

Instytut Fizyki Politechniki Wrocławskiej

Raport Serii SPR

Piotr Tomasz Sitarek

**Zastosowanie spektroskopii
fotoodbiciowej
do badania heterostruktur
półprzewodnikowych**

Praca doktorska wykonana pod kierunkiem
Prof. dr hab. Jana Misiewicza

Słowa kluczowe:

fotoodbicie, naprężenia,
warstwy (AlGa)As/GaAs i SiGe/Si,
wielokrotne studnie kwantowe GaAs/(AlGa)As i
CdTe/(CdMn)Te.

Wrocław 1998

Serdeczne podziękowania dla Prof. dr hab. Jana Misiewicza za opiekę naukową.

Za udostępnienie próbek dziękuję:

Prof. C.T. Foxonowi z Uniwersytetu Nottingham, UK,

Prof. E. Veje z Instytutu Nielsa Bohra Uniwersytetu Kopenhaskiego,

Dr K. Nauce z Laboratorium Hewlett Packard, Palo Alto, USA,

Prof. J. Kossutowi z Instytutu Fizyki PAN w Warszawie.

Spis treści

	Strona
Wstęp	4
1 Metoda spektroskopii fotoodbiciowej	8
2 Analiza kształtu linii rezonansowej.....	13
2.1 Spektroskopia trzeciej pochodnej (przypadek słabego pola elektrycznego)	14
2.2 Oscylacje Franza-Kieldysza (zakres średniego pola elektrycznego)	17
2.3 Spektroskopia pierwszej pochodnej.	20
3 Układ pomiarowy	25
4 Zastosowanie spektroskopii fotoodbiciowej do badania warstw półprzewodników	35
4.1 Separacja widm fotoodbicia pochodzących z różnych międzypowierzchni.....	35
4.2 Badanie zależności szerokości przerwy energetycznej od składu dla (AlGa)As.....	44
4.3 Badanie naprężonych warstw $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$	49
4.3.1. Tensor naprężeń.	51
4.3.2. Wpływ naprężeń na strukturę pasmową.	52
4.3.3 Badanie struktur $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ z zastosowaniem spektroskopii fotoodbiciowej.	54
5 Zastosowanie spektroskopii fotoodbiciowej do badania dwuwymiarowych heterostruktur półprzewodnikowych.....	61
5.1 Struktury dwuwymiarowe.....	61
5.1.1 Stany związane w prostokątnej studni kwantowej.....	63
5.1.2 Stany rezonansowe	71
5.2 Domieszkowane struktury dwuwymiarowe.....	74
5.3 Badanie przejść optycznych w strukturach wielokrotnych studni kwantowych $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	77
5.4 Struktury wielokrotnych studni kwantowych $\text{CdTe}/\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$	91
5.4.1 Badanie przejść optycznych w strukturach wielokrotnych studni kwantowych $\text{CdTe}/\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$	92
Podsumowanie	100
Uzupełnienie.....	103
Indeks oznaczeń.....	104
Bibliografia	105

Wstęp

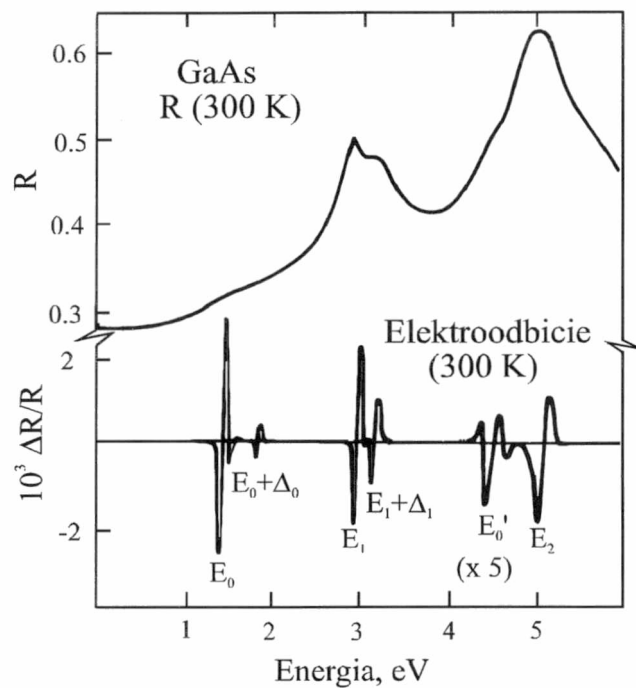
Strukturę pasmową półprzewodników, heterostruktur półprzewodnikowych czy też struktur o obniżonym wymiarze takich jak studnie, druty czy kropki kwantowe, można badać, wyznaczając przede wszystkim ich własności optyczne. Do badania własności optycznych struktur półprzewodnikowych stosuje się takie metody spektroskopowe jak: fotoluminescencja (PL), spektroskopia pobudzania luminescencji (PLE), elipsometria, rozpraszanie Ramana, spektroskopia absorpcyjna ($\alpha(\hbar\omega)$) czy odbiciowa ($R(\hbar\omega)$). Uzupełnienie wyżej wymienionych technik pomiarowych stanowi spektroskopia modulacyjna, a zwłaszcza jej bezkontaktowe wersje.

Metody modulacyjne w spektroskopii półprzewodników znane są od wielu lat (Cardona M. 1969). Początkowo były one stosowane do badań struktury pasmowej związków półprzewodnikowych. Rozwój technologii otrzymywania skomplikowanych struktur półprzewodnikowych (Molecular Beam Epitaxy - MBE, Metal-Organic Chemical Vapour Deposition - MOCVD) spowodował, że w latach osiemdziesiątych metody modulacyjne przeżyły renesans i zaczęto je stosować do badania heterostruktur półprzewodnikowych i struktur o obniżonym wymiarze. Zwłaszcza badania struktur o obniżonym wymiarze: studni kwantowych, wielokrotnych studni kwantowych i supersieci wpłynęły na wzrost zainteresowania metodami modulacyjnymi. W szczególności dotyczy to rozwoju metod bezkontaktowych, które w dużej mierze upraszczają procedurę pomiarową i nie powodują ingerencji w badaną strukturę, na przykład przez kontakty elektryczne.

Ogólną zasadą spektroskopii modulacyjnej jest to, że zamiast mierzyć wartość parametru określającego odpowiedź optyczną badanego układu (np. współczynnika absorpcji lub współczynnika odbicia), można wyznaczać zmiany tej wielkości wywołane modyfikacją warunków pomiarowych. Warunki pomiarowe w prosty sposób można modyfikować na przykład poprzez okresowe zmiany przyłożonego z zewnątrz czynnika. Czynnikiem, które można okresowo zmieniać są na przykład: temperatura (termo-modulacja), naprężenia (piezo-modulacja) czy pole elektryczne (elektro-modulacja). Zmiany parametru zewnętrznego wpływają na badany układ, zmieniając jego własności dielektryczne. Obserwowane w spektroskopii modulacyjnej

zmiany współczynnika absorpcji czy odbicia są więc wynikiem zmian zespolonej funkcji dielektrycznej. Zmiany te możemy powiązać z pochodną widma absorpcji $\alpha(\hbar\omega)$ czy widma odbicia $R(\hbar\omega)$ po okresowo zmiennym parametrze.

Różniczkowy charakter widm otrzymywanych w spektroskopii modulacyjnej wyodrębia obraz przejść optycznych oraz eliminuje efekty związane ze zbędnym tłem w widmie optycznym badanego półprzewodnika czy też heterostruktury półprzewodnikowej. Przejścia optyczne, które były trudne do zaobserwowania w zwykłym widmie, w widmie różniczkowym stają się bardzo wyraźne i nawet w temperaturze pokojowej można dokładnie wyznaczyć ich energie.



Rysunek 1.1 Porównanie otrzymanych w temperaturze pokojowej widm zwykłego odbicia (R) (Phillip H.R. i H. Ehrenreich 1963) i elektroodbicia (np. Pollak F.H. 1981) dla GaAs.

Jako przykład możliwości spektroskopii modulacyjnej może posłużyć porównanie widm standardowego odbicia i modulowanego polem elektrycznym odbicia - elektroodbicia (ElectroReflectance - ER) przedstawionych na rys. 1.1. Obiektem badanym był kryształ arsenku galu, a widma zostały zmierzone w temperaturze pokojowej. W widmie odbicia międzypasmowe przejścia optyczne odpowiadające przejściom w odpowiednich punktach strefy Brillouina przejawiają się jako szerokie maksima o dość trudnych do określenia energiach przejść. Przejścia te

przejawiają się w widmie elektroodbicia jako pozbawione zbędnego tła, wąskie linie rezonansowe typu różniczkowego.

W technikach elektro-modulacji okresowo zmiennym parametrem, który wywołuje zmiany funkcji dielektrycznej jest pole elektryczne. Zmiany pola elektrycznego realizowane są poprzez przyłożenie zmiennego, stosunkowo wysokiego napięcia (rzędu kV) do kontaktów elektrycznych naniesionych na strukturę, lub też poprzez częściowe zanurzenie próbki w roztworach elektrolitów (EER – Electrolyte ElectroReflectance). Pierwsza z metod ze względu na naniesione kontakty elektryczne może prowadzić do ingerencji w badaną strukturę. Druga jest stosunkowo skomplikowana ze względu na dobór elektrolitów, mocowanie próbki i reakcje chemiczne mogące zachodzić na powierzchni badanej struktury.

Zapotrzebowanie na nieniszczące metody pomiarowe spowodowało modyfikację metod kontaktowych i powstanie nowych metod modulacyjnych takich jak: bezkontaktowe elektroodbicie (CER – Contactless ElectroReflectance; Yin X. i F.H. Pollak 1991), elektroodbicie wykorzystujące wiązkę niskoenergetycznych elektronów (EBER – Electron-Beam ElectroReflectance; Herman M.H. 1990) i w szczególności fotoodbicie (PR – PhotoReflectance).

Pierwsze dwie metody bezkontaktowego elektroodbicia są dość trudne technicznie w przeciwieństwie do spektroskopii fotoodbiciowej. W fotoodbiciu zmiany funkcji dielektrycznej wywołuje się poprzez modulację pola elektrycznego wbudowanego w strukturę. Modulacja wewnętrznego pola elektrycznego możliwa jest przy zastosowaniu dodatkowego źródła światła monochromatycznego, tzw. „wiązki pompującej” o odpowiednio dobranej energii.

Spektroskopia fotoodbiciowa jest stosunkowo nową metodą i ciągle poszerza się zakres jej zastosowań. Stanowisko pomiarowe, na którym autor przeprowadził wszystkie pomiary powstało kilka lat temu i w owym czasie było pierwszym w kraju stanowiskiem do pomiarów widm fotoodbicia. Przez kilka ostatnich lat układ pomiarowy ulegał kolejnym modernizacjom, ułatwiającym pomiary i zwiększającym ich dokładność.

Celem rozprawy jest przedstawienie spektroskopii fotoodbiciowej jako prostej metody służącej do badania heterostruktur półprzewodnikowych. Szczególną zaletą tej

metody jest możliwość otrzymywania większości informacji już w temperaturze pokojowej.

Autor przedstawia wyniki badań przeprowadzonych na następujących heterostrukturach:

- domieszkowane, wielowarstwowe struktury $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$;
- warstwy epitaksjalne $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$;
- wielokrotne studnie kwantowe $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$;
- domieszkowane wielokrotne studnie kwantowe $\text{CdTe}/\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$.

Celem wyżej wymienionych badań jest:

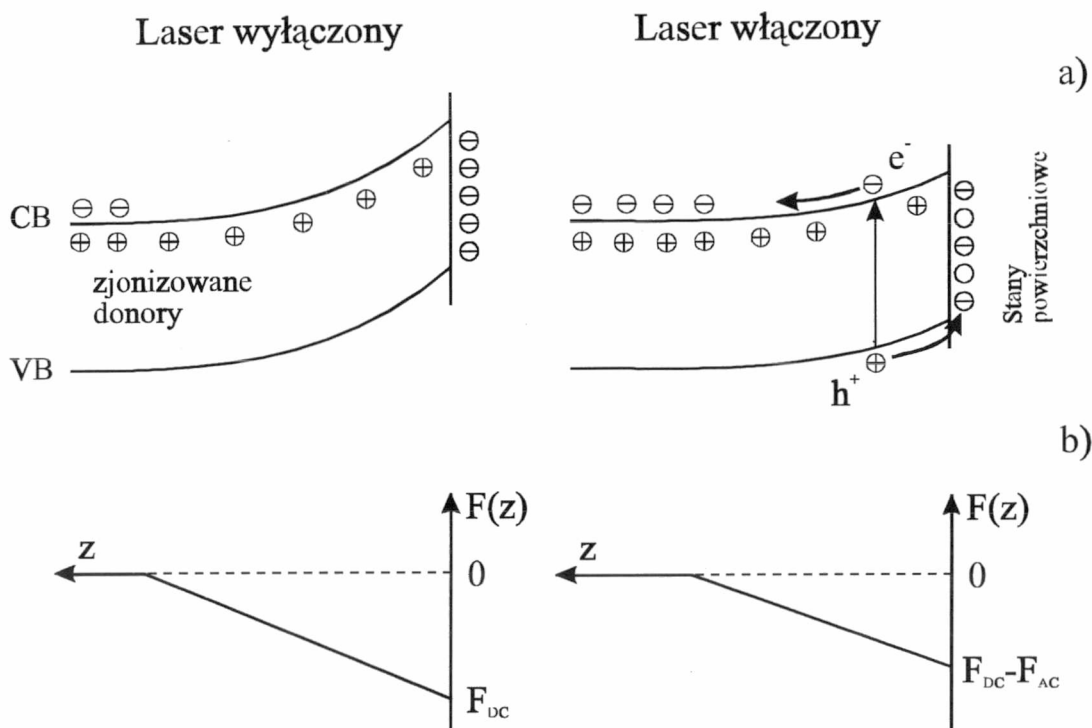
- określenie zależności energii przerwy wzbronionej od składu;
- wyznaczenie wartości pól elektrycznych przy różnych międzypowierzchniach dla struktur $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$;
- określenie wpływu naprężeń na energie przejść prostych w strukturach $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$;
- analiza przejść optycznych uwzględniających stany związane oraz stany rezonansowe w wielokrotnych studniach kwantowych $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$;
- analiza wpływu naprężeń i selektywnego domieszkowania na energie przejść optycznych w strukturach wielokrotnych studni kwantowych $\text{CdTe}/\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$.

Część eksperymentalna poprzedzona jest opisem metody spektroskopii fotoodbiciowej z uwzględnieniem analizy kształtu linii widmowych. Szczegółowo opisane zostało stanowisko do pomiarów widm PR. Zaobserwowane eksperymentalnie przejścia optyczne były identyfikowane przez autora rozprawy przy wykorzystaniu odpowiednich metod rozwiązywania równania Schrödingera.

1 Metoda spektroskopii fotoodbiciowej

Spektroskopia fotoodbiciowa należy do grupy metod elektro-modulacyjnych, w których czynnikiem zaburzającym funkcję dielektryczną struktury są okresowe zmiany wbudowanego w strukturę pola elektrycznego. Zasada modulacji polem elektrycznym polega na jednoczesnym oświetlaniu powierzchni próbki światłem z monochromatora oraz przerywaną wiązką światła laserowego – „wiązką pompującą”. Energia odpowiadająca długości fali „wiązki pompującej” zwykle jest większa od przerwy energetycznej badanego materiału i najmniejszej przerwy energetycznej w badanej heterostrukturze.

W realnym krysztale półprzewodnika istnieją lokalne poziomy energii rozmieszczone przy i na jego powierzchni. Obecność tych lokalnych poziomów energii prowadzi do występowania powierzchniowego ładunku elektrycznego. Pod powierzchnią natomiast pojawia się równy co do wartości i przeciwny co do znaku indukowany ładunek przestrzenny - pojawiają się wzbogacone lub zubożone warstwy przypowierzchniowe. Poziomy energii zlokalizowane przy powierzchni tworzą także atomy zaadsorbowane i niedoskonałości samej powierzchni. W wyniku istnienia ładunku powierzchniowego, utworzonego przez poziomy wszystkich rodzajów, pole elektryczne w warstwie przypowierzchniowej półprzewodnika zmienia się i pasma energetyczne odpowiednio się zakrzywiają. Dla półprzewodnika typu n , powyższa sytuacja przedstawiona jest na rys. 1.2 w części odpowiadającej sytuacji gdy laser nie jest włączony. Gdy domieszka donorowa jest całkowicie zjonizowana, a na powierzchni znajdują się poziomy akceptorowe o średniej energii niższej od objętościowej energii Fermiego, warstwa przypowierzchniowa jest warstwą zubożoną ze względu na nośniki większościowe - elektrony. Na powierzchni takiego półprzewodnika zgromadzi się pewien ładunek elektronów, któremu w warstwie przypowierzchniowej odpowiadał będzie ładunek dodatni. Oba rodzaje ładunków wytwarzają pole elektryczne skierowane do powierzchni półprzewodnika. Natężenie pola elektrycznego na powierzchni ma wartość maksymalną F_{DC} (rys. 1.2b). Światło laserowe o energii większej od wartości przerwy energetycznej, wnikając w głąb próbki generuje nierównowagowe pary nośników elektron - dziura. Ze względu na



Rysunek 1.2 Zasada modulacji pola elektrycznego wbudowanego w strukturę przy oświetlaniu przerywanym światłem laserowym w przypadku materiału domieszkowanego na typ *n*. Część a) przedstawia zakrzywienie pasm, część b) przedstawia rozkład pola elektrycznego w sytuacjach, gdy laser jest wyłączony – lewa strona, i gdy laser jest włączony – prawa strona.

obecność pola elektrycznego w przypowierzchniowej warstwie zubożonej, wygenerowane przez światło laserowe nośniki zostają rozdzielone. Elektrony wciągane są w głąb materiału natomiast dziury dążą ku jego powierzchni. Po dojściu do powierzchni dziury rekombinują z obecnymi na niej elektronami zmniejszając ich koncentrację a tym samym natężenie pola elektrycznego do wartości $F_{DC} - F_{AC}$ i zakrzywienie pasm energetycznych przy powierzchni półprzewodnika. Sytuacja po włączeniu lasera przedstawiona jest z prawej strony rys. 1.2. Po wyłączeniu światła laserowego pole elektryczne wraca do swej początkowej wartości.

Znając natężenie pola elektrycznego na powierzchni półprzewodnika F_{DC} , możemy wyznaczyć koncentrację domieszek N_d :

$$N_d = \frac{F_{DC}^2 \epsilon_0}{2e\phi} \quad (1.1)$$

oraz szerokość obszaru ładunku zubożonego (Shay J.L. 1970):

$$L_D = \left(\frac{2\epsilon_0 \phi}{eN_d} \right)^{0.5}, \quad (1.2)$$

gdzie ϕ jest różnicą potencjałów pomiędzy powierzchnią i wnętrzem półprzewodnika.

Obecność foto-generowanych nośników powoduje, że nie tylko modulacja pola elektrycznego wpływa na mierzony sygnał PR. We wczesnych pracach o technice PR brano także pod uwagę kilka innych mechanizmów. Stwierdzono jednak, że zjawiska takie jak: efekt wypełniania pasm (Gay J.G. i L.T. Klauder 1968) czy ekranowanie ekscytonów przez foto-generowane nośniki (Alberts W. 1969), mają nieistotny wpływ na sygnał PR.

Przerywane światło laserowe powoduje okresowe zmiany, o wartość F_{AC} , wewnętrznego pola elektrycznego. Zaburzenie spowodowane zmianami pola elektrycznego wewnątrz struktury wywołuje zmiany zespolonej funkcji dielektrycznej badanego materiału. Zmiany te można opisać następująco (Shanabrook B.V. i in. 1987):

$$\Delta\epsilon = \left[\frac{\partial\epsilon}{\partial E_g} \frac{\partial E_g}{\partial F_{AC}} + \frac{\partial\epsilon}{\partial \Gamma} \frac{\partial \Gamma}{\partial F_{AC}} + \frac{\partial\epsilon}{\partial I} \frac{\partial I}{\partial F_{AC}} \right] F_{AC}, \quad (1.3)$$

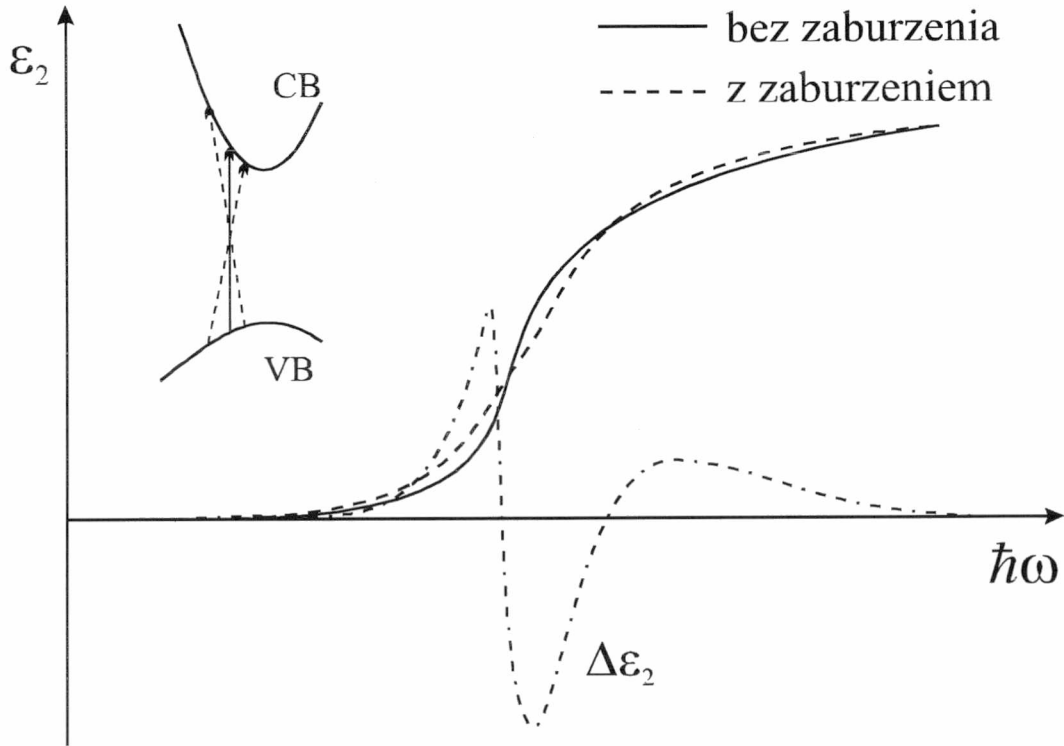
gdzie E_g jest wartością przerwy energetycznej, Γ – parametrem poszerzenia ($\Gamma \sim \hbar/\tau$), I – intensywność przejścia proporcjonalna do elementu macierzowego danego przejścia optycznego. Bezpośrednio ze zmianami wartości funkcji dielektrycznej związane są zmiany parametrów optycznych badanego materiału jak na przykład współczynnika odbicia. Względne zmiany współczynnika odbicia można powiązać ze zmianami zespolonej funkcji dielektrycznej następującą zależnością (Aspnes D.E. 1980):

$$\frac{\Delta R}{R} = \text{Re}[C \Delta\epsilon]. \quad (1.4)$$

W powyższym równaniu C jest zespolonym współczynnikiem zależnym od tzw. współczynników Seraphina (zob. (2.1)).

W celu określenia zmian funkcji dielektrycznej, które obserwujemy w widmie fotoodbicia (lub innej metody elektromodulacyjnej) rozpatrzymy prosty model fizyczny (Aspnes D.E. 1973). Dla swobodnego elektronu, którego Hamiltonian postaci $H_0 = \bar{p}^2 / 2m_0$ jest niezmienniczy ze względu na jakiekolwiek translacje, pęd $\bar{p} = \hbar\bar{k}$, jest zachowany. Energia elektronu jest opisana parabolą: $E(\bar{k}) = \hbar^2 \bar{k}^2 / 2m_0$. Swobodny elektron nie może zaabsorbować fotonu o energii $E = \hbar\omega$, ze względu na to, że energia

i pęd elektronu nie zostałyby zachowane. Ze względu na niemożliwość przejść optycznych, urojona część funkcji dielektrycznej elektronu ($\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$), ϵ_2 jest tożsamościowo równa zero.



Rysunek 1.3 Schematyczne przedstawienie zmian części urojonej funkcji dielektrycznej wywołanych zmiennym polem elektrycznym w przypadku braku translacyjnej niezmienniczości. Z lewej strony umieszczony jest schemat wpływu zaburzenia na przejścia optyczne i ich energie (Aspnes D.E. 1973).

Jeśli elektron umieścimy w kryształ, jego Hamiltonian $H_0 = \bar{p}^2 / 2m_e + V(\bar{r})$ jest niezmienniczy tylko w tej klasie translacji, która przekształca kryształ sam w siebie. Parabola energii odpowiadająca swobodnemu elektronowi przekształca się w pasma energetyczne. W tym przypadku przejście optyczne można przedstawić schematycznie jako pionową strzałkę, oznaczoną linią ciągłą w lewej części rys. 1.3. Dla trójwymiarowej krawędzi absorpcji, urojona część funkcji dielektrycznej ma postać pierwiastkowego progu, co przedstawia linia ciągła w części prawej rys. 1.3.

Jeśli wprowadzimy zaburzenie H' , Hamiltonian postaci $H_0 = \bar{p}^2 / 2m_e + V(\bar{r}) + H'$ zwykle będzie miał niższą symetrię w porównaniu do Hamiltonianu niezaburzonego. Jeśli periodyczność jest zachowana, jak to ma miejsce w przypadku piezoodbicia czy termoodbicia, wpływ zaburzenia ograniczy się do zmian w szerokości przerwy energetycznej lub wartości elementów macierzowych.

Jeśli zmiany są niewielkie, zaburzenie wywoła zmiany w zespolonej funkcji dielektrycznej, które można przybliżyć kształtem pierwszej pochodnej niezaburzonej funkcji dielektrycznej.

Gdy zaburzeniem jest pole elektryczne, Hamiltonian zaburzenia ma postać $H' = e\vec{F}\vec{r}$ i translacyjna niezmienniczość w kierunku pola elektrycznego zostaje utracona. Elektron zostaje przyspieszony i pęd przestaje być dobrą liczbą kwantową. Powoduje to poszerzenie energii przejść optycznych do pewnego przedziału ograniczonego pędem początkowym i końcowym. Gdy zaburzenie nie będzie zbyt duże, przedział ten obejmie energie bliskie przejścia w strukturze niezaburzonej. Na rys. 1.3 strzałki zaznaczone liniami przerywanymi określają przedział energii w pobliżu przejścia optycznego w strukturze niezaburzonej. Linia przerywaną na rys. 1.3 przedstawiona jest część urojona funkcji dielektrycznej w przypadku zaburzenia. Zmiany części urojonej $\Delta\epsilon_2$ wykazują dość skomplikowany kształt. Ze względu na fakt, że zależność ta ma dwa miejsca zerowe, możemy ją przybliżyć przez trzecią pochodną funkcji dielektrycznej.

2 Analiza kształtu linii rezonansowej

Względne zmiany współczynnika odbicia możemy w prosty sposób powiązać ze zmianami zespolonej funkcji dielektrycznej (Seraphin B.O. i N. Bottka 1965):

$$\frac{\Delta R}{R} = \alpha_s(\epsilon_1, \epsilon_2) \Delta \epsilon_1 + \beta_s(\epsilon_1, \epsilon_2) \Delta \epsilon_2, \quad (2.1)$$

gdzie R jest współczynnikiem odbicia, α_s i β_s są tzw. współczynnikami Seraphina a $\Delta \epsilon_1$ i $\Delta \epsilon_2$ są zmianami części rzeczywistej i urojonej zespolonej funkcji dielektrycznej ϵ . W pobliżu podstawowej przerwy wzbronionej półprzewodników $\beta_s \approx 0$ (Aspnes D.E. 1980). Względne zmiany współczynnika odbicia można w tym przypadku ograniczyć do zmian części rzeczywistej funkcji dielektrycznej $\Delta R/R \approx \alpha_s \Delta \epsilon_1$. Powyższe przybliżenie nie obowiązuje w przypadku struktur wielowarstwowych, kiedy to efekty interferencyjne zmieniają współczynniki Seraphina i należy korzystać z pełnej zależności (2.1). Postać czynników $\Delta \epsilon_1$ i $\Delta \epsilon_2$ można wyznaczyć, gdy znana jest postać funkcji dielektrycznej i rodzaj punktu krytycznego.



Właściwy kształt funkcji dielektrycznej zależy od tego, czy poszerzenie jest jednorodne, czy niejednorodne. W przypadku jednorodnego poszerzenia, które zwykle występuje w niskich temperaturach, przyjmuje się funkcję dielektryczną Lorentza. W temperaturach wyższych od temperatury ciekłego azotu, poszerzenie jest zwykle niejednorodne i bardziej odpowiednia jest postać Gaussa funkcji dielektrycznej. W temperaturach pośrednich funkcja dielektryczna jest typu mieszanego, przy czym jeden z czynników jest czynnikiem dominującym (Glembocki O.J. i B.V. Shanabrook 1987).

Ze względu na wartości pewnych charakterystycznych energii elektromodulacje można podzielić na trzy kategorie: słabego, średniego i silnego pola (Aspnes D.E. 1973). Warunek *słabego pola* oznacza, że $\hbar\Theta \leq \Gamma$, gdzie Γ jest parametrem poszerzenia, a $\hbar\Theta$ jest tzw. energią elektro-optyczną wyrażającą się wzorem:

$$(\hbar\Theta)^3 = \frac{e^2 \hbar^2 F^2}{2\mu}. \quad (2.2)$$

W powyższym wyrażeniu F jest natężeniem pola elektrycznego a μ międzypasmową masą zredukowaną w kierunku pola elektrycznego. W przypadku średniego pola $\hbar\Theta \geq \Gamma$, lecz $eFa_0 \ll E_g$, gdzie a_0 jest stałą sieci struktury natomiast E_g wartością przerwy energetycznej. Pole elektryczne nie zmienia więc struktury pasmowej. Gdy energia elektro-optyczna jest większa od wartości parametru poszerzenia i $eFa_0 \approx E_g$, mówimy o przypadku silnego pola. W tym przypadku, ze względu na efekt Starka zmienia się struktura pasmowa badanego materiału i zmieniają się reguły wyboru przejść optycznych.

2.1 Spektroskopia trzeciej pochodnej (przypadek słabego pola elektrycznego)

Założmy, że mamy do czynienia ze swobodnymi nośnikami w przybliżeniu *płaskich pasm*, czyli że w strukturze nie ma wbudowanego pola elektrycznego (Pollak F.H. 1994). Energię cząstki swobodnej (elektronu) w polu elektrycznym o natężeniu F można wyrazić następująco:

$$E(F) = \frac{e^2 t^2 F^2}{2\mu}, \quad (2.3)$$

gdzie t oznacza czas. Funkcja dielektryczna w pobliżu punktu krytycznego o energii E_g jest postaci:

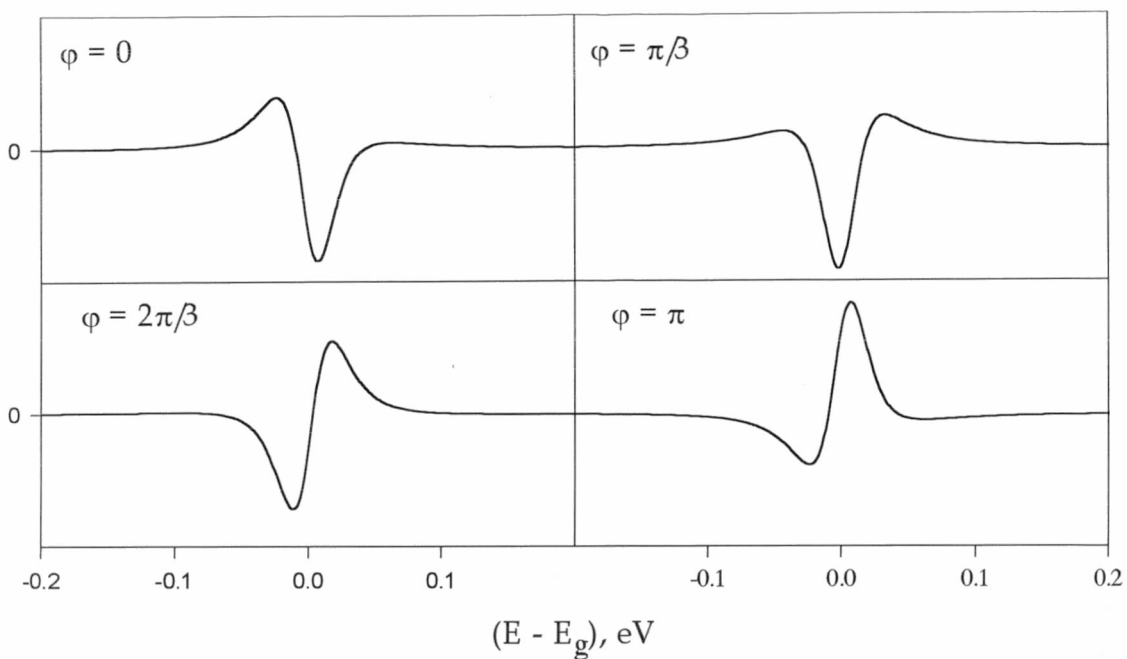
$$\varepsilon = \varepsilon(E - E_g, \Gamma) + B, \quad (2.4)$$

gdzie E jest energią fotonów, natomiast B reprezentuje tło. Zmiany zespolonej funkcji dielektrycznej wywołane zmiennym polem elektrycznym F_{AC} można zapisać:

$$\Delta\varepsilon = \varepsilon(E - E_g + E(F_{AC}), \Gamma) - \varepsilon(E - E_g, \Gamma). \quad (2.5)$$

Założyliśmy, że zmienne pole elektryczne nie zmienia parametru Γ . W zakresie słabego pola, czyli dla $E(F_{AC}) \ll \Gamma$ zależność (2.5) możemy rozwinąć w szereg Taylora by ostatecznie otrzymać wyrażenie (Pollak F.H. 1994):

$$\Delta\varepsilon = \frac{e^2 F_{AC}^2 t^2}{2\mu} \left[\frac{\partial}{\partial E} \varepsilon(E - E_g, \Gamma) \right]. \quad (2.6)$$



Rysunek 2.1 Zależność kształtu rezonansu opisanego wzorem (2.8) od czynnika fazowego φ dla $m = 2.5$ i $\Gamma = 30$ meV.

