawów. W pracowni optyki i fizyki współczesnej, gdzie aparatura byłaby bardzo skomplikowana (np. aparatura rentgenowska, rezonans jądrowy itp.), jeden laborant może opiekować się co najwyżej 10 doświadczeniami.

Pracownia wymaga ciągłego, czynnego zaangażowania pracowników, powinna ona bowiem stale się udoskonalać i unowocześniać. Asystenci są zazwyczaj bardzo zaabsorbowani pracą naukową i mają bardzo mało czasu. Stąd wskazane byłoby, by pracownia zatrudniała również pracowników zajmujących się naukowo metodyką fizyki. Dla ludzi tych pracownia byłaby warsztatem pracy naukowej, stąd byłiby oni zainteresowani jej poziomem. Jednak plany i programy studiów powinny być na tyle elastyczne, by mogli oni eksperymentować w dziedzinie metodyki nauczania.

Nowy system pracowni można by wprowadzić pod warunkiem dokonania pewnych przesunięć w planie studiów. Jest to możliwe i jeden z wariantów pokazano w tabeli II. Największy problem stanowiło dodanie trzech godzin pracowni do planu w semestrze I. W tym celu zaproponowano przesunięcie lektoratu języka zachodnioeuropejskiego na lata II i III (sem. 3,

L.p.	Nazwa przedmiotu	Egzamin po sem.	Zaliczenie po semestrze	Godziny			Lata i semestry																		
				Razem	Wykłady	Ćwiczenia	I				II				III										
							1		2		3		4		5		6								
							W	Ćw	W	Ćw	W	Ćw	W	Ćw	W	Ćw	W	Ćw							
1	Filozofia	6		90	60	30																			
2	Algebra z geometrią	1		120	60	60	4	4																	
3	Analiza matematyczna	2, 4		405	240	165	4	3	4	3	4	3	4	2											
4	Fizyka doświadczalna	1, 3		270	180	90	4	2	4	2	4	2													
5, 6	Pracownia fizyczna I, II		2, 6	390		390					6														
	Pracownia fizyczna		*	435	15	420	1	2			4											10		10	8**)
7	Astrofizyka	3		45	45																				
8	Mechanika teoretyczna	5		165	105	60																			
9	Wstęp do fizyki at. i cz.	4	}	30	30							3	2	4	2										
10	Wstęp do fizyki c. stał.	4			30	30							2	2											
11	Wstęp do fizyki j. atom.	5		60	60								4												
12	Wybrane działy chemii	2		45	45				3																
13	Mechanika kwantowa I	6		75	45	30																		3	2
14	Termodynamika	6		75	45	30																		3	2
15	Fizyka jądrowa (prac.)		5	60		60																		4	
16	Seminarium			30		30																			2
17	Język rosyjski		2, 3	90		90			2		2														2
18	Język zachodnioeuropejski		4, 6	120		120			2		2														2
23	Elektronika	4		45		45							3												
Ogółem godzin							13	13	11	11	11	13	14	10	10	11	8	17							
							26		22		24		24		21		25								
Egzaminów							2		2		2		3		2		3								
Zaliczenia							1		2		2		2		1		3								

\* Zaliczenie po każdym semestrze }

\*\* Obowiązują dwa oddzielne zaliczenia } Złączyć w jeden wykład i jeden egzamin

4, 5, 6). Zmiana taka byłaby korzystna i z tego względu, że studenci kończyliby lektorat właśnie wtedy, gdy zaczyna on być potrzebny w studiach, a więc po rozpoczęciu specjalizacji. W semestrze 2 liczba godzin zmniejszyłaby się o 2. W to miejsce można by przesunąć z semestru 3 wykład z chemii i wprowadzić na jej miejsce pracownię. Celem uzyskania godzin dla pracowni na semestrze 4 należałoby przenieść wykład z fizyki jądrowej na semestr 5. Ponadto w semestrze 4 można by dodać wykład z elektroniki.

Pozostaje jeszcze omówienie strony materialnej proponowanej reformy. Wprowadzenie w życie proponowanego systemu obniżyłoby liczbę godzin pracowni z 555 do 420 godzin ćwiczeń i 15 godzin wykładu (nie uwzględniono tu pracowni specjalistycznych i dyplomowych), a więc o 120 godzin. Kosztem tych zaoszczędzonych godzin, można by zmniejszyć liczebność grup studenckich do 8-10 osób oraz zwiększyć ilość godzin pracowni specjalistycznych. Istnieje jednak konieczność zakupu aparatury. Zakupy te są niezbędne również przy obecnej strukturze pracowni, ponieważ wyposażenie jest bardzo skromne i musi być zasilone nowymi przyrządami. Na nowo zorganizować należałoby tylko pracownię fizyki klasycznej (sem. 1, 2 i 3), gdzie bardzo drogie i skomplikowane aparaty nie są konieczne. W przypadku pracowni optyki i fizyki współczesnej (sem. 5 i 6) można by bazować na sprzęcie pracowni fizycznej II.

### Literatura

Przygotowując niniejszą pracę korzystano z materiałów zebranych w czasie podróży służbowych do ČSSR, NRD, ZSRR i Anglii oraz następujących innych źródeł:

#### I. Podręczniki i skrypty

- [1] A. Havránek, V. Müller, D. Slavíská, *Fyzikální praktikum I*, Universita Karlova w Praze, Praha 1966.
- [2] R. Bakule, J. Klimovič, V. Müller, *Fyzikální praktikum II*, Universita Karlova w Praze, Praha 1964.
- [3] V. Müller, B. Sedláč, Z. Smetana, *Fyzikální praktikum III*, Universita Karlova w Praze, Praha 1963.
- [4] V. Müller, *Fyzikální praktikum IV*, Universita Karlova w Praze 1962.
- [5] I. W. Iwieronowa, *Fiziceskij praktikum, Mechanika i molekularnaja fizika*, Nauka, Moskwa 1967.
- [6] W. I. Iwieronowa, *Fiziceskij praktikum, Elektriczestwo i optika*, Izd. Nauka, Moskwa 1968.
- [7] R. J. Sołouchin, *Metody fiziceskich izmierienij I*, Nowosybirskij gosudarstwiennij uniwersitet, Nowosybirsk 1967.
- [8] R. I. Sołouchin, *Metody fiziceskich izmierienij II*, Nowosybirskij gosudarstwiennij uniwersitet, Nowosybirsk 1967.
- [9] R. I. Sołouchin, *Metody fiziceskich izmierienij III*, Nowosybirskij gosudarstwiennij uniwersitet, Nowosybirsk 1968.
- [10] C. Schaefer, L. Bergmann, W. Kliefoth, *Grundaufgaben des Physikalischen Praktikum*, Teubner-Verlag, Leipzig 1962.
- [11] W. Ilberg, *Physikalisches Praktikum für Anfängers*, Teubner Verlag, Leipzig 1967.
- [12] Skrypty do pracowni I z I Instytutu Fizycznego Uniwersytetu im. Humboldta w Berlinie (do użytku wewnętrznego).
- [13] Skrypty do pracowni II z II Instytutu Fizycznego Uniwersytetu im. Humboldta w Berlinie, wyd. 1967 (do użytku wewnętrznego).
- [14] Skrypty do pracowni II stopnia Uniwersytetu w Duhran, wyd. 1962.
- [15] Skrypty do pracowni fizycznej Cavendish Laboratory Uniwersytetu w Cambridge, wyd. 1958 (do użytku wewnętrznego).
- [16] T. Dryński, *Ćwiczenia laboratoryjne z fizyki*, PWN, Warszawa 1967.
- [17] A. Zawadzki, H. Hofmokr, *Laboratorium fizyczne*, PWN, Warszawa 1964.

- [18] H. Szydłowski, *I pracownia fizyczna*, Wyd. UAM, Poznań 1966.  
[19] J. Halaunbrenner, *Ćwiczenia laboratoryjne z fizyki*, Wyd. Polit. Krak., Kraków 1967.  
[20] T. Rewaj, *Ćwiczenia laboratoryjne z fizyki*, Wyd. Polit. Szczecińskiej, Szczecin 1968.

