

Marian NOWAK

## BADANIA WŁASNOŚCI PÓLPRZEWODNIKÓW W ZFCS INSTYTUTU FIZYKI POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ

**Streszczenie.** Przedstawiono specyfikę dotychczasowych badań materiałów półprzewodnikowych w Zakładzie Fizyki Ciała Stałego Instytutu Fizyki Politechniki Śląskiej w Katowicach. Charakterystyczne jest to, iż są one skoncentrowane na badaniu własności optycznych rekombinacyjnych i kinetycznych cienkich warstw, w których występuje interferencja promieniowania wewnątrznie odbitego. Uwzględnia się przy tym niepełną koherencję tego promieniowania. Badania prowadzi się metodami transmisji optycznej, elipsometrii, skaterometrii, pomiaru przewodnictwa elektrycznego, fotoprzewodnictwa, magnetorezystancji, efektu Halla, efektu Halla w warunkach fotoprzewodnictwa i zjawiska fotomagnetoelektrycznego.

## INVESTIGATIONS OF PROPERTIES OF SEMICONDUCTORS IN DIVISION OF SOLID STATE PHYSICS OF INSTITUTE OF PHYSICS AT SILESIAN TECHNICAL UNIVERSITY

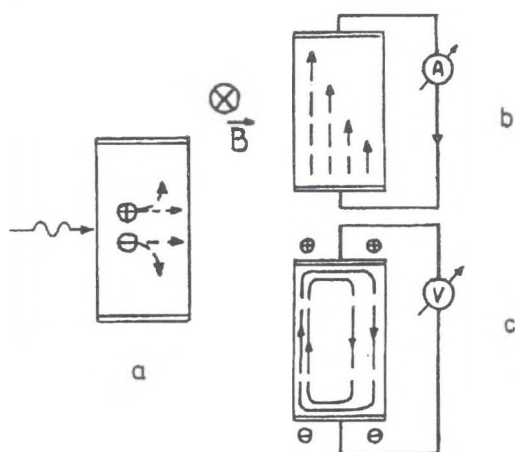
**Summary.** The features of hitherto investigations of semiconducting materials in Solid State Physics Section of Institute of Physics at Silesian Technical University in Katowice are presented. The investigations are concentrated on optical, recombination and transport properties of thin films in which the interference of radiation internally reflected occurs. The incoherence of this radiation is taken into account. The methods of optical transmittance, ellipsometry, scatterometry, electric conductivity, photoconductivity, Hall and Hall under illumination as well as photoelectromagnetic investigations are used.

## ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ ПОЛУПРОВОДНИКОВ В СЕКЦИИ ФИЗИКИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ ИНСТИТУТА ФИЗИКИ СИЛЕЗКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

**Резюме.** Представлено характеристику до сих пор проведенных исследований полупроводниковых материалов в Секции Физики Твердых Тел Института Физики Силезкого Политехнического Института в Катовицах. Исследованы оптические, рекомбинационные и транспортные свойства тонких пленок, в которых возникает интерференция света внутренне отраженного. Принимается некогерентность этого света. Используются методы оптического пропускания, эллипсометрии, скатерометрии, электрической проводимости, фотопроводимости, эффекта Холла и эффекта Холла в условиях освещения а также фотоманитоэлектрического эффекта.

Materiały półprzewodnikowe są ciekawym przedmiotem badań zarówno ze względu na złożoność i różnorodność zjawisk fizycznych w nich obserwowanych, jak i na podstawowe ich znaczenie dla współczesnej i przyszłej elektroniki i optoelektroniki. Z tego względu przed laty stały się one przedmiotem zainteresowania także w Instytucie Fizyki Politechniki Śląskiej w Gliwicach. Zakład Fizyki Ciała Stałego tego Instytutu zlokalizowany w Kатовicach kontynuuje badania rozpoczęte pod koniec lat siedemdziesiątych nad zjawiskiem fotomagnetoelektrycznym (FME) i efektami współwystępującymi z nim w półprzewodnikach.

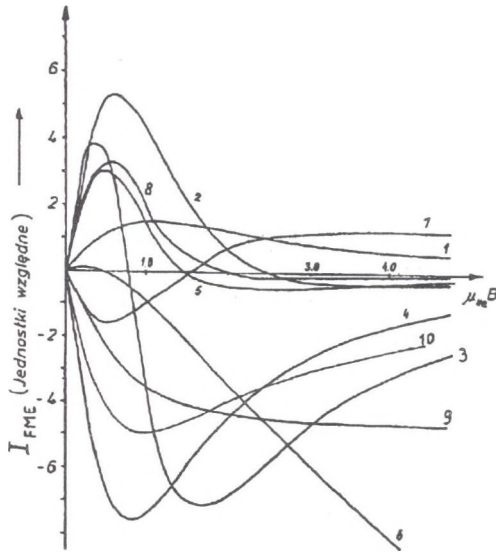
Istota mechanizmu wywołującego zjawisko FME w izotropowych półprzewodnikach jest następująca. Promieniowanie o energii fotonów większej od szerokości przerwy energetycznej badanego półprzewodnika generuje w nim swobodne nośniki ładunku elektrycznego: elektrony i dziury. W przypadku silnego pochłaniania promieniowania w próbce ( $k_e w \gg 1$ , gdzie  $k_e$  oznacza wartość efektywnego współczynnika absorpcji promieniowania,  $w$  - grubość próbki) największa liczba nadmiarowych nośników ładunku jest generowana w pobliżu czolowej (oświetlonej) powierzchni półprzewodnika. Powstały w ten sposób gradient koncentracji nośników ładunku wywołuje ich dyfuzję w głąb próbki. W polu magnetycznym o wektorze indukcji  $\vec{B}$  skierowanym prostopadle do gradientu koncentracji nośników dyfundujące nośniki ładunku różnych znaków są odchylane w przeciwne strony w kierunku prostopadłym zarówno do wektora  $\vec{B}$ , jak i do gradientu koncentracji nośników (rys. 1a). Jeżeli końce próbki w tym kierunku są zwarte zewnętrznym obwodem elektrycznym, to w obwodzie tym płynie prąd zwarciový wywołany zjawiskiem FME (rys. 1b). W przypadku gdy końce próbki są rozwarte, odchylane polem magnetycznym nośniki ładunku gromadząc się na nich wywołują różnicę potencjałów elektrycznych. Napięcie elektryczne rejestrowane w tym przypadku (rys. 1c) jest ograniczone prądami przewodnictwa i fotoprzewodnictwa (FP) przepływającymi przez próbkę.