W mechanice kwantowej czas jest także operatorem, $t = i\hbar \frac{\partial}{\partial E}$, tak więc równanie

(2.6) możemy przepisać jako (Pollak F.H. 1994):

$$\Delta\varepsilon = \frac{e^2 \hbar^2 F_{AC}^2}{2\mu} \left[\frac{\partial^3}{\partial E^3} \varepsilon(E - E_g, \Gamma) \right] = (\hbar\Theta)^3 \left[\frac{\partial^3}{\partial E^3} \varepsilon(E - E_g, \Gamma) \right], \quad (2.7)$$

gdzie energia elektro-optyczna wyrażona jest zależnością (2.2) gdy $F = F_{AC}$. W równaniu (2.7) widać wyraźnie zależność zmian funkcji dielektrycznej od trzeciej pochodnej niezaburzonej funkcji dielektrycznej. Nazywając τ charakterystycznym czasem życia i przyjmując, że $\tau\Gamma = \hbar$, dostajemy równoważność warunków $E(F_{AC}) \ll \Gamma$ i $\hbar\Theta \leq \Gamma$ dla zakresu *słabego pola*.

W przypadku, gdy funkcja dielektryczna jest postaci Lorentza, z zależności (2.1) i (2.7) dostajemy prostą zależność na względne zmiany współczynnika odbicia (Aspnes D.E. 1973):

$$\frac{\Delta R}{R} = \text{Re} \left[A e^{i\varphi} (E - E_g + i\Gamma)^{-m} \right]. \quad (2.8)$$

W powyższej zależności A jest amplitudą, φ natomiast jest czynnikiem fazowym odpowiedzialnym za kształt rezonansu i pozwalającym na uzyskanie odpowiedniego

dopasowania zależnością (2.8) do wyników eksperymentalnych. Kształt rezonansu opisanego zależnością (2.8) dla różnych wartości czynnika fazowego ϕ , przy $m = 2.5$ i $\Gamma = 30$ meV przedstawia rys. 2.1. Wartość parametru m we wzorze (2.8) zależy od typu punktu krytycznego. Dla trójwymiarowego punktu krytycznego M_0 (jak w przypadku prostej przerwy w GaAs), $m = 2.5$. Dla dwuwymiarowego punktu krytycznego $m = 3$. Wartości parametru m dla różnych przypadków zebrane są w *Uzupełnieniu*.

2.2 Oscylacje Franza-Kielydysza (zakres średniego pola elektrycznego)

Gdy warunek słabego pola nie jest spełniony lecz $eFa_0 \ll E_g$, funkcja dielektryczna wykazuje oscylacje Franza-Kielydysza (FK). Dla przypadku *plaskich pasm*, czyli gdy w strukturze nie ma wbudowanego pola elektrycznego, w przypadku trójwymiarowego punktu krytycznego, za D.E. Aspnesem (Aspnes D.E. 1980) można przyjąć, że zespolona funkcja dielektryczna w obecności pola elektrycznego F ma postać:

$$\varepsilon(E - E_g, F) = 1 + \left[C \frac{(\hbar\Theta)^{1/2}}{E^2} \right] (G(\eta) + i F(\eta)) + D \frac{2\sqrt{E_g} - \sqrt{E_g + E}}{E^2}, \quad (2.9)$$

gdzie funkcje elektro-optyczne zdefiniowane są następująco:

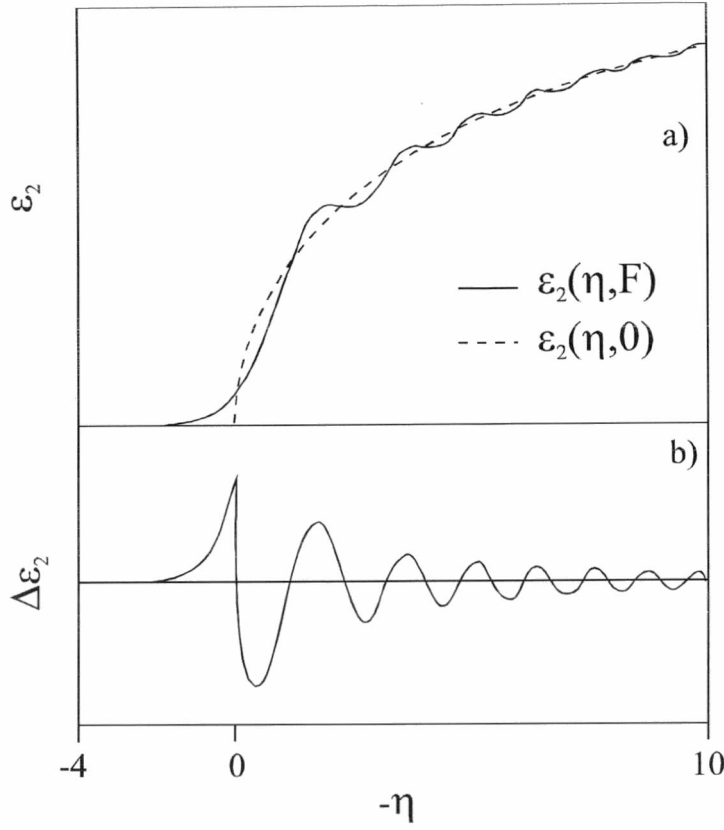
$$\begin{aligned} G(\eta) &= \pi [Ai'(\eta) Bi'(\eta) - \eta Ai(\eta) Bi(\eta) + \sqrt{-\eta} H(-\eta)] \\ F(\eta) &= \pi [Ai'^2(\eta) - \eta Ai'^2(\eta) - \sqrt{-\eta} H(-\eta)] \end{aligned} \quad (2.10)$$

$$i \quad \eta = \frac{(E_g - E) + i \Gamma}{\hbar\Theta}. \quad (2.11)$$

$Ai(\eta)$, $Ai'(\eta)$, $Bi(\eta)$ i $Bi'(\eta)$ są funkcjami Airy i ich pochodnymi. Funkcja $H(-\eta)$ jest jednostkową funkcją schodkową (Aspnes D.E. 1980). Wielkości C i D są proporcjonalne do elementu macierzowego i ich wartości można przyjąć za stałe w pobliżu punktu krytycznego. Korzystając z (2.9), zmiany zespolonej funkcji dielektrycznej można zapisać jako:

$$\Delta\varepsilon(\eta) = \Delta\varepsilon(E - E_g, F) = \varepsilon(E - E_g, F) - \varepsilon(E - E_g, 0) = \left[C \frac{(\hbar\Theta)^{1/2}}{E^2} \right] (G(\eta) + i F(\eta)). \quad (2.12)$$

Zależności $\varepsilon_2(\eta, F)$, $\varepsilon_2(\eta, 0)$ oraz $\Delta\varepsilon_2(\eta)$ (dla $\Gamma = 0$) przedstawia rys. 2.2. W części *a*) rysunku linią przerywaną wykreślona jest zależność $\varepsilon_2(\eta, 0)$, czyli bez pola elektrycznego. W przypadku punktu krytycznego M_0 , $\varepsilon_2(\eta, 0) \sim (E - E_g)^{1/2}$. Linia ciągła przedstawia zależność $\varepsilon_2(\eta, F)$ i jest to część urojona zależności (2.12). Zmiany części urojonej funkcji dielektrycznej w obecności pola elektrycznego przedstawione są w części *b*) rysunku. Dla energii $E < E_g$ wartość $\Delta\varepsilon_2(\eta)$ eksponencjalnie maleje do zera. W



Rysunek 2.2 Zależności części urojonej funkcji dielektrycznej $\varepsilon_2(\eta, F)$, $\varepsilon_2(\eta, 0)$ oraz zmian $\Delta\varepsilon_2(\eta)$ w przypadku punktu krytycznego $M_0(\Gamma = 0)$ (Pollak F.H. 1994).

przypadku gdy $E > E_g$ widoczne są oscylacje FK, których amplituda dość szybko maleje.

Dość skomplikowany charakter zależności (2.12) powoduje, że za Aspnesem (Aspnes D.E. i A.A. Studna 1973) napiszemy prostszą zależność na względne zmiany współczynnika odbicia:

$$\frac{\Delta R}{R} \propto \frac{1}{E^2(E - E_g)} \exp\left[-2(E - E_g)^{1/2} \frac{\Gamma}{(\hbar\Theta)^{3/2}}\right] \times \cos\left[\frac{4(E - E_g)^{3/2}}{3(\hbar\Theta)^{3/2}} + \chi\right], \quad (2.13)$$

gdzie χ jest czynnikiem fazowym, który możemy powiązać z wymiarem punktu krytycznego w zależności $\chi = \pi(w - 1)/4$ (Shen H. i M. Dutta 1995). Analizując wzór (2.13) można zauważyć, że drugi człon odpowiada za oscylacje FK, natomiast pierwszy jego człon odpowiedzialny jest za zmniejszanie się ich amplitudy. Położenie n -tego ekstremum można więc opisać zależnością:

$$n\pi = \frac{4}{3} \left[\frac{E_n - E_g}{\hbar\Theta} \right]^{3/2} + \chi, \quad (2.14)$$

w której E_n jest energią n -tego ekstremum. Przedstawiając zależność $(4/3\pi)(E_n - E_g)^{3/2}$ od numeru ekstremum dostaniemy linię prostą o nachyleniu $(\hbar\Theta)^{3/2}$. Znając wartość masy zredukowanej w kierunku pola μ możemy wyznaczyć natężenie pola elektrycznego F , lub znając składiną F , otrzymamy wartość μ .

Otrzymana z okresu oscylacji FK wartość natężenia pola elektrycznego jest wartością maksymalną. W przypadku płaskich pasm otrzymana wartość jest wartością F_{AC} pola modulującego. Gdy w strukturze mamy wbudowane pole o natężeniu F_{DC} i $F_{AC} \ll F_{DC}$, otrzymana wartość natężenia pola elektrycznego będzie odpowiadała polu wbudowanemu w strukturę. Nawet w przypadku, gdy pole modulujące nie jest dużo mniejsze od wbudowanego ($F_{AC}/F_{DC} = 0.15$), F_{DC} możemy wyznaczyć z okresu kilku pierwszych oscylacji FK (Shen H. i in. 1990).

2.3 Spektroskopia pierwszej pochodnej.

Ze względu na swe przestrzenne ograniczenie, stany związane, takie jak stany w studniach kwantowych czy supersieciach, ekscytyny czy domieszki różnią się znacznie od stanów nie zlokalizowanych w materiale litym. Zlokalizowanie powoduje, że stany te mają dyskretne energie, a co za tym idzie nieskończone wartości mas efektywnych w kierunku w którym występuje ich lokalizacja. Przyłożenie pola elektrycznego wzdłuż kierunku ograniczenia przestrzennego (kierunek wzrostu struktury), powoduje dodanie się do potencjału wiążącego dodatkowego liniowego potencjału. Zmiana potencjału wiążącego ma wpływ na: energie przejść optycznych pomiędzy stanami, przekrywanie się funkcji falowych (intensywność przejścia), czasy życia a co za tym idzie parametr Γ (możliwość tunelowania).

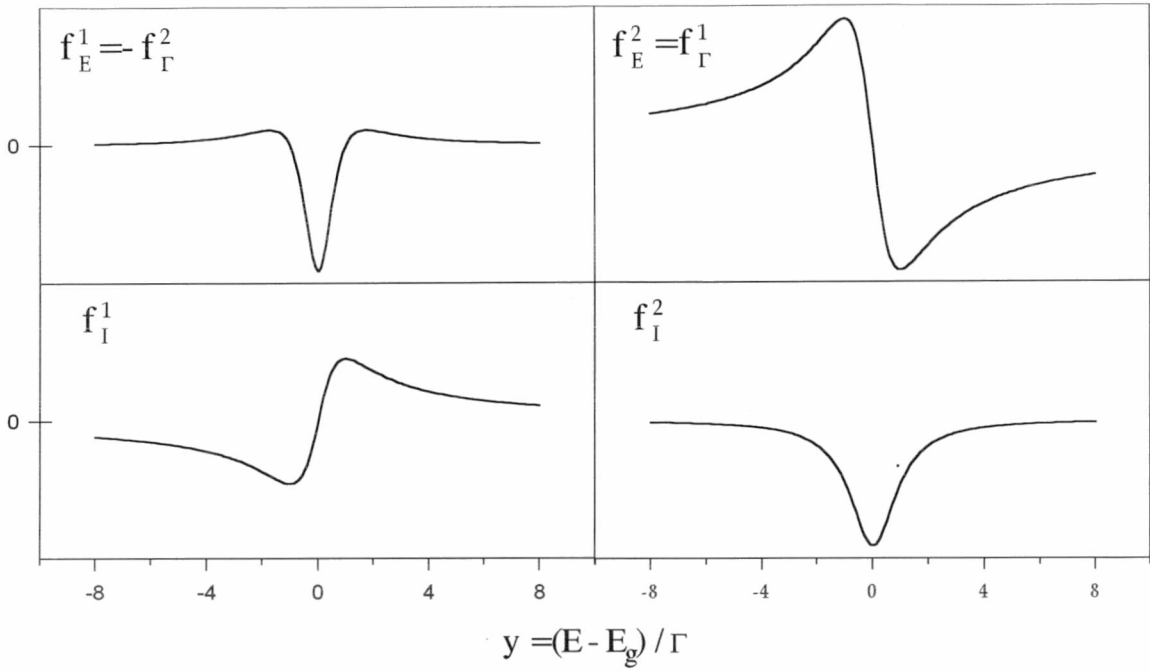
Nieskończona masa efektywna powoduje, że energia elektro-optyczna powinna mieć wartość zerową (zależność (2.2)) i wyrażenie (2.7) nie może więc być dłużej stosowane. Analiza tego problemu pozwoliła Shanabrookowi na stwierdzenie, że zmiany funkcji dielektrycznej wywołane zmiennym polem elektrycznym F_{AC} są proporcjonalne do pierwszej pochodnej niezaburzonej funkcji dielektrycznej (Shanabrook B.V. i in. 1987), zgodnie z zależnością (1.3). Równanie (1.3) można przepisać w postaci (Qiang H. i in. 1992):

$$\Delta\epsilon_i = \left[A_E f_E^i + A_\Gamma f_\Gamma^i + A_I f_I^i \right] \frac{I}{\Gamma} F_{AC}, \quad i = 1, 2, \quad (2.15)$$

gdzie

$$\begin{aligned} A_E &= \frac{1}{\Gamma} \frac{\partial E_g}{\partial F_{AC}}, & f_E^i &= \frac{\partial \epsilon_i}{\partial E_g}, \\ A_\Gamma &= \frac{1}{\Gamma} \frac{\partial \Gamma}{\partial F_{AC}}, & f_\Gamma^i &= \frac{\partial \epsilon_i}{\partial \Gamma}, \\ A_I &= \frac{1}{I} \frac{\partial I}{\partial F_{AC}}, & f_I^i &= \frac{\partial \epsilon_i}{\partial I}. \end{aligned}$$

W zależności od temperatury i mechanizmów poszerzenia niezaburzona funkcja dielektryczna może być typu Lorentza lub Gaussa. Ograniczenie przestrzenne, które występuje w przypadku studni kwantowej wpływa na wzrost energii wiązania



Rysunek 2.3 Kształty pochodnych ze względu na przerwę wzbronioną (E_g), parametr poszerzenia (Γ) i intensywność (I) części rzeczywistej (indeks 1) i części urojonej (indeks 2) funkcji dielektrycznej postaci Lorentza wyznaczone na podstawie zależności (2.17).

ekscytonu (ekscyton w dwóch wymiarach) i nawet w temperaturze pokojowej mamy do czynienia z ekscytonową funkcją dielektryczną (Zheng X.L i in. 1988).

Funkcja dielektryczna typu Lorentza ma postać (Aspnes D.E. 1980):

$$\varepsilon = 1 + \frac{I}{E - E_g + i\Gamma}. \quad (2.16)$$

Odpowiednie współczynniki z zależności (2.15) mają postać (Qiang H. i in. 1992):

$$\begin{aligned} f_E^1 &= \frac{y^2 - 1}{(y^2 + 1)^2}, & f_\Gamma^1 &= f_E^2, & f_I^1 &= \frac{y}{y^2 + 1}, \\ f_E^2 &= \frac{-2y}{y^2 + 1}, & f_\Gamma^2 &= -f_E^1, & f_I^2 &= \frac{-1}{y^2 + 1}, \end{aligned} \quad (2.17)$$

gdzie
$$y = \frac{E - E_g}{\Gamma}. \quad (2.18)$$

Rys. 2.3 przedstawia zależności współczynników f_j^i z równań (2.18) od parametru y . Gdy zaniedbamy modulację intensywności I , ze względu na to, że $f_E^1 = -f_\Gamma^2$ i $f_E^2 = f_\Gamma^1$ pozostaną dwa niezależne kształty linii. Otrzymana zależność względnych zmian współczynnika odbicia od energii będzie w tym przypadku analogiczna jak zależność

dla trzeciej pochodnej funkcji dielektrycznej wyrażona wzorem (2.8), lecz ze współczynnikiem $m = 2$ (Qiang H. i in. 1992).

Gdy niezaburzona funkcja dielektryczna jest postaci Gaussa (Qiang H. i in. 1992):

$$\varepsilon = 1 + I(L_1 + i L_2), \quad (2.19)$$

gdzie

$$L_1 = \frac{y}{\Gamma} \Phi(1, 3/2, -y^2/2),$$

$$L_2 = \sqrt{\pi/2} \frac{1}{\Gamma} \exp(-y^2/2).$$

sytuacja jest bardziej skomplikowana. Parametr y zdefiniowany jest poprzez (2.18), natomiast Φ jest zdegenerowaną funkcją hipergeometryczną (Antoniewicz J. 1969).

Parametry ze wzoru (2.15) są postaci:

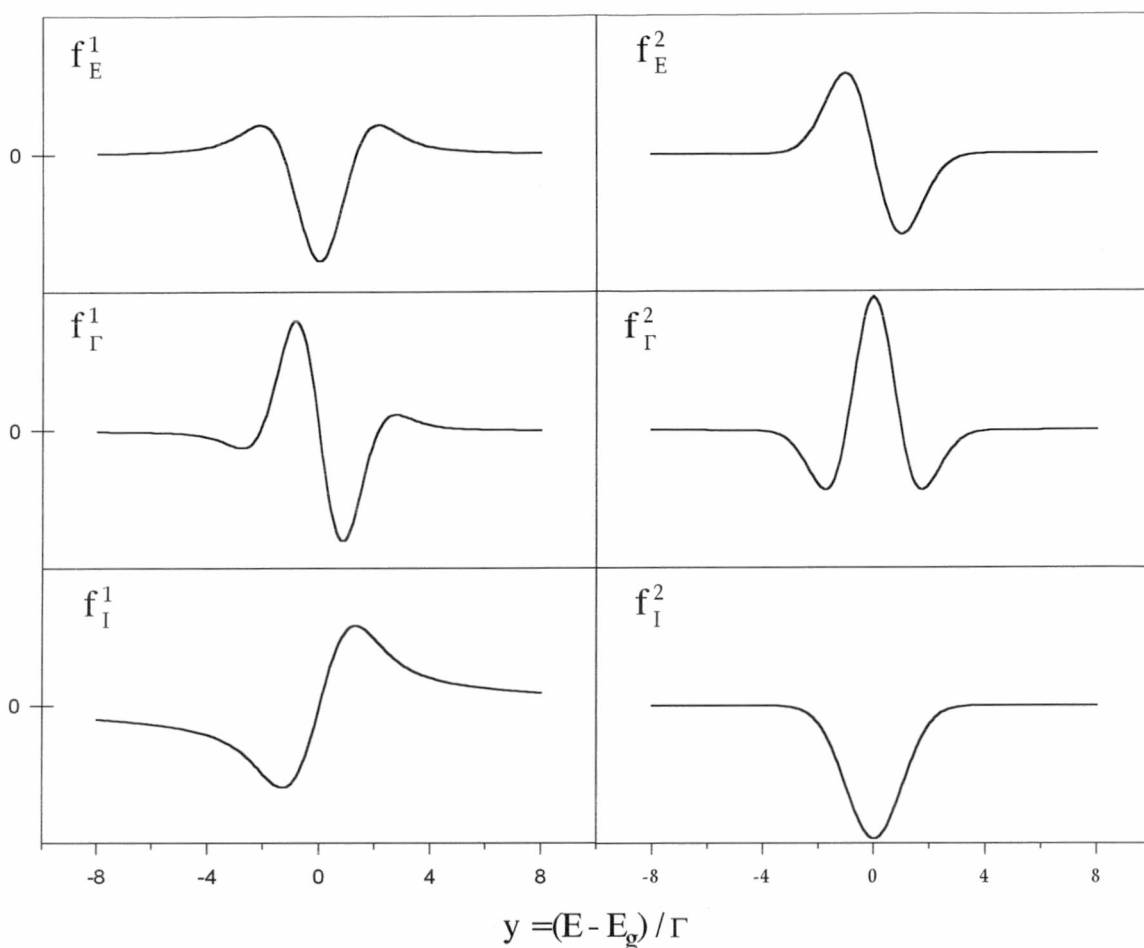
$$\begin{aligned} f_E^1 &= -\Phi(1, 1/2, -y^2/2), \\ f_E^2 &= -\sqrt{\pi/2} y \exp(-y^2/2), \\ f_I^1 &= -2y \Phi(2, 3/2, -y^2/2), \\ f_I^2 &= -\sqrt{\pi/2} (y^2 - 1) \exp(-y^2/2), \\ f_I^1 &= y \Phi(1, 3/2, -y^2/2), \\ f_I^2 &= -\sqrt{\pi/2} \exp(-y^2/2), \end{aligned} \quad (2.20)$$

Rys. 2.4 przedstawia zależność wartości powyższych współczynników od parametru y . Chociaż f_E^1 (f_E^2) i $-f_I^2$ (f_I^1) nie są dokładnie takie same, na rys. 2.4 widać, że krzywe im odpowiadające są bardzo podobne. Praktycznie rzecz biorąc, gdy zaniedbamy współczynniki f_I^1 i f_I^2 , dostaniemy wyrażenie na względne zmiany współczynnika odbicia (Qiang H. i in. 1992):

$$\frac{\Delta R}{R} = [A f_E^1 + B f_E^2], \quad (2.21)$$

gdzie A i B są parametrami dopasowania.

W poprzednich rozdziałach zostało pokazane, że wartość $\Delta R/R$ w zależności od rodzaju zespolonej funkcji dielektrycznej i wymiaru punktu krytycznego, w którym zachodzi przejście optyczne można opisać analitycznie. Dopasowując się do wyników



Rysunek 2.4 Kształty pochodnych ze względu na przerwę wzbronioną (E_g), parametr poszerzenia (Γ) i intensywność (I) części rzeczywistej (indeks 1) i części urojonej (indeks 2) funkcji dielektrycznej postaci Gaussa wyznaczone na podstawie zależności (2.20).

eksperymentalnych wyrażeniami analitycznymi (2.8) lub (2.21) można wyznaczyć z dużą dokładnością takie parametry przejścia optycznego jak jego energia, czy parametr poszerzenia Γ .

Dopasowanie się wzorami (2.8) i (2.21) do danych eksperymentalnych zostało przeprowadzone przy użyciu opracowanych przez autora programów komputerowych. Programy te wykorzystują sekwencyjną procedurę Simplex (Estrera J.P. i in. 1992). Procedura ta jest iteracyjną, nieliniową procedurą wyznaczania minimum funkcji wieloparametrowej. Funkcją, dla której znajdowane jest minimum jest różnica pomiędzy opisaną poprzez n parametrów zależnością teoretyczną (np. (2.8) czy (2.21)) i danymi eksperymentalnymi, zsumowana dla wszystkich punktów pomiarowych. W każdym kroku zmieniana jest wartość jednego z parametrów i kontrolowana wartość funkcji. Akceptowane są tylko te kroki, po których wartość funkcji maleje. Jako wynik

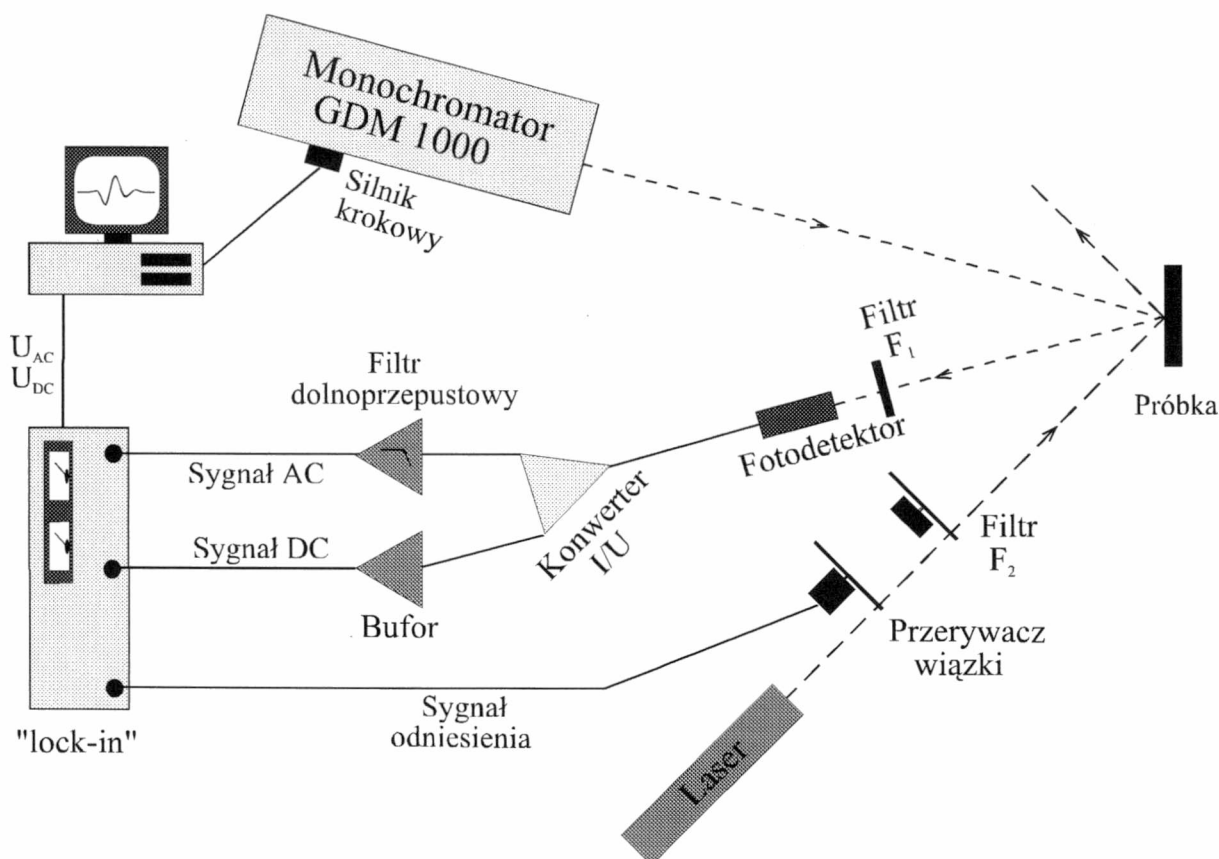
otrzymujemy n parametrów odpowiadających najlepszemu dopasowaniu badanej zależności do danych eksperymentalnych. Programy zostały napisane i skompilowane przy użyciu *TURBO PASCALA* na komputerze klasy PC.

Błąd wyznaczenia energii przejść optycznych, wynikający z dopasowania formułą analityczną do danych eksperymentalnych jest nieznaczny i wynosi poniżej 1 meV. W dalszej części za błąd wyznaczenia energii przejść optycznych autor będzie przyjmował błąd wynikający ze zdolności rozdzielczej monochromatora GDM-1000 (Rozdział 3 – rys. 3.2). Podczas pomiarów w I rzędzie monochromatora, autor używał szczeliny o szerokości od 0.5 do 1 mm, co odpowiada zdolności rozdzielczej od 0.5 do 1 meV. Jako dokładność wyznaczania energii przejść optycznych mierzonych w I rzędzie monochromatora ostatecznie autor przyjął 1 meV.

3 Układ pomiarowy

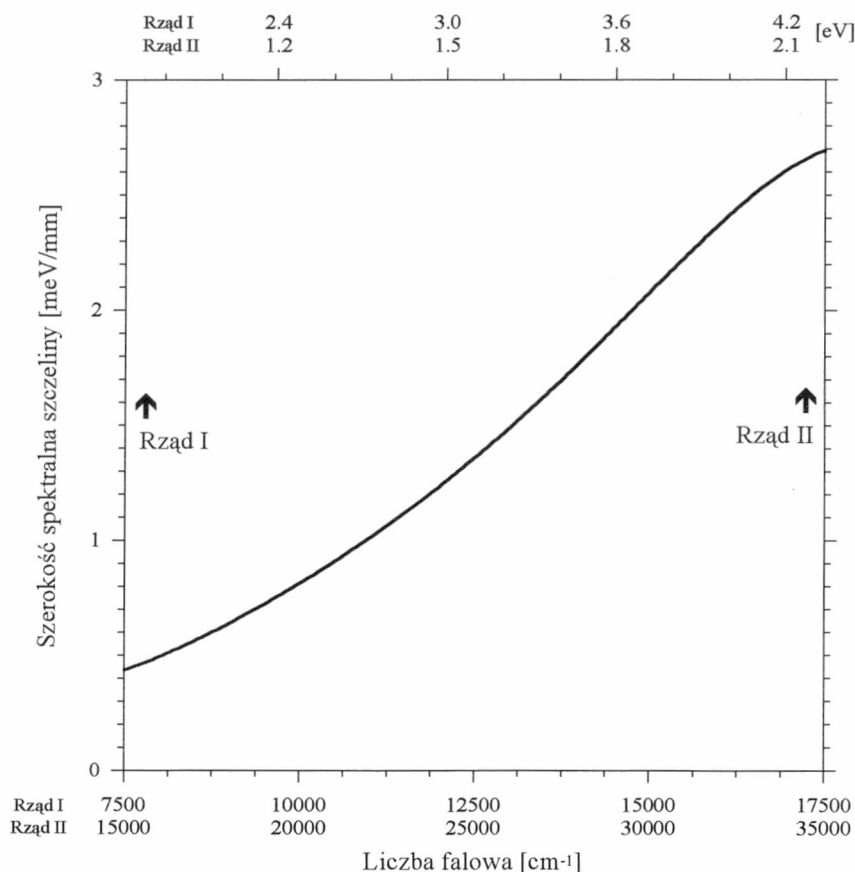
Metody modulacyjne wymagają okresowych zmian jednego z parametrów. W metodach elektro-modulacyjnych parametrem tym jest pole elektryczne. Spektroskopia fotoodbiciowa jest metodą bezkontaktową, czyli generowanie zmian pola elektrycznego nie wymaga kontaktów elektrycznych. Zmiany wbudowanego w strukturę, wewnętrznego pola elektrycznego realizowane są poprzez oświetlenie dodatkowym źródłem światła monochromatycznego, którym zwykle jest laser.