## II. Plany i programy studiów

- [21] Ministerstwo Oświaty i Szkolnictwa Wyższego, Dep. Studiów Uniwersyteckich, *Programy ramowe i plany studiów. Fizyka, geofizyka i astronomia*, PWN, Warszawa 1966.  
[22] Universitas Carolina Pragensis, *Seznam přednášek na mat.-fiz. fakultě*, Universita Karlova, Praha 1965.  
[23] Ministerstwo Wyższego i Średniego Specjalnego Obrazowania ZSRR, *Uczební plan specialnosti — fizika 1964*.  
[24] Ministerstwo Wyższego i Średniego Specjalnego Obrazowania ZSRR, *Programmy dla gosudarstwiennych universitetow po specialnosti fizika*. Izd. Lenina, Minsk 1968.  
[25] Novosybirskij gosudarstwiennyi universitet, *Prospekt dla postupajuszczich*, Nowosybirsk 1965.  
[26] *Programmy pedagogicznych institutow. Obszczaja fizika*, Izd. Proswieszczenie 1968.

## Inne prace

- [27] H. Szydłowski, *Postępy Fizyki*, **17**, 331 (1966).  
[28] H. Szydłowski, *Postępy Fizyki*, **19**, 309 (1968); **20**, 93 (1969); **20**, 108 (1969); **20**, 493 (1969).  
[29] H. Szydłowski, *Przewodnik metodyczny dla I pracowni fizycznej* (skrypt dla studentów SFP), Wyd. UAM, złożony do druku w 1968 r.

Henryk Piersa

Zakład Fizyki KUL  
Lublin

## Pomiar prędkości głosu w fali postępującej

## Measurement of the Velocity of Sound in a Progressive Wave

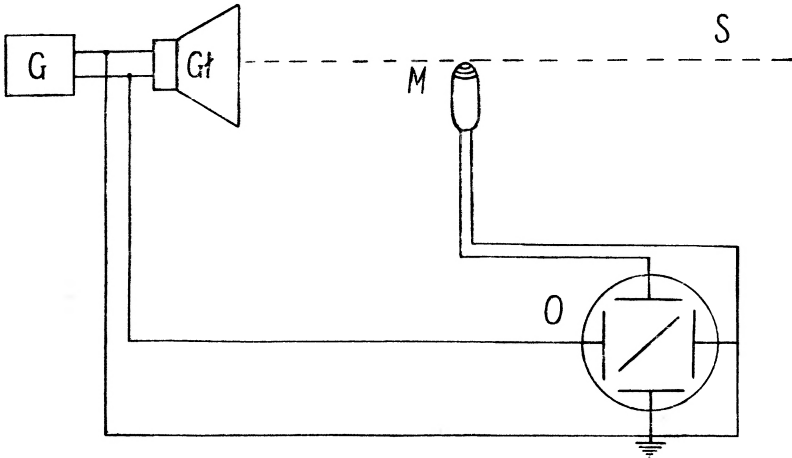
*Abstract:* Measurement of the velocity of sound in a progressive wave by means of the Lissajous's figures is described.

Stosowany powszechnie sposób pomiaru prędkości głosu w fali stojącej ma tę słabą stronę, że można go dopiero stosować po omówieniu fali stojącej, podczas gdy sama wielkość łącznie z długością, częstością i amplitudą pojawia się już przy wprowadzeniu pojęcia fali. Z tego powodu bardziej odpowiedni jest pomiar prędkości głosu w fali postępującej, który ze względu na swą prostotę może być stosowany zarówno w czasie wykładu, jak również nadaje się na temat do I pracowni.

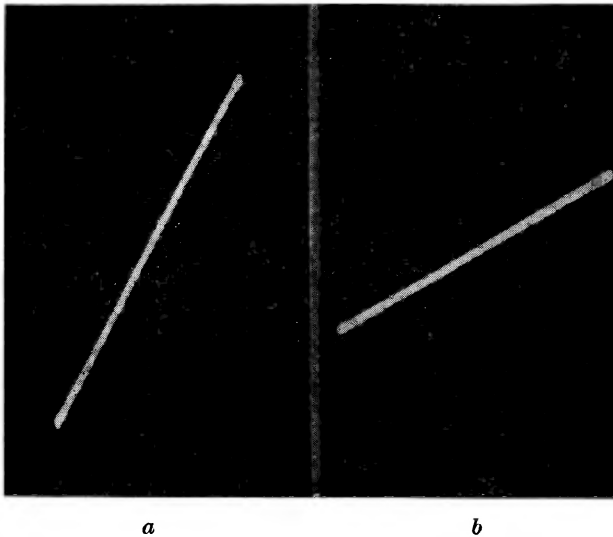
Idea tej metody polega na znalezieniu w polu fali bieżącej takich dwu punktów, gdzie cząstki ośrodka drgają w tej samej fazie i pomiarze odległości między nimi. Do znalezienia tych punktów wykorzystuje się figury Lissajous. W tym celu w fali postępującej ustawia się dwa mikrofony. Wzbudzone w nich napięcia po odpowiednim wzmocnieniu przykładamy do poziomych i pionowych płytek oscylografu, na którego ekranie dają one odpowiednią figurę Lissajous. Przesuwając jeden mikrofon względem drugiego można znaleźć takie ich wzajemne położenia, że na ekranie oscylografu odpowiadać im będzie linia prosta np.  $y = \frac{b}{a}x$ . Odległość między nimi wyniesie wtedy  $\lambda$  lub  $n\lambda$  [1].

W metodzie tej zakłada się, że napięcia obydwu mikrofonów w czasie wzmacniania nie są przesunięte w fazie lub że są przesunięte o ten sam kąt. W celu ominięcia tej trudności można posłużyć się następującym zmodyfikowanym i uproszczonym zarazem układem [2]. Zmienne napięcie z generatora akustycznego  $G$  (rys. 1) zasilającego głośnik  $G1$  przykładamy jednocześnie do płytek pionowych oscylografu  $O$ . W fali bieżącej wytworzonej przez ten głośnik umieszczamy mikrofon  $M$ , którego napięcie dajemy na wejście  $Y$  tegoż oscylografu. Przesuwając mikrofon od głośnika ku  $S$  znajdujemy takie jego położenie, że na ekranie oscylografu pojawia się linia prosta np.  $y = \frac{b}{a}x$  (rys. 2a). Przy dalszym przesuwaniu mikrofonu we wskazanym kierunku znajdujemy następne położenia, którym odpowiadać będzie na ekranie linia prosta (rys. 2b). Odległość pomiędzy tymi położeniami mikrofonu wyniesie będzie całkowitą wielokrotność długości fali. Mierząc tę odległość i znając częstość fali obliczamy prędkość głosu w powietrzu.

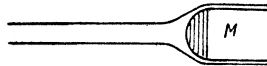
W celu dokładniejszego ustalenia miejsc, w których drgające cząstki powietrza mają tę samą fazę, dobrze jest umieścić mikrofon  $M$  w rozszerzonej z jednego końca wąskiej rurce (o średnicy 2-5 mm), długości kilkudziesięciu cm z otwartym drugim końcem (rys. 3). Przy



Rys. 1. Schemat układu do pomiaru prędkości głosu w fali postępującej



Rys. 2. Oscylogramy dwu prostych. Odległość pomiędzy położeniami mikrofonu wynosi  $2\lambda$



Rys. 3. Schemat sondy akustycznej

pomocy takiej sondy można ustalić długość fali z dokładnością do kilku milimetrów. Poniżej dane są wartości  $\lambda$  i  $v$  dla dwu częstotliwości fali:

$$v = 2048 \text{ Hz}, \quad \lambda = (0,168 \pm 0,002) \text{ m}, \quad v = (344 \pm 4) \text{ m/s}$$

$$v = 512 \text{ Hz}, \quad \lambda = (0,675 \pm 0,005) \text{ m}, \quad v = (346 \pm 3) \text{ m/s}.$$

Jak widać, otrzymane wartości na  $v$  są zdumiewająco dobre. Pomiary wykonano przy temperaturze  $20^\circ\text{C}$  w sali wyłożonej perforowaną płytką pilśniową. Ponadto ścianę znajdującą



się naprzeciw głośnika zasłonięto kotarą z miękkiego materiału. Częstość generatora akustycznego (GM 2308/01 firmy Philips) przed i po pomiarze porównywano z częstościami 2048 i 512 Hz dwu kamertonów.