Rys. 1. Schematyczne przedstawienie warunków obserwacji nieparzystego zjawiska FME: a) schematyczne przedstawienie trajektorii nadmiarowych nośników ładunku elektrycznego dyfundujących pod wpływem gradientu ich koncentracji w grubej próbce silnie pochłaniającej promieniowanie; b) pomiar natężenia prądu wywołanego zjawiskiem FME w warunkach zwarcia końców próbki; c) pomiar napięcia wywołanego zjawiskiem FME w próbce o rozwartych końcach (linie przerywane obrazują przepływ prądu w badanych próbkach)

Fig. 1. Experimental arrangement for investigations on the odd photoelectromagnetic effect: a) trajectories of excess carriers which diffuse in magnetic field due to the gradient of their concentration in the case of strong absorption of radiation in a thick sample; b) measurement of the short-circuit current evoked by the PEM effect; c) measurement of the open-circuit voltage evoked by the PEM effect (broken curves represent the flow of electric current in the samples)

Pierwsza praca [1] z naszego ośrodka opublikowana w roku 1979 na temat zjawiska FME i magnetorezystancji była opisem teoretycznym nieparzystego zjawiska FME uwzględniającym 11 parametrów charakteryzujących półprzewodnik, 3 zmienne eksperymentalne: natężenie światła wnikającego do próbki, długość fali (związana z wartościami parametrów optycznych półprzewodnika) i indukcja pola magnetycznego oraz wymiary próbki. Wspomnianymi parametrami półprzewodnika były: ruchliwości dryfu i ruchliwości Halla elektronów i dziur ( $\mu_e$ ,  $\mu_h$ ,  $\mu_{He}$ ,  $\mu_{Hh}$ ), szybkości rekombinacji nośników ładunku na powierzchniach czołowej i tylnej badanej próbki ( $s_1$ ,  $s_2$ ), czas życia nośników ładunku elektrycznego wyznaczony na podstawie badań zjawiska FME ( $\tau$ ), koncentracje równowagowych elektronów i dziur ( $n_e$ ,  $n_h$ ), efektywny współczynnik wydajności kwantowej ( $\beta$ ), współczynnik absorpcji promieniowania ( $k$ ).



Rys. 2. Natężenie prądu zwarciovego wywołanego zjawiskiem FME w jednostkach względnych jako funkcja indukcji pola magnetycznego dla różnych wartości parametrów półprzewodnika ( $n_e/n_h=10^{-4}$ ,  $\mu_e/\mu_n = 2, 6$ ,  $\mu_{He}/\mu_{Hh} = 2, 5$ , oznaczenia krzywych wg tabeli 1)  
 Fig. 2. Short-circuit PEM current (in rel. units) vs magnetic field for different values of semiconductor parameters ( $n_e/n_h=10^{-4}$ ,  $\mu_e/\mu_n = 2, 6$ ,  $\mu_{He}/\mu_{Hh} = 2, 5$ , curve marks from table 1)

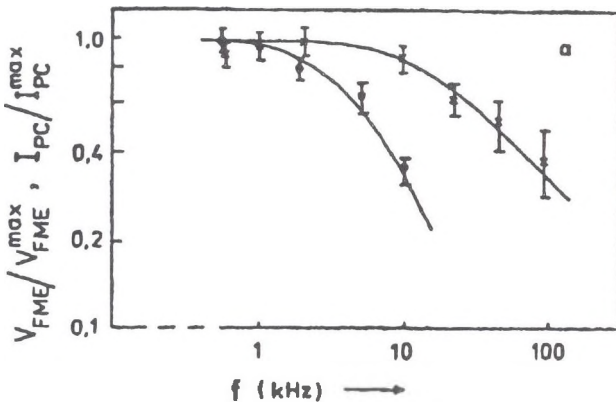
Tabela 1

Wartości parametrów półprzewodnika odpowiadające różnym krzywym na rys. 2

	Numer krzywej									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
wk	10	10	10	10	10	10 <sup>2</sup>	1	10	10 <sup>3</sup>	10 <sup>3</sup>
w/L	0,2	2	4	10	4	0,2	10 <sup>3</sup>	4	10	10
s <sub>1</sub> w <sub>1</sub> L <sup>-2</sup>	10 <sup>3</sup>	10 <sup>3</sup>	10 <sup>3</sup>	10 <sup>3</sup>	10 <sup>3</sup>	10 <sup>3</sup>	10 <sup>3</sup>	10 <sup>4</sup>	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>3</sup>
s <sub>2</sub> w <sub>2</sub> L <sup>-2</sup>	10	10	10	10	1	10	10	10	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>3</sup>

W następnych latach opracowano [2] metodę wyznaczania parametrów półprzewodnika na podstawie numerycznego dopasowania metodą najmniejszych kwadratów nieliniowej charakterystyki teoretycznej (rys. 2) do eksperymentalnie wyznaczonej zależności natężenia prądu zwarciego FME lub napięcia otwartego obwodu FME od indukcji pola magnetycznego. Metodę tę wykorzystano m.in. w badaniach zależności temperaturowej szybkości rekombinacji powierzchniowej nośników ładunku elektrycznego w  $Cd_xHg_{1-x}Te$  [3]. Wykorzystanie opracowanego sposobu dopasowania wyprowadzonych zależności teoretycznych do wyników eksperymentalnych pozwoliło opisać [4] tzw. anomalny efekt FME polegający na zmianie znaku sygnału FME ze wzrostem indukcji pola magnetycznego. Zwrócono przy tym uwagę, iż efekt ten może występować w przypadku szczególnych wartości parametrów badanego materiału.

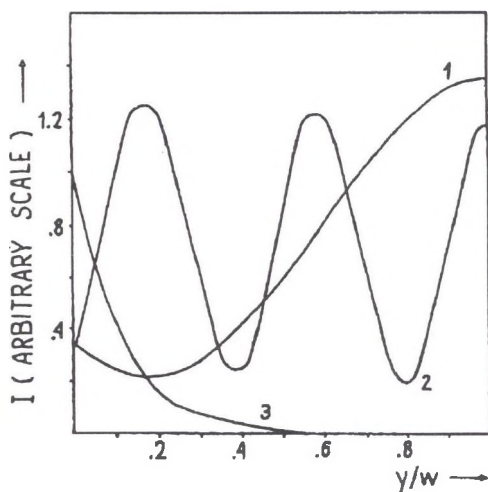
Istotą opracowanej metody dopasowania numerycznego jest to, iż wyznacza się wartości możliwie największej liczby efektywnych parametrów występujących w modelu teoretycznym, przy czym liczba tych parametrów zależy od warunków eksperymentu i własności badanej próbki. Za efektywne parametry dopasowywanej funkcji teoretycznej, np.



Rys. 3. Zależność zjawiska FME i FP od częstotliwości modulacji natężenia promieniowania padającego na próbkę [5] (n-Si,  $w=510\mu\text{m}$ , orientacja (111),  $T=300\text{K}$ ,  $n_e = (10 \pm 1) \cdot 10^{19}\text{m}^{-3}$ ,  $\lambda = 0,6328\mu\text{m}$ ,  $\tau_e = (4,4 \pm 0,8) \cdot 10^{-5}\text{s}$ ,  $\tau_h = (1,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-5}\text{s}$ ,  $\mu_{He} = (0,13 \pm 0,02)\text{m}^2/\text{Vs}$ ; x - FME, o - FP, krzywe ciągłe odpowiadają dopasowanym zależnościom teoretycznym dla wyznaczonych wartości parametrów półprzewodnika)

Fig. 3. PEM and PC signals vs frequency of illumination [5] (n-Si,  $w=510\mu\text{m}$ , orientation (111),  $T=300\text{K}$ ,  $n_e = (10 \pm 1) \cdot 10^{19}\text{m}^{-3}$ ,  $\lambda = 0,6328\mu\text{m}$ ,  $\tau_e = (4,4 \pm 0,8) \cdot 10^{-5}\text{s}$ ,  $\tau_h = (1,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-5}\text{s}$ ,  $\mu_{He} = (0,13 \pm 0,02)\text{m}^2/\text{Vs}$ ; x - FME, o - FP, solid curves represent the fitted theoretical dependences for the estimated values of semiconductor parameters)