Wszystkie widma prezentowane w części eksperymentalnej, autor zmierzył na stanowisku do pomiarów fotoodbicia, którego blokowy schemat przedstawia rys. 3.1. Stanowisko to powstało na bazie stanowiska do pomiarów odbicia i transmisji (Gumienny Z. i J. Misiewicz 1982). Szczegółowe rozwiązania stanowiska pomiarowego zostaną omówione poniżej.



Rysunek 3.1 Schemat układu do pomiaru widm fotoodbicia.

Podstawowym przyrządem wchodzącym w skład stanowiska pomiarowego jest monochromator GDM-1000 produkcji firmy *Carl Zeiss Jena*. Jest to podwójny, symetryczny monochromator siatkowy. Zwierciadła kolimatora mają ogniskową 1100 mm. Wielkość szczeliny wejściowej (i jednocześnie z nią szczeliny wyjściowej) można zmieniać w zakresie: wysokość szczeliny od 0 do 100 mm, szerokość szczeliny od 0 do 3 mm. Otwór względny monochromatora wynosi 1:10.4. Siatki dyfrakcyjne mają 651 rys na milimetr. Monochromator może pracować w dwóch rzędach: od 7500 do 17500 cm^{-1} – rząd I i 15000 do 35000 cm^{-1} – rząd II. Szerokość spektralną szczeliny przedstawia rys. 3.2. Zmianą długości fali monochromatora steruje komputer poprzez silnik krokowy firmy *Isel*. Komputerowy program sterujący pozwala na minimalny skok silnika krokowego odpowiadający zmianie długości fali o 1 cm^{-1} (co odpowiada 0.124 meV).



Rysunek 3.2 Zależność szerokości spektralnej szczeliny od liczby falowej dla I i II rzędu monochromatora GDM 1000 (Gumienny Z. i J. Misiewicz 1982).

Jako źródło światła stosowana jest lampa halogenowa LH 31 o mocy 150 W (24V). Oświetlacz halogenowy oznaczony jest na rys. 3.5b numerem (13). Białe światło po wyjściu z oświetlacza pada na zwierciadło (14) o ogniskowej 1100 mm i zostaje zogniskowane na szczelinie wejściowej monochromatora (15).

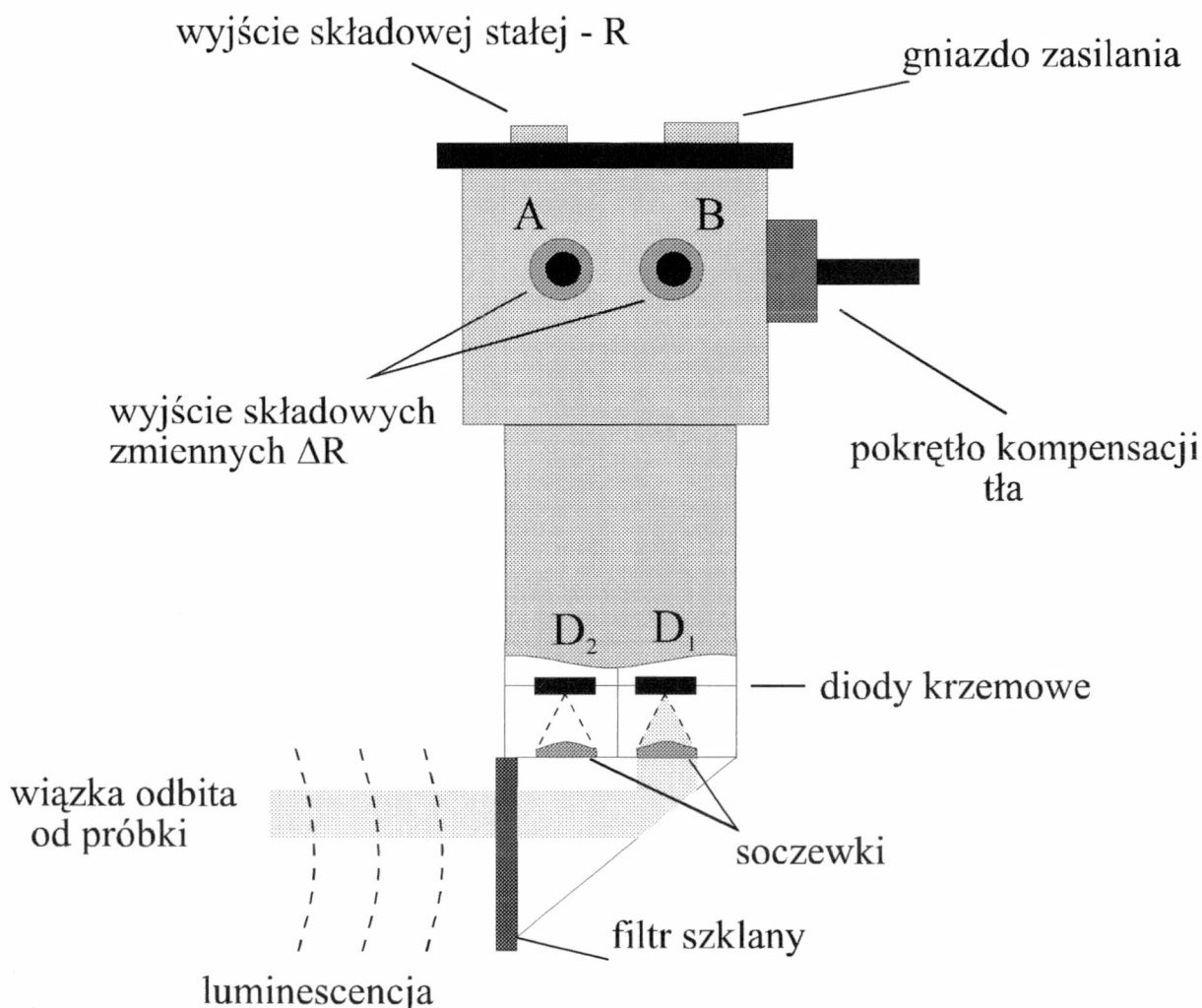
Dokładnie w tym samym miejscu na próbce, co wiązka światła wychodząca z monochromatora pada wiązka światła laserowego. Do pompowania używa się jednego z dwóch laserów: lasera He-Ne lub lasera jonowego Ar^+ . Laser He-Ne produkcji *Mellesa Griota* jest laserem o mocy 11 mW, emitującym światło o długości fali $\lambda=632.8$ nm (1.96 eV). Drugi z laserów – *Innova 90*, produkcji firmy *Coherent* jest laserem przestrajalnym. W zakresie widzialnym zwykle wykorzystywane są linie o następujących długościach fali: 514.5 nm, 488 nm i 457.9 nm. W zakresie nadfioletu wykorzystywana jest linia 333 nm. Wiązka światła z lasera Ar^+ poprowadzona jest do stanowiska pomiarowego za pomocą światłowodu.

W celu kontroli mocy światła laserowego padającego na próbkę, wiązka światła może być osłabiana przez filtr szary o zmiennej gęstości optycznej. Filtr ten oznaczony jest na rys. 3.1 jako *Filtr F_2* .

Aby mogły być zrealizowane okresowe zmiany pola elektrycznego, wiązka światła laserowego przerywana jest przez mechaniczny przerywacz. Z odpowiednio dobraną tarczą przerywacz wiązki może pracować w zakresie od 3 Hz do 3 kHz. Pomiary zwykle przeprowadzane były przy częstotliwości 120 Hz.

Po odbiciu się od próbki wiązka światła z monochromatora skupiona zostaje na fotodetektorze. Aktualnie wykorzystywane są dwa rodzaje detektorów: głowica pomiarowa oparta na dwóch diodach krzemowych i fotopowielacz.

Podstawowym urządzeniem układu jest głowica pomiarowa, której schemat przedstawia rys. 3.3. Światło laserowe oświetlające powierzchnię próbki, oprócz modulacji pola elektrycznego powoduje także wzbudzenie luminescencji. Ze względu na to, że luminescencja modulowana jest z taką samą częstotliwością jak sygnał PR, sygnał luminescencji dodaje się do sygnału PR zniekształcając widmo fotoodbicia mierzonej struktury. Efekt ten jest bardzo niekorzystny i w literaturze można znaleźć kilka różnych rozwiązań (Shanbrook B.V. i in. 1987, Theis W. i in. 1988, Shen H. i in. 1990). Rozwiązanie zastosowane w naszym stanowisku pomiarowym, opiera się na

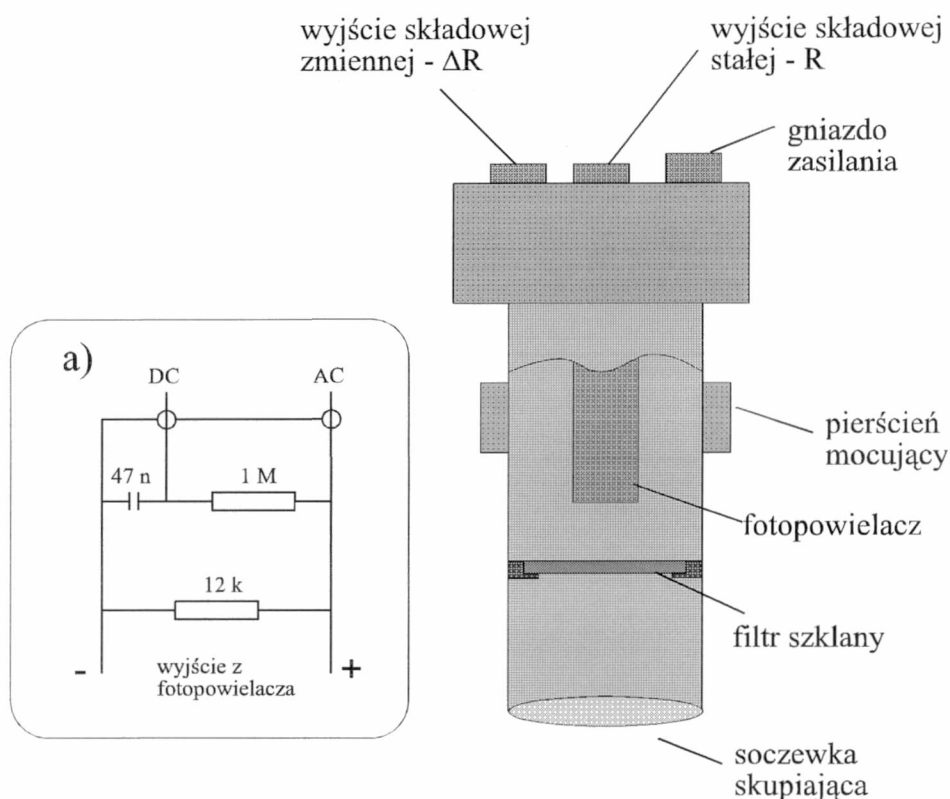


Rysunek 3.3 Schemat głowicy pomiarowej.

wykorzystaniu dwóch diod krzemowych typu *S 286* produkcji firmy *Hamamatsu*. Diody te oznaczone są jako D_1 i D_2 na rys. 3.3. Dioda D_1 mierzy sumaryczny sygnał PR i luminescencji. Dioda D_2 mierzy tylko sygnał luminescencji. Ponieważ diody są tego samego typu, można przyjąć, że ich charakterystyki są prawie identyczne. Gdy na próbkę pada tylko światło z lasera, każda z diod w danej chwili mierzy sygnał luminescencji w całym zakresie spektralnym i sygnały te na obydwu diodach są takie same (powierzchnia detektorów jest taka sama). Za pomocą układu kompensacji, możemy skompensować sygnał luminescencji (ustawić wartość składowej zmiennej różnicy sygnałów mierzonych przez diody krzemowe równą zero).

Układ elektroniczny mieszczący się w głowicy pomiarowej ma na celu rozseparowanie składowych zmiennej ΔR i stałej R mierzonego sygnału i odpowiednie ich wzmocnienie (Markiewicz P. 1995). Wartość składowej stałej podawana jest na

wejście przetwornika analogowo-cyfrowego nanowoltomierza selektywnego. Składowe zmienne sygnałów mierzonych przez diody D_1 i D_2 wyprowadzone są poprzez wyjścia oznaczone na rysunku jako A i B . Z wyjść A i B sygnał prowadzony jest do przedwzmacniacza, który przekazuje sygnał różnicowy $A-B$ do nanowoltomierza typu „lock-in”. Wartości składowych stałej i zmiennej pobierane są z nanowoltomierza przez komputer klasy PC.



Rysunek 3.4 Schemat zamocowania fotopowielacza w głowicy pomiarowej. W części a) przedstawiony jest schemat dzielnika napięcia umieszczonego w głowicy.

W celu zogniskowania światła na diodach krzemowych, do pryzmatu kwarcowego powodującego ugięcie się wiązki pod kątem 90° przyklejone są dwie odpowiednio wyprofilowane soczewki (rys. 3.3).

Drugim z detektorów, jest fotopowielacz R647P produkcji firmy *Hamamatsu*. Sposób mocowania fotopowielacza w głowicy pomiarowej przedstawia rys. 3.4. Fotopowielacz ten może pracować w zakresie spektralnym od 300 do 650 nm, co odpowiada drugiemu rzędowi monochromatora. Maksimum czułości przypada na długość fali 420 nm. Jest to tzw. fotopowielacz „head-on”, czyli oświetlany od czoła. Okno wejściowe ma średnicę 10 mm. Fotopowielacz zasilany jest zasilaczem

wysokiego napięcia firmy *Keithley* (Keithley 248 High Voltage Supply). Napięcie zasilania zwykle wynosi 1 kV. Po rozseparowaniu składowych stałej i zmiennej sygnału mierzonego przez fotopowielacz, wartości obu składowych podawane są na wejścia napięciowe nanowoltomierza selektywnego.

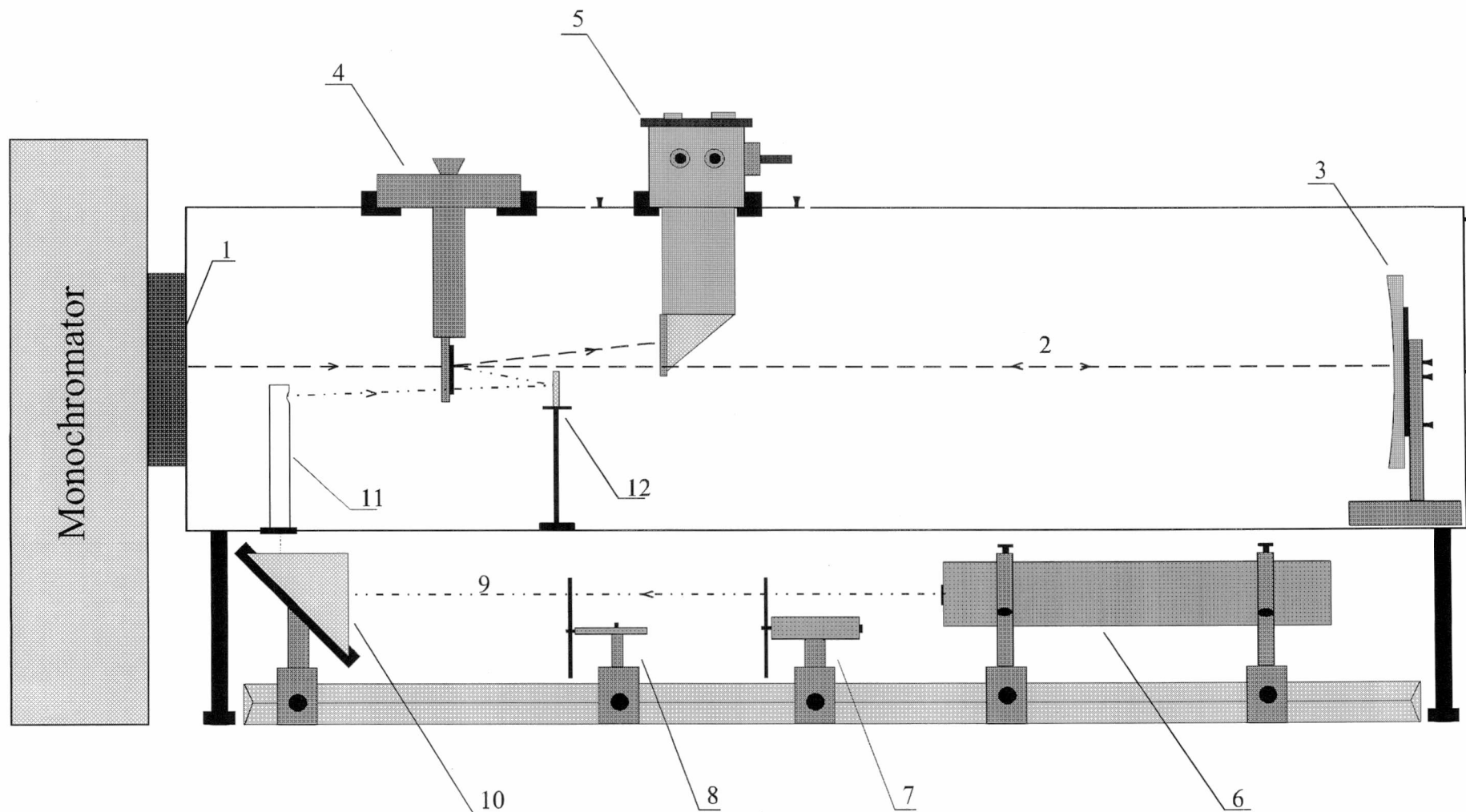
Przed fotodetektorem umieszczony jest filtr szklany oznaczony na rys. 3.1 jako *Filtr F₁*. Na rys. 3.3 filtr szklany przymocowany jest do pryzmatu. Jest to filtr, który zapobiega padaniu światła laserowego na detektor. W zależności od długości fali i rzędu monochromatora stosuje się różne filtry. Szczegóły doboru filtrów zawarte są w tab. 3.1. Za wyjątkiem filtra BG12, wszystkie pozostałe są filtrami krawędziowymi. Filtr BG12 jest specyficznym filtrem. W zakresie spektralnym odpowiadającym pierwszemu rzędowi monochromatora jego transmisja wynosi około 10%, dla długości fali 632.8 nm transmisja filtru jest poniżej 0.1%, a maksimum transmisji przypada na długość fali $\lambda=400$ nm.

Do pomiaru wielkości sygnałów mierzonych przez fotodetektory służy dwukanałowy nanowoltomierz selektywny typu „lock-in”. Jest to urządzenie o symbolu SR-530 wyprodukowane przez firmę *Stanford Research Systems*. Urządzenie to wyposażone jest w port komunikacyjny RS-232, pozwalający na sterowanie nanowoltomierzem z komputera osobistego i przekazywanie danych do tego komputera.

Tabela 3.1 Tabela doboru filtrów do długości fali lasera i rzędu monochromatora.

Długość fali światła laserowego [nm]	Rodzaj filtru	Rząd monochromatora
632.8	RG 650	I
514.5	OG 550	I
488	GG 495	I i częściowo II
457.9	GG 475	I i częściowo II
632.8	BG 12	II

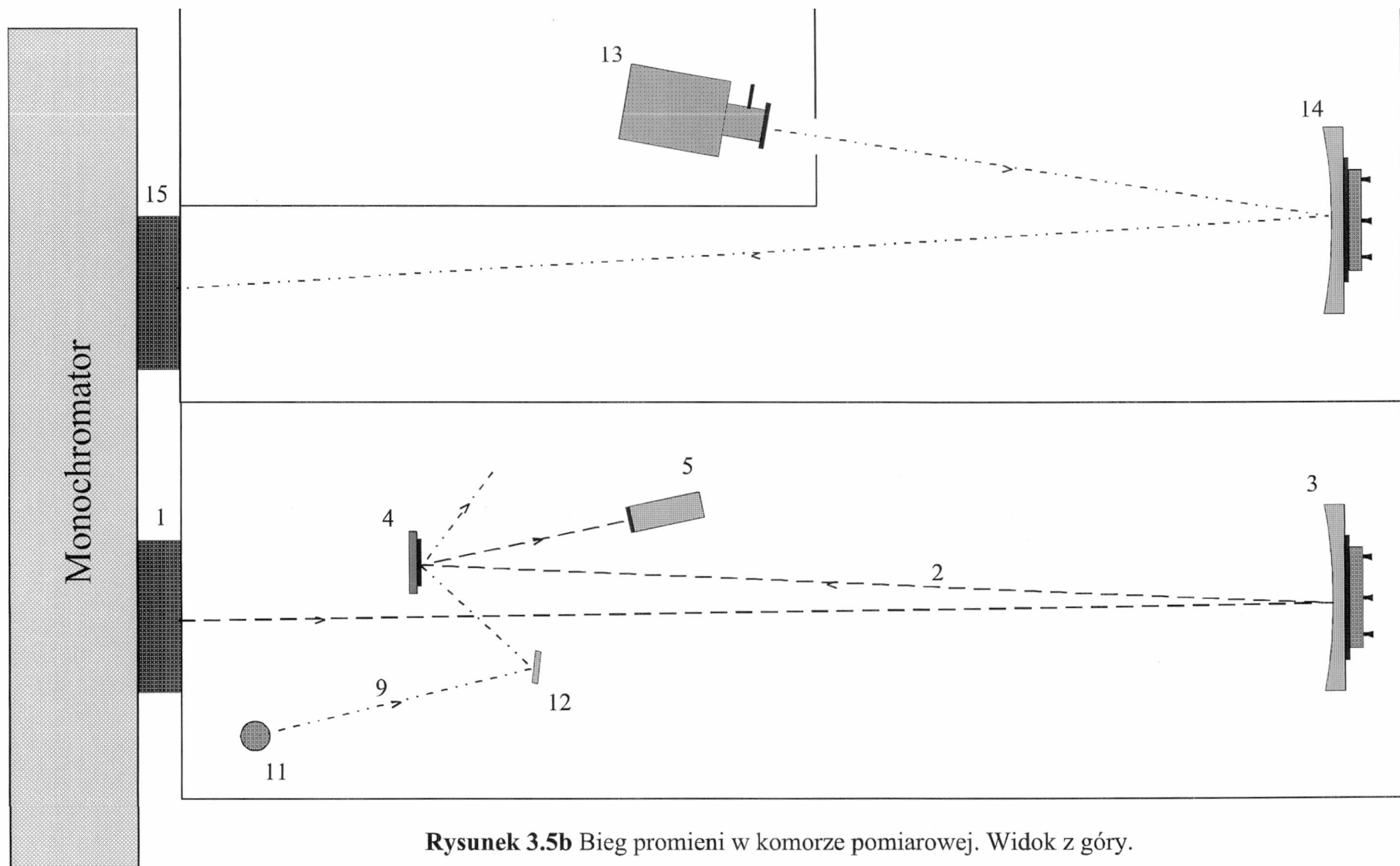
Pomiar jest w dużym stopniu zautomatyzowany. Program komputerowy steruje przesuwem monochromatora i pobiera dane pomiarowe z nanowoltomierza. Przebieg pomiaru, czyli mierzone widmo i aktualne parametry widoczne są na ekranie monitora. Dane pomiarowe zapisywane są w pliku typu ASCII.



Rysunek 3.5a Bieg promieni w komorze pomiarowej. Widok z boku.

- 1- szczelina wyjściowa monochromatora
- 2- wiązka światła monochromatycznego (z monochromatora)
- 3- zwierciadło skupiające
- 4- uchwyt próbki
- 5- głowica pomiarowa
- 6- laser He-Ne lub Ar^+

- 7 - mechaniczny przerywacz wiązki
- 8 - filtr o zmiennej gęstości optycznej
- 9 - wiązka światła laserowego
- 10- pryzmat
- 11- słupek z zamontowanym zwierciadłem płaskim
- 12- zwierciadło płaskie

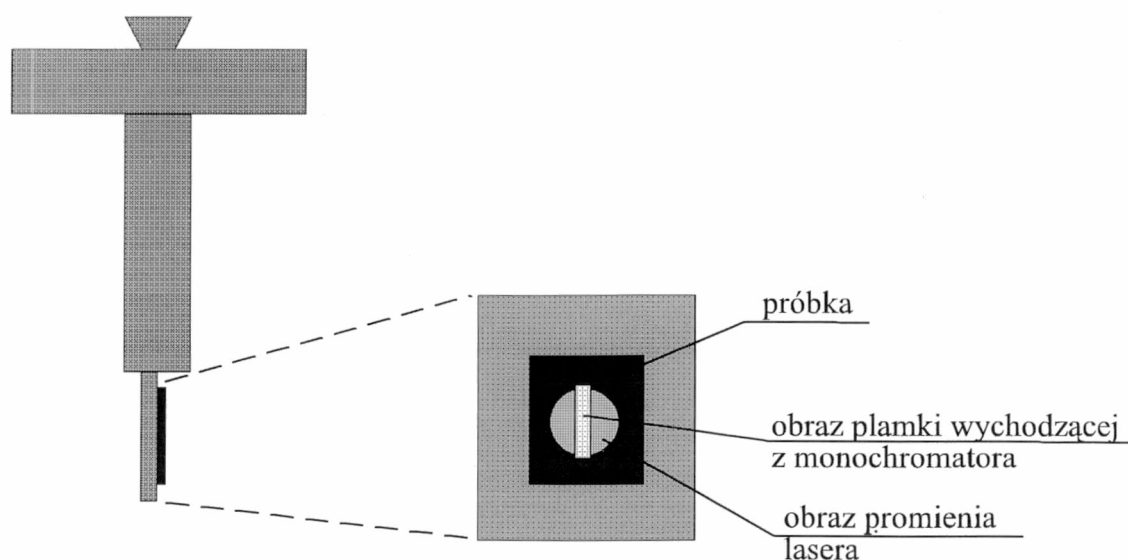


Rysunek 3.5b Bieg promieni w komorze pomiarowej. Widok z góry.

- 1- szczelina wyjściowa monochromatora
- 2- wiązka światła monochromatycznego (z monochromatora)
- 3- zwierciadło skupiające
- 4- uchwyt próbki
- 5- głowica pomiarowa

- 9 - wiązka światła laserowego
- 11- słupek z zamontowanym zwierciadłem płaskim
- 12- zwierciadło płaskie
- 13- oświetlacz halogenowy
- 14- zwierciadło skupiające
- 15- szczelina wejściowa monochromatora

Bieg promieni świetlnych i schemat komory pomiarowej zamieszczone są na rys. 3.5a i 3.5b. Rys 3.5a przedstawia widok wnętrza komory pomiarowej przy „usuniętej” ścianie bocznej. Po wyjściu ze szczeliny wyjściowej (1), wiązka światła monochromatycznego (2), pada na zwierciadło (3) o ogniskowej 1100 mm. Zwierciadło (3) odwzorowuje obraz żarnika lampy halogenowej na próbce przymocowanej do uchwyty (4). Po odbiciu od próbki światło pada na głowicę pomiarową (5). Gdy stosowana jest głowica z fotopowielaczem (rys. 3.4), w celu skierowania światła odbitego od próbki na fotopowielacz pod głowicą umieszczany jest pryzmat kwarcowy. Aby nie zaciemniać rysunku promień odbity od próbki narysowany został pod kątem w stosunku do osi optycznej układu. Bieg promieni przy „zdjętej” pokrywie górnej komory pomiarowej przedstawia rys. 3.5b. Promień pompujący (9) (rys. 3.5a) po wyjściu z lasera (6) jest mechanicznie przerywany przez przerywacz (7). Moc wiązki zmieniana jest za pomocą filtru o zmiennej gęstości optycznej (8). Pryzmat (10) wraz ze słupkiem (11) zaopatrzonym w górnej części w płaskie zwierciadło ustawione pod kątem 45° do osi optycznej tworzą układ peryskopowy, który wprowadza wiązkę (9) do komory pomiarowej. Wiązka światła laserowego (9) odbija się od zwierciadła płaskiego (12) i pada na próbkę (4). W celu zachowania jasności rysunku bieg promienia (9) wewnątrz komory pomiarowej został „wyprowadzony” z osi optycznej układu.



Rysunek 3.6 Uchwyt do mocowania próbki. Powiększony fragment przedstawia końcówkę uchwyty z zamocowaną próbką i obrazem wiązek światła laserowego i światła z monochromatora.

Uchwyt do mocowania próbki (4) przedstawiony jest schematycznie na rys. 3.6. Powiększony fragment przedstawia padanie wiązek światła (2) i (9) na próbkę. Okrągła, większa plamka reprezentuje wiązkę światła laserowego (9). W zależności od używanego lasera ma ona średnicę od 2 do 3 mm. Prostokątna plamka reprezentuje wiązkę (2) światła wychodzącego z monochromatora. Plamka ma wysokość 3 mm i szerokość od 0.1 do 3 mm.

Stanowisko jest również przystosowane do pomiarów w niskich temperaturach. Zamiast na uchwycie (4), próbkę można zamontować w kriostacie. Do pomiarów używany jest przepływowy kriostat helowo-azotowy produkcji firmy *Kriosystem*, pozwalający na pomiary w zakresie temperatur od 10 K do temperatury pokojowej. Do kontroli i stabilizacji temperatury stosowany jest regulator temperatury KSE-94 produkcji firmy *Kriosystem*.

4 Zastosowanie spektroskopii fotoodbiciowej do badania warstw półprzewodników

Podstawowymi parametrami, które można otrzymać z widma PR są wartości energii przejść optycznych w badanej strukturze. W przypadku półprzewodników litych i warstw półprzewodnikowych otrzymana z eksperymentu energia odpowiada przerwie energetycznej półprzewodnika. Badania wartości przerwy energetycznej pozwalają min. na określanie tak ważnego parametru jak skład związków dwu-, trój- i cztero-składnikowych. W strukturach naprężonych, można badać wpływ naprężeń na przejścia optyczne w półprzewodniku. Jeżeli pole elektryczne wbudowane w strukturę jest dostatecznie silne, w widmie PR pojawiają się oscylacje Franza-Kiełdysza. Badając te oscylacje jesteśmy w stanie uzyskać takie informacje jak: rozkład pól elektrycznych na poszczególnych międzypowierzchniach struktury, szerokość obszaru ładunku zubożonego (1.2) czy koncentrację domieszek (1.1).

W rozdziale tym autor przedstawi zastosowanie metody spektroskopii fotoodbiciowej do badania rozkładu pola elektrycznego w układzie warstw (AlGa)As/GaAs. Zostanie także określona zależność przerwy energetycznej warstw $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ od zawartości Al w stopie. W dalszej części badany będzie wpływ naprężeń na przejścia proste w warstwach $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ wyhodowanych na podłożu z Si.