#### Literatura

- [1] R. W. B. Stephens, A. E. Bate, *Acoustics and Vibrational Physics*, Edward Arnold (Publishers) LTD, London 1966, p. 146-147.
- [2] T. B. Brown (editor), *The Lloyd William Taylor Manual of Advanced Undergraduate Experiments in Physics*, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., London 1959, p. 161.

*T. Krogulski, E. Piasecki,  
A. Sobiczewski, O. Wołczek*

Instytut Badań Jądrowych  
Warszawa

### Drugie Sympozjum Fizyki i Chemii Rozszczepienia w Wiedniu

Pierwsze Sympozjum MAEA poświęcone fizyce i chemii procesu rozszczepienia jąder odbyło się w Salzburgu w dniach 22-26 marca 1965 r. W konferencji tej wzięło udział około 200 przedstawicieli 29 krajów i 5 organizacji międzynarodowych, w tym wielu wybitnych naukowców z czołowych ośrodków światowych.

Na Sympozjum przedstawiono około 80 prac, wśród których na pierwszym miejscu trzeba wymienić referaty przeglądowe, nie tylko stanowiące podsumowanie dotychczasowej znajomości procesu rozszczepiania, ale jednocześnie wskazujące luki w naszym zrozumieniu zjawiska i ukazujące kierunki, w których powinny rozwijać się badania teoretyczne i doświadczalne.

Okolo 30% prac poświęconych było badaniom charakterystyk stanów przejściowych. Panowała zgodna opinia, że te właśnie badania będą miały podstawowe znaczenie dla rozwoju naszych wyobrażeń o procesie rozszczepienia.

W zakresie rozkładów energetycznych fragmentów rozszczepienia szczególne zainteresowanie wzbudziło kilka nie wyjaśnionych dotychczas kwestii. Należał do nich stwierdzony doświadczalnie fakt, iż przy rozszczepieniu prawie symetrycznym z uwagi na masy fragmentów, fragmenty te mają energie kinetyczne niższe od przeciętnych. Innymi słabo znanymi zagadnieniami, którym poświęcono uwagę, była emisja cząstek alfa w procesie rozszczepiania oraz rozszczepienie na 3 duże fragmenty. Zajmowano się też różnego rodzaju aktywnościami opóźnionymi, towarzyszącymi rozszczepieniu. Zwrócono uwagę na rozwój nowych metod doświadczalnych, w szczególności na rozwijające się wykorzystanie detektorów półprzewodnikowych oraz realizację równoczesnych pomiarów kilku parametrów, np. prędkości i energii cząstek.

Ważną rolę na sympozjum odegrały zagadnienia teoretyczne. Dyskutowane na gruncie modelu kropłowego prowadziły do przekonania o znaczeniu efektów powłokowych, a więc efektów związanych z wewnętrzną strukturą jądra, dla opisu procesu rozszczepienia.

W skład delegacji polskiej na Sympozjum salzburskie wchodził: dr E. Józefowicz, dr W. Smulek, mgr M. Sowiński i dr O. Wołczek.

Na sympozjum zostały przedstawione wyniki badań procesu rozszczepienia wywołanego przez cząstki o wielkiej energii z synchrotronu protonowego w CERN-ie, wykonane przez pracowników Uniwersytetu Warszawskiego w ramach zespołu międzynarodowego, w którym brali udział pracownicy naukowcy z uniwersytetu w Neapolu i Heidelbergu.

Drugie z kolei sympozjum MAEA na temat fizyki i chemii procesu rozszczepienia odbyło się w Wiedniu w dniach od 28 lipca do 1 sierpnia 1969 r. Zgromadziło ono około 200 uczestników. W skład delegacji polskiej wchodził autorzy niniejszego artykułu.

## Errata

T. Krogulski, E. Piasecki, A. Sobiczewski, O. Wołczek, *Postępy Fizyki*, 22, 303 (1971)

Str. 303, wiersz 12 od dołu. Akapit zaczynający się od słów „Ważną rolę“ winien brzmieć:

Ważną rolę na Sympozjum odegrały zagadnienia teoretyczne. Dyskutowane dotąd na gruncie modelu kropłowego prowadziły do przekonania o potrzebie uwzględnienia efektów powłokowych, a więc efektów związanych z wewnętrzną strukturą jądra, w opisie procesu rozszczepienia. W skład delegacji polskiej na Sympozjum Salzburskie wchodzili: dr E. Jóźefowicz, dr W. Smulek, dr M. Sowiński i dr O. Wołczek.

Str. 307, wiersz 8 od dołu. Zdanie zaczynające się „Przypadek ten“ winno brzmieć: Przypadek ten ma odpowiadać barierze potencjału wyraźnie wyższej od energii wiązania neutronu — co zapewnia bardzo słabe sprzężenie między stanami I i II typu, oraz dostatecznie dużej różnicy głębokości obu minimów — co z kolei powoduje znaczne różnice gęstości stanów jądra złożonego.

Na sympozjum zgłoszono 155 prac, z których do wygłoszenia obok 6 referatów przeglądowych zakwalifikowano 49. Kopie wszystkich referatów udostępnione zostały uczestnikom bezpośrednio przed rozpoczęciem Sympozjum.

Obrady Sympozjum odbywały się w postaci sesji plenarnych. Każda z tych sesji poświęcona była określonej grupie zagadnień. Omawiane były następujące zagadnienia:

1. Teoria rozkładu fragmentów rozszczepienia,
2. Rozszczepienie potrójne,
3. Efekty struktury powłokowej w rozszczepiających się jądrach,
4. Struktury pośrednie krzywych wzbudzenia w rozszczepieniu,
5. Rozszczepienie w stanach izomerycznych,
6. Natychmiastowa i opóźniona emisja neutronów i promieniowania gamma,
7. Rozkłady energii, mas i ładunków fragmentów rozszczepienia.

Bardzo cenne i interesujące były na Sympozjum referaty typu przeglądowego, które otwierały każdą sesję.

Ze strony polskiej zgłoszonych zostało 5 referatów: 1. J. Błocki, J. Chwaszczewska, M. Dakowski, T. Krogulski, E. Piasecki, H. Piekarz, J. Tys, *Skorelowana emisja jąder lekkich i neutronów w rozszczepieniu  $^{235}\text{U}$  i  $^{252}\text{Cf}$* . 2. H. Piekarz, T. Krogulski, E. Piasecki, J. Błocki, *Badanie neutronów natychmiastowych, towarzyszących samorzutnemu rozszczepieniu potrójnemu  $^{252}\text{Cf}$* . 3. T. Krogulski, J. Chwaszczewska, M. Dakowski, E. Piasecki, M. Sowiński, J. Tys, *Emisja lekkich jąder w rozszczepieniu  $^{239}\text{Pu}$  neutronami termicznymi*. 4. J. Błocki, T. Krogulski, *Obliczenia modelowe rozkładów energetycznych i katowych lekkich jąder towarzyszących rozszczepieniu*. 5. A. Sobiczewski, Z. Szymański, S. Wycech, *Obliczenia mikroskopowe parametru masowego jąder superciężkich*.

Z powyższych referatów polskich do wygłoszenia wybrany został pierwszy z nich.

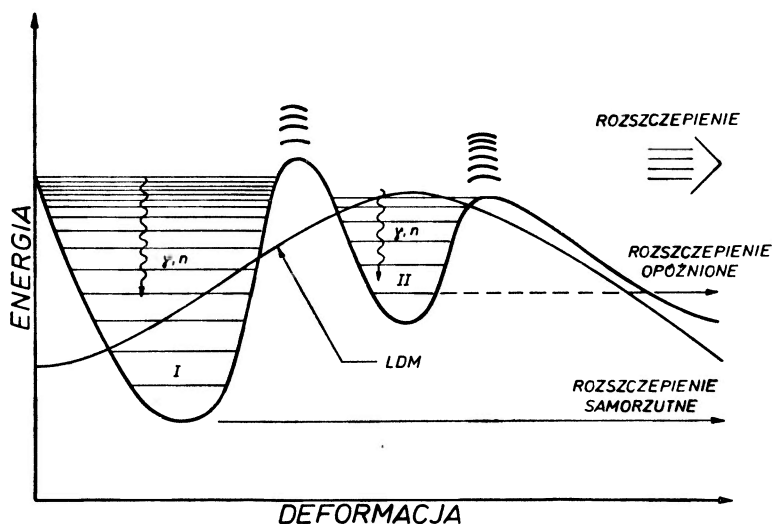
Od czasu pierwszego Sympozjum Fizyki i Chemii Rozszczepienia, które odbyło się w 1965 r. w Salzburgu, zebrany został obszerny materiał doświadczalny. Wpłynął on na pogłębienie przekonania, że procesu rozszczepienia jąder nie da się opisać za pomocą teorii klasycznych, jak np. teoria oparta o model kroplowy jądra, i zaostriżył potrzebę opisu mikroskopowego, tzn. opisu opartego o modele struktury wewnętrznej jądra.