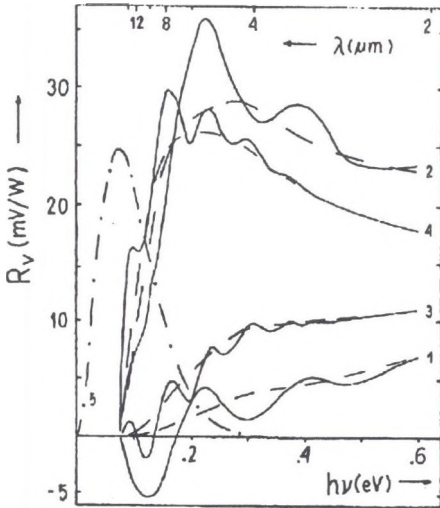
$I_{FME}(B)$ , przyjmuje się takie parametry  $a_i$  (w ogólnym przypadku algebraiczne funkcje odpowiednich parametrów materiałowych, np.  $a_i = kw$ ), że pochodnych cząstkowych danej funkcji, np.  $I_{FME}(B)$  względem któregośkolwiek z nich ( $\partial I_{FME}(B)/\partial a_i$ ), nie można przedstawić w postaci kombinacji liniowej pochodnych cząstkowych danej funkcji względem pozostałych parametrów. Oznacza to, iż w przypadku liniowej zależności danej funkcji teoretycznej (np.  $I_{FME}(B)$ ) od wielkości zmienianej w trakcie eksperymentu (np.  $B$ ) efektywnymi parametrami są jedynie dwa parametry opisujące linię prostą, która w danym przypadku dobrze aproksymuje wyniki eksperymentalne. Sytuacja taka zachodzi np. w badaniach  $I_{FME}(B)$  w zakresie słabych pól magnetycznych. Wówczas wartości pozostałych parametrów półprzewodnika muszą być wyznaczone w niezależnych eksperymentach, chyba że są to tzw. parametry słabo znaczące, które w danym przypadku nie wpływają na mierzoną wielkość. Przykładowo, w badaniach półprzewodnika silnie zdomieszkowanego (np. p-typu)  $I_{FME}$  zależy jedynie od wartości parametrów charakteryzujących mniejszościowe nośniki ładunku elektrycznego (w podanym przykładzie elektrony), a nie zależy od parametrów nośników większościowych (w podanym przykładzie dziur).



Rys. 4. Zależność rozkładu natężenia promieniowania po głębokości w warstwach o różnej grubości. (InSb,  $\lambda = 6,6\mu\text{m}$ ,  $n=4,01$ ,  $k=1.1 \cdot 10^5 \text{m}^{-1}$ ,  $n_s=1,5$ ; 1 —  $w=0,5\mu\text{m}$ , 2 —  $w=2\mu\text{m}$ , 3 —  $w=80\mu\text{m}$ )

Fig. 4. Spatial dependence of radiation intensity in layers of different thicknesses (InSb,  $\lambda = 6,6\mu\text{m}$ ,  $n=4,01$ ,  $k=1.1 \cdot 10^5 \text{m}^{-1}$ ,  $n_s=1,5$ ; 1 —  $w=0,5\mu\text{m}$ , 2 —  $w=2\mu\text{m}$ , 3 —  $w=80\mu\text{m}$ )

Rozwijając badania nad zjawiskiem FME i fotoprzewodnictwem (FP) elektrycznym opracowano [5] metodę wyznaczania czasu życia mniejszościowych i większościowych nośników ładunku elektrycznego na podstawie badań zależności tych efektów od częstotliwości modulacji natężenia oświetlenia padającego na próbkę (rys. 3).

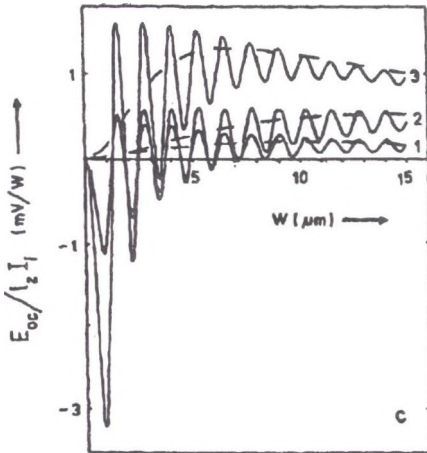


Rys. 5. Zależność czułości napięciowej FME od energii fotonów promieniowania dla różnych grubości warstw  $\text{Cd}_{0,16}\text{Hg}_{0,84}\text{Te}$  oraz różnych szybkości rekombinacji nośników ładunku elektrycznego na ich powierzchniach (1 —  $w=0,8\mu\text{m}$ ,  $s_1=1\text{m/s}$ ,  $s_2=1\text{m/s}$ ; 2 —  $w=0,8\mu\text{m}$ ,  $s_1=1\text{m/s}$ ,  $s_2=10^5\text{m/s}$ ; 3 —  $w=2\mu\text{m}$ ,  $s_1=1\text{m/s}$ ,  $s_2=1\text{m/s}$ ; 4 —  $w=2\mu\text{m}$ ,  $s_1=1\text{m/s}$ ,  $s_2=10^5\text{m/s}$ ; 5 — rozkład widmowy natężenia promieniowania (w jednostkach względnych) emitowanego przez ciało doskonale czarne o  $T=300\text{K}$ ; krzywe przerywane pokazują przewidywania teorii nie uwzględniającej efektów interferencyjnych;  $\tau=3\text{ns}$ ,  $n_e=n_h$ ,  $B=1\text{T}$ ,  $n_s=1,5$ )

Fig. 5. Spectral distribution of voltage PEM responsivity for  $\text{Cd}_{0,16}\text{Hg}_{0,84}\text{Te}$  films of different thicknesses and different recombination velocities at the surfaces (1 —  $w=0,8\mu\text{m}$ ,  $s_1=1\text{m/s}$ ,  $s_2=1\text{m/s}$ ; 2 —  $w=0,8\mu\text{m}$ ,  $s_1=1\text{m/s}$ ,  $s_2=10^5\text{m/s}$ ; 3 —  $w=2\mu\text{m}$ ,  $s_1=1\text{m/s}$ ,  $s_2=1\text{m/s}$ ; 4 —  $w=2\mu\text{m}$ ,  $s_1=1\text{m/s}$ ,  $s_2=10^5\text{m/s}$ ; 5 — spectral distribution of energy emitted by black body radiation source at  $T=300\text{K}$ ; broken curves show predictions of theory that did not take into account interference effect;  $\tau=3\text{ns}$ ,  $n_e=n_h$ ,  $B=1\text{T}$ ,  $n_s=1,5$ )

Na początku lat osiemdziesiątych zwrócono [6] uwagę na to, iż w cienkich warstwach półprzewodników, w warunkach słabej absorpcji światła, wewnętrzne odbicie promieniowania w badanej warstwie silnie wpływa na zjawisko FME. Mianowicie, skutek interferencji promieniowania wewnątrz odbitego powstaje w badanej warstwie tzw. stojąca

fala świetlna (np. krzywa 2 na rys. 4). Rozkład przestrzenny tej fali decyduje o gradientach nadmiarowych nośników ładunku elektrycznego, a tym samym o wielkości sygnału FME. W przypadku cienkiej warstwy o grubości  $w = \lambda/4n$  w wyniku interferencji promieniowania słabo pochłanianego posiada ono znacznie większe natężenia przy tylnej (nieoświetlonej) powierzchni warstwy aniżeli przy powierzchni przedniej (oświetlanej), patrz krzywa 1 na rys. 4. W takim przypadku generowane światłem nośniki ładunku dyfundują w kierunku przeciwnym do tego, jaki występuje w przypadku oświetlenia próbki promieniowaniem silnie pochłaniającym. W wyniku zakrzywienia trajektorii dyfundujących nośników w polu magnetycznym prąd FME płynie w przeciwnym kierunku aniżeli ten zaznaczony na rys. 1. Zjawisko to nazywamy ujemnym efektem FME. Bez interferencji światła wewnątrz odbitego może ono wystąpić jedynie w przypadku znacznie szybszej rekombinacji powierzchniowej aniżeli objętościowej nośników ładunku w próbce oświetlonej promieniowaniem słabo pochłanianym.