4.1 Separacja widm fotoodbicia pochodzących z różnych międzypowierzchni

Gdy przybliżenie słabego pola elektrycznego w badanej strukturze przestaje być słuszne, w widmie zaczynają się pojawiać tzw. oscylacje Franza-Kiełdysza (FK). Okres oscylacji FK zależy od wartości pola elektrycznego zawartego w strukturze. W strukturze wielowarstwowej modulowane światło lasera dla różnych długości fali może generować nośniki, które docierają do różnych międzypowierzchni modulując tam obecne pole elektryczne. W wyniku tego oscylacje FK z różnych obszarów struktury mogą się nakładać, dając złożony sygnał w widmie PR. W celu rozseparowania sygnałów pochodzących z różnych głębokości można posłużyć się metodą trawienia kolejnych warstw w strukturze. Eliminując kolejne warstwy,

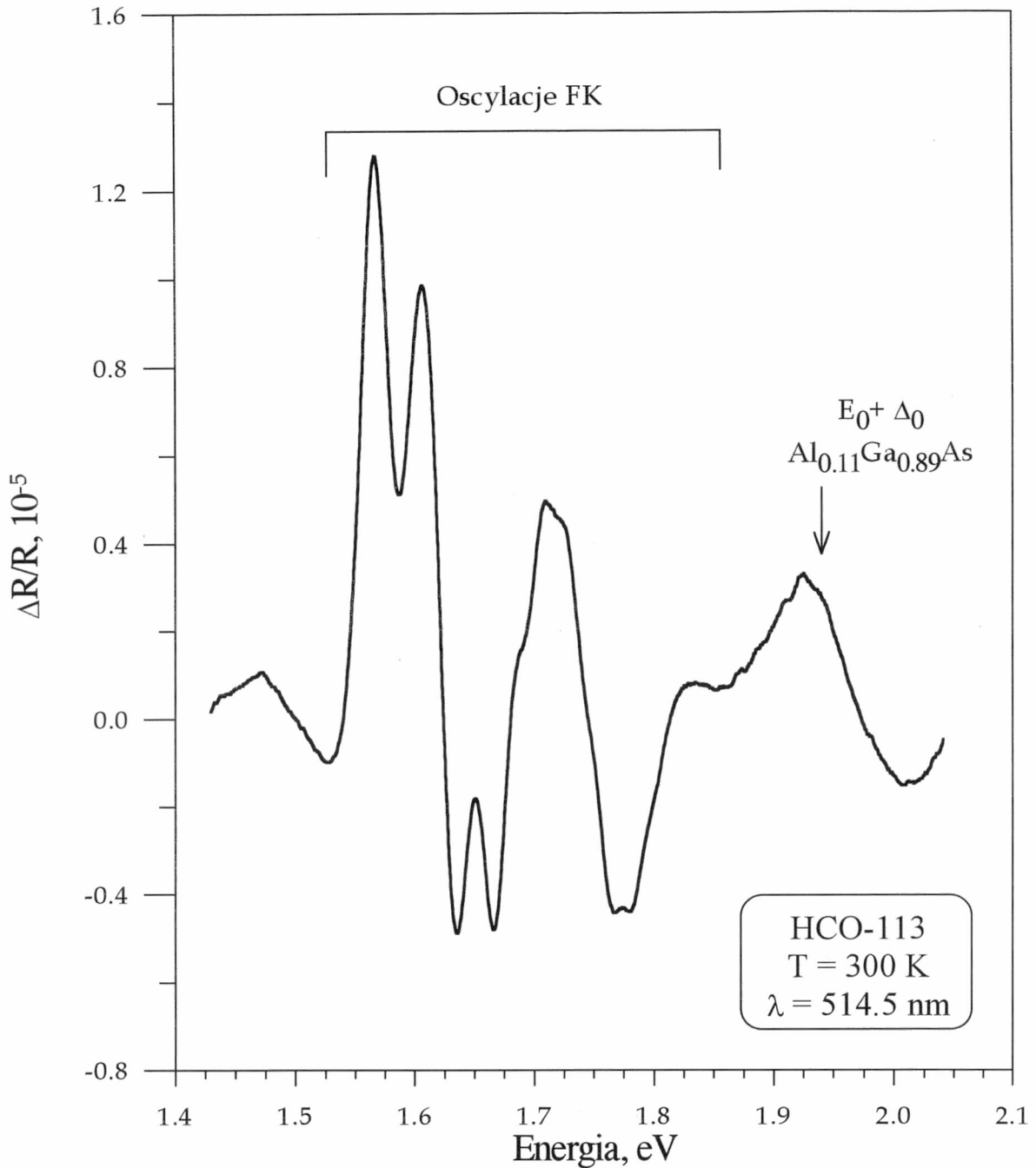
n.d. GaAs	10 nm
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} : \text{Si}$ $n = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	$0.8 \mu\text{m}$
n.d. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	$0.2 \mu\text{m}$
bufor GaAs : Be $p = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	$2 \mu\text{m}$
n.d. podłoże GaAs	0.5 mm

Rysunek 4.1 Schemat struktury $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$. Wartości po prawej stronie oznaczają grubości warstw. Zawartość Al w materiałach tworzących warstwy zmienia się pomiędzy 11 a 53%.

eliminujemy ich wpływ na badane widmo PR (Jezierski K. i in. 1995, 1997). Trawienie oczywiście niszczy strukturę. Nieniszczącym sposobem separacji sygnałów z różnych głębokości może być zastosowanie różnych długości fali światła laserowego i kontrola mocy tego światła (Jezierski K. i in. 1995, 1997; Wang Z. i in. 1993). Światło o krótszej długości fali wnika w mniejszym stopniu w strukturę, więc mierzony sygnał pochodzi z mniejszej głębokości.

Analiza oscylacji FK w widmach PR uzyskanych przy pobudzaniu różnymi długościami fali światła laserowego stanowi temat tego podrozdziału. Autor miał do dyspozycji struktury wyhodowane metodą epitaksji wiązką molekularną (MBE). Struktury zostały udostępnione autorowi przez prof. E. Veje z Instytutu Nielsa Bohra, Uniwersytetu Kopenhaskiego.

Schemat układu warstw w badanych strukturach przedstawia rys. 4.1. Na niedomieszkowane podłoże GaAs naniesiono warstwę bufora GaAs domieszkowaną berylem na typ p . Na warstwę bufora naniesiono niedomieszkowaną warstwę rozdzielającą $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, a na nią warstwę aktywną $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ domieszkowaną krzemem na typ n . Całość została przykryta niedomieszkowaną warstewką GaAs. W tej części autor będzie się zajmował strukturą w której w warstwach $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ zawartość Al wynosi 11% (czyli $x = 0.11$). Struktura ta ma symbol HCO-113.



Rysunek 4.2 Widmo PR struktury HCO-113. Strzałką zaznaczony jest rezonans odpowiadający przejściu $E_0 + \Delta_0$ w $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{As}$. Rezonanse o niższych energiach odpowiadają złożeniu dwóch oscylacji FK.

Struktura była badana w temperaturze pokojowej. Przykładowe widmo przedstawia rys. 4.2. Widmo zostało otrzymane przy pobudzaniu światłem o długości fali $\lambda = 514.5 \text{ nm}$ i natężeniu oświetlenia ok. 5 mW/cm^2 . Widma możemy podzielić na dwie części. W pierwszej z nich obejmującej obszar o energiach pomiędzy 1.5 eV i

1.8 eV widoczny jest zbiór rezonansów, które trudno jest zidentyfikować bez szczegółowej analizy. W drugiej części, zaznaczony jest pionową strzałką rezonans odpowiadający przejściu $E_0 + \Delta_0$ pomiędzy odszczepionym ze względu na oddziaływania spinowo-orbitalne podpasmem w paśmie walencyjnym a pasmem przewodnictwa w $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{As}$. Obecność tego rezonansu świadczy o bardzo dobrej jakości warstwy $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{As}$.

Aby rozstrzygnąć pochodzenie rezonansów o energiach pomiędzy 1.5 a 1.8 eV została przeprowadzona analiza oscylacji FK. W zakresie średniego pola elektrycznego wbudowanego w strukturę, w sygnale fotoodbicia pojawiają się oscylacje FK (Rozdział 2.2). Sygnał PR przyjmuje postać zależności (2.13), którą w przypadku trzywymiarowego punktu krytycznego można zapisać w uproszczonej formie:

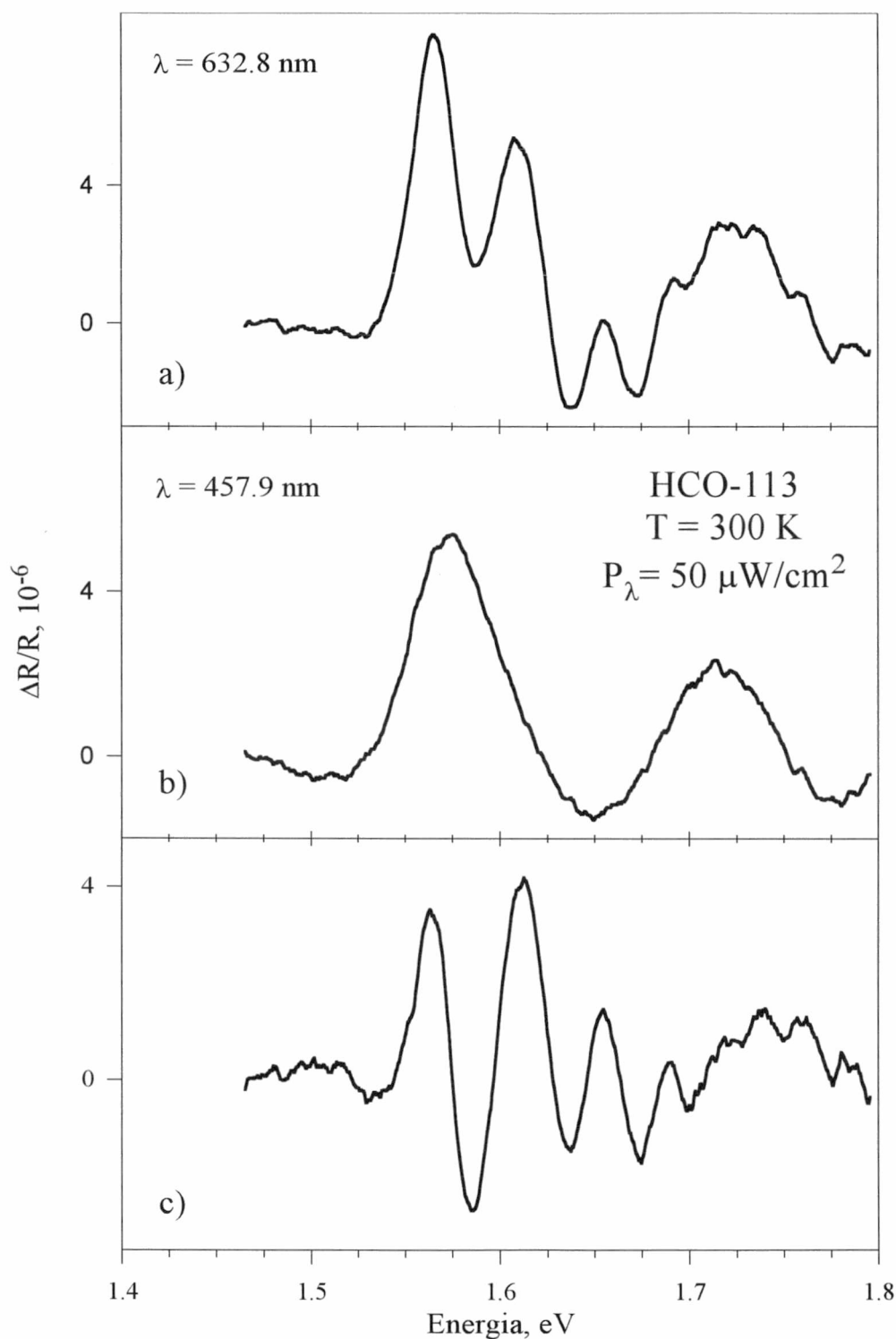
$$\frac{\Delta R}{R} \propto \cos \left[\frac{4}{3} \left(\frac{E - E_g}{\hbar \Theta} \right)^{3/2} + \frac{\pi}{2} \right], \quad (4.1)$$

gdzie E jest energią fotonów, a E_g przerwą energetyczną. Równanie (4.1) przedstawia zależność okresową, w której numer ekstremum związany jest z jego energią E_n wzorem (2.14). Wykreślając zależność różnicy energii $\frac{4}{3\pi}(E_n - E_g)^{3/2}$ od numeru ekstremum n powinniśmy otrzymać linię prostą o nachyleniu $(\hbar \Theta)^{3/2}$. Znając wartość $(\hbar \Theta)^{3/2}$ z zależności (2.2) potrafimy wyznaczyć natężenie pola elektrycznego. Przekształcając równanie (2.14) w zależność energii kolejnego ekstremum od numeru ekstremum:

$$E_n = \hbar \Theta \left[\frac{3\pi}{4} \left(n - \frac{1}{2} \right) \right]^{2/3} + E_g, \quad (4.2)$$

możemy wyznaczyć wartość przerwy energetycznej materiału.

Zastosowanie filtra szklanego o zmiennej gęstości optycznej pozwoliło na kontrolę natężenia oświetlenia światła laserowego padającego na powierzchnię próbki w granicach od 0 do 80 mW/cm². Moc wiązki laserowej mierzona była przy zastosowaniu głowicy pomiarowej firmy *Coherent*. Zdolność rozdzielcza głowicy pomiarowej była rzędu 1 nW. Dokładność wyznaczenia natężenia oświetlenia światła



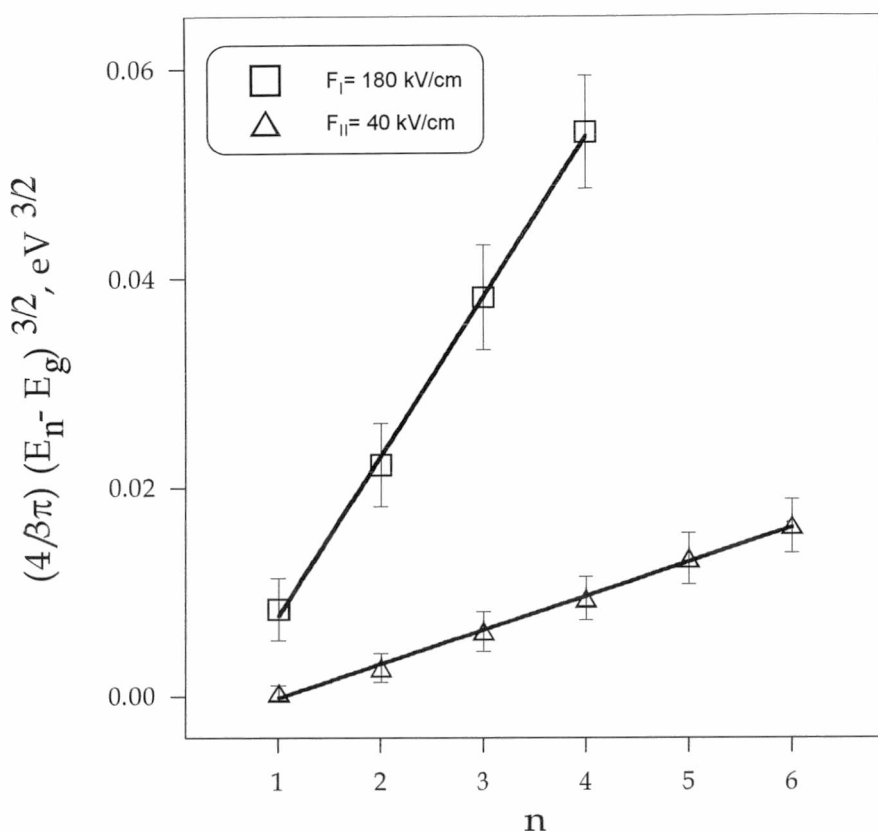
Rysunek 4.3 Widma PR uzyskane przy pobudzeniu linią 632.8 nm – część a), i 457.9 nm – część b). Część c) odpowiada różnicy a)-b) i przedstawia oscylacje FK z obszaru międzypowierzchni występującej na głębokości 810 nm.

laserowego padającego na powierzchnię próbki wynika z dokładności wyznaczenia średnicy wiązki padającej na próbkę i wynosi ok. 30%.

Widma uzyskane przy pobudzaniu światłem laserowym o natężeniu oświetlenia $50 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ przedstawia rys. 4.3. W części *a)* przedstawione jest widmo uzyskane przy pobudzaniu laserem He-Ne. Widmo to jest bardzo podobne do widma przedstawionego na rys. 4.2, uzyskanego przy pobudzaniu laserem Ar^+ o dużo większym natężeniu oświetlenia (ok. $5 \text{ mW}/\text{cm}^2$). Podobieństwo tych widm, może świadczyć o tym, że zmiany pola elektrycznego wynikające z modulacji wiązki laserowej są dużo mniejsze od pól wbudowanych w strukturę. Oświetlanie próbki światłem laserowym o dużym natężeniu oświetlenia światła padającego na powierzchnię próbki wpływa więc w niewielkim stopniu na wartości natężenia pola elektrycznego wyznaczone z okresu oscylacji FK. Niezauważalny jest także wpływ nagrzewania się próbki wynikający z oświetlania jej światłem laserowym natężeniu oświetlenia ok. $5 \text{ mW}/\text{cm}^2$.

Definiując głębokość g_{wn} wnikania światła laserowego w strukturę jako wartość, gdy natężenie światła maleje e razy, otrzymujemy zależność tej głębokości od współczynnika absorpcji: $g_{\text{wn}} = 1/\alpha$. W przypadku lasera He-Ne ($E_{\text{He-Ne}} = 1.96 \text{ eV}$) dla warstwy GaAs współczynnik absorpcji $\alpha_{\text{He-Ne}} = 4.2 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$ (Madelung O. 1991), czyli światło wnika na głębokość około 240 nm. Dla linii 457.9 nm lasera Ar^+ ($E_{\text{Ar}} = 2.7 \text{ eV}$) współczynnik absorpcji $\alpha_{\text{Ar}} = 2.5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ (Madelung O. 1991), więc głębokość ta wynosi tylko około 40 nm, czyli jest sześć razy mniejsza niż w przypadku lasera He-Ne. W rzeczywistości, mierzymy sygnał PR pochodzący z większych głębokości.

Wcześniej założyliśmy, że na głębokości g_{wn} natężenie światła maleje e razy. Powyższa zależność może być nieodpowiednia (niekiedy zakłada się, że $d = 2/\alpha$) i wnikając głębiej niż g_{wn} światło jest w stanie wygenerować nośniki mniejszościowe, których liczba jest wystarczająca do modulacji wewnętrznego pola elektrycznego. Głębokość z jakiej uzyskujemy sygnał PR zależy w dużym stopniu od drogi dyfuzji foto-generowanych nośników mniejszościowych (Mochizuki Y. i in. 1995). Światło wnikając w strukturę nie dociera do międzypowierzchni, która znajduje się na odpowiednio dużej głębokości. Jednak nośniki mniejszościowe powstałe w objętości półprzewodnika, do której dotarło światło mogą dyfundować do głębiej położonej międzypowierzchni, wywołując modulację obecnego w jej obrębie pola elektrycznego.



Rysunek 4.4 Wykres zależności $\frac{4}{3\pi}(E_n - E_g)^{3/2}$ od numeru ekstremum n . Kwadraty odnoszą się do oscylacji FK z rys. 4.3b, trójkąty natomiast z rys. 4.3c. Linie ciągłe stanowią dopasowanie zależnością liniową do danych eksperymentalnych. Pionowe znaczniki określają błąd w kierunku osi rzędnych.

Obserwowany sygnał fotoodbicia może więc pochodzić z większej głębokości niż wynika to z głębokości wnikania światła w strukturę.

W przypadku lasera He-Ne, widoczne na rys. 4.3a rezonanse są złożeniem oscylacji Franza-Kiełdysza z dwóch obszarów: z obszaru międzypowierzchni pomiędzy domieszkowaną warstwą $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{As}$ a warstwą przykrycia GaAs – obszar I, oraz z obszaru pomiędzy warstwami $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{As}$ domieszkowaną i niedomieszkowaną – obszar II. Otrzymany sygnał PR pochodzi więc z warstwy o grubości ok. 800 nm. Ze względu na to, że warstwa przykrycia GaAs jest bardzo cienka (10 nm), w zmierzonych widmach nie został zaobserwowany rezonans pochodzący od tej warstwy i można ją pominąć w rozważaniach nad rozkładem pola elektrycznego. Widmo uzyskane przy pobudzaniu linią laserową 457.9 nm przedstawia część b) rys. 4.3. Światło o długości fali 457.9 nm o małej mocy wnika w strukturę dużo płycej niż światło czerwone (632.8 nm), więc otrzymany sygnał PR

możemy powiązać z obszarem I, znajdującym się blisko powierzchni struktury. Zmierzone widmo składa się z bardzo szerokich oscylacji FK. W celu otrzymania sygnału pochodzącego z II obszaru, od widma zawierającego sumaryczne widmo PR_I i PR_{II} (część *a*) rys. 4.3) zostało odjęte widmo zawierające sygnał PR_I pochodzący z I obszaru (część *b*) rys. 4.3). Widmo różnicowe, zawierające sygnał z II obszaru przedstawia część *c*) rys. 4.3. Widoczne są wyraźne oscylacje FK o okresie dużo mniejszym niż w przypadku widma z obszaru I. Powyżej energii 1.7 eV oscylacje FK nakładają się na inny, szeroki rezonans. Jest to prawdopodobnie część rezonansu, za który odpowiada przejście optyczne $E_0 + \Delta_0$ w $Al_{0.11}Ga_{0.89}As$. W przypadku tego przejścia procedura odejmowania widm była niedokładna ze względu na to, że sygnał pochodzący od tego przejścia optycznego miał różną intensywność dla różnych długości fali światła laserowego. W przypadku światła czerwonego mierzony sygnał był silniejszy (pochodził z I i II obszaru) niż dla światła fioletowego (pochodził tylko z I obszaru).

Mając rozdzielone oscylacje FK pochodzące z różnych międzypowierzchni, możemy wyznaczyć natężenia pól elektrycznych znajdujące się w ich pobliżu.

Zależność $\frac{4}{3\pi}(E_n - E_g)^{3/2}$ od numeru ekstremum n dla oscylacji FK z obydwu

obszarów przedstawia rys. 4.4. Kwadraty odpowiadają energiom ekstremów z rys. 4.3b, natomiast trójkąty energiom pierwszych sześciu ekstremów z widma przedstawionego na rys. 4.3c. Ze względu na to, że na rys. 4.3c oscylacje powyżej energii 1.7 eV nakładają się na inny rezonans i wyznaczenie energii ekstremów jest niedokładne, nie są one brane pod uwagę. Linie ciągłe stanowią dopasowanie do wartości eksperymentalnych zależnością liniową. Jak widać na rys. 4.4 punkty eksperymentalne bardzo dobrze układają się na prostych. Pionowymi znacznikami

oznaczone są dokładności wyznaczenia wartości $\frac{4}{3\pi}(E_n - E_g)^{3/2}$ w kolejnych ekstremach. Ze współczynnika nachylenia prostych i zależności (4.2) wyznaczone zostały wartości natężenia pól elektrycznych w badanych obszarach. W obszarze I – przy powierzchni próbki, maksymalna wartość natężenia pola elektrycznego wynosi $F_I = (180 \pm 30)$ kV/cm. Dla obszaru II wartość ta jest dużo mniejsza i wynosi

$F_{II} = (40 \pm 7)$ kV/cm. Wartości F_I i F_{II} zostały wyznaczone dla masy zredukowanej elektronów i dziur ($1/\mu = 1/m_e + 1/m_h$) w $Al_{0.11}Ga_{0.89}As$, $\mu = 0.066 m_0$, gdzie $m_e = 0.076$, a za masę dziur została wzięta masa efektywna dziur ciężkich $m_h = m_{hh} = 0.49 m_0$ (Madelung O. 1991). Powyżej zostało napisane „wartości maksymalne”, ze względu na to, że pole elektryczne osiąga wartość maksymalną na granicy dwóch warstw i wraz z oddalaniem się od międzypowierzchni jego wartość w każdej z warstw maleje, by w odległości odpowiadającej szerokości obszaru ładunku zubożonego osiągnąć wartość zerową. Jest tak w przypadku, gdy struktura nie znajduje się w zewnętrznym polu elektrycznym i wewnątrz struktury nie ma dodatkowego pola elektrycznego. Ponieważ badana struktura jest domieszkowana na typ p w warstwie bufora i na typ n w warstwie aktywnej, otrzymane wartości pola elektrycznego są wypadkowymi pola, w którym znajduje się cała struktura i odpowiednio pól występujących w I i II obszarze.

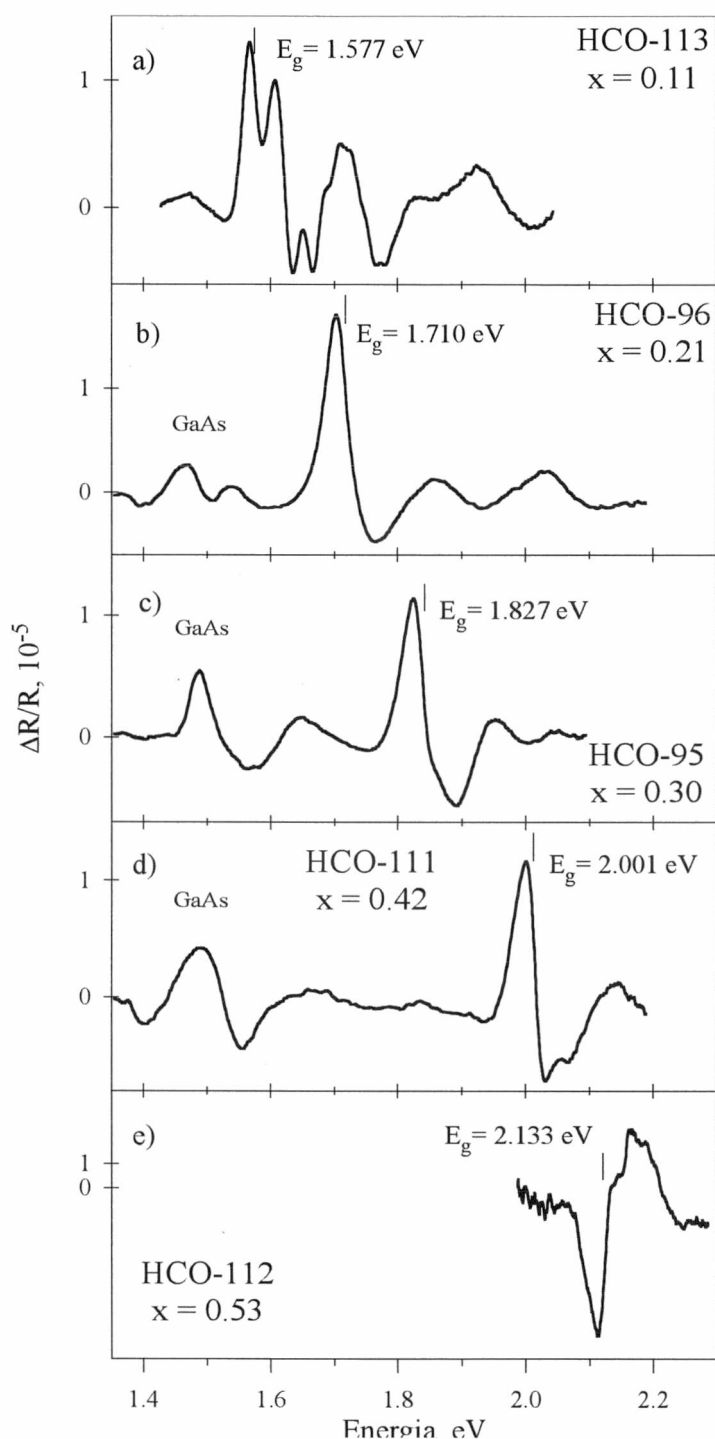
Zastosowanie odpowiednich linii laserowych i właściwy dobór gęstości mocy światła laserowego pozwoliły na rozseparowanie sygnałów PR pochodzących z różnych głębokości w badanej strukturze. Powyższa procedura pozwoliła na wyznaczenie wartości natężeń wypadkowych pól elektrycznych w obszarze bliskim powierzchni próbki i w obszarze międzypowierzchni znajdującej się na głębokości 810 nm. Korzystając z zależności (4.2) wyznaczono także wartość przerwy energetycznej materiału warstwy $E_g = 1.577$ eV.

4.2 Badanie zależności szerokości przerwy energetycznej od składu dla (AlGa)As

Bardzo ważnym parametrem warstw półprzewodnikowych, na które składają się związki dwu-, trój- i cztero-składnikowe jest zawartość molowa poszczególnych pierwiastków w stopie. Gdy znana jest zależność przerwy energetycznej związku półprzewodnikowego od zawartości pierwiastków składowych, fotoodbicie jest bardzo szybką i dokładną metodą, pozwalającą na wyznaczenie przerwy energetycznej konkretnej warstwy, a tym samym wyznaczenie jej składu. Z drugiej strony, gdy potrafimy przy pomocy innej metody (np. metodą dyfrakcji promieni rentgenowskich – poprzez badanie stałej sieci materiału) wyznaczyć skład materiału, fotoodbicie może posłużyć do określenia zależności przerwy energetycznej od składu. W tej części badana będzie zależność energii prostej przerwy energetycznej w warstwach $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ otrzymanych metodą MBE, od składu tych warstw.

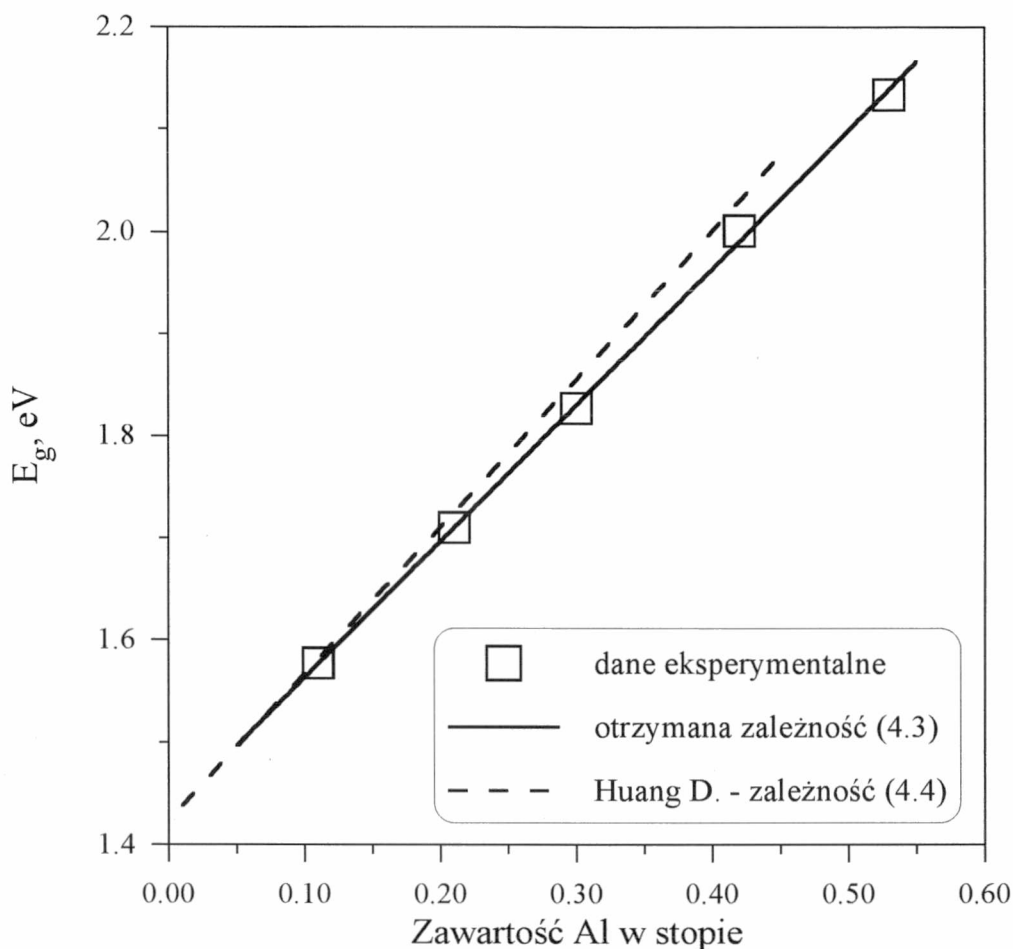
Pomiary przeprowadzono dla struktur, których układ warstw przedstawia rys. 4.1. Zawartość Al w warstwach $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ badanych kolejno struktur zmienia się od 11% do 53%. Skład molowy badanych warstw został wyznaczony metodą dyfrakcji promieni rentgenowskich.

Na rys. 4.5 przedstawionych jest pięć widm PR otrzymanych w temperaturze pokojowej. Widma od *a)* do *d)* zmierzone były przy użyciu głowicy pomiarowej z diodami krzemowymi i pobudzaniu linią 514.5 nm lasera Ar^+ . Ostatnie z widm oznaczone jako *e)*, zostało zmierzone z użyciem fotopowielacza i przy pobudzaniu linią 488 nm. Kreskami pionowymi zaznaczone są na rysunkach energie odpowiadające przerwom energetycznym $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ w zależności od zawartości Al w stopie. Wartości energii zostały podane przy pionowych kreskach. Wartości energii przerwy wzbronionej były wyznaczane na dwa sposoby. Pierwszy z nich to analiza oscylacji FK i zastosowanie zależności (4.2), jak to miało miejsce dla struktury HCO-113, której widmo zostało przedstawione na rys. 4.2 i przytoczone na rys. 4.5a. W sytuacji, gdy oscylacje były słabo widoczne lub zbyt szybko zanikały wartości energii przerwy wzbronionej wyznaczone zostały poprzez dopasowanie się do danych eksperymentalnych wzorem analitycznym Aspnesa (2.8) ze współczynnikiem $m = 2.5$,



Rysunek 4.5 Widma PR otrzymane w temperaturze pokojowej dla struktur z warstwami $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ gdzie $0.11 < x < 0.53$. Pionowe kreski z wartościami energii oznaczają energie przerw energetycznych.

co odpowiada przejściu w trzywymiarowym punkcie krytycznym. W widmach od b) do d) widoczny jest rezonans odpowiadający GaAs. W widmie a) rezonans ten ze względu na bliskie sąsiedztwo sygnału pochodzącego z $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{As}$ jest bardzo słabo widoczny. Wraz ze wzrostem zawartości Al w stopie tworzącym warstwy intensywność sygnału pochodzącego od GaAs rośnie relatywnie do intensywności



Rysunek 4.6 Zależność energii przerwy wzbronionej od składu. Kwadratami zaznaczone są energie otrzymane z widm z rys. 4.5a-e. Linia ciągła stanowi dopasowanie liniową zależnością (4.3). Linia przerywana przedstawia zależność kwadratową (4.4) otrzymaną przez D. Huanga.

rezonansu pochodzącego od $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Może to być spowodowane faktem, że wraz ze wzrostem przerwy energetycznej materiału warstw, stają się one coraz bardziej przezroczyste dla światła monochromatycznego o energiach bliskich przerwie energetycznej GaAs i możliwy jest pomiar sygnału pochodzącego z warstwy bufora. Ze względu na domieszkowanie tej warstwy, rezonanse w widmach *b*) - *d*) są znacznie rozmyte. Ponieważ zakres spektralny pracy fotopowielacza zawiera się między 650 a 300 nm, w widmie *e*) pominięty jest obszar odpowiadający przerwie energetycznej GaAs.