Niedostateczność modelu kroplowego widoczna była już przy opisie mas jąder. Nie jest ona mianowicie w stanie opisać efektów związanych ze strukturą powłokową jąder. Efekty te mogą sięgać kilkunastu MeV przy deformacji równowagi i jeśli ze wzrostem deformacji nie zanikają dostatecznie szybko, to mogą też mieć zupełnie podstawowe znaczenie dla procesu rozszczepienia. Sposób systematycznego uwzględnienia wpływu efektów powłokowych na masy jąder w całym zakresie mas został zaproponowany przez Świąteckiego na pierwszym Sympozjum Fizyki i Chemii Rozszczepienia. Świątecki zaproponował mianowicie postać poprawki do formuły masowej modelu kroplowego. Wykonane w oparciu o tę poprawkę obszernie obliczenia przez Myersa i Świąteckiego pozwoliły zmniejszyć rozbieżność pomiędzy masami doświadczalnymi a teoretycznymi z kilkunastu do ok. 2 MeV. Zaproponowana jednak przez Świąteckiego poprawka powłokowa zanika bardzo szybko ze wzrostem deformacji, tak że przy deformacji odpowiadającej punktowi siodłowemu jądra, tj. punktowi, w którym energia potencjalna osiąga maksimum, jest już praktycznie równa zeru. Okazuje się jednak, że przy bardziej zasadniczym, mikroskopowym sposobie wyliczenia poprawki, zaproponowanym przez Strutinskiego, poprawka ta zanika wolniej z deformacją i może znacznie zmienić przebieg energii potencjalnej jądra (kształt bariery na rozszczepienie) w otoczeniu punktu siodłowego. W szczególności może ona spowodować pojawienie się drugiego minimum w tym przebiegu (rys. 1).

Obecność tego minimum pozwala w sposób naturalny objaśnić odkryte w ostatnich latach zjawiska rozszczepiających się izomerów oraz struktury pośredniej (patrz niżej) w krzywej wzbudzenia dla procesu rozszczepienia. Zagadnienia te skupiły na sobie w czasie Konferencji najwięcej zainteresowania.

Mikroskopowe obliczenia poprawki powłokowej wymagają znajomości poziomów jedno-cząstkowych jądra w funkcji jego deformacji. I tu powstaje wiele zagadnień związanych z do-

borem potencjału jądrowego, jego zależności radialnej, sposobem opisu jego kształtu przy dużych deformacjach itd. Zagadnieniom tym poświęconych było wiele prac. Niektóre wyniki obliczeń energii jąder (włączając poprawkę powłokową) w funkcji deformacji oraz liczby protonów  $Z$  i neutronów  $N$  podane były w referacie przeglądowym Strutinskiego i Pauliego. Porównanie wyników poprawki powłokowej, wyliczonej za pomocą potencjału jednocząstkowego Nilsona i potencjału Woodsa-Saxona, przeprowadzone zostało w referacie Krappego i Willego z Instytutu Hahna-Meitnera w Berlinie Zachodnim. Dyskutowali też oni efekt deformacji różnych multipolarności ( $\lambda = 2, 3$  i  $4$ ) na energię jądra.



Rys. 1. Przebieg energii wewnętrznej jądra w funkcji jego deformacji. Liniami poziomymi przedstawiono schematycznie układ poziomów jądra złożonego w obszarze I i II minimum oraz zaznaczono najważniejsze, obok rozszczepienia, sposoby ich deekscytacji. Linia LDM oznacza przebieg energii wewnętrznej jądra zgodnie z przewidywaniami modelu kroplowego

Do mikroskopowego obliczenia poprawki powłokowej potrzebna jest tylko znajomość samej energii poziomów jednocząstkowych. Większe wymagania w stosunku do tych poziomów ma kanałowa teoria rozszczepienia Bohra. Wymaga ona bowiem znajomości także charakterystyk kwantowych tych poziomów. Dla objaśnienia np. rozkładu kąтового produktów rozszczepienia potrzebna jest znajomość rzutu momentu pędu jądra na jego oś symetrii w stanie, przez który przechodzi (w punkcie siodłowym) rozszczepiające się jądro.

Najpełniejsze wyniki obliczeń stanów jednocząstkowych (ich energii, parzystości oraz rzutu spinu na oś symetrii) dla jądra silnie zdeformowanego przedstawione zostały w pracy Bolsteri, Fiseta i Nixa z Laboratorium w Los Alamos. Wydaje się, że zarówno parametryzacja kształtu potencjału jednocząstkowego, jak i jego zależność radialna są w tej pracy dobrane realistycznie. Powierzchnia jądra (związana z powierzchnią stałej wartości potencjału) opisana jest przez powierzchnie dwóch elipsoid obrotowych, połączonych trzecią powierzchnią drugiego stopnia, która zależnie od deformacji może być: elipsoidą (małe deformacje), hiperboloidą jednopowłokową (większe deformacje jądra, aż do punktu rozerwania) oraz hiperboloidą dwupowłokową (jądro poza punktem rozerwania, tzn. gdy istnieją już dwa oddzielne produkty rozszczepienia). Widoczne jest, że można w ten sposób opisać pełną geometrię procesu rozszczepienia od punktu równowagi, poprzez punkt siodłowy i punkt rozerwania, aż do pełnego rozdzielenia dwu fragmentów. Radialna zależność centralnej części potencjału otrzymywana jest w omawianej pracy przez całkowanie oddziaływania dwucząstkowego, przyjętego w postaci yukawowskiej, z jednorodną gęstością masy wewnątrz powierzchni jądra. Złożoność obliczeń numerycznych była przyczyną, że dotychczas otrzymane zostały i przedstawione na Kon-

ferencji jedynie neutronowe poziomy jednocząstkowe dla jądra  $^{234}\text{U}$ . Podano je dla deformacji od zera, aż poza punkt siodłowy (wyznaczony z modelu kropłowego). Otrzymane poziomy w punkcie siodłowym porównano z poziomami wydedukowanymi z danych doświadczalnych dla przekroju czynnego oraz rozkładu kąтового produktów rozszczepienia jądra  $^{235}\text{U}$ . Otrzymana zgodność uważać można za dobrą.

Zagadnieniu struktury przekroju czynnego i objaśnieniu jego za pomocą drugiego minimum w przebiegu energii potencjalnej poświęcona była cała sesja Konferencji, na której referat przeglądowy wygłosił J. E. Lynn z Harwell. Dyskutowane były trzy zagadnienia: 1. występowanie rozszczepienia opóźnionego, charakteryzującego się, tak jak w przypadku rozszczepienia samorzutnego, określonym okresem rozpadu (rozszczepiające się izomery); 2. pojawienie się struktury pośredniej „gross” w funkcjach wzbudzenia dla rozszczepienia wywołanego neutronami i cząstkami naładowanymi; 3. pojawienie się subtelnej struktury pośredniej w funkcjach wzbudzenia dla rozszczepienia wywołanego neutronami termicznymi.

Wydaje się, że wszystkie te zjawiska wiążą się z istnieniem różnego typu stanów w obszarze drugiego minimum (jednocząstkowych i kolektywnych) i ich określonym sprzężeniem ze stanami jądra złożonego w obszarze pierwszego minimum. Przy tym, o ile stany wzbudzone w obszarze drugiego minimum byłyby odpowiedzialne za pojawienie się struktury pośredniej w rozpadzie jądra złożonego — zjawiska 2 i 3 — o tyle stan podstawowy przejawiłby się jako stan izomeryczny, rozkładowany na drodze efektu tunelowego — rozszczepienie lub emisja  $\gamma$  albo rozpadu  $\beta$  lub  $\alpha$ .