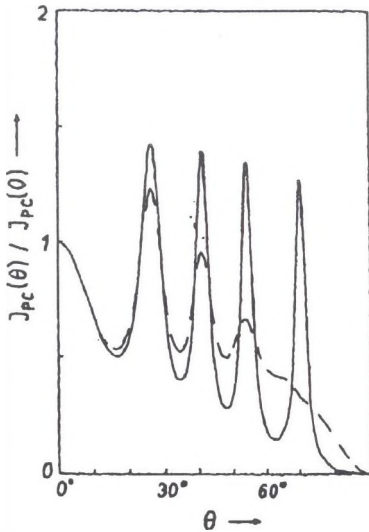


Rys. 6. Napięcie FME jako funkcja grubości warstwy  $\text{Cd}_{0,16}\text{Hg}_{0,84}\text{Te}$  dla różnych współczynników absorpcji promieniowania o długości fali  $\lambda = 10,6\mu\text{m}$  i różnych czasów życia nośników ładunku elektrycznego (1 —  $\tau=3\text{ns}$ ,  $k=3\cdot 10^4\text{m}^{-1}$ ; 2 —  $\tau=10\text{ns}$ ,  $k=3\cdot 10^4\text{m}^{-1}$ ; 3 —  $\tau=3\text{ns}$ ,  $k=10^5\text{m}^{-1}$ ;  $S_1=s_2=1\text{m/s}$ ,  $N_e=n_h=1$ ,  $B=1\text{T}$ ,  $n_s=1,5$ ; krzywe przerywane pokazują przewidywania teorii nie uwzględniającej efektów interferencyjnych)

Fig. 6. PEM voltage response vs thickness of  $\text{Cd}_{0,16}\text{Hg}_{0,84}\text{Te}$  film for different absorption coefficients of  $\lambda = 10.6\mu\text{m}$  radiation and different carrier lifetimes (1 —  $\tau=3\text{ns}$ ,  $k=3\cdot 10^4\text{m}^{-1}$ ; 2 —  $\tau=10\text{ns}$ ,  $k=3\cdot 10^4\text{m}^{-1}$ ; 3 —  $\tau=3\text{ns}$ ,  $k=10^5\text{m}^{-1}$ ;  $S_1=s_2=1\text{m/s}$ ,  $N_e=n_h=1$ ,  $B=1\text{T}$ ,  $n_s=1,5$ ; broken curves show predictions of theory that did not take into account interference effect)



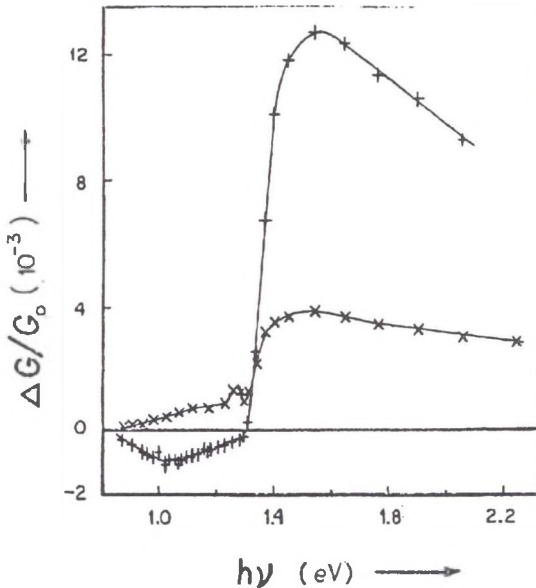
Zjawisko FME występujące w warunkach interferencji promieniowania w badanej próbce nazwano interferencyjnym zjawiskiem FME. Charakterystyczne dla niego są oscylacyjne zmiany sygnałów FME ze zmianą długości fali promieniowania padającego na próbkę (rys. 5). Szczególne znaczenie dla optymalizacji konstrukcji FME detektorów promieniowania podczerwonego posiada oscylacyjna zależność interferencyjnego sygnału FME od grubości próbki (rys. 6) [7]. Poza tym jedną z konsekwencji interferencyjnego zjawiska FME jest występowanie przewidzianej teoretycznie [7], a następnie potwierdzonej eksperymentalnie [8] tzw. temperatury martwej detektorów FME promieniowania podczerwonego. Jest nią temperatura obiektu, którego promieniowanie termiczne wywołuje zerowy sygnał w detektorze FME.



Rys. 7. Natężenie prądu fotoprzewodnictwa jako funkcja kąta padania promieniowania na próbkę GaSe ( $\lambda = 0,6328\mu\text{m}$ ,  $w=12\mu\text{m}$ ,  $s_1=s_2=1\text{m/s}$ , krzywe przerywana i ciągła odpowiadają oświetleniu promieniowaniem liniowo spolaryzowanym o wektorze natężenia pola elektrycznego równoległym i prostopadłym do płaszczyzny padania)

Fig. 7. PC response vs angle of incidence of radiation on GaSe sample ( $\lambda = 0,6328\mu\text{m}$ ,  $w=12\mu\text{m}$ ,  $s_1=s_2=1\text{m/s}$ , broken and solid curves represent the plane-polarized radiation with electric vector in and normal to the plane of incidence)

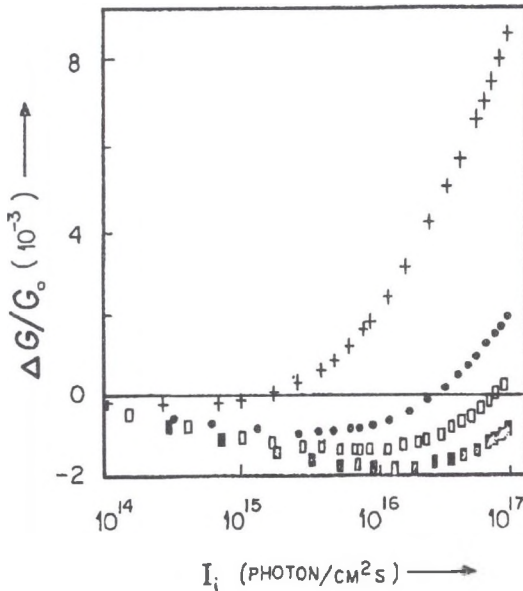
Zwrócono [9] uwagę na to, iż w przypadku nieprostokątnego padania promieniowania na badany półprzewodnik badania zjawiska FME stają się komplementarne do badań elipsometrycznych. O ile w tych ostatnich wyznacza się parametry badanego materiału na podstawie zależności natężenia promieniowania odbitego od jego kąta padania i polaryzacji, to efekt FME oraz inne efekty fotoelektryczne pozwalają łatwo rejestrować zależność natężenia promieniowania wnikającego do badanej próbki jako funkcję tych samych czynników eksperymentalnych. Zaproponowana tzw. polaryzacyjna metoda badań FME została między innymi wykorzystana w badaniach własności optycznych powłok  $\text{SiO}_2$  na próbkach krzemowych [10].