Uzyskane z eksperymentu wartości przerw wzbronionych (rys. 4.5a-e) w zależności od składu $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ zostały zaznaczone kwadratami na rys. 4.6. Linia ciągła stanowi dopasowanie zależnością liniową do danych eksperymentalnych.

Otrzymano następującą liniową zależność wartości prostej przerwy energetycznej w $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ od składu:

$$E_g^{(\text{AlGa})\text{As}}(x) = (1.43 \pm 0.004) + (1.34 \pm 0.2)x \text{ [eV]}. \quad (4.3)$$

Współczynnik nachylenia $\Delta E_g/\Delta x$ prostej odpowiadającej zależności (4.3) wynosi $(13.4 \pm 0.2) \text{ meV/\%}$. W literaturze czynnik ten dla warstw niedomieszkowanych waha się w dość szerokim zakresie, od 12.45 (Dingle R. i in. 1977) do 16.1 meV/% (Monemar B. i in. 1976). T.F. Kuech badał ze współpracownikami warstwy epitaksjalne $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ otrzymane metodą MOVPE (Metal-Organic Vapour Phase Epitaxy) (Kuech T.F. i in. 1987). Badali oni wysokiej czystości warstwy o zawartości do 45% Al i otrzymali wartość $\Delta E_g/\Delta x = 14.55 \text{ meV/\%}$. Kwadratową zależność przerwy energetycznej od składu dla warstw $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ otrzymanych metodą MBE otrzymał D. Huang (Huang D. i in. 1988):

$$E_g^{(\text{AlGa})\text{As}}(x) = 1.424 + 1.427x + 0.041x^2 \text{ [eV]}. \quad (4.4)$$

Zależność ta przedstawiona jest linią przerywaną na rys. 4.6. Z zależności (4.4) widać, że wartość współczynnika liniowego jest bardzo podobna do wartości otrzymanej przez T.F. Kuecha, a poprawka kwadratowa jest niewielka.

Wartość przerwy energetycznej GaAs w temperaturze pokojowej otrzymana przez autora (zależność (4.3)) jest większa o 6 meV od wartości spotykanej w literaturze, czyli 1.424 eV. Współczynnik nachylenia $\Delta E_g/\Delta x$ jest natomiast około 1 meV/% mniejszy od wartości otrzymanych przez Kuecha i Huanga. Powyższe rozbieżności pomiędzy wartościami otrzymanymi przez autora a wartościami zaczerpniętymi z innych prac, można tłumaczyć na dwa sposoby. Przyjmując, że zawartość Al w badanych warstwach została wyznaczona z dużą dokładnością, rozbieżność ta może wynikać z faktu, że mamy do czynienia z warstwami domieszkowanymi. Ze względu na renormalizację przerwy wzbronionej wynikającą z domieszkowania danego materiału energia tej przerwy będzie się różniła od energii przerwy wzbronionej materiału niedomieszkowanego. Gdyby zawartość Al w materiałach tworzących warstwy wyznaczona została niedokładnie, to ta niedokładność byłaby odpowiedzialna za rozbieżności we wzorze (4.3). Najprawdopodobniej mamy do czynienia ze złożeniem się obydwu procesów.

Głównym powodem rozbieżności jest jednak różnica w energiach przerw wzbronionych materiałów domieszkowanych i niedomieszkowanych.

Warunek $x < 0.45$ we wzorze (4.4) wynika z tego, że w pobliżu tej wartości $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ staje się materiałem ze skośną przerwą wzbronioną. Chociaż ostatni punkt pomiarowy na rys. 4.6 odpowiada zawartości Al równej 53%, dobrze odpowiada on liniowej zależności (4.3). Oznacza to, że w dalszym ciągu widoczne jest proste przejście o energii 2.13 eV obecne w tym materiale.

Podsumowując tę część można stwierdzić, że analiza widm fotoobiciowych pozwoliła autorowi na wyznaczenie energii prostych przerw wzbronionych dla warstw $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ o zawartości Al w stopie pomiędzy 11 a 53%. Wykorzystując dane o zawartości Al w konkretnych warstwach autor wyznaczył zależność energii prostej przerwy wzbronionej od składu dla warstw $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ domieszkowanych na typ n . Otrzymana zależność różni się nieznacznie od zależności zaczerpniętych z literatury. Spowodowane jest to prawdopodobnie zmianą przerwy energetycznej wynikającą z domieszkowania materiału warstw.

4.3 Badanie naprężonych warstw Si_{1-x}Ge_x/Si

Z inną sytuacją, w porównaniu do związków grupy III-V, spotykamy się w przypadku stopu krzemu z germanem Si_{1-x}Ge_x, gdzie mamy do czynienia ze skośną przerwą energetyczną w całym zakresie zmian zawartości Ge w stopie (Ma Q.M. i K.L.Wang 1993). Podstawowa prosta przerwa w krzemie jest w punkcie Γ i ma energię ponad 3.3 eV. W germanie podstawowa prosta przerwa jest w punkcie L strefy Brillouina a jej energia wynosi 2.111 eV.

Stop Si_{1-x}Ge_x, a zwłaszcza heterostruktury Si_{1-x}Ge_x/Si cieszą się coraz większym zainteresowaniem jeśli chodzi o elektroniczne czy optoelektroniczne zastosowania. Dobrze opanowana technologia obróbki krzemu daje uzasadnione podstawy do uzyskania wysokiej jakości urządzeń takich jak heterozłączowe tranzystory bipolarne (HBT), czy detektory pracujące w zakresie podczerwieni od 1 do 18 μm takie jak diody fotoprzewodzące, fotodiody p-i-n czy detektory wykorzystujące absorpcję międzypasmową (Herman M.A. 1997).

Biorąc pod uwagę stałe sieci krzemu i germanu (tab. 4.1) widać wyraźnie, że niedopasowanie sieciowe przy nanoszeniu Ge na Si zdefiniowane jako

$$\Delta a = \frac{a_{\text{Ge}} - a_{\text{Si}}}{a_{\text{Si}}} 100\% \tag{4.5}$$

wynosi 4.16 %. Jest to wartość dość duża i prowadzi do powstawania naprężeń pomiędzy podłożem i epitaksjalną warstwą Ge (lub Si_{1-x}Ge_x).

Tabela 4.1 Stałe materiałowe Si i Ge (Herman M.A. 1997, Ma Q.M. i K.L. Wang 1993).

Półprzewodnik	Stała sieci [Å]	Współczynniki elastyczności		
		c_{11}	c_{12}	c_{44}
Si	5.431	16.577	6.393	7.962
Ge	5.657	12.4	4.13	6.83

Naprężenia obecne w półprzewodnikach i ich wpływ na strukturę elektronową oraz własności optyczne są przedmiotem badań od dłuższego czasu. Badania te są o tyle ważne, że pozwalają na opracowanie lepszego opisu teoretycznego struktury

pasmowej półprzewodników np. poprzez identyfikowanie symetrii stanów energetycznych pomiędzy którymi następują przejścia optyczne. Drugim ważnym powodem tych badań jest możliwość wyznaczania potencjałów deformacyjnych, które są przydatne do zrozumienia zagadnień transportu w przypadku rozpraszania sieciowego w półprzewodnikach.

Naprężenia w półprzewodniku przykładane są zazwyczaj z zewnątrz przy użyciu np. kowadeł diamentowych. Jednak nanosząc cienką warstwę półprzewodnika na grubą warstwę innego półprzewodnika można uzyskać duże wartości naprężeń wbudowanych w strukturę. Teorie opisujące wzrost tego rodzaju struktur zostały opracowane w końcu lat osiemdziesiątych (na przykład Gourley P.L. i in. 1988 i Andersson T. i in. 1987). Pokazują one, że możliwe jest nanoszenie epitaksjalnych warstw jednych półprzewodników na inne półprzewodniki do grubości warstwy zwanej grubością krytyczną gdy niedopasowanie stałych sieci nie przekracza 10%. Powyżej grubości krytycznej w strukturze krystalicznej powstają dyslokacje i naprężenia relaksują. Możliwe jest wyhodowanie naprężonej warstwy o grubości większej od grubości krytycznej, lecz struktura tej warstwy byłaby termodynamicznie niestabilna w przeciwieństwie do warstwy o grubości poniżej grubości krytycznej i doprowadziłaby w końcu do zrelaksowanej struktury z dyslokacjami. Obecność dyslokacji prowadzi zwykle do zmniejszenia się wartości naprężeń, a nie do ich całkowitego zaniku. Takie naprężenia resztkowe występują blisko międzypowierzchni i czym warstwa jest grubsza tym mniejszy jest ich wpływ na parametry warstwy. Stopień relaksacji zdefiniowany jest następująco:

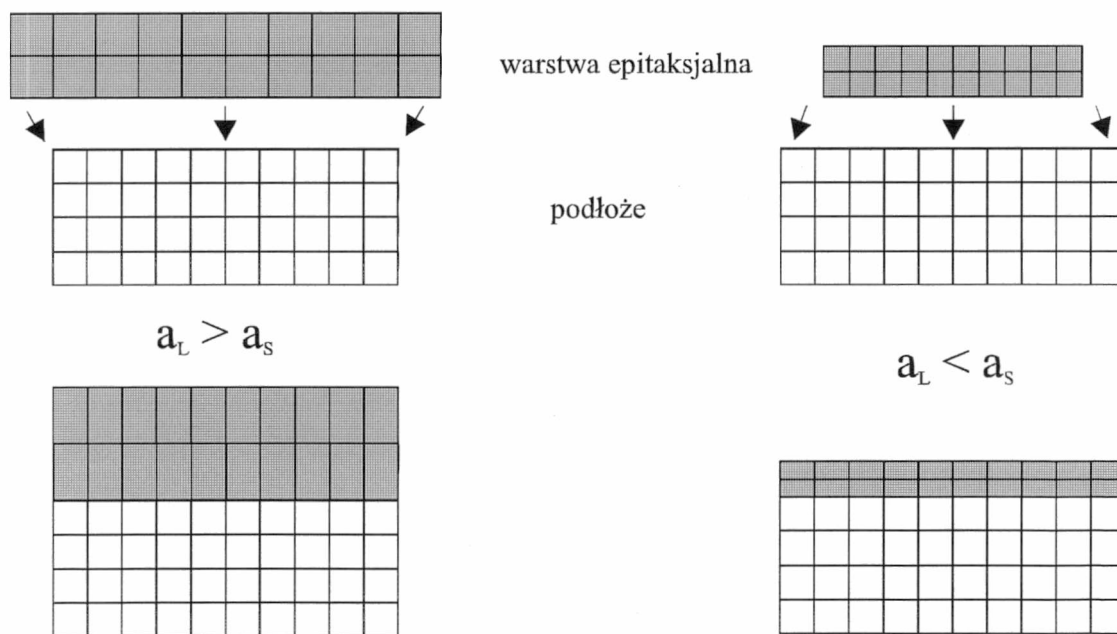
$$\varepsilon_R = \frac{a_m - a_{\text{napr.}}}{a_{\text{rel.}} - a_{\text{napr.}}} 100\%, \quad (4.6)$$

gdzie a_m – zmierzona stała sieci warstwy, $a_{\text{napr.}}$ – stała sieci warstwy w 100% naprężonej, $a_{\text{rel.}}$ – stała sieci warstwy w 100% zrelaksowanej.

Takie naprężone heterostruktury różnią się własnościami optycznymi od struktur nienaprężonych, co jest wykorzystywane przy projektowaniu oraz konstrukcji optycznych i optoelektronicznych urządzeń.

4.3.1. Tensor naprężeń.

W procesie heteroepitaksji nanosimy warstwę jednego półprzewodnika na podłoże będące innym półprzewodnikiem. W przypadku gdy grubość warstwy epitaksjalnej nie przekroczyła grubości krytycznej i nie powstały dyslokacje mówimy, że warstwa epitaksjalna dopasowała się koherentnie do podłoża czyli stała sieci warstwy epitaksjalnej w kierunkach prostopadłych do kierunku wzrostu jest taka sama jak materiału podłoża. Ze względu na efekt Poissona stała sieci warstwy epitaksjalnej prostopadła do międzypowierzchni zmienia się. Gdy w płaszczyźnie równoległej do międzypowierzchni stała sieci zmniejszy się, czyli wytworzy się naprężenie ściskające to stała sieci w kierunku prostopadłym zwiększy się. Analogicznie, gdy stała sieci w kierunku równoległym zwiększy się, powstanie naprężenie rozciągające to stała sieci w kierunku prostopadłym zmniejszy się. Obydwie sytuacje przedstawione są schematycznie na rys. 4.7. Taki typ naprężonego koherentnie kryształu nazywamy pseudomorficznym.



Rysunek 4.7 Dwuosiowe naprężenie ściskające wywołane wzrostem epitaksjalnym warstwy o stałej sieci większej od stałej sieci podłoża (z lewej) oraz dwuosiowe naprężenia rozciągające wywołane epitaksjalnym wzrostem warstwy o stałej sieci mniejszej od stałej sieci podłoża (z prawej).

Gdy na warstwę epitaksjalną półprzewodnika działa naprężenie dwuosiowe w płaszczyźnie podłoża, można je określić poprzez wielkość $\varepsilon_{\parallel}$, a naprężenie jednoosiowe działające w kierunku prostopadłym przez wielkość $\varepsilon_{\perp}$. Dla grubego podłoża naprężenie w płaszczyźnie warstwy wyznacza się ze stałej sieci materiału podłoża a_s i stałej sieci materiału warstwy a_L jako:

$$\varepsilon_{\parallel} = \frac{a_L - a_s}{a_s} = \varepsilon_{\text{nap}}. \quad (4.7)$$

Ponieważ w kierunku prostopadłym nie ma dodatkowych ściskania czy rozciągania, to naprężenie prostopadłe $\varepsilon_{\perp}$ jest proporcjonalne do $\varepsilon_{\parallel}$:

$$\varepsilon_{\perp} = -\frac{\varepsilon_{\text{nap}}}{\sigma}, \quad (4.8)$$

gdzie stała σ jest to tzw. współczynnik Poissona.

Przykładowo dla warstwy wyhodowanej na podłożu o orientacji (001) współczynnik Poissona wynosi $\sigma = \frac{c_{11}}{2c_{12}}$, gdzie c_{ij} - współczynniki elastyczności materiału warstwy,

a tensor naprężeń jest postaci (Ma Q.M. i K.L. Wang 1993):

$$\hat{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\parallel} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\perp} \end{bmatrix} \quad (4.9)$$

4.3.2. Wpływ naprężeń na strukturę pasmową.

Znając tensor naprężeń można posłużyć się teorią potencjału deformacyjnego do obliczania wpływu naprężeń na różne stany własne w strefie Brillouina. Interesują nas zmiany w strukturze pasmowej wywołane naprężeniami.

Stosując teorię zaburzeń w pierwszym rzędzie, Hamiltonian zaburzenia wywołanego naprężeniami zapisuje się jako (Singh J. 1994)

$$H_{\varepsilon}^{\alpha\beta} = \sum_{i,j} D_{ij}^{\alpha\beta} \varepsilon_{ij}, \quad (4.10)$$

gdzie D_{ij} jest operatorem potencjału deformacyjnego, który transformuje się poprzez operacje symetrii jak tensor drugiego rzędu, a $D_{ij}^{\alpha\beta}$ są elementami macierzowymi D_{ij} .

Rozpatrzmy wpływ naprężeń na strukturę pasmową sprawdzając ich działanie w

punktach o wysokiej symetrii w strefie Brillouina.

a) Krawędź pasma przewodnictwa dla materiałów z prostą przerwą.

Wpływ naprężeń redukuje się do prostego przesunięcia krawędzi pasma

$$\delta E^{(001)} = H^\varepsilon = D_{xx}(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) \quad (4.11)$$

lub korzystając z zależności (4.7) - (4.9) można napisać

$$\delta E^{(001)} = H^\varepsilon = 2a^{\text{def}} \left(\frac{c_{11} - c_{12}}{c_{11}} \right) \varepsilon_{\parallel} \quad (4.12)$$

b) Krawędź pasma przewodnictwa dla stanów podobnych jak w punkcie X.

Wpływ naprężeń na sześć dolin można zapisać jako:

$$\delta E^{(100)} = \delta E^{(\bar{1}00)} = D_{xx}\varepsilon_{xx} + D_{yy}(\varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz})$$

Zapisując $D_{yy} = \Xi_d^{(100)} = D_{zz}$ i $D_{xx} = \Xi_d^{(100)} + \Xi_u^{(100)}$ mamy:

$$\begin{aligned} \delta E^{(100)} &= \delta E^{(\bar{1}00)} = \Xi_d^{(100)}(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) + \Xi_u^{(100)}\varepsilon_{xx} \\ \delta E^{(010)} &= \delta E^{(0\bar{1}0)} = \Xi_d^{(100)}(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) + \Xi_u^{(100)}\varepsilon_{yy} \\ \delta E^{(001)} &= \delta E^{(00\bar{1})} = \Xi_d^{(100)}(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) + \Xi_u^{(100)}\varepsilon_{zz} \end{aligned} \quad (4.13)$$

Z powyższego łatwo zauważyć, że gdy warstwa epitaksjalna nanoszona jest wzdłuż

(001), to $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz}$ i $\varepsilon_{zz} = -\frac{\varepsilon_{\parallel}}{\sigma}$ i rozszczepienie występuje między czterema

dolinami w punktach X (100,010, $\bar{1}00,0\bar{1}0$) w płaszczyźnie x-y i dolinami w punktach X w kierunku z. Powyższy fakt jest ważny dla naprężonych warstw $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$.

c) Krawędź pasma walencyjnego.

Ze względu na to, że stany własne na krawędzi pasma walencyjnego są zdegenerowane tak w przestrzeni $\bar{k}$ jak i przestrzeni E, wpływ naprężeń na krawędź pasma walencyjnego jest dużo bardziej skomplikowany niż w przypadku krawędzi pasma przewodnictwa. Hamiltonian zaburzenia w przypadku naprężeń dla struktury diamentu w bazie $|x\rangle, |y\rangle, |z\rangle$ został określony przez Pikusa i Bira (Pikus G.E. i G.L. Bir 1959). Ograniczając się do stanów dziur ciężkich HH i lekkich LH, Hamiltonian naprężeniowy można zapisać jako:

$$H_{\varepsilon} = \begin{bmatrix} H_{hh}^{\varepsilon} & H_{12}^{\varepsilon} & H_{13}^{\varepsilon} & 0 \\ H_{12}^{\varepsilon*} & H_{lh}^{\varepsilon} & 0 & -H_{13}^{\varepsilon} \\ H_{13}^{\varepsilon*} & 0 & H_{lh}^{\varepsilon} & H_{12}^{\varepsilon} \\ 0 & -H_{13}^{\varepsilon*} & H_{12}^{\varepsilon*} & H_{hh}^{\varepsilon} \end{bmatrix}. \quad (4.14)$$

Dla kierunku (001) elementy pozadiagonalne mają wartość zero i $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{nap}$ oraz

$$\varepsilon_{zz} = -\frac{2c_{12}}{c_{11}}\varepsilon_{nap}, \text{ stąd (Singh J. 1994)}$$

$$\begin{aligned} H_{hh}^{\varepsilon} &= \left[2a^{\text{def}} \left(\frac{c_{11} - c_{12}}{c_{11}} \right) + b^{\text{def}} \left(\frac{c_{11} + 2c_{12}}{c_{11}} \right) \right] \varepsilon_{nap} \\ H_{lh}^{\varepsilon} &= \left[2a^{\text{def}} \left(\frac{c_{11} - c_{12}}{c_{11}} \right) - b^{\text{def}} \left(\frac{c_{11} + 2c_{12}}{c_{11}} \right) \right] \varepsilon_{nap} \end{aligned}, \quad (4.15)$$

gdzie a^{def} i b^{def} są potencjałami deformacyjnymi pasma walencyjnego.

4.3.3 Badanie struktur $Si_{1-x}Ge_x$ z zastosowaniem spektroskopii fotoodbiciowej.

Struktura przejść optycznych dla $Si_{1-x}Ge_x$ w badanym zakresie energii jest dość skomplikowana. Podstawowym przejściem prostym jest przejście E_0' w punkcie Γ . W badanym zakresie energii możliwe są także przejścia proste w punkcie L strefy Brillouina. Są to przejścia E_1 i $E_1 + \Delta_1$ - odszczepione od E_1 ze względu na oddziaływania spinowo-orbitalne. Przejścia optyczne E_1 i $E_1 + \Delta_1$ są przejściami w dwuwymiarowym punkcie krytycznym.

Energia podstawowych przejść prostych w omawianych strukturach zwłaszcza dla niewielkiej zawartości Ge w stopie wynosi ponad 3 eV. Zwykle długość fali światła laserowego powodującego generację nadmiarowych nośników odpowiada energii większej od energii przerwy wzbronionej, którą zamierza się badać. W przypadku badanych struktur $Si_{1-x}Ge_x$ długość fali światła laserowego powinna być z zakresu ultrafioletu. Dla tak dużych energii głębokość wnikania światła w strukturę jest bardzo niewielka, czyli otrzymywany sygnał PR pochodzi z obszaru bliskiego powierzchni. Alternatywnym rozwiązaniem jest „pompowanie” światłem o energii poniżej przerwy wzbronionej badanego materiału. W takim przypadku nie wzbudzamy nośników przez przerwę wzbronioną, lecz wzbudzamy je ze stanów domieszkowych i/lub defektowych (Giordana A. i in. 1994). Autor stosuje pobudzenie laserem He-Ne,

czyli światłem o energii mniejszej od energii badanych przejść optycznych.

Wpływ naprężeń wynikających z niedopasowania stałych sieci różnych materiałów na energie przejść optycznych badany był na przykładzie warstw epitaksjalnych $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$.

$\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x : \text{As} (:B)$ $n(p) = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
bufor $\text{Si}:\text{As} (:B)$ $n(p) = 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
podłoże $\text{Si}:\text{As} (:B)$ $n(p) = 2 \times 10^{18} - 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

Rysunek 4.8 Układ warstw dla badanych struktur $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$. Warstwy są unipolarne, czyli wszystkie domieszkowane są na typ n (:As) lub na typ p (:B).

Struktury pochodzą z laboratoriów Hewletta Packarda i zostały udostępnione autorowi dzięki uprzejmości dr Krzysztofa Nauki.

Wszystkie badane struktury mają następujący układ warstw: podłoże Si zorientowane (100) otrzymane metodą Czochralskiego, epitaksjalna warstwa buforowa Si, warstwa epitaksjalna $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ (rys. 4.8). Warstwa buforowa i epitaksjalna były otrzymywane metodą chemicznego nanoszenia z fazy gazowej (Chemical Vapour Deposition). Warstwy $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ były domieszkowane na typ n (arsenem) lub typ p (borem). Pomiary wykonane metodą SIMS (masowej spektroskopii jonów wtórnych) wykazały, że koncentracja domieszek wynosi ok. 10^{17} cm^{-3} . Buforowa warstwa Si była domieszkowana około dwóch razy słabiej. Podłoże było silnie domieszkowane. Koncentracja domieszek w podłożu jest rzędu $2 \times 10^{18} - 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Struktury są unipolarne, czyli wszystkie warstwy danej struktury domieszkowane są na typ n lub na typ p . Parametry badanych struktur przedstawia tab. 4.2. Wartości dotyczące zawartości Ge w warstwie epitaksjalnej i grubości tej warstwy dla kolejnych struktur pochodzą od producenta próbek i zostały wyznaczone przy pomocy spektroskopii wstecznego rozpraszania Rutherforda (Rutherford Backscattering Spectroscopy) i dyfrakcji promieni X. Zawartość Ge w stopie $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ wyznaczona została z

dokładnością poniżej 0.3 %. Błąd wyznaczenia grubości warstwy wynosi od 30 do 70 Å.

Tabela 4.2 Parametry badanych struktur $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$.

Symbol struktury	Typ domieszkowania	Zawartość Ge [%]	Grubość warstwy [Å]
488	n	0	-
2087	p	5	1931
2088	p	5	3890
1621	n	6	1475
538	n	10	4824
2089	p	14	1786
1623	n	17	1554
741	n	25	2832

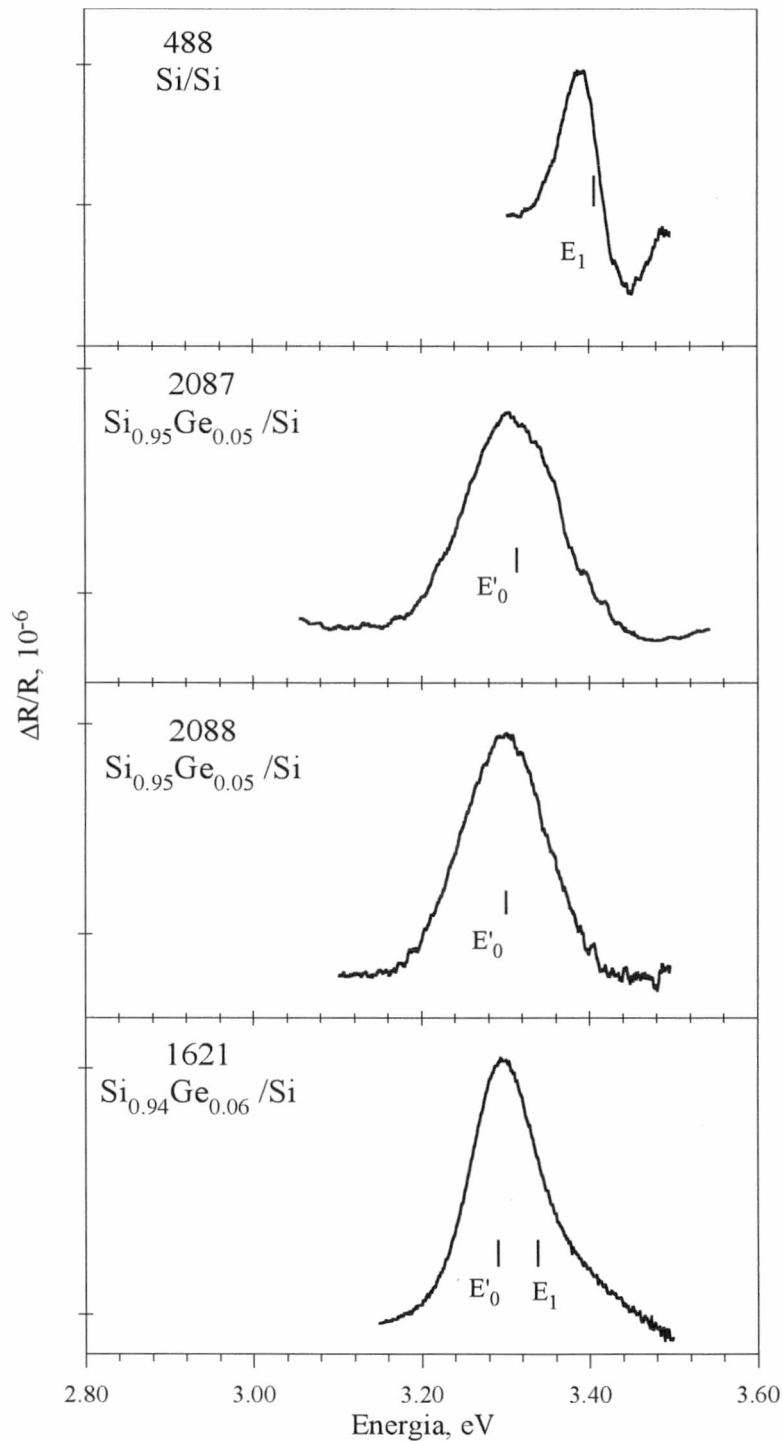
Wyniki pomiarów i ich interpretacja.

Widma PR zmierzone zostały w temperaturze pokojowej na stanowisku pomiarowym opisanym w *Rozdziale 3*. Jako źródła światła „pompującego” autor używał lasera He-Ne. Detekcja odbywała się z zastosowaniem głowicy pomiarowej zbudowanej w oparciu o diody krzemowe.

Badane były struktury o zawartości Ge z przedziału od 0 do 25%. Otrzymane widma przedstawiają rys. 4.9a i 4.9b. Pionowe kreski wskazują na energie otrzymane z dopasowania do danych eksperymentalnych. Dopasowanie zostało przeprowadzone przy zastosowaniu wzoru Aspnesa dla wielu rezonansów (Yin Y. i in. 1992)

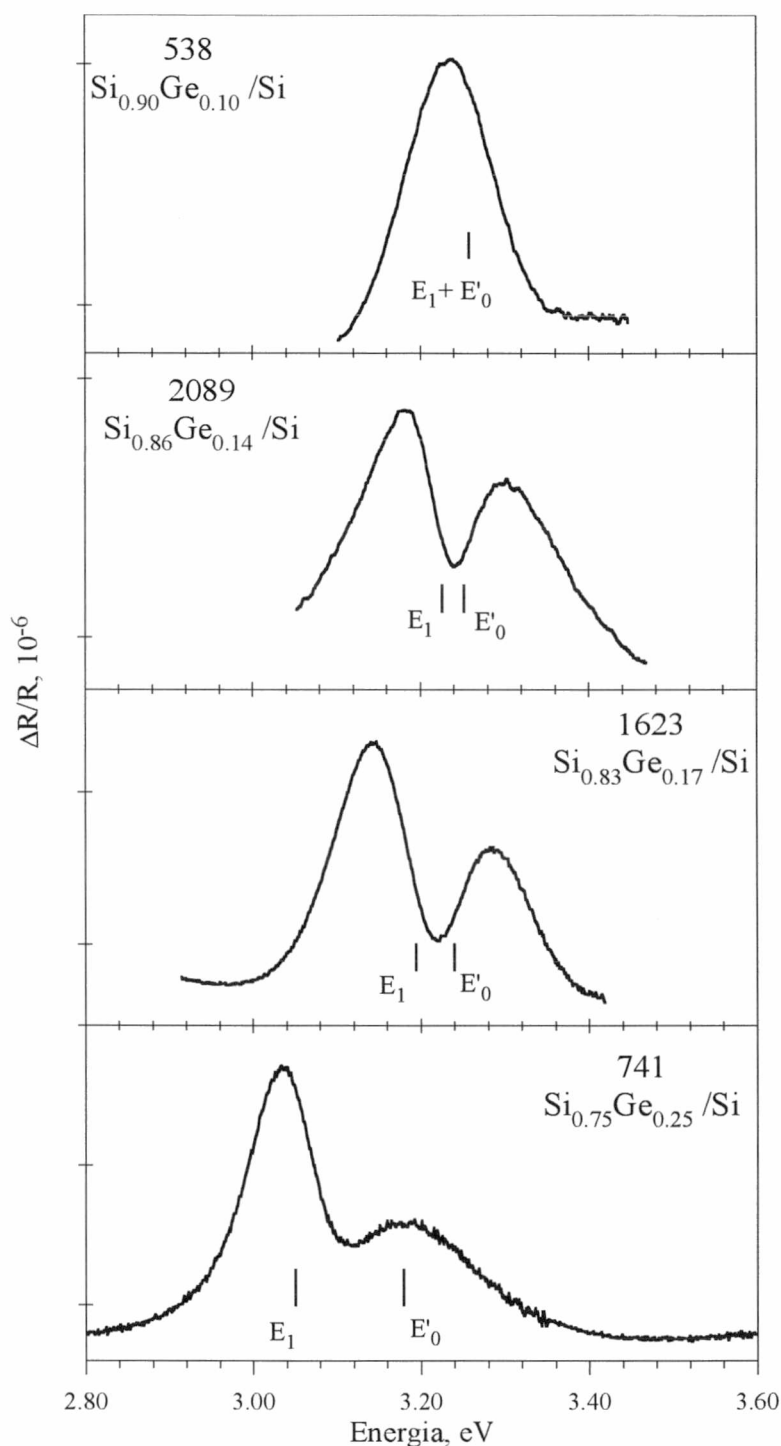
$$\frac{\Delta R}{R} = \sum_{j=1}^n \text{Re} \left[A_j e^{i\varphi_j} (E - E_j + i\Gamma_j)^{-m_j} \right], \quad (4.16)$$

gdzie n jest liczbą rezonansów ($n = 1$ lub 2). Za dokładność wyznaczenia energii przejść optycznych została przyjęta wartość 3 meV, wynikająca ze zdolności rozdzielczej monochromatora w II-gim rzędzie. Przejście E_0' zachodzi w punkcie Γ , odpowiada mu więc czynnik $m = 2.5$. Przejścia E_1 i $E_1 + \Delta_1$ są przejściami w punkcie L , więc odpowiedni jest dla nich wykładnik $m = 3$. Podczas procedury dopasowywania niektóre widma wykazywały obecność tylko jednego rezonansu. Widma o dużej zawartości Ge w stopie wykazywały obecność dwóch rezonansów. Ze względu na



Rysunek 4.9a Widma PR struktur $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ uzyskane przy pobudzeniu laserem He-Ne ($\lambda = 632.8 \text{ nm}$) w temperaturze pokojowej. Pionowe kreski oznaczają energie przejść optycznych uzyskane z dopasowania modelem teoretycznym do danych eksperymentalnych.

niewielką różnicę energii przejść $E_1 + \Delta_1$ i E'_0 nie jest możliwe ich rozdzielenie. Ponieważ przejście $E_1 + \Delta_1$ zachodzi w dwuwymiarowym punkcie krytycznym i jest przejściem na poziom odszczepiony spinowo-orbitalnie, jego intensywność będzie dużo mniejsza od intensywności przejścia E'_0 (Yin Y. i in. 1992, Carline R.T. i in.