Nazwijmy (za Lynnem) stany jądra złożonego w obszarze pierwszej jamy potencjalnej — stanami I typu, stany w obszarze drugiej jamy — odpowiednio stanami II typu.

Jeżeli chodzi o poszukiwanie izomerów samorzutnie rozszczepiających się, to prace przedstawione na Konferencji wiedeńskiej pozwoliły zorientować się, jak szerokim frontem podjęto badania w tej dziedzinie w wielu laboratoriach europejskich i amerykańskich. Od czasu, kiedy odkryto pierwsze izomery wśród izotopów ameryku, dokonano znacznego postępu stosując reakcje jądrowe różnego typu od oddziaływania z neutronami poprzez reakcje z cząstkami naładowanymi (protonami, deutronami czy cząstkami  $\alpha$ ) do reakcji z ciężkimi jonami. Rozszerzono znacznie zakres mierzalnych czasów życia izomerów — od milisekund do nanosekund — oraz podjęto poszukiwania na peryferiach typowanego teoretycznie obszaru nuklidów:  $140 < N < 150$ ,  $88 < Z < 98$ , a nawet poza nim. W ten sposób lista znanych izomerów rozszczepiających się wydłużyła się do kilkudziesięciu. Dyskusja przeprowadzona na Sympozjum pozwala przypuszczać, że równie intensywne prace w dziedzinie izomerów samorzutnie rozszczepiających się będą kontynuowane.

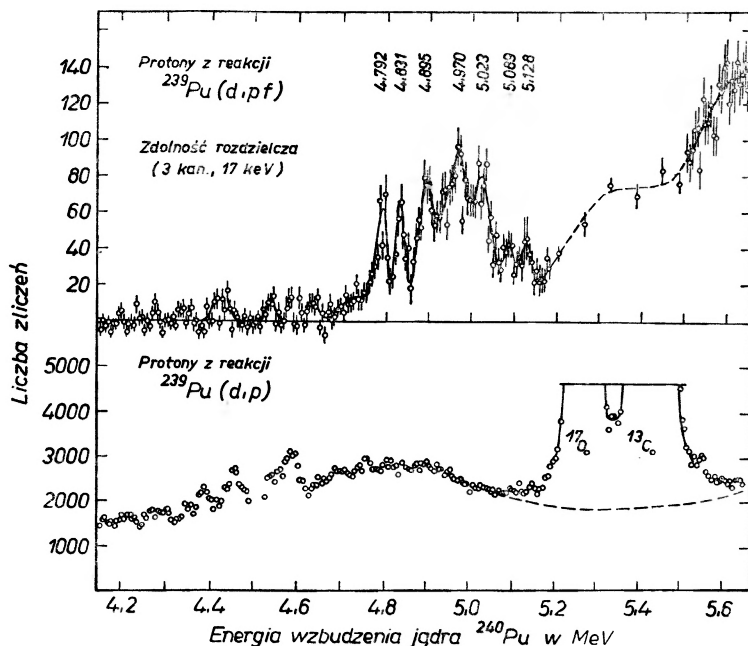
Z drugiej strony stało się rzeczą jasną, że tylko badania kompleksowe, dostarczające dla konkretnego jądra danych zarówno co do stanów wzbudzonych, jak i stanu podstawowego, izomerycznego z obszaru drugiego minimum, umożliwiają dostatecznie jednoznaczną ocenę parametrów podwójnej bariery. Dlatego ze szczególnym zainteresowaniem spotkały się prace dotyczące struktury „gross” krzywych wzbudzenia dla rozszczepienia podbarierowego. Szczególnie przydatnym narzędziem dla badania tej struktury okazały się reakcje typu  $(x, yf)$ .

Miarą postępu w tej dziedzinie może być porównanie wyników dotyczących krzywej wzbudzenia dla reakcji  $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ , przedstawionych przez grupę kopenhaską — B. B. Back *et al.*, oraz grupę z laboratorium Chalk River (Kanada) H. J. Specht *et al.* Ci ostatni, dzięki dwutrykrotnie lepszej energetycznej zdolności rozdzielczej po raz pierwszy wykazali obecność struktury subtelnej, nakładającej się na strukturę „gross” krzywej wzbudzenia rozszczepienia podbarierowego (rys. 2). Według autorów odpowiadałaby ona stosunkowo nisko leżącym stanom II typu jądra złożonego. Natomiast sama struktura „gross” — rezonanse o szerokości  $100 \div 300$  keV — wynikałaby ze słabszego tłumienia stanów vibracyjnych w obszarze drugiej jamy potencjalnej w porównaniu z tłumieniem tych stanów w obszarze pierwszej jamy. Słabsze tłumienie wynika z niższej energii wzbudzenia jądra złożonego liczonej względem dna drugiego minimum.

W tym świetle niezbyt jasna jest relacja między strukturą krzywej wzbudzenia wywołaną modyfikacją bariery potencjalnej (ta struktura, zgodnie z oszacowaniem teoretycznym, po-

winna być rzędu 10 keV), a strukturą pochodzącą od stanów kolektywnych jądra — izomeru kształtu. W każdym razie badania nad strukturą „gross“ powinny być prowadzone przy pomocy różnego typu reakcji, aby w sposób przekonujący wyjaśnić jej naturę.

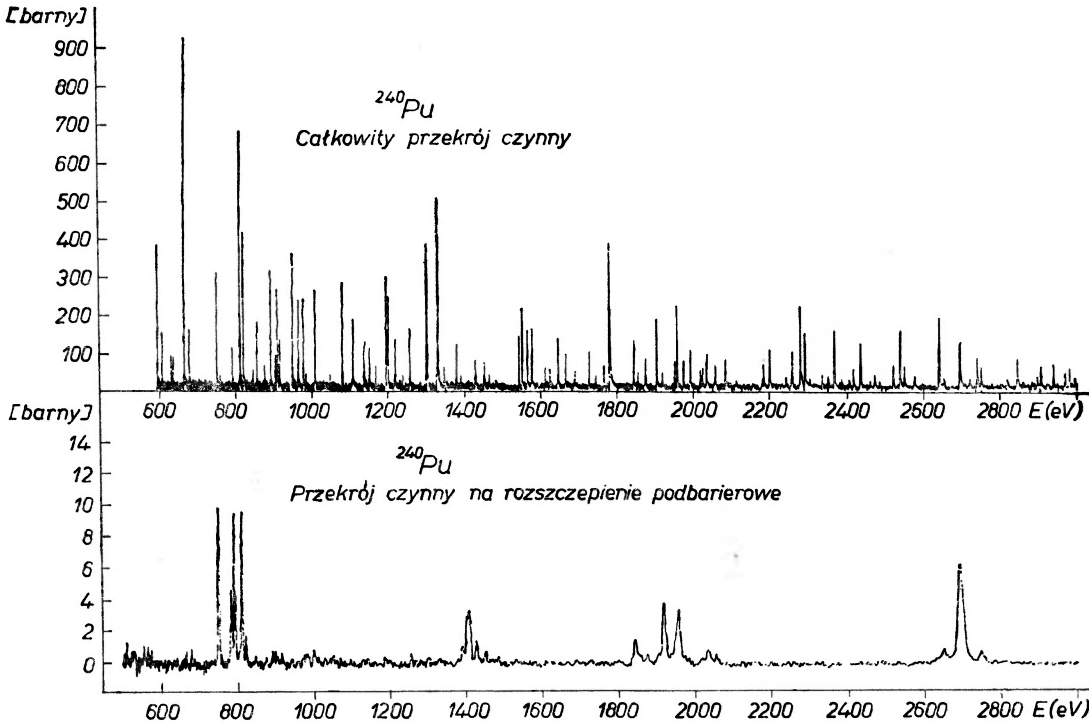
Przedstawione prace na temat rozszczepienia podbarierowego, wywołanego neutronami termicznymi, pozwoliły zorientować się w trzech zasadniczych typach subtelnej struktury przejściowej, charakteryzującej rozpad jądra złożonego, wzbudzonego do energii odpowiadającej energii wiązania neutronu.