Rys. 8. Zależność widmowa FP w GaAs implantowanym jonami Si [18] (+ GaAs domieszkowane Cr, x niedomieszkowane GaAs,  $I_0 = 4 \cdot 10^{14}$  fotonów/cm<sup>2</sup>s)

Fig. 8. Spectral dependence of PC in GaAs implanted with Si ions [18] (+ GaAs doped with Cr, x undoped GaAs,  $I_0 = 4 \cdot 10^{14}$  photons/cm<sup>2</sup>s)

Przy współpracy z kolegami z Wojskowej Akademii Technicznej w Warszawie przeprowadzono analizę i optymalizację konstrukcji detektorów FME wykonanych z warstw  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ze zmienną szerokością przerwy energetycznej [11]. W takich próbkach grubość tej części półprzewodnika, w której możliwa jest fotogeneracja bipolarna nośników ładunku elektrycznego, może być znacznie mniejsza od całkowitej grubości półprzewodnika. Wobec tego promieniowanie może być słabo pochłaniane w stosunkowo grubej próbce i w przypadku gdy jest to próbka płasko-równoległa, może w niej zachodzić interferencja promieniowania wewnątrz odbitego.

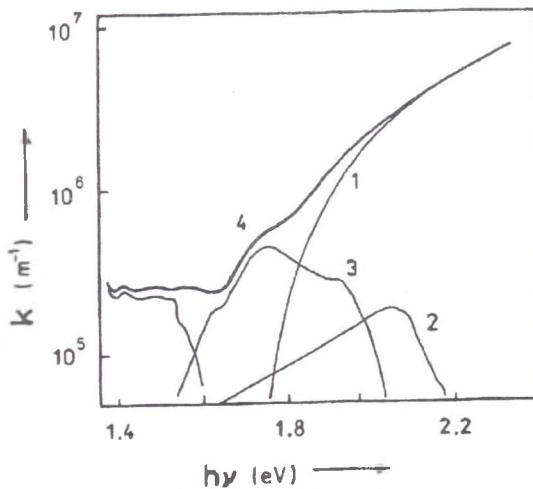


Rys. 9. Zależność FP od natężenia oświetlenia w GaAs:Cr implantowanym jonami Si dla różnych energii fotonów [18] (+  $h\nu=1.30\text{eV}$ ,  $\cdot h\nu=1.24\text{eV}$ ,  $h\nu=1.18\text{eV}$ ,  $h\nu=1.13\text{eV}$ )

Fig. 9. PC in GaAs:Cr implanted with Si ions vs illumination intensity for different photon energies [18] (+  $h\nu=1.30\text{eV}$ ,  $\cdot h\nu=1.24\text{eV}$ ,  $h\nu=1.18\text{eV}$ ,  $h\nu=1.13\text{eV}$ )

Rozwinięto [12] teorię zjawisk FME i FP dla przypadku nieprostopadłego oświetlenia cienkich warstw półprzewodnikowych, w których zachodzi interferencja promieniowania wewnątrz odbitego. Istotne w tym przypadku jest to, iż sygnały FME i FP są zależne od polaryzacji promieniowania padającego na próbkę i mogą zmieniać się oscylacyjnie ze zmianą kąta jego padania na próbkę (rys. 7). Uwzględnienie tej teorii pozwoliło zwrócić uwagę na czułość detektorów FME na polaryzację padającego na nie promieniowania [13].

Zwrócono uwagę na to, iż w warunkach interferencji promieniowania wewnątrz odbitego w badanej próbce zmiana części rzeczywistej współczynnika załamania światła w półprzewodniku [14] oraz jego współczynnika pochłaniania [15] ze wzrostem indukcji pola magnetycznego może spowodować oscylacyjne zmiany sygnałów FME i FP.



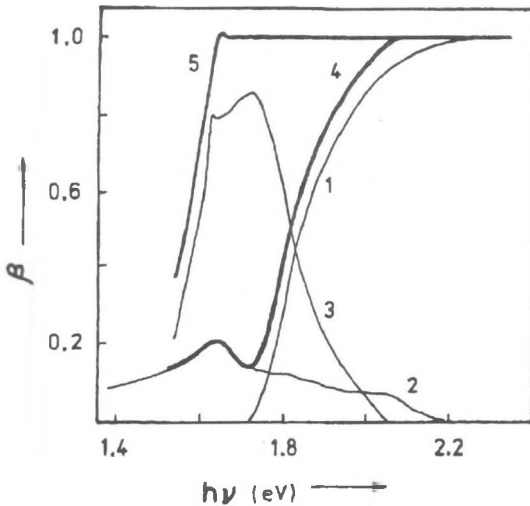
Rys. 10. Zależność widmowa współczynnika absorpcji promieniowania w a-Si:H,F [19] (1 – współczynnik absorpcji podstawowej, 2 – współczynnik absorpcji Urbacha, 3 – współczynnik absorpcji monopolarnej, 4 – całkowity współczynnik absorpcji, 5 – współczynnik absorpcji nie wywołującej fotogeneracji swobodnych nośników ładunku)

Fig. 10. Spectral dependence of absorption coefficient of radiation in a-Si:H,F [19] (1 – fundamental absorption, 2 – Urbach absorption, 3 – monopolar absorption, 4 – total absorption of photons that does not photogenerate free carriers)

Podsumowaniem tego pierwszego etapu badań było opublikowanie w 1985 roku monografii [16] na temat zjawiska FME w półprzewodnikach i jego zastosowań. Wersja angielska [17] tej monografii została opublikowana w 1987 r. Stanowi ona krytyczną syntezę wyników badań zjawiska FME w półprzewodnikach od chwili jego odkrycia w 1934 r., jakie przeprowadzono na całym świecie. Porównano w niej przewidywania istniejących teorii z wynikami badań doświadczalnych zjawiska FME w izotropowych i anizotropowych, jednorodnych i niejednorodnych półprzewodnikach umieszczonych w dowolnych

polach magnetycznych i oświetlonych promieniowaniem o różnej długości fali i różnym natężeniu. W monografii dokonano także krytycznego przeglądu 35 metod wykorzystania zjawiska FME do wyznaczania parametrów materiałów półprzewodnikowych. Przedstawiono konstrukcję oraz parametry FME detektorów promieniowania podczerwonego oraz fotomagnetometrów. W monografii uogólniono teorię zjawiska FME dla przypadku nieprostokątnego padania spolaryzowanego promieniowania na warstwę półprzewodnika w próbce wielowarstwowej.

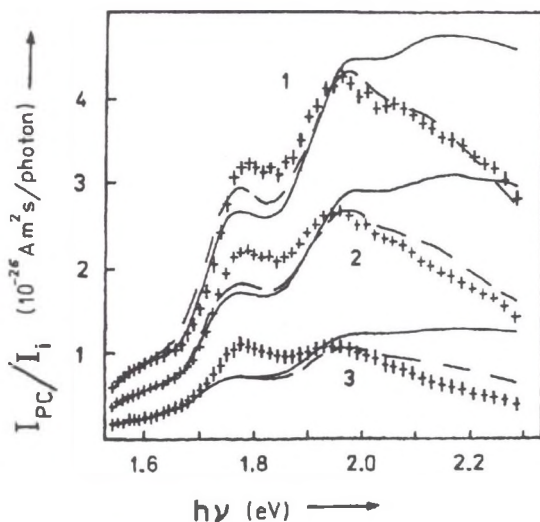
W połowie lat osiemdziesiątych rozpoczęto kontynuowaną do dzisiaj współpracę z kolegami z Uniwersytetów w Atenach i Iraklio w Grecji. Efektem tej współpracy jest m.in. wspólna praca [18] na temat ujemnego FP w GaAs. Zjawisko to polega na zmniejszeniu się przewodnictwa elektrycznego badanej próbki pod wpływem oświetlenia (rys. 9). Wskutek wpływu koncentracji swobodnych nośników ładunku na mechanizm ich rekombinacji efekt ten silnie zależy od natężenia oświetlenia stosowanego w badaniach (rys. 10).