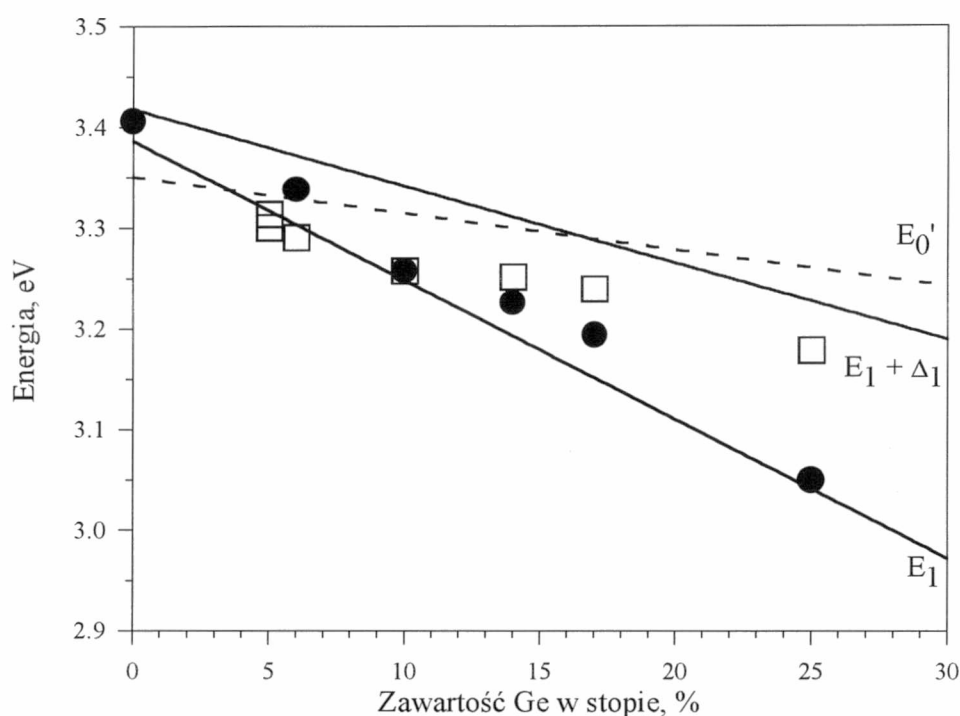


Rysunek 4.9b Widma PR struktur $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x / \text{Si}$ – kontynuacja rys. 4.9a

1995). Rezonanse odpowiadające tym dwóm przejściom oznaczane będą E_0' , choć należy pamiętać o wkładzie do nich przejścia $E_1 + \Delta_1$. Na rys. 4.9b przedstawione jest widmo odpowiadające strukturze 538 o zawartości 10% germanu w stopie. Z dopasowania otrzymano tylko jeden rezonans, choć prawdopodobnie jest to złożenie rezonansów odpowiadających przejściom E_1 i E_0' . Należy się więc spodziewać, że zależności energii przejść E_1 i E_0' od zawartości Ge w stopie przecinają się dla

wartości zawartości Ge bliskiej $x = 0.1$. Podobny efekt zaobserwował Y. Yin dla zawartości Ge z przedziału od 0.06 do 0.09 (Yin Y. i in. 1992).

Wartości energii zaznaczone na rys. 4.9 pionowymi kreskami zebrane zostały na rys. 4.10. Czarne koła odpowiadają energiom przejścia optycznego E_1 , kwadraty natomiast energiom przejścia E_0' . Linie ciągłe odpowiadają zależnościom energii przejść E_1 i $E_1 + \Delta_1$ od zawartości Ge obliczonym dla naprężonych warstw $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ na podstawie teorii potencjałów deformacyjnych (Carline R.T. i in. 1995). Linia przerywana odpowiada zależności energii przejścia E_0' od zawartości Ge i jest liniową interpolacją wartości dla krzemu i germanu.



Rysunek 4.10 Koła i kwadraty przedstawiają energie przejść optycznych E_1 i E_0' otrzymane z eksperymentu PR dla warstw o różnej zawartości Ge. Linie ciągłe przedstawiają zależności uzyskane z teorii potencjałów deformacyjnych dla naprężonych warstw $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ (Carline R.T. i in. 1995). Linia przerywana stanowi interpolację liniową danych dla Si i Ge.

Ze względu na to, że warstwy są różnej grubości, powinny być one w różnym stopniu zrelaksowane (zob. zależność (4.6)). Układ punktów eksperymentalnych odpowiadających przejściu E_1 prezentuje dość dobrą liniową zależność energii od składu $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. Prosta wyznaczona przez koła na rys. 4.10 leży jednak około 20 meV powyżej prostej odpowiadającej zależności teoretycznej. Uśredniając w ten sposób dane eksperymentalne można stwierdzić, że warstwy są częściowo zrelaksowane.

Odległość więc poszczególnych punktów eksperymentalnych E_1 od prostej teoretycznej powinna świadczyć o stopniu zrelaksowania warstwy. Przyglądając się punktom odpowiadającym energiom E_1 widoczna jest przeciwna do spodziewanej zależność stopnia zrelaksowania warstwy (odległości punktu od prostej teoretycznej) od jej grubości. Warstwy grubsze 10% (482 nm) i 25% (283 nm) wydają się bardziej naprężone niż warstwy o mniejszej grubości: 6% (148 nm), 14% (179 nm) i 17% (155 nm). Takie odmienne zachowania częściowo zostały potwierdzone przez producenta struktur, który na podstawie pomiarów stałych sieci niektórych warstw stwierdził, że warstwa 10% zrelaksowała w stopniu 17.5%, natomiast niektóre struktury z warstwami o podobnej grubości (do których autor nie miał dostępu) były lub całkowicie naprężone lub w dużym stopniu zrelaksowane.

Otrzymane przez autora wartości energii E_0' znajdują się wyraźnie poniżej linii przerywanej z rys. 4.10 odpowiadającej liniowej interpolacji danych literaturowych dla Si i Ge. Energia przejścia E_0' powinna w niewielkim stopniu zależeć od naprężeń obecnych w strukturze (Yin Y. i in. 1992, Carline R.T. i in. 1995), trudne więc staje się wyjaśnienie tego wyniku w oparciu o naprężenia obecne w warstwach.

Można zauważyć, że dla zawartości ok. 9 % Ge w warstwie występuje przecięcie się danych eksperymentalnych odpowiadających energiom E_0' i E_1 . Ze względu na powyższe energie przejść E_0' i E_1 leżą bardzo blisko siebie i nie można mieć pewności, że identyfikacja przejść zamieszczona na rys. 4.9a dla struktur 2078 i 2088 jest poprawna. Widoczne tam rezonanse mogą wynikać ze złożenia obu przejść optycznych.

5 Zastosowanie spektroskopii fotoodbiciowej do badania dwuwymiarowych heterostruktur półprzewodnikowych

Badanie struktur półprzewodnikowych, na które składają się pojedyncze warstwy epitaksjalne różnych półprzewodników nie jest najważniejszym zastosowaniem metody spektroskopii fotoodbiciowej. Poniżej zostanie przedstawione kilka przykładów z bogatej listy zastosowań spektroskopii fotoodbiciowej do badania niskowymiarowych struktur półprzewodnikowych wykonanych ze związków $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ i $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$.

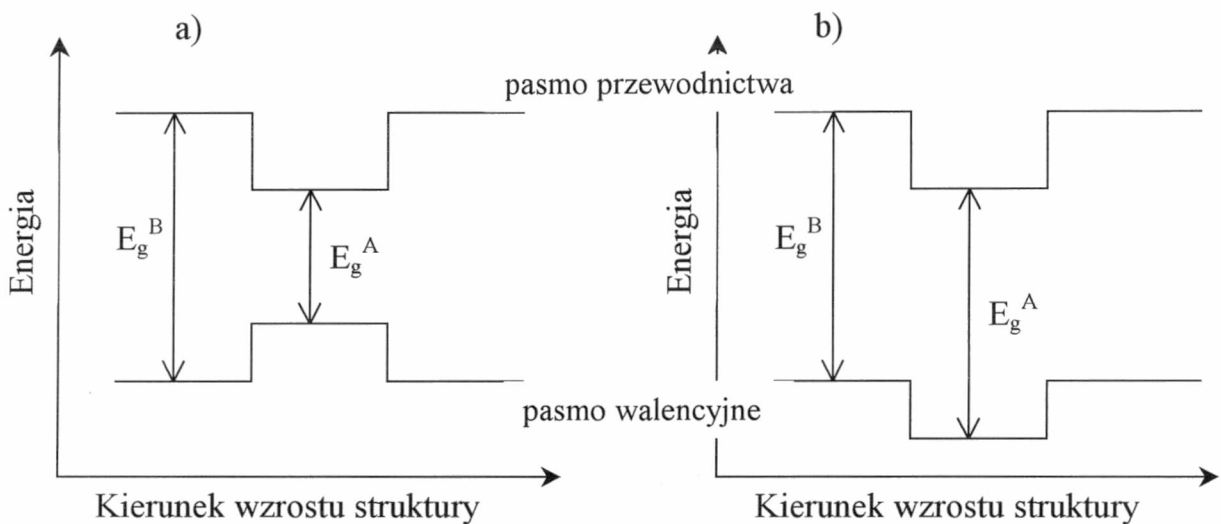
5.1 Struktury dwuwymiarowe

Technikami otrzymywania różnego rodzaju struktur półprzewodnikowych, które przeżywają niezwykle silny rozwój są epitaksją z wiązki molekularnej (MBE) i metoda chemicznego nanoszenia z fazy gazowej przy wykorzystaniu związków metalo-organicznych (MOCVD). Metody te pozwalają na wytwarzanie bardzo skomplikowanych heterostruktur charakteryzujących się dobrą jakością wykonania.

Oprócz heterozłącza (tzw. trójkątna studnia potencjału) prostokątna studnia potencjału (*rectangular quantum well* – RQW lub krócej QW) jest prawdopodobnie najczęściej wytwarzanym obiektem. Powtórzona pojedyncza studnia kwantowa tworzy układ zwany wielokrotną studnią kwantową (*multiple quantum well* – MQW). Gdy odległości pomiędzy kolejnymi studniami są na tyle małe (wąskie bariery), że funkcje falowe stanów związanych w tych studniach zaczynają silnie ze sobą oddziaływać, to mamy do czynienia z supersiecią (*superlattice* – SL).

Studnie kwantowe mogą stanowić bazę do produkcji układów quasi-jednowymiarowych jakimi są druty kwantowe (*quantum wires*) czy quasi-zerowymiarowych jakimi są kropki kwantowe (*quantum dots*) (Geddo M. i in. 1997). Supersieci i studnie kwantowe stanowią bazę dla urządzeń półprzewodnikowych wykorzystywanych w optoelektronice takich jak lasery, diody emitujące światło czy różnego rodzaju detektory.

W praktyce studnię potencjału można zrealizować na różne sposoby. W niniejszej pracy autor zajmuje się studniami heterozłączowymi. Na studnię heterozłączową składa się warstwa półprzewodnika jednego rodzaju otoczona warstwami innego półprzewodnika. Ze względu na wzajemny układ krawędzi pasm przewodnictwa i walencyjnego studnie kwantowe możemy podzielić na dwa rodzaje: gdy przerwa energetyczna materiału studni jest mniejsza od przerwy energetycznej materiału barier i w całości się w niej zawiera (rys. 5.1a) – studnia kwantowa typu pierwszego, lub przerwa energetyczna materiału studni nie zawiera się w przerwie energetycznej materiału barier (rys. 5.1b) – studnia kwantowa typu drugiego.



Rysunek 5.1 Krawędzie pasma przewodnictwa i walencyjnego w przypadku studni kwantowych typu pierwszego – część a), i typu drugiego – część b). E_g^A oznacza przerwę energetyczną materiału tworzącego studnię, E_g^B – odnosi się do materiału tworzącego barierę.

Tworzenie się jam potencjału w paśmie przewodnictwa (czy też w paśmie walencyjnym) sprzyja powstawaniu zlokalizowanych stanów elektronowych (dziurowych). Przejścia pomiędzy tymi stanami mają duży wpływ na widma absorpcyjne i emisyjne danej struktury. Dlatego też bardzo ważne jest opracowanie metody pozwalającej na obliczanie energii poziomów w różnego rodzaju jamach potencjału.

Znanych jest kilka metod, jak np. metoda ciasnego wiązania czy metody opierające się na formalizmie pseudopotencjału, które sprawdziły się przy obliczaniu struktury pasmowej materiałów litych. Metody te odpowiednio zastosowane, są także bardzo pomocne przy wyznaczaniu struktury poziomów energetycznych w

heterostrukturach. Zaletą wymienionych powyżej metod jest możliwość obliczenia poziomów energetycznych tak w pobliżu jak i z dala od punktów o wysokiej symetrii (punkty Γ , X czy L). Model funkcji obwiedni (Bastard G. i J.A. Brum 1986; Bastard G. 1992), który zostanie omówiony poniżej nie jest stosowalny w tak szerokim zakresie jak modele wymienione wcześniej. Zazwyczaj model ten prowadzi do analitycznych rozwiązań, które w prosty sposób umożliwiają kontrolę nad obliczeniami numerycznymi i ich fizyczną interpretację. Także analiza wyłącznie otoczenia punktów o wysokiej symetrii w strefie Brillouina niezbyt ogranicza ten model, ze względu na to, że w znacznej większości poziomy energetyczne heterostruktur wykorzystywanych w przyrządach półprzewodnikowych znajdują się względnie blisko punktów o wysokiej symetrii.

W rozdziale tym przedstawiona zostanie metoda wyznaczania energii poziomów energetycznych w heterozłączowych studniach kwantowych i supersieciach typu pierwszego. Metoda ta będzie wykorzystana w interpretacji wyników pomiarów widm foteoodbicia badanych struktur.

Rozpatrywane będą heterostruktury niedomieszkowane. Struktury domieszkowane wymagają obliczeń samouzgodnionych (*Rozdział 5.2*).

5.1.1 Stany związane w prostokątnej studni kwantowej

Zajmiemy się prostokątną studnią potencjału, w którym na warstwę studni składa się materiał A, natomiast bariery tworzy materiał B. Materiały tworzące naszą studnię kwantową mogą być związkami dwu- lub trój-składnikowymi typu III-V lub II-VI. W dalszej części indeksy A będą się odnosiły do studni, a indeksy B do barier. Strukturę pasmową każdego z materiałów tworzących studnię kwantową można scharakteryzować poprzez odpowiednie relacje dyspersji $E_n^{A,B}(\bar{k}_{A,B})$ i funkcje Blocha $\Psi_{n\bar{k}_{A,B}}^{A,B}(\bar{r})$. Dla dozwolonych wartości energii, funkcje Blocha można zapisać jako:

$$\Psi_{n\bar{k}_{A,B}}^{A,B}(\bar{r}) = \Omega^{-1/2} u_{n\bar{k}_{A,B}}(\bar{r}) \exp[i\bar{k}_{A,B} \cdot \bar{r}], \quad (5.1)$$

gdzie Ω jest powierzchnią próbki, $u_{n\bar{k}_{A,B}}(\bar{r})$ jest funkcją okresową, a wektory $\bar{k}_{A,B}$ są ograniczone do pierwszej strefy Brillouina odpowiednio w materiale A i B.

Obliczenie poziomów energetycznych w tak zdefiniowanej studni potencjału nie nastręcza zbyt wiele trudności i ogranicza się do znalezienia propagujących i zanikających stanów w warstwach tworzących heterostrukturę. Wewnątrz studni mamy złożenie dwóch fal płaskich z rzeczywistymi wektorami falowymi lecz o przeciwnym znaku. Poza studnią mamy także fale płaskie lecz o urojonych wektorach falowych. Warunki ciągłości funkcji falowej danego stanu i jej pochodnej na każdej granicy pomiędzy studnią i barierami pozwalają nam wyznaczyć energie stanów związanych w studni kwantowej.

W odróżnieniu od powyższego, uproszczonego przypadku, w „rzeczywistych” heterostrukturach trzeba położyć większy nacisk na określenie warunków zszycia funkcji u_n i określenie ilości pasm, które dają wkład w budowę stanów związanych w każdej z warstw. Przybliżenie funkcji obwiedni (PFO) opiera się na dwóch założeniach:

a) Materiały, z których budujemy heterostrukturę mają podobną strukturę pasmową. Co więcej okresowe składowe funkcji Blocha odpowiadających sobie krawędzi pasm w tych materiałach nie różnią się zbyt od siebie, czyli:

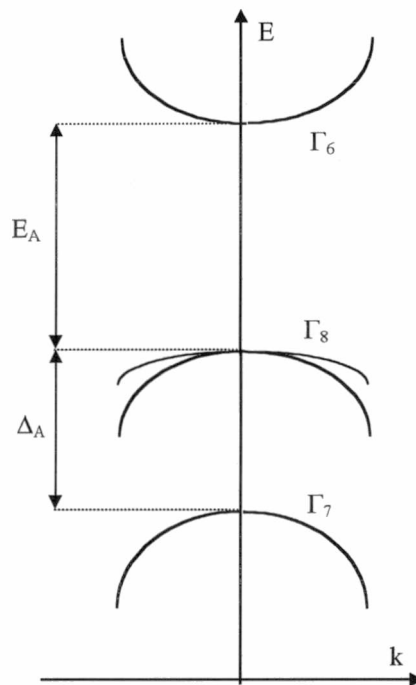
$$u_{n0}^A(\vec{r}) = u_{n0}^B(\vec{r}) \quad (5.2)$$

b) Stany związane w heterostrukturze zwykle położone są blisko ekstremów pasm materiałów wyjściowych. Dobrym przybliżeniem jest więc stwierdzenie, że tylko niewielka część strefy Brillouina daje wkład do budowy stanów w heterostrukturze. Założenie, że na stany w studni kwantowej mają wpływ tylko krawędzie pasm Γ_6 , Γ_7 i Γ_8 jest więc wystarczające.

Funkcję falową heterostruktury w warstwach A i B można zapisać jako:

$$\psi^{(A,B)}(\vec{r}) = \sum_n c_n^{(A,B)}(\vec{k}_\perp, k_z^{(A,B)}) u_{n0}^{(A,B)}(\vec{r}) \exp[i\vec{k}_\perp \cdot \vec{r}_\perp + ik_z^{(A,B)}z] \quad (5.3)$$

gdzie $\bar{k}_\perp = (k_x, k_y)$, $\bar{r}_\perp = (x, y)$ są dwuwymiarowymi wektorami w płaszczyźnie międzypowierzchni warstw A i B, odpowiednio falowym i położenia; n numeruje pasma w materiale wyjściowym, z których funkcji falowych zbudowana jest funkcja falowa w materiale A lub B. Ze względu na fakt, że w płaszczyźnie warstwy heterostruktura ma taką samą translacyjną niezmienniczość jak materiał wyjściowy, to



Rysunek 5.2 Struktura pasmowa materiału z przerwą prostą w pobliżu środka strefy Brillouina. E_A - wartość przerwy energetycznej, Δ_A - wartość rozszczepienia spinowo-orbitalnego.

$\bar{k}_\perp$ jest rzeczywiste. Z drugiej strony $k_z^{(A,B)}$ może być rzeczywiste lub urojone w zależności, czy energia elektronu odpowiada stanowi propagującemu w warstwie A czy zanikającemu w warstwie B. Funkcja falowa $\psi^{(A,B)}(\bar{r})$ jest sumą iloczynów wolnozmiennych w skali komórki elementarnej funkcji (tzw. funkcji obwiedni) - fala płaska w (5.3), i funkcji okresowych $u_{n0}(\bar{r})$.

W większości heterostruktur opartych o związki III-V lub II-VI krawędzie pasm odpowiedzialnych za optyczne i transportowe własności heterostruktury mają symetrię Γ_6 , Γ_7 i Γ_8 (rys. 5.2). Pasma lekko i ciężko dziurowe są zdegenerowane w punkcie Γ_8 . Pasma Γ_7 jest rozszczepione o wielkość Δ od pasma Γ_8 ze względu na oddziaływania spinowo-orbitalne. Ze względu na powyższe, sumowanie w równaniu 5.3 będzie

przebiegało po ośmiu pasmach (Γ_6 , Γ_7 i dwa Γ_8 - wszystkie zdegenerowane spinowo), lub sześciu jeśli zaniedbamy pasmo Γ_7 .

Do drugiego rzędu w k i zaniedbując rozszczepienie wynikające inwersyjnej asymetrii, „objętościowy” Hamiltonian dla każdej z warstw będzie macierzą 8×8 o elementach:

$$\sum_{\alpha, \beta} k_{\alpha} D_{jj'}^{\alpha\beta} k_{\beta} + \sum_{\alpha} \frac{\hbar k_{\alpha}}{m_0} \langle j | p_{\alpha} | j' \rangle \quad (5.4)$$

gdzie $1 \leq j, j' \leq 8$, $\alpha, \beta = x, y, z$ i

$$D_{jj'}^{\alpha\beta} = \frac{\hbar^2}{2m_0} \delta_{jj'} \delta_{\alpha\beta} + \frac{\hbar^2}{2m_0} \sum_m \frac{\langle j | p_{\alpha} | m \rangle \langle m | p_{\beta} | j' \rangle}{E - E_m}. \quad (5.5)$$

gdzie m_0 jest masą elektronu swobodnego, $\langle j | p | j' \rangle$ jest elementem macierzowym pomiędzy funkcjami Blocha krawędzi pasm j i j' , m przebiega wszystkie osiem pasm.

Niech warstwa A będzie odnośnikiem na skali energii. Przez V_s , V_p i V_{δ} oznaczmy energetyczne przesunięcia pasm Γ_6 , Γ_8 i Γ_7 w warstwie B w stosunku do odpowiadających im pasm w warstwie A. Aby obliczyć poziomy energetyczne w heterostrukturze, musimy skonstruować macierz 8×8 w oparciu o objętościowe Hamiltoniany (5.4), przy czym:

- i) k_z trzeba zastąpić przez $-i \frac{\partial}{\partial z}$.
- ii) Przyjmuje się parametry występujące w (5.4) odpowiednio dla warstwy A i B.
- iii) Trzeba zantysymetryzować wyrażenia zależne od z operatorem $\frac{\partial}{\partial z}$. Np. wyrażenie występujące w Hamiltonianie objętościowym $(\gamma_1 + 2\gamma_2)k_z^2$ powinno być rozumiane jako $\left(-\frac{\partial}{\partial z}\right)[\gamma_1(z) + 2\gamma_2(z)]\left(\frac{\partial}{\partial z}\right)$ w Hamiltonianie heterostruktury.
- iv) Dodaje się parametry V_s , V_p i V_{δ} do odpowiednich elementów na diagonalnej. Parametry V_s , V_p i V_{δ} równe są zero dla warstwy A.
- v) Trzeba uwzględnić wpływ zewnętrznego i/lub wewnętrznego pola elektrycznego, jeśli są na tyle silne, że nie można zaniedbać ich wpływu.

W skrócie możemy zapisać, że szukamy wartości własnych zagadnienia

$$\left(D\left(\gamma_i(z), -i \frac{\partial}{\partial z}, \bar{k}_{\perp}\right) + V_s(z) \cdot I_s + V_p(z) \cdot I_p + V_{\delta}(z) \cdot I_{\delta} - e\varphi_{sc}(z) \cdot I \right) \bar{f}(z) = E \bar{f}(z), \quad (5.6)$$

gdzie $\mathbf{D}$ jest macierzą 8×8 , a γ_i reprezentuje wszystkie parametry zmieniające się w zależności od warstwy; I_s , I_p oraz I_δ są macierzami jednostkowymi o wymiarach kolejno 2×2 , 4×4 i 2×2 działającymi na pasma Γ_6 , Γ_8 i Γ_7 ; $\phi_{sc}(z)$ jest potencjałem elektrostatycznym, I jest wymiaru 8×8 .

Układ równań różniczkowych trzeba uzupełnić o warunki brzegowe:

- i) $\bar{f}(z)$ jest ciągła wszędzie, a zwłaszcza przy przechodzeniu z jednej warstwy do drugiej.
- ii) $\mathbf{M}\bar{f}(z)$ jest ciągła na międzypowierzchniach. $\mathbf{M}$ jest macierzą 8×8 otrzymaną przez scałkowanie $\mathbf{D}$ poprzez międzypowierzchnię. Jako, że $\mathbf{D}$ jest zasadniczo drugiego rzędu w $\partial/\partial z$, więc $\mathbf{M}$ jest pierwszego rzędu w $\partial/\partial z$. Ciągłość $\mathbf{M}\bar{f}(z)$ gwarantuje zachowanie prądu prawdopodobieństwa przy przejściu przez międzypowierzchnię.
- iii) W zależności od konkretnego przypadku musi być określone zachowanie się $\bar{f}(z)$ w dużych odległościach od studni kwantowej. Dla stanu związanego f_i powinna zanikać dla dużych z .

Gdy wektor w płaszczyźnie międzypowierzchni $\bar{k}_\perp$ równy jest zeru i zaniebamy rozszczepienie wynikające z asymetrii inwersyjnej, to macierz $\mathbf{D}$ uprości się znacznie. Widmo energetyczne heterostruktury może być wówczas rozpatrywane w oparciu o rzut całkowitego momentu pędu na kierunek wzrostu - z . Stany własne są podwójnie zdegenerowane (degeneracja Kramersa).

Zajmijmy się studnią kwantową typu I, czyli taką w której elektrony i dziury związane są w tej samej warstwie (studni). Ze względu na powyższe mamy: $V_s > 0$ a V_p i $V_\delta < 0$. Taki stan odpowiada np. sytuacji gdy materiałem studni jest GaAs, natomiast materiałem bariery $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Przy założeniu, że $\bar{k}_\perp$ równy jest zeru, widmo odpowiadające ciężkim dziurom odseparowuje się od widm lekkich cząstek (elektronów, czy lekkich dziur). Poziomy dziur ciężkich są rozwiązaniami tzw. Hamiltonianu Bena Daniela-Duke'a, podczas gdy poziomy elektrony i dziur lekkich otrzymuje się poprzez rozwiązanie Hamiltonianu typu Kane'a.

Poziomy dziur ciężkich.

Hamiltonian Bena Daniela-Duke'a ma postać:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{M_{hh}(z)} \frac{\partial}{\partial z} - V_p(z) \right\} f_{hh}(z) = E f_{hh}(z) \quad (5.7)$$

Zero energii zostało ustalone na wierzchołku pasma Γ_8 materiału A. Wielkość M_{hh} jest masą efektywną podpasma dziur ciężkich i możemy ją wyrazić poprzez parametry Luttingera pasma walencyjnego γ_1 i γ_2 :

$$\frac{m_0}{M_{hh}^{(A,B)}} = \gamma_1^{(A,B)} - 2\gamma_2^{(A,B)} \quad (5.8)$$

Warunki brzegowe sprowadzają się do ciągłości $f_{hh}(z)$ i $\frac{1}{M_{hh}(z)} \frac{df_{hh}(z)}{dz}$ na międzypowierzchni ($z = \pm L/2$, gdzie L - szerokość studni kwantowej). Ostatecznie dostajemy rozwiązania postaci:

$$\operatorname{tg}\left(k_w \frac{L}{2}\right) = \xi^{-1} \text{ - dla stanów parzystych i} \quad (5.9)$$

$$\operatorname{ctg}\left(k_w \frac{L}{2}\right) = -\xi^{-1} \text{ - dla stanów nieparzystych} \quad (5.10)$$

gdzie $k_w = \sqrt{-\frac{2M_{hh}^A E}{\hbar^2}}$ i $\kappa_b = \sqrt{\frac{2M_{hh}^B (-V_p - E)}{\hbar^2}}$ (5.11)

są wektorami odpowiednio w studni i w barierze, a

$$\xi = \frac{k_w}{\kappa_b} \frac{M_{hh}^B}{M_{hh}^A}. \quad (5.12)$$

Ilość stanów w takiej studni w zależności od szerokości studni określa zależność:

$$n(L) = 1 + \operatorname{Int} \left[\sqrt{\frac{-2M_{hh}^A V_p L^2}{\pi^2 \hbar^2}} \right] \quad (5.13)$$

gdzie funkcja $\operatorname{Int}[x]$ oznacza część całkowitą z x . Z zależności (5.13) widoczne jest, że prostokątna studnia kwantowa zawsze ma przynajmniej jeden poziom energetyczny.

Poziomy elektronów i dziur lekkich.

W przypadku elektronów i dziur lekkich macierz (5.6) o wymiarze 8 x 8 można sprowadzić do macierzy 2 x 2. Zaniedbując parametry masy efektywnej pochodzące od oddziaływań $\bar{k} \cdot \bar{p}$ pomiędzy pasmami mamy, że f_1 i f_2 są rozwiązaniami własnymi dwóch identycznych Hamiltonianów 1 x 1:

$$Hf_{1,2} = \left\{ \frac{P^2}{3} p_z \left[\frac{2}{E + E_A - V_p(z)} + \frac{1}{E + E_A + \Delta_A - V_\delta(z)} \right] \cdot p_z + V_s(z) \right\} f_{1,2} = E f_{1,2} \quad (5.14)$$

z relacjami dyspersyjnymi postaci Kane'a:

$$E(E + E_A)(E + E_A + \Delta_A) = \hbar^2 k_w^2 P^2 \left(E + E_A + \frac{2}{3} \Delta_A \right) \quad (5.15)$$

$$(E - V_s)(E - V_s + E_B)(E - V_s + E_B + \Delta_B) = \hbar^2 k_b^2 P^2 \left(E - V_s + E_B + \frac{2}{3} \Delta_B \right). \quad (5.16)$$

Postępując tak jak w przypadku dziur ciężkich ostatecznie otrzymujemy:

$$\operatorname{tg}\left(k_w \frac{L}{2}\right) = \tilde{\zeta}^{-1} \text{ i } \operatorname{ctg}\left(k_w \frac{L}{2}\right) = -\tilde{\zeta}^{-1}, \quad (5.17)$$

$$\text{gdzie} \quad \tilde{\zeta} = \frac{k_w}{\kappa_b} \frac{m_B(E)}{m_A(E)}, \text{ a} \quad (5.18)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{m_A(E)} &= \frac{2P^2}{3} \left(\frac{2}{E + E_A} + \frac{1}{E + E_A + \Delta_A} \right) \\ \frac{1}{m_B(E)} &= \frac{2P^2}{3} \left(\frac{2}{E + E_A - V_p} + \frac{1}{E + E_A + \Delta_A - V_\delta} \right). \end{aligned} \quad (5.19)$$

Stany w supersieci.

W przypadku struktur wielowarstwowych takich jak supersieci, także można wykorzystać przybliżenie funkcji obwiedni. Weźmy Hamiltonian postaci analogicznej do (5.14). $V_s(z)$, $V_p(z)$ i $V_\delta(z)$ są funkcjami okresowymi w kierunku wzrostu z z okresem supersieci $d = L + L_B$ – gdzie L i L_B są szerokościami warstw tworzących studnie i bariery. Warunki brzegowe nałożone na funkcje obwiedni wymagają, aby

$f_s(z)$ i $\frac{1}{m(E,z)} \frac{\partial f_s}{\partial z}$ były ciągłe na każdej międzypowierzchni i $f_s(z)$ spełniała twierdzenie Blocha:

$$f_s(z+d) = \exp(iqd) f_s(z), \quad (5.20)$$

gdzie q jest wektorem falowym supersieci i zawiera się w przedziale $\left[-\frac{\pi}{d}, +\frac{\pi}{d}\right]$.