Rys. 2. Zależność przekroju czynnego od energii wzbudzenia dla reakcji  $^{239}\text{Pu}(d, pf)$  — górna krzywa i reakcji  $^{239}\text{Pu}(d, p)$  — dolna krzywa, stanowiącej kanał wejściowy ( $d, pf$ ). Porównanie obu krzywych pozwala stwierdzić występowanie struktury pośredniej w krzywej wzbudzenia dla rozszczepienia, niezależnej od kanału wejściowego. Widać, że wąskie maksima, interpretowane jako stany jądra złożonego z obszaru drugiego minimum, nakładają się na znacznie szersze, stanowiące ich obwiednie, maksima pochodzące prawdopodobnie od stanu kolektywnego (wibracyjnego) w drugim minimum. Dane przytoczone z pracy: H. J. Specht *et al.*, *A high resolution study of the  $^{239}\text{Pu}(d, pf)$  reaction*, II Symposium on physics and chemistry of fission, (1969), SM-122/128

Pierwszy typ struktury, którego klasycznym przykładem jest krzywa wzbudzenia dla reakcji  $^{240}\text{Pu}(n, f)$  przedstawiona na rys. 3, wykazuje obecność wąskich, odległych, ostro zaznaczonych rezonansów na tle znacznie gęściej położonych, zlewających się maksimów pochodzących od stanów I typu, a będących stanami wejściowymi reakcji prowadzącej do jądra złożonego. Przypadek ten ma odpowiadać barierze potencjału wyraźnie wyższej od energii wiązania neutronu, co z kolei powoduje znaczne różnice gęstości stanów jądra złożonego. Pogwałcenie pierwszego lub drugiego warunku prowadzi do stopniowego zacierania struktury, np. w przypadku reakcji  $^{234}\text{U}(n, f)$ , gdzie rezonanse stanowią obwiednie wielu maksimów pochodzących od stanów I typu, aż do takiego jej skomplikowania, jak dla reakcji  $^{239}\text{Pu}(n, f)$ , że rezonanse zostają wyraźnie wytłumione na skutek dostatecznie silnego sprzężenia między stanami I i II rodzaju. Analiza takiej sytuacji wymaga zastosowania subtelnych metod statystycznych, nie zawsze zresztą dostarczających jednoznacznych wyników. Na Konferencji

szczególne silnie zaakcentowano opinię, że interpretacja subtelnej struktury przejściowej wymaga z reguły, poza nielicznymi wyjątkami, stanowiącymi już klasyczne przypadki, stosowania metod statystycznych. Wydaje się, że doskonaleniu tych metod i skrupulatnej analizie danych w ich duchu poświęcone będą następne prace z tej dziedziny.



Rys. 3. Całkowity przekrój czynny na reakcję  $^{240}\text{Pu} + n$  — górna krzywa, oraz reakcję  $^{240}\text{Pu}(n, f)$  — dolna krzywa, w funkcji energii wzbudzenia

Na Konferencji referowane były także wyniki najnowszych prac dotyczących trypartycji, tj. takiej odmiany procesu rozszczepienia, w której podziałowi jądra na dwa fragmenty towarzyszy emisja trzeciej, zwykle lekkiej cząstki naładowanej.

Na ogół przypuszcza się, że cząstka ta zostaje wyrzucona w chwili rozerwania z obszaru przewężenia między fragmentami. Przedstawione prace doświadczalne dotyczyły m. in.:

rozkładów kątowych, energetycznych i masowych trzech części rozszczepionego jądra, zależności przekroju czynnego na ten proces od rodzaju rozszczepianego jądra oraz od jego energii wzbudzenia,

względnych częstości emisji różnych cząstek naładowanych,

zależności energii wzbudzenia fragmentów od rodzaju emitowanej cząstki.

W tym ostatnim zagadnieniu istotnie nowe, choć fragmentaryczne rezultaty, zaprezentowała grupa polska w referacie dotyczącym korelacji neutron-cząstka naładowana w rozszczepieniu potrójnym  $^{252}\text{Cf}$  i  $^{235}\text{U}$ . Porównano tu ilość neutronów natychmiastowych w rozszczepieniu z emisją protonów i trytonów, z ilością neutronów towarzyszących trypartycji alfowej. Zaobserwowano, iż rozszczepieniu z emisją trytonów towarzyszy o 10% mniej neutronów natychmiastowych niż przy trypartycji z emisją cząstki alfa. Podobna zmiana w przypadku protonów leży w granicach błędu.



Kontrowersyjne rezultaty wieloletnich eksperymentów nad procesem podziału jądra na trzy części o porównywalnych masach podał L. Muga (USA). Najwięcej jednak zainteresowania wzbudziły prace, w których zajmowano się implikacjami dotychczasowych wyników badań nad trypartycją dla teorii rozszczepiania.

Od chwili odkrycia zjawiska trypartycji wyrażono wielokrotnie nadzieję, że emitowana cząstka będzie mogła być użyta w charakterze „sondy“, przy pomocy której uda się określić konfigurację (położenia i prędkości) fragmentów w chwili rozerwania. Opierano się mianowicie na tym, że po rozpadzie jądra ruch fragmentów i cząstki lekkiej można traktować jako klasyczne zagadnienie trzech ciał naładowanych, poruszających się we wzajemnym polu kulombowskim. Dokładna znajomość równań ruchu stwarza możliwość rozwiązania następującego problemu: odgadnąć warunki początkowe — położenia i prędkości trzech części jądra tuż po rozerwaniu — by móc na drodze rachunkowej dokładnie odtworzyć znany z doświadczenia stan końcowy.

Prowadzone w tym kierunku prace (Rehovoth, Świerk) dają wyniki zupełnie niezgodne ze statystycznym modelem rozszczepienia, przedstawiającym m. in. powolny ruch jądra od punktu siodłowego do punktu rozerwania.

Jednakże, jak to w swoim referacie próbował wykazać twórca teorii statystycznej P. Fong (USA), sprzeczność ta nie musi wcale przemawiać przeciw teorii. Wyniki gorącej dyskusji, jaka się potem rozwinęła, można by podsumować następująco: dotychczasowe dane doświadczalne są jeszcze zbyt ubogie (a czasem nawet sprzeczne), by można już było wnioskować w sposób kateryczny o warunkach narodzin cząstki lekkiej.

Próbując podsumować wyniki II Sympozjum należy stwierdzić, że potwierdziło ono w pełni zasadniczą wagę badań nad stanami pośrednimi w rozszczepieniu i pozwoliło zorientować się, jakie będą tendencje rozwojowe w dziedzinie badań nad rozszczepieniem.

Należy też podkreślić dobrą organizację Sympozjum Wiedeńskiego. Pełne jego materiały, obejmujące treść wygłoszonych referatów i dyskusji nad nimi oraz streszczeń referatów zgłoszonych a nie wygłoszonych na sympozjum, opublikowane zostały w jednym tomie: *Physics and Chemistry of Fission. Proceedings of a second IAEA Symposium*, Vienna, 28 July — 1 August 1969, wydanym przez Międzynarodową Agencję Energii Atomowej w Wiedniu w r. 1970.

### Reports on Mathematical Physics

W wyniku długotrwałych starań prof. dr R. S. Ingardena, doc. dr hab. S. Dembińskiego i doc. dr hab. S. Pruskiego ukazał się w końcu września 1970 r. pierwszy numer kwartalnika *Reports on Mathematical Physics*, którego profil jest zbliżony do *Journal of Mathematical Physics*. Zeszyt ten jest dedykowany profesorowi W. Rubinowiczowi ku uczczeniu 80-lecia Jego urodzin.

Nowe czasopismo jest firmowane przez Instytut Fizyki Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu i Polskie Towarzystwo Fizyczne jako założycieli, wydawane zaś wspólnie przez Państwowe Wydawnictwo Naukowe oraz North-Holland Publishing Company. Umowa pomiędzy obu tymi firmami wydawniczymi przewiduje podział rynków zbytu: PWN ma wyłączność sprzedaży na kraje socjalistyczne, zaś North-Holland na kraje kapitalistyczne. W związku z tym czasopismo ukazuje się w dwu wersjach, różniących się zresztą jedynie drobnymi szczegółami na odwrocie okładki. Współdział wydawniczy firmy holenderskiej (bardzo korzystny finansowo dla Polski) gwarantuje sprawność kolportażu czasopisma za granicą oraz zapewnia, mocą samej umowy, wysoki standard edytorski czasopisma.