Rys. 11. Zależność widmowa współczynnika wydajności kwantowej promieniowania w a-Si:H,F [19] (1 – fotogeneracja bipolarna, 2 – fotogeneracja Urbacha, 3 – fotogeneracja monopolarna, 4 – współczynnik wydajności w zjawisku FME, 5 – współczynnik wydajności w zjawisku FP)

Fig. 11. Spectral dependence of quantum efficiency coefficients of radiation in a-Si:H,F [19] (1 – bipolar photogeneration, 2 – Urbach photogeneration, 3 – monopolar photogeneration, 4 – quantum efficiency in PEM effect, 5 – quantum efficiency absorption in PC)

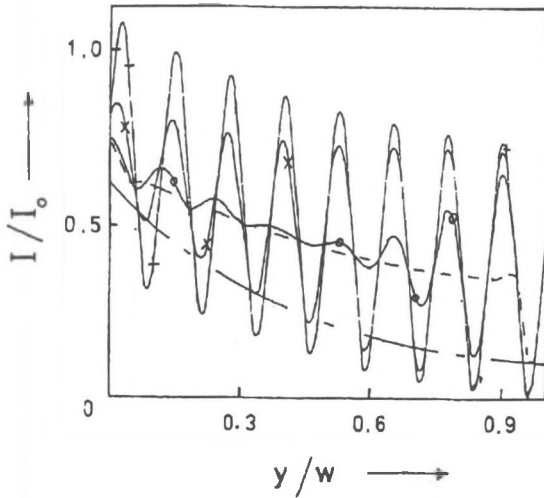
W połowie lat osiemdziesiątych rozpoczęto także kontynuowaną do dzisiaj współpracę z kolegami z Uniwersytetów w Bari oraz w Camerino we Włoszech. Wspólne prace dotyczyły badań transmisji optycznej, FP i efektu FME w cienkich warstwach a-Si:H. Kompleksowe badania [19] pozwoliły m.in. wyznaczyć zależności widmowe nie tylko całkowitego współczynnika absorpcji promieniowania w badanej warstwie, lecz również jego składowych związanych z absorpcją podstawową, absorpcją Urbacha, absorpcją monopolarną i absorpcją nie wywołującą fotogeneracji swobodnych nośników ładunku elektrycznego (rys. 10). Wyniki te pozwoliły przedstawić spektralną zależność współczynników wydajności kwantowej promieniowania w zjawiskach FP i FME (rys. 11). Stwierdzono równocześnie wpływ natężenia oświetlenia na wartości czasów życia i szybkości rekombinacji powierzchniowej nośników ładunku elektrycznego. W badaniach tych uwzględniono efekty interferencyjne (rys. 12). Zwrócono jednak uwagę [19] na to, iż wskutek niepełnej koherencyjności promieniowania wewnątrz odbitego w badanych warstwach następuje wytlumienie efektów interferencyjnych. Początkowo uwzględniano to wprowadzając do opisu analizowanych zjawisk tzw. półempiryczny współczynnik koherencyjności promieniowania [19].



Rys. 12. Zależność widmowa normalizowanych prądów FP w warstwie a-Si:H,F o grubości  $0,76\mu\text{m}$  dla różnych natężeń oświetlenia [19] ( $1 - 10^{16}$ ,  $2 - 10^{17}$ ,  $3 - 10^{19}$  fotonów/ $\text{m}^2\text{s}$ ; krzywe ciągłe i przerywane odpowiadają zależnościom teoretycznym odpowiednio dla  $w/L \gg 1$  oraz  $w/L \ll 1$ )

Fig. 12. Spectral dependence of normalized PC currents in  $0.76\mu\text{m}$  thick film of a-Si:H,F for different intensities of radiation [19] ( $1 - 10^{16}$ ,  $2 - 10^{17}$ ,  $3 - 10^{19}$  photons/ $\text{m}^2\text{s}$ ; solid and broken curves represent theoretical dependences for  $w/L \gg 1$  and  $w/L \ll 1$ , respectively)

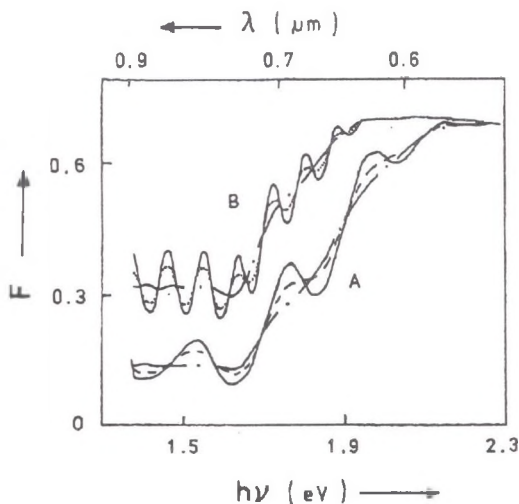
W następnych pracach [20, 21, 22] uwzględniono fakt, iż przypadkowe fluktuacje grubości badanej i otaczającej ją warstwy, fluktuacje wartości współczynników załamania w oświetlonym obszarze próbki oraz niepełna monochromatyczność używanego w badaniach promieniowania powodują Gaussowski rozkład zmian fazy promieniowania przechodzącego przez badaną warstwę. Wprowadzenie tego rozkładu do opisu natężenia światła w badanym półprzewodniku (rys. 13, 14), a poprzez niego do opisu zjawisk transmisji (rys. 15) i odbicia oraz FP i FME pozwoliło uzyskać lepszą zgodność założeń i przewidywań teorii z warunkami i wynikami doświadczalnymi. Najobszerniejsze opracowanie na temat rozkładu przestrzennego i widmowego natężenia promieniowania elektromagnetycznego w warstwie półprzewodnika stanowiącej fragment struktury warstwowej zamieszczono w pracy [21]. Opracowanie to uwzględniło nieprostokątne padanie promieniowania i jego polaryzację.



Rys. 13. Przestrzenny rozkład natężenia promieniowania w warstwie InSb dla różnych wartości odchylenia standardowego w rozkładzie Gaussa zmiany fazy promieniowania przechodzącego przez nią w strukturze wielowarstwowej (+  $\sigma_{\Gamma} = 0$ , x  $\sigma_{\Gamma} = 1,51$  ( $\sigma_{\Gamma}/\Gamma = 0,03$ ),  $\sigma_{\Gamma} = 5,05$ , ( $\sigma_{\Gamma}/\Gamma = 0,1$ ), krzywa przerywana  $\sigma_{\Gamma} = 25$ , ( $\sigma_{\Gamma}/\Gamma = 0,5$ );  $\lambda = 5\mu\text{m}$ ,  $n=4,02$ ,  $k=2,24 \cdot 10^5 \text{m}^{-1}$ ,  $n_1=n_3=2,43$ ,  $w=5\mu\text{m}$ ,  $w_1=1\mu\text{m}$ ,  $w_3=0,6\mu\text{m}$ ,  $n_4=1,2$ ,  $k_4 = 10^7 \text{m}^{-1}$ )