Ostatecznie otrzymujemy równanie:

$$\cos(qd) = \cos(k_w L) \cos(k_b L_B) - \frac{1}{2} \left(\xi + \frac{1}{\xi} \right) \sin(k_w L) \sin(k_b L_B) \quad (5.21)$$

gdzie ξ opisuje równanie:

$$\xi = \frac{k_w}{k_b} \frac{m_B(E)}{m_A(E)}. \quad (5.22)$$

W przypadku supersieci pierwszego typu, gdzie $V_s > 0$ a $V_p < 0$ i $V_\delta < 0$ dla stanów związanych wektor falowy k_b jest urojony. Podstawiając $k_b = i\kappa_b$ do równań (5.21) i 5.22) i zmieniając $\xi = -i\tilde{\xi}$, dostajemy relacje dyspersji dla supersieci:

$$\cos(qd) = \cos(k_w L) \cosh(\kappa_b L_B) - \frac{1}{2} \left(\tilde{\xi} - \frac{1}{\tilde{\xi}} \right) \sin(k_w L) \sinh(\kappa_b L_B), \quad (5.23)$$

gdzie

$$\tilde{\xi} = \frac{k_w}{\kappa_b} \frac{m_B(E)}{m_A(E)}. \quad (5.24)$$

Stany dziur ciężkich w supersieci wyznaczamy z równań (5.21) i (5.12) dla wektorów falowych postaci:

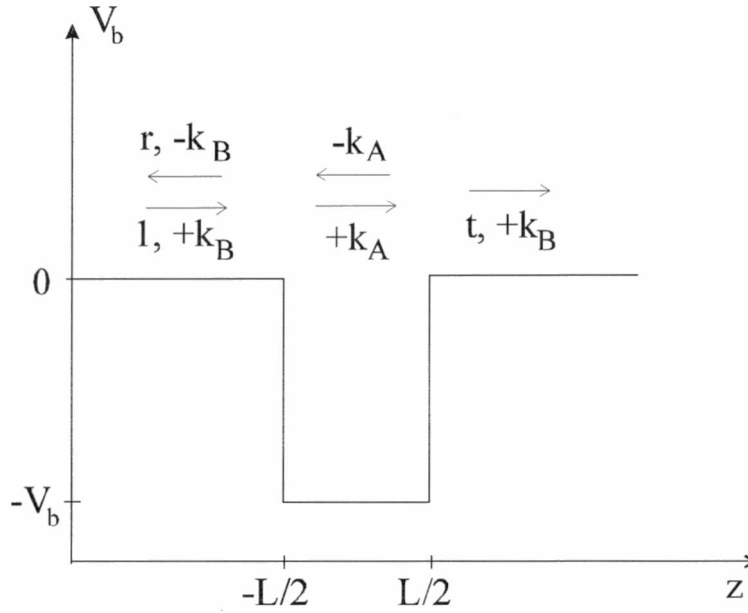
$$k_w = \sqrt{\frac{2M_{hh}^A (-E_A - E)}{\hbar^2}} \quad i \quad (5.25)$$

$$k_b = \sqrt{\frac{2M_{hh}^B (-E_A - E + V_p)}{\hbar^2}}. \quad (5.26)$$

5.1.2 Stany rezonansowe

Przeanalizujemy ruch elektronu w paśmie przewodnictwa struktury z prostokątną studnią kwantową. Załóżmy, że energia potencjalna elektronu jest większa niż nieciągłość pasma przewodnictwa na granicy studni i bariery (rys. 5.3). Na każdej z napotkanych międzypowierzchni elektron doznaje częściowego odbicia. Możemy zapisać funkcję falową tego elektronu w każdej z warstw:

$$\chi(z) = \begin{cases} \exp[ik_b(z + L/2)] + r^r \exp[-ik_b(z + L/2)], & z < -L/2 \\ \alpha^r \exp[ik_w z] + \beta^r \exp[-ik_w z], & -L/2 \leq z \leq L/2 \\ t^r \exp[ik_b(z - L/2)], & z > L/2 \end{cases} \quad (5.27)$$



Rysunek 5.3 Schemat pasma przewodnictwa struktury ze studnią kwantową o szerokości L i głębokości V_b .

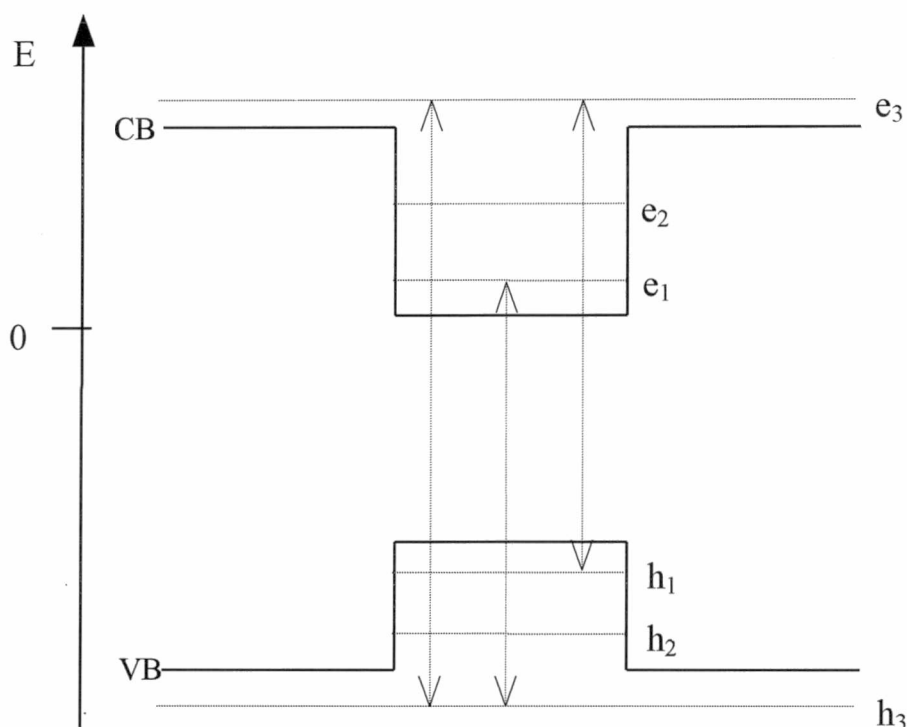
Przyjmując odpowiednie warunki brzegowe, otrzymujemy wyrażenie na współczynnik transmisji elektronu przez heterostrukturę (Bastard G. 1992; Bastard G. i in. 1984):

$$T(E) = |t(E)|^2 = \left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(\zeta - \frac{1}{\zeta} \right)^2 \sin^2(k_w L) \right\}^{-1}. \quad (5.28)$$

Łatwo można zauważyć, że dla pewnych wartości energii współczynnik transmisji jest maksymalny i osiąga jedność. Z (5.28) można stwierdzić, że powyższe zachodzi gdy:

$$k_w L = n\pi, \quad (5.29)$$

gdzie n jest liczbą całkowitą. Wewnątrz studni kwantowej funkcja falowa elektronu ma dwie składowe o przeciwnych znakach (równanie 5.27). Dla energii określonych z zależności (5.29) i np. (5.15) zachodzi konstruktywna interferencja tych składowych i elektron zostaje uwięziony ponad studnią. Czas uwięzienia jest na tyle duży, że stan ten może uczestniczyć w przejściach optycznych (rys. 5.4). Stany rezonansowe, bo taką też noszą nazwę stany o energiach powyżej energii bariery, mogą mieć także znaczącą rolę w przechwytywaniu nośników przez studnię kwantową. Ze stanów



Rysunek 5.4 Schematyczne przedstawienie przejść optycznych w studni kwantowej z udziałem stanów rezonansowych.

rezonansowych mogą nośniki rekombinować na stany związane w studni kwantowej. Gdyby prześledzić ewolucję stanu związanego w studni kwantowej od szerokości tej studni, łatwo można zauważyć, że gdy jego energia zaczyna przekraczać energię bariery, to przechodzi on w stan rezonansowy.

W przypadku supersieci warunek rezonansu (5.29), wstawiony do równania (5.21) prowadzi do równania na poziom energetyczny w supersieci o wektorze falowym:

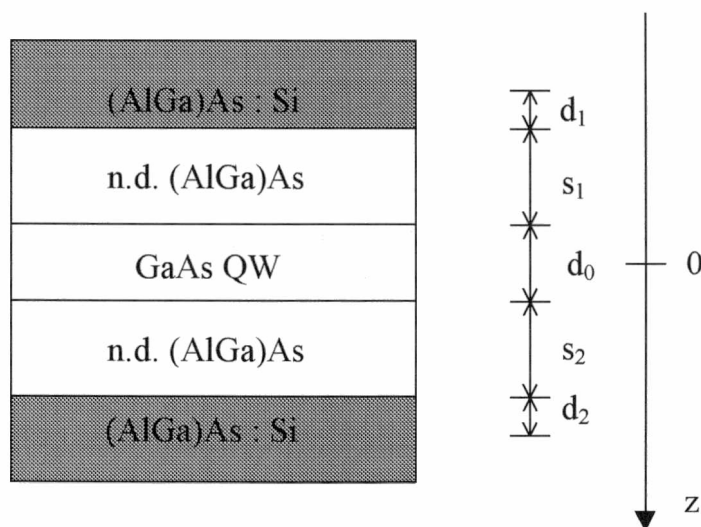
$$q = \pm \left(\frac{k_b L_B}{d} + \frac{n\pi}{d} \right). \quad (5.30)$$

Możemy powiedzieć, że hybrydyzacja stanów rezonansowych odpowiadający pojedynczej studni kwantowej prowadzi do powstawania podpasm rezonansowych w supersieci.

5.2 Domieszkowane struktury dwuwymiarowe

Dotychczas mieliśmy do czynienia ze strukturami półprzewodnikowymi pozbawionymi swobodnych ładunków. W przypadku przyrządów półprzewodnikowych, na ich strukturę składają się warstwy różnych półprzewodników, w różny sposób domieszkowane. Ze względu na daleko zaawansowane technologie otrzymywania skomplikowanych struktur półprzewodnikowych domieszkowanie w tych strukturach zwykle nie następuje trudności. Możemy mówić o różnego typu domieszkowaniu. Domieszkowane mogą być całe warstwy w strukturze lub ich fragmenty – domieszka jest dodawana w czasie wzrostu całej warstwy lub tylko przez określony okres czasu. Możliwe jest także domieszkowanie planarne, gdy w pewnym momencie zatrzymujemy wzrost warstwy, następnie wprowadzamy domieszkę i ponownie zaczynamy nanosić warstwę półprzewodnika.

Jeśli domieszkowanie w znaczny sposób zaburza układ pasm w danej



Rysunek 5.5 Studnia kwantowa GaAs o szerokości d_0 otoczona dwoma niedomieszkowanymi (n.d.) warstwami (AlGa)As o szerokościach s_1 i s_2 oraz domieszkowanymi krzemem warstwami (AlGa)As. d_1 i d_2 oznaczają szerokości obszarów zubożonych.

strukturze, nie stosuje się metod omówionych w poprzednich rozdziałach. W celu określenia układu pasm i wyznaczenia poziomów energetycznych w obiektach o

obniżonym wymiarze (heterozłącze, studnia prostokątna) stosuje się metodę tzw. obliczeń samouzgodnionych (Xu W. 1996).

Rysunek 5.5 przedstawia studnię kwantową o szerokości d_0 . Na bariery tej studni składają się niedomieszkowane warstwy (AlGa)As o szerokości s_1 i s_2 . Kolejne dwie warstwy (AlGa)As otaczające QW są domieszkowane krzemem. Koncentracja donorów w tych warstwach wynosi N_{d1} i N_{d2} . Szerokości obszarów zubożonych wynosi odpowiednio d_1 i d_2 . Domieszki Si są zjonizowane w obszarach zacieniowanych. Oznaczając kierunek wzrostu struktury jako oś z , możemy wyznaczyć funkcję falową elektronu $\psi_n(z)$ i energie podpas E_n rozwiązując jedno-elektronowe, jedno-wymiarowe równanie Schrödingera:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \frac{1}{m_e(z)} \frac{d}{dz} + U(z) - E_n \right] \psi_n(z) = 0, \quad (5.31)$$

gdzie

$$U(z) = U_c(z) + U_{xc}(z) + \Delta E_c(z) \quad (5.32)$$

jest potencjałem wiążącym wzdłuż kierunku z . Wielkość $\Delta E_c(z)$ jest nieciągłością pasma przewodnictwa. Dla warstwy GaAs $\Delta E_c(z) = 0$. Energia potencjalna $U_{xc}(z)$ wynika z oddziaływań wymiennych w teorii funkcjonału gęstości. W niskich temperaturach mamy:

$$U_{xc}(z) = U_{xc}(n(z)) = - \left[1 + 0.7734y \ln(1 + y^{-1}) \right] \frac{2R_y^*}{\pi \alpha^* r_s}. \quad (5.33)$$

Współczynniki w powyższej zależności mają następujące znaczenie: $r_s = [4\pi n(z)/3]^{-1/3} / a^*$, $n(z)$ jest gęstością elektronów w kierunku z , a^* - efektywny promień Bohra, $y = r_s/21$, R_y^* - Rydberg efektywny, $\alpha^* = (4/9\pi)^{1/3}$. Potencjał $U_c(z)$ jest to potencjał Hartree pochodzący od oddziaływań między ładunkami i można go wyznaczyć rozwiązując równanie Poissona:

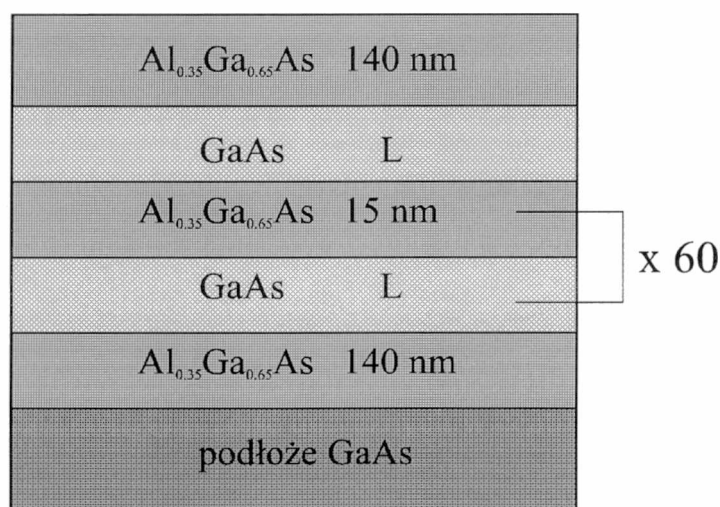
$$\frac{d^2}{dz^2} U_c(z) = \frac{4\pi e}{\epsilon_0} \left[\sum_i \psi_i^2(z) n_i - N_d^+(z) + N_a^-(z) \right], \quad (5.34)$$

gdzie ϵ_0 jest stałą dielektryczną, a n_i powierzchniową koncentracją elektronów zajmujących i -te podpasmo.

Obliczenia powinny być przeprowadzone w sposób samouzgodniony. Najpierw rozwiązujemy równanie Schrödingera (5.31). Uzyskane wartości funkcji falowych i energie własne są wykorzystane podczas rozwiązywania równania Poissona (5.34). Znajomość potencjału Hartree $U_c(z)$ pozwala na określenie kształtu potencjału wiążącego $U(z)$ (5.32). Potencjał $U(z)$ jest wykorzystany przy ponownym rozwiązywaniu równania Schrödingera. Równania Schrödingera i Poissona rozwiązujemy naprzemiennie, za każdym razem otrzymując dokładniejszy kształt potencjału wiążącego, funkcji falowych i dokładniejsze wartości energii poziomów w studni kwantowej. Obliczenia przeprowadzane są do momentu, aż wyniki uzyskane w kolejnym kroku obliczeniowym nie zmieniają się w porównaniu z wynikami z kroku poprzedniego. Jako wynik obliczeń otrzymujemy kształt całkowitego potencjału wiążącego, wartości energii własnych i postaci funkcji falowych stanów w studni kwantowej. Parametry powyższe pozwalają na wyznaczenie energii przejść optycznych w danej, domieszkowanej strukturze, a także na określenie wpływu domieszkowania na energie przejść optycznych.

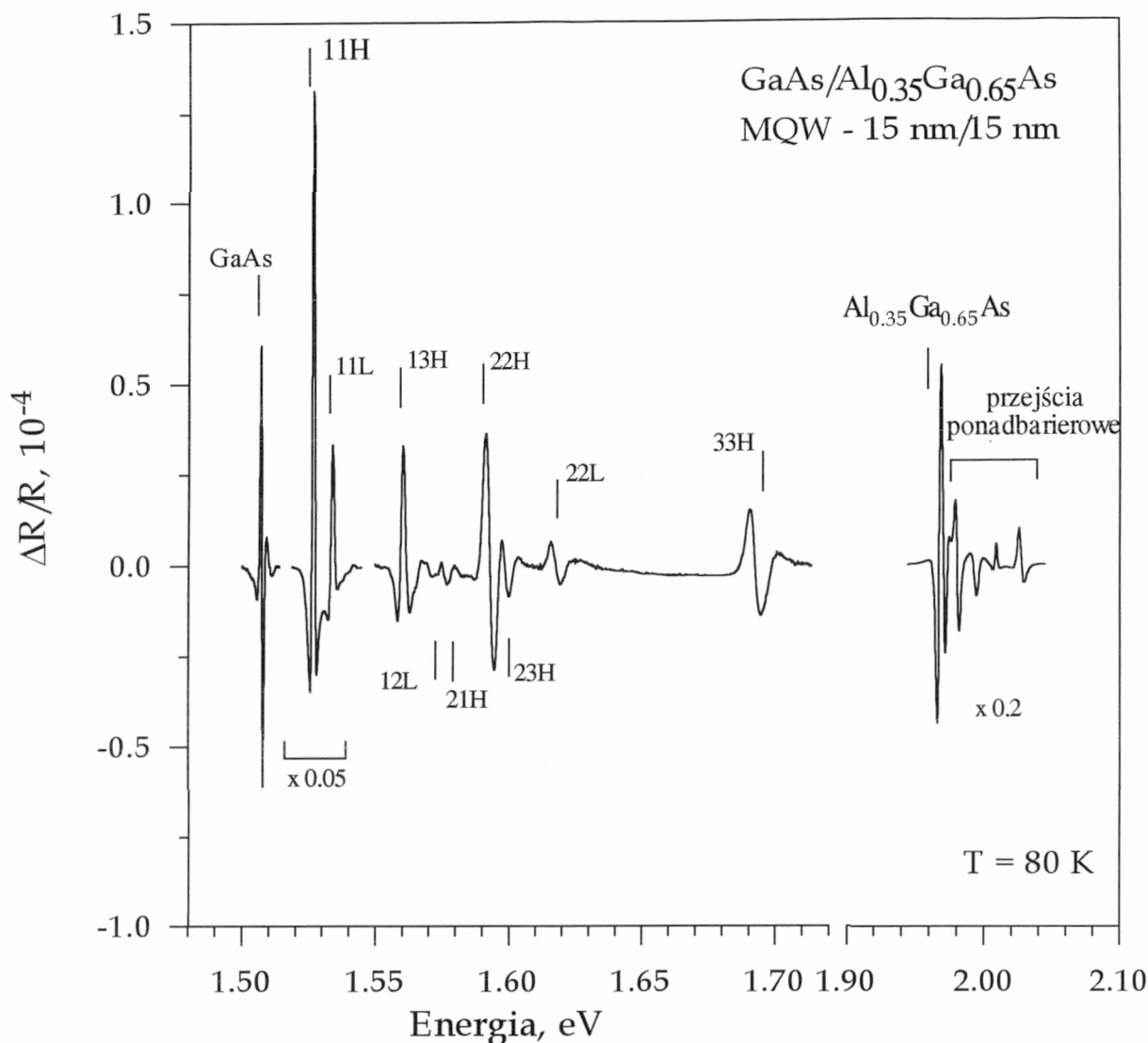
5.3 Badanie przejść optycznych w strukturach wielokrotnych studni kwantowych GaAs/Al_xGa_{1-x}As.

Układy wielokrotnych studni kwantowych (MQW) można określić jako struktury pośrednie pomiędzy pojedynczą studnią kwantową a supersiecią. Rozszczepienie stanów w MQW wynikające z okresowości struktury jest zwykle na tyle małe, że można je pominąć, czyli nasz układ możemy uważać za nieoddziałujące ze sobą studnie pojedyncze kwantowe. Duża liczba tych studni może wzmacniać efekty, które byłyby trudne do zaobserwowania dla pojedynczej studni kwantowej. Stany o energiach bliskich energii przerwy energetycznej bariery lub ją przekraczających (stany rezonansowe nad studnią) zwykle są rozszczepione. Dzieje się tak ze względu na różne energie przejść optycznych w centrum mini-strefy Brillouina i na jej krawędzi.



Rysunek 5.6 Układ warstw badanych struktur.

Autor miał do dyspozycji struktury MQW GaAs/Al_xGa_{1-x}As wyhodowane metodą epitaksji wiązką molekularną (MBE). Schemat układu warstw badanych struktur przedstawia rys. 5.6. Układ sześćdziesięciu studni kwantowych GaAs o szerokości L nm (L = 15 lub 10 nm) z barierami Al_{0.35}Ga_{0.65}As o szerokości 15 nm otoczony był dwoma 140 nm warstwami Al_{0.35}Ga_{0.65}As. Całość została wyhodowana na pół-izolującym podłożu w laboratorium profesora Foxona z Uniwersytetu Nottingham w Nottingham w Wielkiej Brytanii.



Rysunek 5.7 Widmo PR struktury MQW GaAs/Al_{0.35}Ga_{0.65}As uzyskane w temperaturze 80 K. Pionowe linie wskazują energie przejść optycznych uzyskane z obliczeń teoretycznych. Dla zachowania jasności rysunku obszar odpowiadający przejściom 11H i 11L jest pomniejszony 20 razy, a odpowiadający przejściom ponadbarierowym 5 razy.

W spektroskopii fotoodbiciowej bardzo dużą zaletą jest fakt, że pomiary w temperaturze pokojowej dają wiele informacji o badanej strukturze. Obniżenie temperatury pomiaru ma zwykle pewien wpływ na mierzone widmo: w szczególności wyostwiają się rezonanse, maleje ich parametr poszerzenia.

Widmo otrzymane dla struktury MQW GaAs/Al_xGa_{1-x}As o szerokości studni 15 nm przedstawia rys. 5.7. Ponieważ w widmie widocznych jest wiele rezonansów występujących blisko siebie, w celu ich odseparowania i zachowania przejrzystości rysunku, przedstawione zostało widmo zmierzone w temperaturze 80 K. Jako modulujące źródło światła zastosowany został laser Ar⁺ nastrojony na linię $\lambda=514.5$

nm. Energia najniżej położonego rezonansu odpowiada przerwie energetycznej w arsenku galu i pochodzi od materiału podłoża. Przejście optyczne o energii odpowiadającej przerwie energetycznej w warstwach $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ przejawia się jako rezonans w pobliżu 1.97 eV. Rezonanse widoczne pomiędzy rezonansami odpowiadającymi przejściom w GaAs i $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ pochodzą od przejść optycznych pomiędzy stanami związanymi w studniach kwantowych. Powyżej rezonansu $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ widoczny jest zespół przejść tzw. ponadbarierowych, które zostaną omówione w dalszej części.

Tabela 5.1 Eksperymentalne i teoretyczne wartości przejść optycznych w strukturze MQW GaAs/ $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$, 15/15 nm. Kolumna E_n^{eksp} zawiera dane uzyskane z eksperymentu. W kolumnie E_n^{teo} zawarte są energie przejść obliczone z modelu Bastarda i pomniejszone o odpowiednie energie wiązania ekscytonów: a – 7 meV, b – 7.5 meV, c – 6 meV, d – 6.5 meV, e – 5.5 meV. ΔE oznacza różnicę pomiędzy E_n^{teo} i E_n^{eksp} .

Identyfikacja przejścia Optycznego	E_n^{eksp} [eV]	E_n^{teo} [eV]	ΔE [meV]
GaAs	1.5075		
11H	1.527	1.527 ^a	0
11L	1.534	1.536 ^b	2
13H	1.560	1.556 ^c	4
12L	1.573	1.578 ^a	5
21H	1.577	1.578 ^c	1
22H	1.592	1.588 ^c	4
23H	1.597	1.606 ^c	9
22L	1.618	1.629 ^d	11
33H	1.693	1.685 ^e	8

Przyjrzyjmy się bliżej przejściom pomiędzy stanami związanymi w studniach kwantowych. Rezonansom widocznym w widmie PR przypisane są odpowiadające im przejścia optyczne. Notacja $nmH(L)$ oznacza przejście pomiędzy n -tym poziomem energetycznym w studni kwantowej w paśmie przewodnictwa i m -tym poziomem dziur ciężkich (lekkich) w paśmie walencyjnym. Przejścia 11H i 11L są dużo bardziej intensywne w porównaniu do pozostałych, co zaznaczono na rysunku wielokrotnym pomniejszeniem odpowiadającego im fragmentu widma. Poza tymi dwoma dominującymi przejściami widoczne są także przejścia, na które zezwalają reguły

wyboru związane z symetrią. Widoczne są przejścia 22H, 22L i 33H. Intensywnością dorównuje im (a nawet je przewyższa) przejście 13H, na które zezwalają reguły wyboru związane z parzystością przejść. Prawdopodobnie ze względu na obecne w strukturze pole elektryczne możemy zaobserwować także przejścia 12L, 21H i 23H, które są „symetrycznie” zabronione. Pole elektryczne wbudowane w strukturę jest jednak na tyle słabe, że nie przejawia się w widmie jako oscylacje FK. Intensywność przejść zabronionych ze względu na symetrię jest dużo słabsza od pozostałych.

Na identyfikację przejść widocznych w widmie złożyły się dwie procedury: wyznaczenie energii przejść obserwowanych w zmierzonym widmie i obliczenie energii przejść optycznych w oparciu o parametry studni kwantowych.

W celu określenia energii przejść widocznych w widmie przeprowadzono procedurę dopasowania do widma PR. Wartości energii otrzymane z dopasowania przedstawia tab. 5.1.

Identyfikacja przejść stała się możliwa po przeprowadzeniu obliczeń energii poziomów energetycznych w studniach kwantowych w przybliżeniu funkcji obwiedni. Przybliżenie funkcji obwiedni dokładniej zostało omówione w *Rozdziale 5.1*. Wartość nieciągłości pasma walencyjnego (tzw. band offset) przyjmuje się od 15 do 45% różnicy przerw energetycznych materiału bariery i materiału studni. Dobrą zgodność między danymi eksperymentalnymi a obliczeniami autor uzyskał dla parametru nieciągłości pasma walencyjnego rzędu 30%, i taka wartość była używana w dalszych obliczeniach. Aby uwzględnić fakt, że obserwowane przejścia optyczne są przejściami ekscytonowymi, od obliczonych energii przejść optycznych odjęte zostały energie wiązania ekscytonów. Wartości energii wiązania ekscytonów autor zaczerpnął z pracy Bastarda (Bastard G. i J.A. Brum 1986) i zamieścił w tab. 5.1. Otrzymane wyniki zawarte są w tab. 5.1 w kolumnie E_n^{teo} . Ostatnia kolumna przedstawia różnicę pomiędzy energiami przejść wyznaczonymi z eksperymentu i obliczonymi numerycznie. Wyznaczone różnice energii wykazują tendencję wzrostową wraz ze wzrostem numeru przejścia. Można to tłumaczyć tym, że dla przejść pomiędzy wyżej położonymi stanami w studniach kwantowych dokładność wyznaczenia energii przejść na podstawie przybliżenia funkcji obwiedni jest coraz mniejsza.

Badanie temperaturowych zależności energii przejść optycznych i parametru poszerzenia tych przejść może dostarczyć ważnych informacji na temat oddziaływań pomiędzy elektronami i fononami czy też o efektach ekscytonowych w badanej strukturze. Wzrost temperatury prowadzi do zmniejszenia się wartości przerwy energetycznych i do wzrostu parametru poszerzenia. Zależność energii przerwy energetycznej od temperatury można opisać trzyparametrowym wyrażeniem Varshniego lub poprzez wyrażenie Bosego-Einsteina (Lautenschlager P. i in. 1987a). Podobne wyrażenie Bosego-Einsteina ma zastosowanie przy określaniu zależności parametru poszerzenia od temperatury (Lautenschlager P. i in. 1987b). Uzyskane z doświadczenia wartości takich parametrów jak siła oddziaływania elektron-fonon, czy energia optycznego fononu podłużnego są bardzo pomocne np. przy weryfikacji różnych teorii odwołujących się do tych wielkości. Spektroskopia fotoodbiciowa jest narzędziem, które może zostać użyte do wyznaczania powyższych parametrów.

W dalszej części analizowana będzie zależność energii przejść 11H i 11L w strukturze MQW GaAs/Al_{0.35}Ga_{0.65}As, 15/15 nm od temperatury, w zakresie od 80 do 300 K. Badana będzie także zależność wartości parametrów poszerzenia w funkcji temperatury. Wcześniej wspomniano już o wyrażeniach Varshniego i Bosego-Einsteina. Półempiryczna zależność Varshniego jest postaci:

$$E_{11H(L)}(T) = E_{11H(L)}(0) - \frac{\alpha_v T^2}{\beta_v + T}, \quad (5.35)$$

gdzie $E_{11H(L)}$ są energiami przejść 11H i 11L w $T = 0$ K, natomiast α_v i β_v są współczynnikami Varshniego. Wyrażenie Bosego-Einsteina można zapisać w następującej postaci:

$$E_{11H(L)}(T) = E_{11H(L)}^B(0) - f_B \left\{ 1 + \frac{2}{\exp\left(\frac{E_{ap}}{k_B T}\right) - 1} \right\}, \quad (5.36)$$

gdzie f_B reprezentuje siłę oddziaływania elektron-fonon, E_{ap} odpowiada średniej energii fononu, k_B jest stałą Boltzmann. W przypadku parametru poszerzenia możemy napisać:

$$\Gamma_{11H(L)}(T) = \Gamma_{11H(L)}(0) + \frac{\Gamma_{ep}}{\exp\left(\frac{E_{LO}}{k_B T}\right) - 1}. \quad (5.37)$$

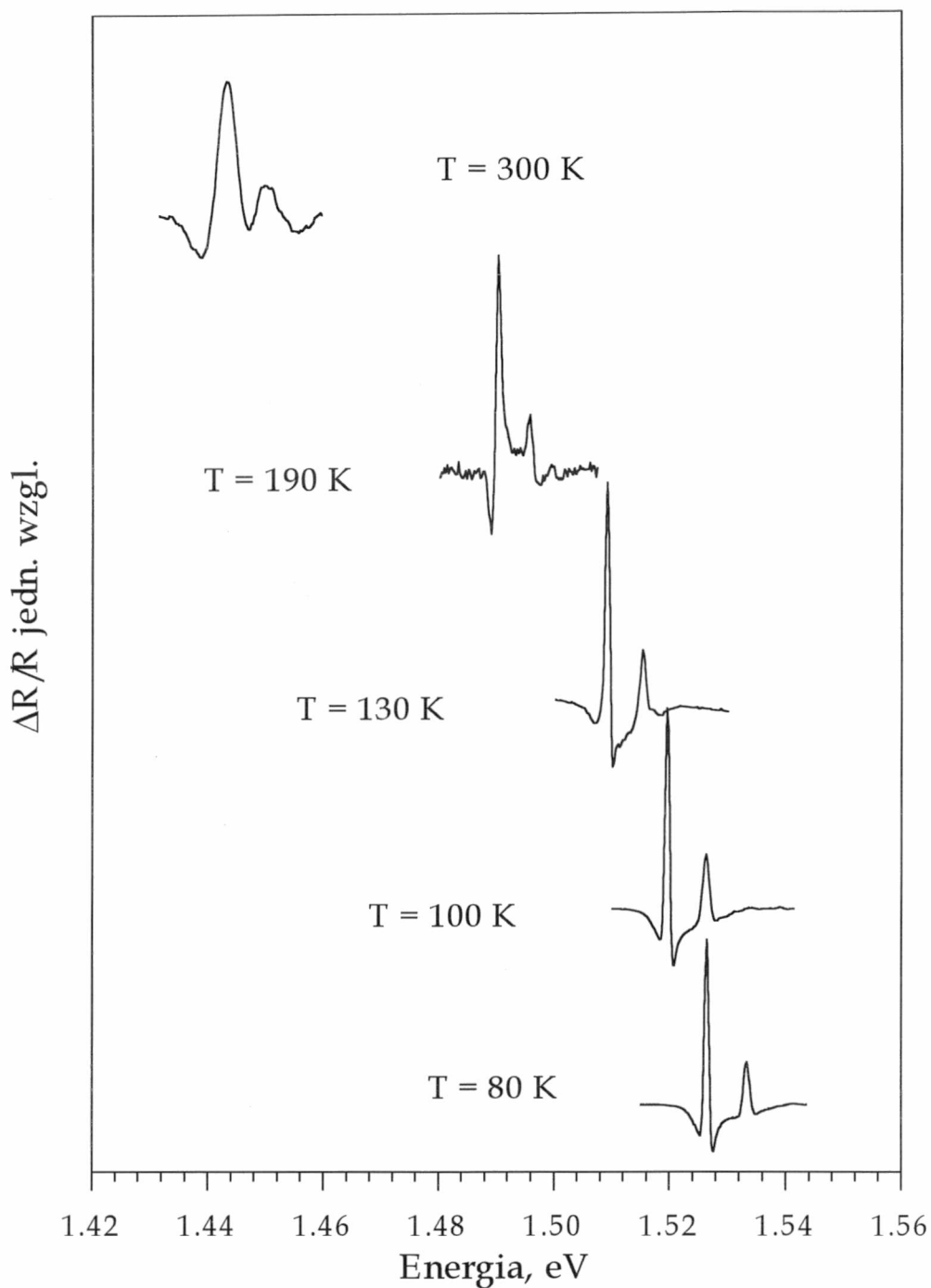
Wielkość $\Gamma_{11H(L)}(0)$ jest wartością parametru poszerzenia przejść 11H i 11L w $T = 0$ K. Za wielkość tego parametru odpowiedzialne są: jakość międzypowierzchni (krawędzie studni kwantowych), równomierność rozkładu pierwiastków składających się na związki trójskładnikowe a także ewentualne naprężenia. Parametr Γ_{ep} reprezentuje siłę oddziaływania elektron-fonon (ekscyton-fonon). Energia E_{LO} jest energią podłużnego fononu optycznego. Dla litego arsenku galu $E_{LO} = 36$ meV.