Komitet Redakcyjny *Reports on Mathematical Physics* tworzą: R. S. Ingarden (redaktor naczelny), S. Dembiński (redaktor naukowy), S. Pruski i E. Sasiada — wszyscy z Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu. W skład Kolegium Redakcyjnego wchodzi 28 wybitnych specjalistów, w tym 9 z Polski: I. Białynicki-Birula, J. T. Łopuszański, K. Maurin, J. Plebański, J. Ray-ski, W. Rubinowicz, J. Rzewuski, A. Trautman i K. Urbanik oraz 19 z zagranicy: J. M. Berezawski (Kijów), K. M. Case (New York), A. J. Coleman (Kingston,

Ontario), Z. Daroczy (Debrecen), A. Grossmann (Marseille), S. Guiasu (Bukareszt), N. G. van Kampen (Utrecht), J. R. Klauder (Murray Hill, New Jersey), J. Meixner (Aachen), W. Opechowski (Vancouver, British Columbia), R. Penrose (Londyn), F. A. E. Pirani (Londyn), F. Schlögl (Aachen), E. C. G. Sundarshan (Austin, Texas), W. Thirring (Wiedeń), J. Todorow (Sofia), A. Uhlman (Lipsk), V. S. Varadarajan (Los Angeles, California), N. J. Vilenkin (Moskwa).

Zeszyt drugi *Reports on Mathematical Physics* ukazał się w połowie listopada 1970 r., zeszyty trzeci i czwarty pierwszego tomu ukazały się na początku roku 1971. Odbiorcy krajowi mogą zamawiać prenumeratę czasopisma za pośrednictwem przedsiębiorstwa „Ruch“.

J. Szudy

### Biblioteka PTF w Toruniu

Od roku 1968 istnieje w Toruniu biblioteka Polskiego Towarzystwa Fizycznego, która powstała w oparciu o księgozbiór podarowany PTF przez członka honorowego PTF, dyrektora Carbon Research Laboratory uniwersytetu w Buffalo profesora Stanisława Mrozowskiego. Księgozbiór ten stanowią komplety roczników podstawowych amerykańskich periodyków fizycznych za okres od roku 1942 (łącznie 227 tomów). Ostatnio biblioteka powiększyła znacznie swoje zbiory. W czerwcu 1970 r. nadeszła przesyłka składająca się z 95 vol. czasopism, stanowiąca dalszą część daru prof. Mrozowskiego. Oprócz tego biblioteka otrzymała ponad 30 książek w darze od dr Zofii Skrzat z UMK w Toruniu. Obecnie dzięki prof. Mrozowskiemu biblioteka na bieżąco otrzymuje następujące czasopisma: *Physical Review* (wszystkie serie), *Physical*

*Review Letters, Reviews of Modern Physics, Journal of the Optical Society of America, Bulletin of the American Physical Society, Carbon, Physics Today* oraz *Applied Optics*.

Dzięki życzliwości dyrektora Instytutu Fizyki UMK w Toruniu prof. dr R. S. Ingardena biblioteka otrzymała ostatnio bardzo wygodne pomieszczenie na parterze budynku Instytutu Fizyki UMK w osobnym pokoju sąsiadującym z biblioteką Instytutu. Ze zbiorów biblioteki PTF w Toruniu mogą korzystać wszyscy członkowie PTF na zasadach wymiany międzybibliotecznej.

J. Szudy

### Ogólnopolskie Seminarium na temat Magnetycznego Rezonansu Jądrowego i jego zastosowań

Już po raz trzeci w dniach 1 i 2 grudnia ub. r. odbyło się w Krakowie spotkanie specjalistów i zainteresowanych metodą magnetycznego rezonansu jądrowego. Jak w latach ubiegłych, organizatorem i gospodarzem Seminarium była Pracownia Magnetycznego Rezonansu Jądrowego Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie. Uczestniczyło w nim 72 przedstawiciele 25 ośrodków w kraju, zajmujących się zarówno badaniami podstawowymi, jak i zastosowaniami metody magnetycznego rezonansu jądrowego. Przedstawiono następujące referaty przeglądowe i prace własne:

- 1) J. Stankowski (Zakład Radiospektroskopii Instytutu Fizyki PAN w Poznaniu), *Badania radiospektroskopowe w ferroelektrykach*,
- 2) A. Szymczak, M. Baran, W. Zbieranowski (Instytut Fizyki PAN w Warszawie), *Badanie naprężeń wewnętrznych w kryształach metodą JRP*,
- 3) A. Więckowski (Zakład Radiospektroskopii Instytutu Fizyki PAN w Poznaniu), *Kształt linii rezonansowej*,
- 4) J. Chmielewski, W. Antoniak (Instytut Badań Jądrowych w Warszawie), *Tendencje rozwojowe w aparaturze magnetycznego rezonansu jądrowego*,
- 5) O. K. Daszkiewicz (Laboratorium Elektronicznego Przetwarzania Danych Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie), W. Zbieranowski (Instytut Fizyki PAN w Warszawie), *Miernik indukcji magnetycznej z bezpośrednim odczytem w jednostkach pola magnetycznego*,
- 6) O. K. Daszkiewicz (Lab. Elektronicznego Przetwarzania Danych IFJ), *Boxcar (woltomierz impulsowy)*,
- 7) M. Olczak-Kobza (Instytut Chemii Ogólnej Politechniki Łódzkiej), Z. Kęcki (Instytut Podstawowych Problemów Chemii Uniwersytetu Warszawskiego), *Przesunięcia kontaktowe w roztworach soli metali przejściowych*,
- 8) K. Jackowski, Z. Kęcki (Instytut Podstawowych Problemów Chemii Uniwersytetu Warszawskiego), *Ocena przydatności wzorców wewnętrznych w spektroskopii protonowego rezonansu magnetycznego*,
- 9) Cz. Kajdas (Zakład Karbo- i Petrochemii Centrum Badań Naukowych PAN, Gliwice), *Charakterystyka chemiczna stałych węglowodorów naftowych za pomocą MRJ*,
- 10) A. Marzec (Zakład Karbo- i Petrochemii Centrum Badań Naukowych PAN w Gliwicach), *Zastosowanie magnetycznego rezonansu jądrowego w chemii i geochemii ropy naftowej*,
- 11) O. Żogał, B. Staliński (Instytut Badań Strukturalnych i Niskich Temperatur we Wrocławiu), *Szerokość linii rezonansowych przesunięcie Knighta i sprzężenie kwadrupolowe  $^{11}\text{B}$  w  $\text{UB}_2$ ,  $\text{UB}_4$  i  $\text{UB}_{12}$* ,
- 12) N. Piślewski, T. Kułek, P. Pierański (Zakład Dielektryków Instytutu Fizyki PAN w Poznaniu), *Badania czasów relaksacji podłużnej w roztworach 1,2-dwuchloroetanu*,
- 13) J. Blicharski (Zakład Doświadczalnej Fizyki Jądrowej Uniwersytetu Jagiellońskiego), *Wpływ oddziaływań multipolowych dowolnego rzędu na czasy relaksacji w magnetycznym rezonansie jądrowym*,
- 14) J. Blicharski, *O możliwościach wykrycia magnetycznego rezonansu oktopolowego*,
- 15) J. W. Hennel, Z. Lalowicz, J. Blicharski (Pracownia Magnetycznego Rezonansu Jądrowego Instytutu Fizyki Jądrowej), *Teoria widma MRJ grup  $\text{NH}_4$  w temperaturach helowych*,
- 16) Z. Lalowicz, J. W. Hennel, *Pomiary widma MRJ w solach amonowych w temperaturach helowych*,
- 17) T. Wilczok, B. Lubas (Katedra Chemii Ogólnej Śląskiej Akademii Medycy-

nej), *Ograniczenia w zastosowaniu techniki rezonansu jądrowego do interpretacji zmian konformacyjnych biopolimerów w roztworach*, 18) Z. Lalowicz (Pracownia Magnetycznego Rezonansu Jądrowego Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie), M. Remin (Katedra Biofizyki Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego), *Analiza stopnia związania wody w kolagenie metodą szerokich linii MRJ*.

Referaty te podobnie jak w roku ubiegłym opublikowane zostaną w specjalnym wydaniu Reportów IFJ.