Fig. 13. Spatial dependence of radiation intensity in InSb layer for different values of standard deviation in Gaussian distribution of the change in phase of a beam traversing the film in a multilayer (+  $\sigma_{\Gamma} = 0$ , x  $\sigma_{\Gamma} = 1,51$  ( $\sigma_{\Gamma}/\Gamma = 0,03$ ),  $\sigma_{\Gamma} = 5,05$ , ( $\sigma_{\Gamma}/\Gamma = 0,1$ ), broken curve  $\sigma_{\Gamma} = 25$ , ( $\sigma_{\Gamma}/\Gamma = 0,5$ );  $\lambda = 5\mu\text{m}$ ,  $n=4,02$ ,  $k=2,24 \cdot 10^5 \text{m}^{-1}$ ,  $n_1=n_3=2,43$ ,  $w=5\mu\text{m}$ ,  $w_1=1\mu\text{m}$ ,  $w_3=0,6\mu\text{m}$ ,  $n_4=1,2$ ,  $k_4 = 10^7 \text{m}^{-1}$ )

Podsumowaniem badań nad transmisją optyczną było opracowanie nowej metody wyznaczania optycznych i geometrycznych parametrów badanych cienkich warstw z widmowych badań transmisji optycznej [22]. Metoda ta również uwzględniła rozkład Gaussowski zmian fazy promieniowania przechodzącego przez badaną próbkę. Zastosowanie tej metody w badaniach a-Si:H pozwoliło m.in. stwierdzić zależność współczynnika absorpcji promieniowania o energii bliskiej szerokości przerwy energetycznej od natężenia promieniowania użytego w badaniach [23].



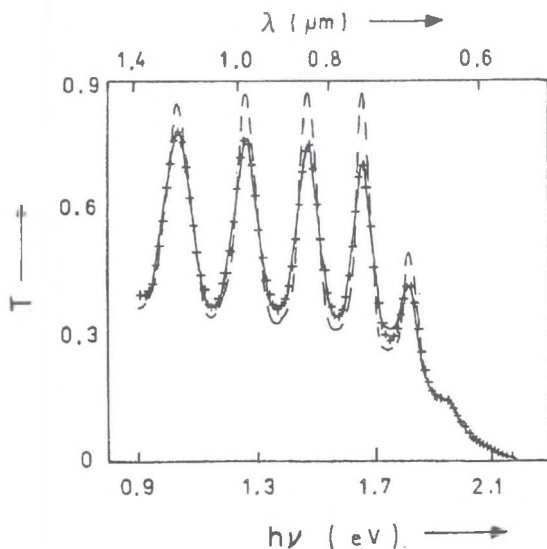
Rys. 14. Widmowa zależność stosunku liczb pochłoniętych do padających fotonów dla różnych grubości cienkiej warstwy na grubej płytce oraz dla różnych odchyłeń standardowych  $\sigma_{\Gamma}$  w gaussowskim rozkładzie zmiany fazy  $\Gamma$  promieniowania przy dwukrotnym przejściu przez tę warstwę (A —  $w=0,76\mu\text{m}$ , krzywa ciągła —  $\sigma_{\Gamma}/\Gamma = 0$ , krzywa przerywana —  $\sigma_{\Gamma}/\Gamma = 0.03$ , krzywa łańcuchowa —  $\sigma_{\Gamma}/\Gamma = 0.1$ ; B —  $w=2\mu\text{m}$ , krzywa ciągła —  $\sigma_{\Gamma}/\Gamma = 0$ , krzywa przerywana —  $\sigma_{\Gamma}/\Gamma = 0.01$ , krzywa łańcuchowa —  $\sigma_{\Gamma}/\Gamma = 0.03$ ;  $n(\lambda)$  oraz  $k(\lambda)$  wg [19])

Fig. 14. Spectral dependence of the ratio of absorbed to incident photons for different thicknesses of thin film on thick plate and different standard deviations  $\sigma_{\Gamma}$  in Gaussian distribution of the change  $\Gamma$  in phase of a beam traversing the film (A —  $w=0,76\mu\text{m}$ , solid curve —  $\sigma_{\Gamma}/\Gamma = 0$ , broken curve —  $\sigma_{\Gamma}/\Gamma = 0.03$ , chain curve —  $\sigma_{\Gamma}/\Gamma = 0.1$ ; B —  $w=2\mu\text{m}$ , solid curve —  $\sigma_{\Gamma}/\Gamma = 0$ , broken curve —  $\sigma_{\Gamma}/\Gamma = 0.01$ , chain curve —  $\sigma_{\Gamma}/\Gamma = 0.03$ ;  $n(\lambda)$  and  $k(\lambda)$  take from [19])



Z chwilą powołania w 1990 r. Zakładu Fizyki Ciała Stałego Instytutu Fizyki Politechniki Śląskiej w Katowicach rozpoczęto budowę nowych stanowisk badawczych. Do chwili obecnej zbudowano [24]:

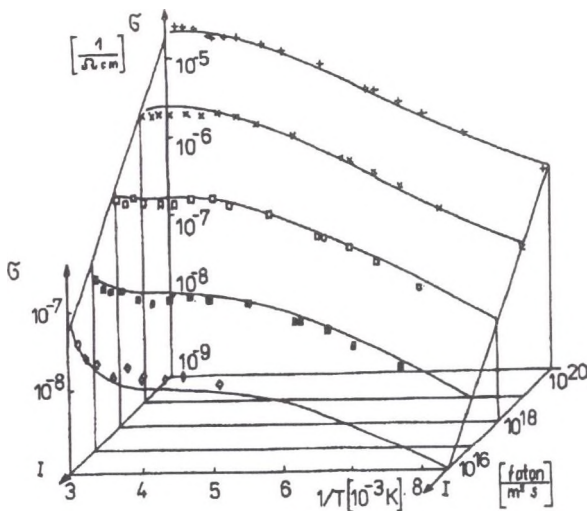
- skomputeryzowane stanowisko do badań transmisji optycznej w funkcji długości fali, natężenia, polaryzacji i kąta padania światła na próbkę oraz w funkcji temperatury tej próbki,



Rys. 15. Widmowa zależność transmisji optycznej cienkiej warstwy a-Si:H na grubym podłożu szafirowym oraz dopasowane zależności teoretyczne (+ — wyniki doświadczalne; krzywa ciągła przedstawia teoretyczną transmisję optyczną obliczoną dla dopasowanych w niniejszej pracy wartości  $\sigma_w = 1,29 \cdot 10^{-8} \text{ m}$ ,  $w_o = 0,601 \mu\text{m}$ ,  $n(\lambda)$  oraz  $k(\lambda)$  przedstawione w pracy [22]; krzywa przerywana została uzyskana dla tych samych  $w_o$ ,  $n(\lambda)$  i  $k(\lambda)$ , jednak przy założeniu  $\sigma_w = 0$ )

Fig. 15. Spectral dependence of optical transmittance of a thin film a-Si:H on thick sapphire substrate and the fitted theoretical curves (+ experimental data, solid curve represents optical transmittance calculated for the fitted values  $\sigma_w = 1,29 \cdot 10^{-8} \text{ m}$ ,  $w_o = 0,601 \mu\text{m}$ ,  $n(\lambda)$  and  $k(\lambda)$  given in [22]; broken curve represents results obtained for the same  $w_o$ ,  $n(\lambda)$  and  $k(\lambda)$ , however for  $\sigma_w = 0$ )

- skomputeryzowane stanowisko do badań elipsometrycznych i skaterometrycznych w funkcji długości fali, natężenia, polaryzacji i kąta padania światła na próbkę oraz w funkcji temperatury tej próbki,
- skomputeryzowane stanowisko do badań fotoprzewodnictwa, zjawiska FME, magnetorezystancji, efektu Halla oraz efektu Halla w warunkach fotoprzewodnictwa w funkcji indukcji pola magnetycznego, długości fali, natężenia polaryzacji i kąta padania światła na próbkę oraz w funkcji temperatury tej próbki,
- skomputeryzowane stanowisko do wyznaczania drogi dyfuzji nośników ładunku metodą stałej siatki dyfrakcyjnej generowanej światłem,
- skomputeryzowane stanowisko do badań FME metodą bezkontaktową w funkcji częstotliwości modulacji promieniowania padającego na próbkę.