Obok referatów odbyła się dyskusja na temat budowy komercyjnych aparatów magnetycznego rezonansu jądrowego przeznaczonych dla szerokiego kręgu odbiorców. Poruszono także problemy tendencji rozwojowych i zastosowań praktycznych tej metody oraz postanowiono spotkać się w roku przyszłym. Zebrany zakomunikowano także projekt zorganizowania w Krakowie w roku 1973 Colloque Ampère na temat metod impulsowych magnetycznego rezonansu jądrowego oraz wysokiej zdolności rozdzielczej w ciałach stałych.

K. Parliński

## POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

Działalność Oddziału Warszawskiego PTF w okresie 30 VI 1969 — 1 X 1970 r.

Liczba członków OW wzrosła z 224 do 226 osób. W dniu 10 grudnia zostało zorganizowane posiedzenie naukowe poświęcone pamięci prof. dr Andrzeja Sołtana w X rocznicę Jego śmierci. Z tej okazji referaty wygłosili: prof. dr Szczepan Szczeniowski, prof. dr Leonard Sosnowski, prof. dr Zdzisław Wilhelmi.

Odbyło się 10 posiedzeń zarządu.

W jesieni 1969 zorganizowano 12 odczytów dla szkół średnich z frekwencją 3465 osób. Obecnie zorganizowano 14 odczytów uzupełnionych zadaniami i ćwiczeniami, a tym samym czas trwania odczytu zwiększono do 3 godzin. Na wiosnę 1970 r. zorganizowano cykl odczytów pod ogólnym tytułem *Fizyka współczesna i technika*. Ogólna frekwencja 222 osoby.

W okresie od 20 X 1969 r. do 30 VI 1970 r. zorganizowano w budynku IF przy ul. Hożej 69 kurs przygotowawczy dla uczniów klas maturalnych wybierających się na kierunki ściśle na wyższe uczelnie. Kurs obejmował wykłady z matematyki i fizyki oraz konsultacje i prace kontrolne. Prowadzony był w czterech grupach z ogólną ilością 213 osób. Spośród 69 absolwentów kursu, którzy przystąpili do egzaminów wstępnych, zdało i zostało przyjętych na wyższe uczelnie 37 osób.

Oddział zorganizował szkolenie dla nauczycieli szkół średnich, obejmujące wykłady i ćwiczenia z fizyki. Szkolenie odbyło się w okresie od 30 I 70 r. do 2 IV 70 r. i obejmowało wykłady oraz po dwa ćwiczenia dla każdej grupy. Zajęcia odbywały się w IFD UW oraz częściowo w Ośrodku Metodycznym. Za pośrednictwem Zarządu Głównego Oddział uzyskał dwa miejsca na wyjazd do Drezna, dwa na Węgry i jedno do Rumunii. Przyznano nagrodę naukową doc. dr hab. J. Petykiewiczowi, trzy nagrody za wyróżniające się prace magisterskie i jedno wyróżnienie za pracę magisterską z fizyki.

T. Warmiński

## Oddział katowicki PTF

W dniu 19. 11. 1969 na zebraniu pracowników Instytutu Fizyki Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach, zwołanym przez doc. dr hab. Augusta Chelkowskiego, utworzono Katowicki Oddział Polskiego Towarzystwa Fizycznego. W skład Oddziału weszli członkowie Oddziału Gliwickiego, Poznańskiego, Wrocławskiego oraz nowo przyjęci pracownicy Instytutu Fizyki Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach.

W skład Zarządu wchodzi: przewodniczący — doc. dr hab. Jerzy Moroń, wiceprzewodniczący — doc. dr hab. Andrzej Pawlikowski, skarbnik — dr Wiesława Zarek, sekretarz — dr Jerzy Benisz oraz członkowie: dr Leszek Kalisz, mgr Krystyna Białas, mgr Jan Ilczuk. W skład Komisji Rewizyjnej wchodzi: przewodniczący — dr Jan Barcik, członkowie: dr Bohdan Kozarzewski, dr Tadeusz Panek.

Utworzono również sekcję dydaktyczną, której kierownikiem został wybrany dr Wacław Miśkiewicz oraz sekcję techniczną działającą pod kierownictwem dr Jana Kinela.

Katowicki Oddział PTF według stanu na 31. 12. 1970 r. liczy 80 członków. W roku 1970 odbyło się 7 konwersatoriów naukowych, na których wygłoszono następujące referaty:

1. doc. dr Rudolf Konopka, *Wyznaczanie stałych siłowych w HMDS na podstawie widm oscylacyjnych*,
2. dr Wiesława Zarek, *Wpływ obróbki termicznej na rozmieszczenie kationów w ferrytoaluminatach niklu*,
3. dr Krystyna Bugajska, *Kwarki i cząstki elementarne*,
4. dr Józef Makosz, *Dielektryczne badania II i III fazy azotanu amonu*,
5. dr Stanisław Kubiak, *Wrażenia z pobytu w Grenoble w Laboratorium Elektrostatyki i Fizyki Metali Instytutu Fizyki i przedstawienie uzyskanych wyników*,
6. dr Józef Kuźmiński, *Zastosowanie reakcji transferu dwunukleonowego w spektroskopii jądrowej*.

W styczniu 1971 r. kolejne konwersatorium odbyło się w Planetarium Śląskim w Chorzowie, na którym mgr Maria Pańko w wygłosiła referat pt. *Współczesne metody wyznaczania torów komet*. Po referacie zwiedzono wystawę „Księżyc dawniej i dziś“ połączoną z pokazem próbki gruntu księżycowego.

Członkowie Katowickiego Oddziału PTF wygłosili szereg referatów (64 godz. wykładów) dla nauczycieli fizyki szkolnictwa

zawodowego i średniego Ministerstwa Górnictwa i Energetyki w Ośrodku Szkolenia Zawodowego Ministerstwa w Chorzowie.

J. Ilczuk

#### Bronisław Markowski

W dniu 8 października 1970 r. zmarł nagle długoletni kierownik warsztatu mechanicznego Katedry Fizyki Doświadczalnej, a ostatnio Instytutu Fizyki Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu, utalentowany mechanik precyzyjny Bronisław Markowski. Rozpoczął pracę na uniwersytecie toruńskim w roku 1946, a więc w czasie, gdy toruński ośrodek fizyczny zaczynał się dopiero tworzyć. W tym pierwszym bardzo trudnym okresie B. Markowski swoimi umiejętnościami i pracowitością udzielił ogromnej pomocy przy organizowaniu pracowni dydaktycznych wykonując własnoręcznie wiele przyrządów i pomocy naukowych. Kiedy w latach następnych po oddaniu do użytku gmachu Collegium Physicum UMK rozwinęły się w Toruniu badania naukowe w dziedzinie fizyki doświadczalnej, B. Markowski konstruował wiele precyzyjnych aparatów naukowych, dzięki czemu stało się możliwe przeprowadzenie dużej części wykonanych w Toruniu badań.

B. Markowski, zawsze pogodny i prostolinijny, cieszył się ogromną sympatią i uznaniem wszystkich fizyków toruńskich. Odszedł nagle pogrążając w żalu cały toruński ośrodek.

J. Szudy

TREŚĆ

J. Kołodziejczak — Nieliniowe zjawiska optyczne w półprzewodnikach . . .	229
B. Staliński — JRP w badaniach ruchów cząsteczkowych w ciałach stałych	249
H. Piersa — Wpływ różnic faz na brzmienie dźwięków . . . . .	269

ZAGADNIENIE DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

H. Szydłowski — Propozycja nowego modelu zajęć laboratoryjnych dla pierwszych lat fizyki . . . . .	275
H. Piersa — Pomiar prędkości głosu w fali postępującej . . . . .	285

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

T. Krogulski, E. Piasecki, A. Sobiczewski, O. Wołczek — II Sympozjum Fizyki i Chemii Rozszczepienia w Wiedniu . . . . .	289
---	-----

KRONIKA

CONTENTS

J. Kołodziejczak — Nonlinear Optical Phenomena in Semiconductors . . .	229
B. Staliński — NMR Studies of Molecular Motions in Solids . . . . .	249
H. Piersa — The Influence of Phases Differences on the Quality of Complex Tones	269

PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS

H. Szydłowski — Propositions for a New Organization of Physics Laboratories for Students in their First Three Years . . . . .	275
H. Piersa — Measurement of the Velocity of Sound in a Progressive Wave	285

CHRONICLE