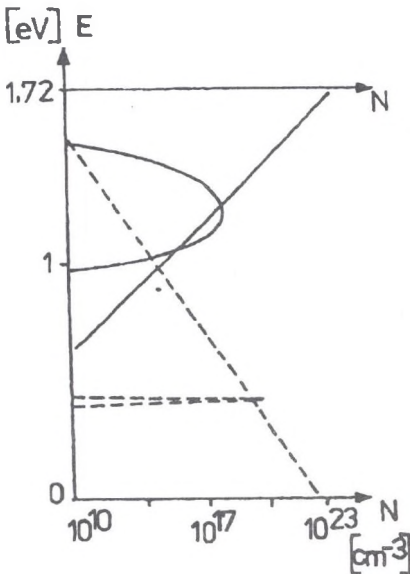


Rys. 16. Zależność FP w cienkiej warstwie a-Si:H od temperatury i natężenia oświetlenia [25] ( $w=0,76\mu\text{m}$ ,  $\lambda = 0,6328\mu\text{m}$ , krzywe przedstawiają zależność teoretyczną, której dopasowanie metodą najmniejszych kwadratów pozwoliło wyznaczyć rozkład stanów energetycznych w badanej próbce przedstawiony na rys. 17)

Fig. 16. PC in a thin film a-Si:H vs temperature and intensity of illumination [25] ( $w=0,76\mu\text{m}$ ,  $\lambda = 0,6328\mu\text{m}$ , curves represent the theoretical dependence fitted for the energy spectrum of electron states shown in Fig. 17)

Za pomocą tych stanowisk badawczych prowadzi się badania własności cienkich warstw a-Si:H, a-GaAs, supersieci  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  oraz półprzewodników warstwowych GaS i GaSe, a także cienkich warstw  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ .

W ostatnim okresie rozwinięto mikroskopowy model teoretyczny FP uwzględniający wpływ rozkładu energetycznego stanów elektronowych w przerwie energetycznej półprzewodnika oraz efekty interferencji światła w badanej warstwie. Dzięki temu m.in. dopasowanie dwuwymiarowej, nieliniowej, teoretycznej zależności fotoprzewodnictwa od temperatury i natężenia oświetlenia do wyników doświadczalnych (rys. 16) pozwala wyznaczyć rozkład energetyczny stanów elektronowych (rys. 17).



Rys. 17. Rozkład koncentracji stanów elektronowych w przerwie energetycznej a-Si:H wyznaczony z dopasowania teoretycznej zależności FP od temperatury i natężenia oświetlenia do wyników doświadczalnych przedstawionych na rys. 16 (krzywe ciągłe odpowiadają stanom akceptorowym, krzywe przerywane przedstawiają stany donorowe)

Fig. 17. Energy dependence of concentration of electron states in energy gap of a-Si:H obtained from the fitting of PC dependence on temperature and illumination intensity shown in Fig. 16 (solid curves represent the acceptor states, broken curves represent the donor states)

## Literatura

- [1] S. Kończak, M. Nowak, *Surface Sci.* **87** (1979), 228.
- [2] S. Kończak, M. Nowak, *Phys. Stat. Sol. (a)* **63** (1981), 305.
- [3] M. Nowak, J. Piotrowski, *Proc. Conf. in Physics 4, Physics of Semiconducting Compunds*, ed. J. M. Langer, Ossolineum, Wrocław 1982, 108.
- [4] M. Nowak, S. Kończak, F. Madaj, *Phys. Stat. Sol. (a)* **72** (1982), 503.
- [5] S. Kończak, K. Kotewicz, M. Nowak, *Phys. Stat. Sol. (a)* **65** (1981), 447.
- [6] M. Nowak, *Phys. Stat. Sol. (a)* **74** (1982), 313.
- [7] M. Nowak, *Infrared Physics* **23** (1983), 35.
- [8] M. Nowak, H. Polakowski, *Infrared Physics* **24** (1983), 483.
- [9] M. Nowak, *Phys. Stat. Sol. (a)* **74** (1982), 603.
- [10] M. Nowak, S. Łoś, S. Kończak, *Surface Sci.* **140** (1984), 446.
- [11] K. Józwiowski, M. Nowak, J. Piotrowski, *Infrared Physics* **24** (1984), 371.
- [12] M. Nowak, *Phys. Stat. Sol. (a)* **80** (1983), 691.
- [13] M. Nowak, *Proc. 11th Intern. Symposium on Photon Detectors, IMEKO, Weimar 1984*, 130.
- [14] M. Nowak, *Phys. Stat. Sol. (a)* **82** (1984), 249.
- [15] M. Nowak, *Acta Physica Polonica A* **67** (1985), 417.
- [16] M. Nowak, *Zjawisko fotomagnetoelektryczne w półprzewodnikach i jego zastosowania, Zeszyty Naukowe Politech. Śląsk. Mat.-Fiz.* **50** (1985).
- [17] M. Nowak, *Progress in Quantum Electronics* **11**, **3/4** (1987), 205-346.
- [18] G. J. Papaioannou, M. Nowak, P. C. Euthymiou, *J. Appl. Phys.* **65** (1989), 4864.
- [19] V. Augelli, R. Murri, M. Nowak, *Phys. Rev. B* **39** (1989), 8336.
- [20] V. Augelli, R. Murri, M. Nowak, *Proc. 4th Conf. Surface Physics 7, Łódź 1990*, 19.
- [21] M. Nowak, *Optical Engineering* **35** (5) (1994), 1501.

- [22] M. Nowak, *Thin Solid Films* **254** (1995), 200.
- [23] A. Grabowski, M. Nowak (przygotowane do publikacji).
- [24] A. Grabowski, J. Jaglarz, M. Kępińska, B. Loncierz, M. Nowak, A. Starczewska, *Zeszyt Naukowy Politech. Śląsk. Mat.-Fiz.* (w tym tomie).
- [25] V. Augelli, R. Murri, M. Nowak (przygotowane do publikacji).

*Recenzent: Prof. dr hab. Antoni Rogalski*

*Wpłynęło do redakcji 26.01.1995 r.*

## Abstract

The features of hitherto investigations of semiconducting materials in Solid State Physics Section of Institute of Physics at the Silesian Technical University in Katowice are presented. The investigations are concentrated on optical, recombination and transport properties of thin films in which the interference of radiation internally reflected occurs. The incoherence of this radiation is taken into account assuming gaussian distribution of the change in phase of radiation traversing the films. The methods of optical transmittance, ellipsometry, scatterometry, electric conductivity, photoconductivity, Hall and Hall under illumination as well as photoelectromagnetic investigations are used. Many different measuring techniques are applied to investigate each of these phenomena. The most developed among them are the methods used in investigations of photoelectromagnetic effect. The values of semiconductor parameters are determined from the fitting of nonlinear dependences of the measured responses on the experimental variables, e.g., magnetic and electric fields, temperature, wavelength, polarization, intensity, frequency of chopping, angles of incidence and reflectance are performed using original experimental set-ups controlled by microcomputers through the IEC-625 bus. The fitting is done using theoretical relations, methods and software developed in the Division.