Fotoodbiciowe widma przedstawiające wyniki pomiarów przejść 11H i 11L w zakresie temperatur od 80 do 300 K przedstawia rys. 5.8. Wraz ze wzrostem temperatury energia przejść 11H i 11L maleje. Ze względu na poszerzanie się rezonansów, w wyższych temperaturach rezonanse przestają być tak dobrze rozseparowane jak to miało miejsce w niskich temperaturach. Ze względu na potrzeby rysunku intensywności przejść w różnych temperaturach są zmienione i nie można ich między sobą porównywać. Natężenie przejść 11H jest około trzy razy większa od amplitudy przejść 11L, co zgodne jest z przewidywaniami teoretycznymi. Parametry przejść optycznych 11H i 11L otrzymane na podstawie procedury dopasowania się do danych eksperymentalnych FDGL (First-Derivative Gaussian Lineshape) przedstawia tab. 5.2.

Tabela 5.2 Parametry przejść 11H i 11L otrzymane z dopasowania FDGL do widm z rys. 5.8.

Temperatura [K]	Przejście 11H		Przejście 11L	
	E_{11H} [eV]	Γ_{11H} [meV]	E_{11L} [eV]	Γ_{11L} [meV]
80	1.527	0.57	1.534	0.83
100	1.520	0.54	1.527	0.81
130	1.509	0.58	1.515	0.95
190	1.490	0.70	1.496	1.03
300	1.443	1.97	1.449	2.34

Zależność energii przejść 11H i 11L przedstawia rys. 5.9. Kwadraty odnoszą się do przejścia 11H, natomiast trójkąty do przejścia 11L. Linia ciągła (przerywana) jest

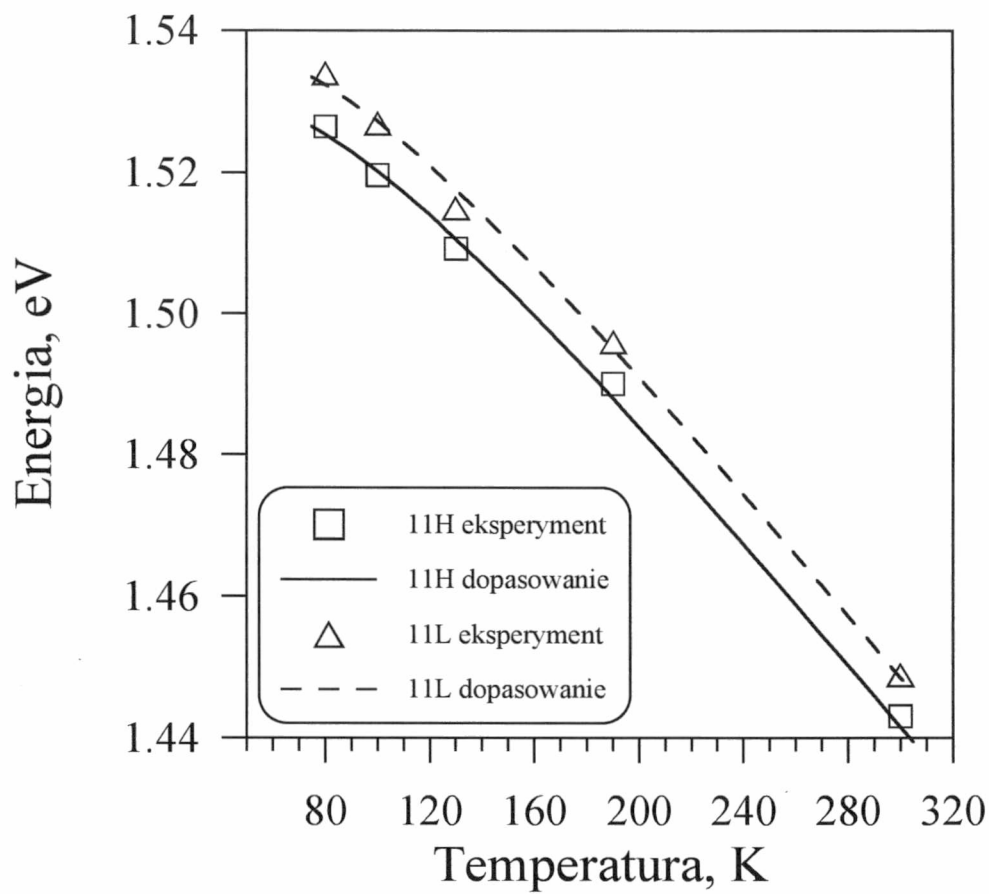


Rysunek 5.8 Widma przejść optycznych 11H i 11L struktury MQW GaAs/Al_{0.35}Ga_{0.65}As uzyskane w różnych temperaturach. Dla danego widma rezonans o niższej energii pochodzi od przejścia 11H. Intensywności przejść dla różnych temperatur są ze sobą nieporównywalne.

linią otrzymaną z dopasowania wzorem Bosego-Einsteina (5.36) do wartości energii przejścia 11H (11L) zamieszczonych w tab. 5.2. Parametry otrzymane z dopasowania zawarte są w tab. 5.3.

Tabela 5.3 Wartości parametrów dopasowania zależnością (5.36) do energii przejść 11H i 11L. Dla porównania podane są parametry przejścia: a - 11H w MQW $\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{As}/\text{GaAs}$ (Selci S. i in. 1996); b - dla litego GaAs (Lautenschlager P. i in. 1987c).

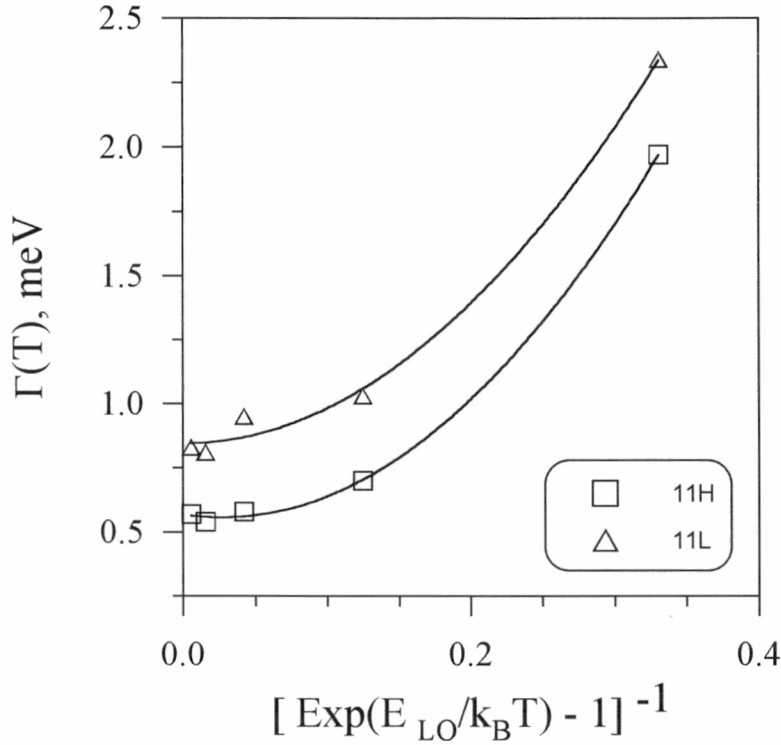
Przejścia	$E_i(0)$ [eV]	f_B [meV]	E_{ap} [meV]
11H	1.587 ± 0.012	56 ± 3	21 ± 3
11L	1.594 ± 0.012	56 ± 3	21 ± 3
11H ^a		55	20.8
GaAs ^b	1.517 ± 0.008	57 ± 29	21 ± 10



Rysunek 5.9 Temperaturowa zależność energii przejść 11H – kwadraty, i 11L – trójkąty. Linie przedstawiają dopasowanie do punktów eksperymentalnych za pomocą wzoru Bosego-Einsteina (5.36).

Dla porównania w tab. 5.3 zawarte są wartości parametrów f_B i E_{ap} dla przejścia 11H w wielokrotnych studniach kwantowych $\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{As}/\text{GaAs}$ (Selci S. i in. 1996) i w litym arsenku galu (Lautenschlager, P. i in. 1987c). Otrzymane wartości parametrów f_B i E_{ap} dla badanych przejść 11H i 11L nie odbiegają od wartości

literaturowych dla układu MQW (przejście 11H^a w tab. 5.3) a także nie odbiegają od danych dla litego GaAs. Wnioskiem jaki można wysnuć z powyższego faktu jest to, że na temperaturową zależność energii przejść optycznych 11H i 11L zasadniczy wpływ ma zależność temperaturowa przerwy energetycznej materiału studni.



Rysunek 5.10 Eksperymentalne wartości parametru poszerzenia $\Gamma(T)$ przejść 11H – kwadraty, i 11L – trójkąty, od funkcji $[\exp(E_{LO}/k_B T) - 1]^{-1}$, przy $E_{LO}=36$ meV.

Dopasowując się do wartości parametrów poszerzenia dla przejść 11H i 11L wzorem (5.37), autor otrzymał: $\Gamma_{11H}(0) = 0.48$ meV, oraz $\Gamma_{11L}(0) = 0.71$ meV. Otrzymane wartości parametru $\Gamma_{11H(L)}(0)$ są bardzo małe. Może to świadczyć, że badana struktura jest bardzo jednorodna, a wkład zarówno nierówności międzypowierzchni jak i naprężeń do wartości parametru $\Gamma_{11H(L)}(0)$ są bardzo niewielkie. Zależność $\Gamma(T)$ od $[\exp(E_{LO}/k_B T) - 1]^{-1}$ dla przejść 11H i 11L przedstawia rys. 5.10. Przy rysowaniu powyższej zależności wartość podłużnego fononu optycznego została przyjęta jak dla litego arsenku galu, czyli $E_{LO}=36$ meV. W przypadku wielu badań nad strukturami zbudowanymi przy wykorzystaniu związków III-V obserwowano liniową zależność $\Gamma(T)$ od (Chemla D.S., i in. 1987). Zależności przedstawione na rys. 5.10 dla przejść optycznych 11H i 11L nie są zależnościami

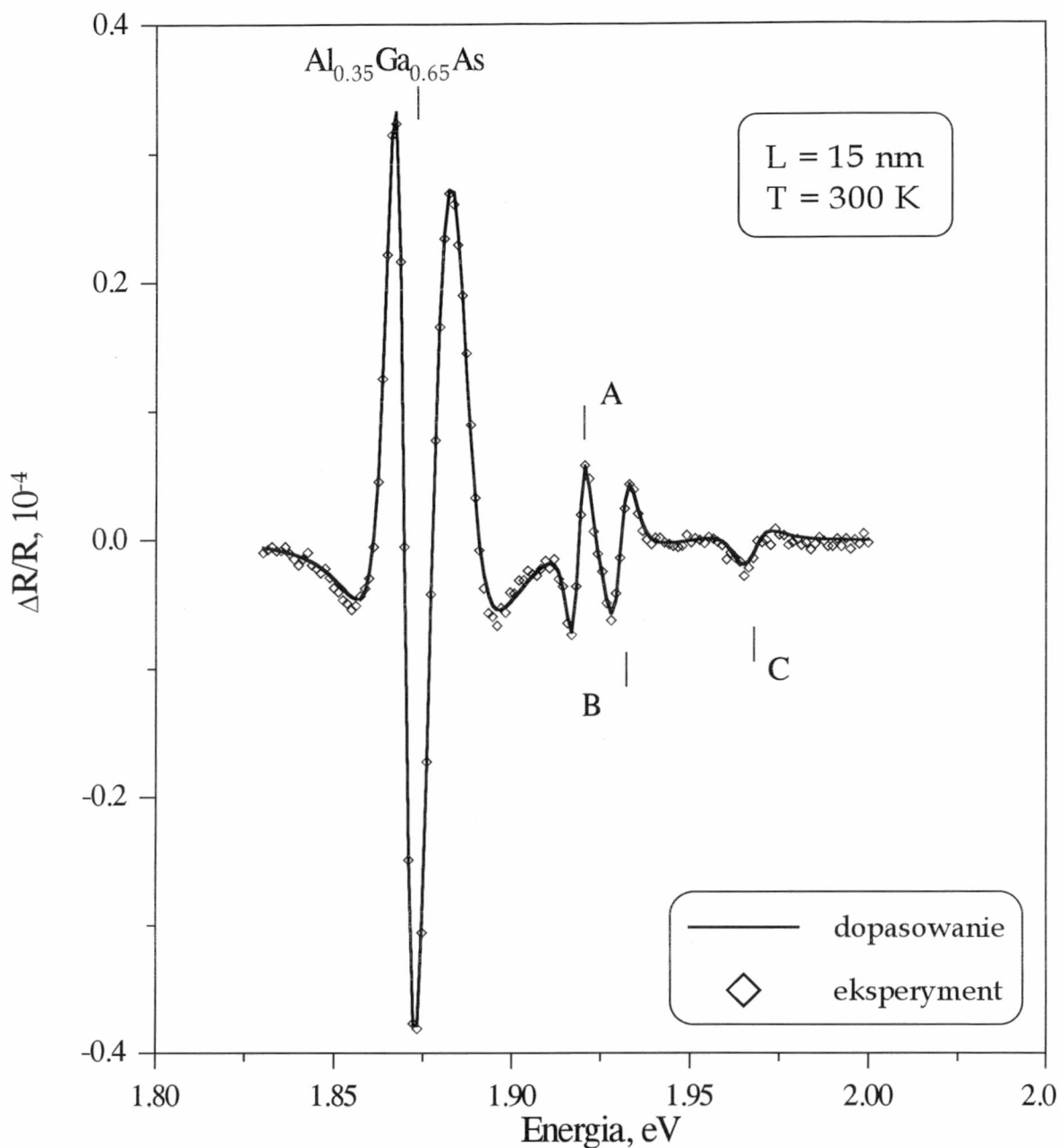
liniowymi. Takie przypadki mają swe potwierdzenie w literaturze (np. Lin D.Y. i in. 1996; Filipowicz J. i in 1990).

Spektroskopia PR pozwoliła na zbadanie temperaturowych zależności energii i parametrów poszerzenia przejść $11H$ i $11L$. Zależność energii przejść pomiędzy stanami związanymi od temperatury nie różni się od temperaturowej zależności przerwy energetycznej dla materiału tworzącego studnie kwantowe, czyli GaAs. Dominującym czynnikiem w zależności $E_{11H(L)}(T)$ jest więc wpływ temperatury na przerwę energetyczną GaAs. Nieliniowe zachowanie się zależności $\Gamma(T)$ od $[\exp(E_{LO}/k_B T) - 1]^{-1}$ najprawdopodobniej spowodowane jest obecnością pola elektrycznego wbudowanego w strukturę. Jednak pole to jest na tyle słabe, że nie przejawiało się w pomiarach obecnością oscylacji Franza-Kiełdysza.

Przedstawione na rys. 5.7 widmo PR nie kończy się na energii odpowiadającej przerwie energetycznej $Al_{0.35}Ga_{0.65}As$, lecz pokazuje obecność przejść optycznych o wyższych energiach. Przejścia o energiach przewyższających przerwę energetyczną materiału bariery mogą zaistnieć pomiędzy stanami związanymi w studni kwantowej a stanami rozciągniętymi, tzw. stanami rezonansowymi występującymi ponad studnią kwantową. Możliwe są też przejścia pomiędzy stanami rezonansowymi z pasma walencyjnego i pasma przewodnictwa.

Przejścia optyczne z udziałem stanów rezonansowych zostały eksperymentalnie zaobserwowane w: spektroskopii rozpraszania Ramana (Zucker J.E. i in. 1984), spektroskopii pobudzania fotoluminescencji (Song J.J. i in. 1986) czy spektroskopii absorpcyjnej (Zhang F.C. i in. 1992). Wszystkie z powyższych technik wymagają temperatur próbek bliskich temperaturze ciekłego helu. Ważną zaletą spektroskopii fotoodbiciowej jest możliwość uzyskiwania w temperaturze pokojowej informacji porównywalnych do technik wykorzystujących niskie temperatury. W szczególności przejścia uwzględniające stany rezonansowe badane były przez autora rozprawy za pomocą spektroskopii fotoodbiciowej w temperaturze pokojowej.

Fragment widma PR struktury MQW 15/15 nm GaAs/ $Al_{0.35}Ga_{0.65}As$ odpowiadający zakresowi przejść uwzględniających stany rezonansowe uzyskanego w temperaturze pokojowej przedstawia rys. 5.11. Dane eksperymentalne zaznaczone są na rysunku rombami. W celu określenia energii przejść optycznych dopasowano się do



Rysunek 5.11 Uzyskane w temperaturze pokojowej widmo PR struktury MQW 15/15 nm GaAs/ $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ w zakresie przejść optycznych uwzględniających stany rezonansowe.

widma eksperymentalnego wzorem Aspnesa z wykładnikiem $m = 3$ – dla przejść pomiędzy stanami zlokalizowanymi i nie zlokalizowanymi w QW; i $m = 2.5$ – dla przejścia odpowiadającego $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$. Dopasowanie do danych eksperymentalnych przedstawia linia ciągła na rys. 5.11. Pionowe kreski wskazują energie przejść optycznych uzyskane z dopasowania. Energia głównego rezonansu odpowiada przerwie energetycznej w $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$. Rezonanse oznaczone A , B i C oznaczają przejścia z udziałem stanów rezonansowych. Wartości energii przejść A , B i

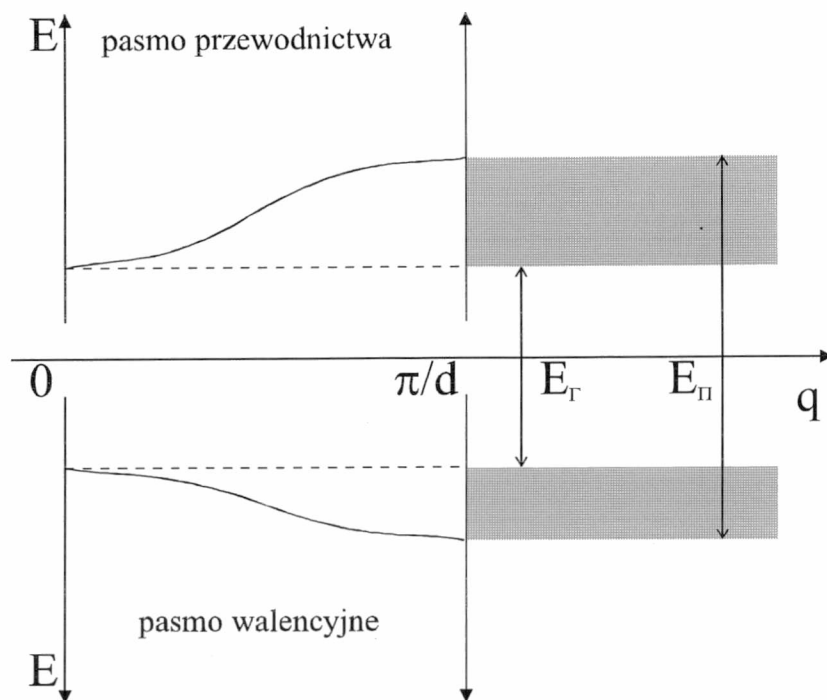
C zawarte są w tab. 5.4 w kolumnie $E_{\text{eksp.}}$. Obliczenia na podstawie modelu funkcji obwiedni dotyczące stanów rezonansowych - *Rozdział 5.1*, pozwoliły na wyznaczenie energii przejść optycznych, które mogłyby występować w badanym zakresie energii. W kolumnie $E_{\text{teo.}}$ zawarte są obliczone energie przejść optycznych. Identyfikacja tych przejść zamieszczona jest w kolumnie *Przejścia*. Numeracja przejść optycznych jest

Tabela 5.4 Identyfikacja przejść optycznych o energiach powyżej przerwy energetycznej materiału bariery dla struktur MQW GaAs/Al_{0.35}Ga_{0.65}As z barierami o szerokości 15 i 10 nm. Kolumny $E_{\text{eksp.}}$ i $E_{\text{teo.}}$ odpowiadają wartościom energii uzyskanym odpowiednio z eksperymentu i z obliczeń teoretycznych.

L = 15 nm			L = 10 nm		
Przejście	$E_{\text{eksp.}}$ [eV]	$E_{\text{teo.}}$ [eV]	Przejście	$E_{\text{eksp.}}$ [eV]	$E_{\text{teo.}}$ [eV]
66H(<i>II</i>)		1.891	44L(<i>II</i>)	1.908 (A)	1.903
55L(<i>I</i>)		1.901	55H(<i>I</i>)		1.921
66H(<i>I</i>)	1.919 (A)	1.918	44L(<i>I</i>)		1.942
55L(<i>II</i>)		1.942	55H(<i>II</i>)	1.954 (B)	1.955
77H(<i>I</i>)	1.930 (B)	1.949	66H(<i>II</i>)		1.973
66L(<i>II</i>)		1.959	55L(<i>I</i>)	1.974 (C)	1.975
77H(<i>II</i>)	1.968 (C)	1.985			

zgodna z numeracją stanów zlokalizowanych w studni. Pod uwagę brane były tylko przejścia z $m=n$. Dla stanów rezonansowych, których energie są stosunkowo duże mamy do czynienia z zauważalną dyspersją energii w kierunku q - wektora falowego supersieci, wynikającą z przekrywania się funkcji falowych sąsiadujących studni. Dla energii przekraczających wartość przerwy energetycznej materiału bariery badaną strukturę traktujemy jako supersieć. W wyniku dyspersji energii możemy obserwować przejścia gdy $q = 0$ – przejścia w punkcie Γ , czyli w środku mini-strefy Brillouina; lub gdy $q = \pi/d$ – przejścia na krawędzi mini-strefy Brillouina, d jest okresem supersieci i $d = L + L_B$. Schemat przejść międzypasmowych w tych punktach mini-strefy Brillouina przedstawia rys. 5.12. Przejścia w środku mini-strefy oznaczone są literą Γ , natomiast na krawędzi mini-strefy oznaczone są literą II .

Porównując wartości energii w kolumnach $E_{\text{teo.}}$ i $E_{\text{exp.}}$ tab. 5.4 można zauważyć, że rezonans oznaczony na rys. 5.11 literą A pochodzi od przejścia pomiędzy 6 stanem dziur ciężkich i 6 stanem elektronowym w środku mini-strefy Brillouina – 66H(Γ).

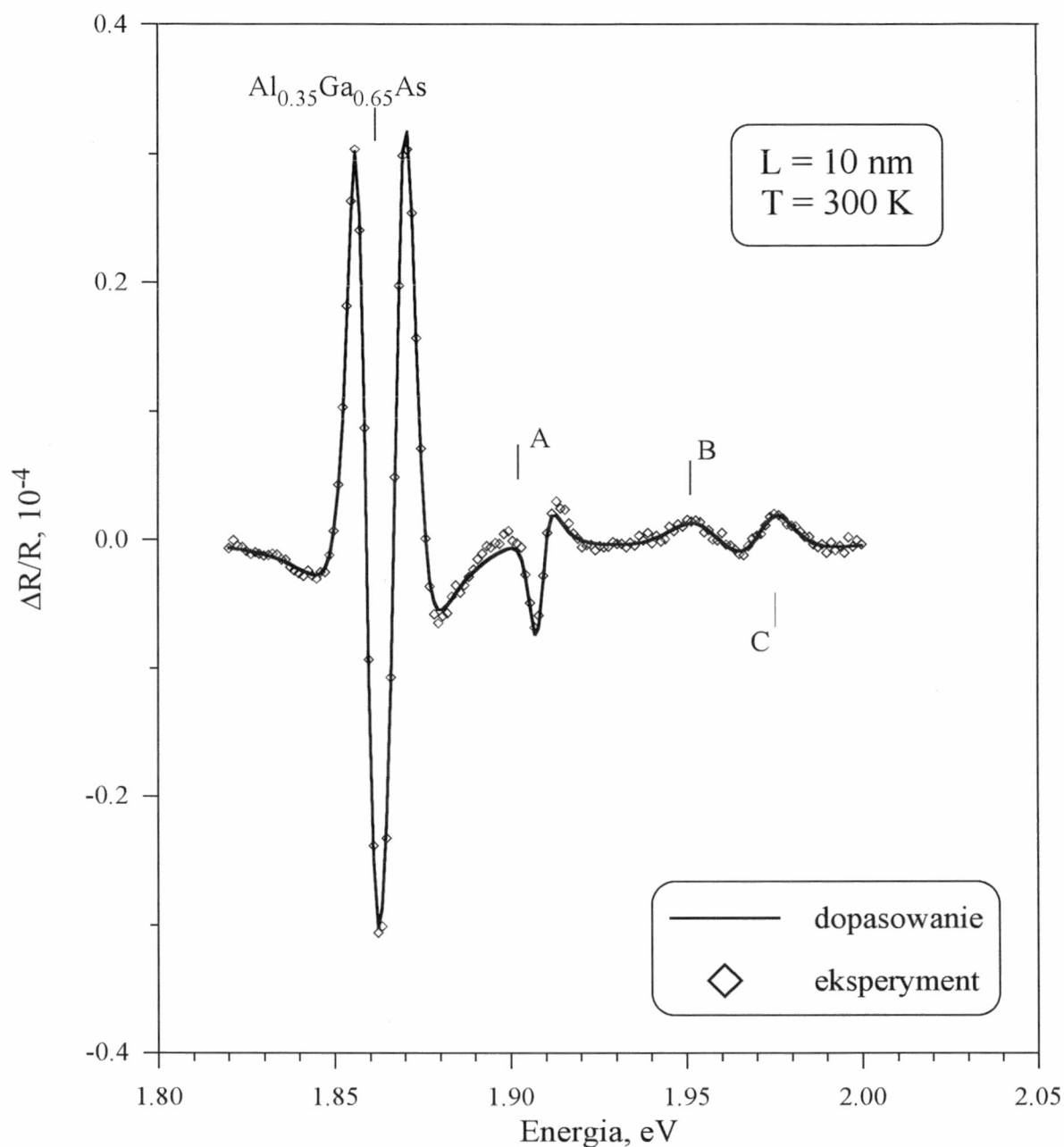


Rysunek 5.12 Schemat przejść optycznych w centrum i na krawędzi strefy Brillouina.

Trudniejsza jest identyfikacja pozostałych dwóch rezonansów. Każdemu z nich odpowiadają dwa przejścia optyczne o podobnych energiach. Reguły wyboru obowiązujące dla przejść uwzględniających stany rezonansowe są dużo bardziej skomplikowane w porównaniu z regułami wyboru obowiązującymi w studniach kwantowych, dlatego też trudno jest w prosty sposób określić, które przejścia są bardziej prawdopodobne od innych.

Widmo PR uzyskane dla analogicznej struktury lecz ze studniami o szerokości 10 nm przedstawia rys. 5.13. Analiza otrzymanego widma została przeprowadzona w podobny sposób jak to miało miejsce dla struktury ze studniami o szerokościach 15 nm. Wartości energii otrzymane z dopasowania do danych eksperymentalnych i te obliczone teoretycznie zawarte są w tab. 5.4. W przypadku obecnej struktury dokładnie możemy zidentyfikować przejścia optyczne odpowiadające rezonansom *A*, *B* i *C* zaznaczonym na rys. 5.13. Rezonansowi *A* odpowiada przejście $44L(\Gamma)$, rezonansowi *B*, przejście $55H(\Gamma)$, natomiast rezonans *C* stanowi prawdopodobnie złożenie przejść optycznych $66H(\Gamma)$ i $55L(\Gamma)$.

Analiza widm PR uzyskanych w temperaturze pokojowej pozwoliła na zaobserwowanie rezonansów o energiach przewyższających energię materiału bariery.



Rysunek 5.13 Uzyskane w temperaturze pokojowej widmo PR struktury MQW 10/15 nm GaAs/ $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$. Pionowe kreski oznaczają energie przejść optycznych uzyskane z dopasowania modelem teoretycznym do danych eksperymentalnych. Dopasowanie przedstawia linia ciągła.

Zaobserwowano także dyspersję energii wzdłuż wektora falowego odpowiadającego kierunkowi wzrostu struktury wynikającą z istnienia mini-stref Brillouina w układzie MQW. Warto podkreślić jest, że powyższe rezultaty możliwe były do uzyskania w temperaturze pokojowej.

5.4 Struktury wielokrotnych studni kwantowych CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe

Tellurek kadmowo-manganowy (cadmium manganese telluride - CMT) należy do grupy półprzewodników półmagnetycznych. W CMT jony Mn²⁺ zajmują miejsca, które w strukturze CdTe zajęte były przez Cd²⁺. Wraz ze wzrostem zawartości manganu w stopie, rośnie przerwa energetyczna CMT, maleje jednak jego stała sieci. Zależność przerwy energetycznej od zawartości Mn w związku w temperaturze pokojowej wyraża się następująco (Misiewicz J. i in. 1988):

$$E_g^{\text{CMT}} = 1.517 + 1.4 x. \quad (5.38)$$

Jony Mn²⁺ mają bardzo duży moment magnetyczny, co jest przyczyną silnych magnetycznych oddziaływań wymiennych z elektronami i dziurami. Powyższe oddziaływania powodują między innymi bardzo silne rozszczepienie Zeemana ekscytonów, olbrzymią rotację Faraday'a i duży ujemny współczynnik ciśnieniowy zmian energii przejść międzypasmowych dla $x > 0.4$. CMT ma więc potencjalne zastosowania do budowy urządzeń optoelektronicznych, takich jak izolatory optyczne lub czujniki pola magnetycznego. Przegląd badań nad własnościami magneto-optycznymi CMT zawarty jest w pracy J.K. Furdyny (Furdyna J.K. i J. Kossut 1988).

Połączenie własności materiałów półmagnetycznych i zwykłych półprzewodników w heterostrukturach o obniżonym wymiarze daje możliwość kontroli struktury pasmowej poprzez zmiany pola magnetycznego (Nakamura K. i H. Nakano 1990). Przykładając do struktury zawierającej studnię kwantową I typu pole magnetyczne, możemy zamienić ją na studnię kwantową II typu.

Zależność stałej sieci Cd_{1-x}Mn_xTe od zawartości Mn w stopie przedstawia się następująco (Harper R.L. i in. 1989):

$$a_{\text{CMT}} [\text{\AA}] = 6.4807 - 0.1459 x. \quad (5.39)$$

Niedopasowanie MnTe do CdTe wynosi więc 2.25 %, co jest już znaczną wartością i trzeba je uwzględnić przy wyznaczaniu struktury przejść optycznych.

W rozdziale tym autor przedstawi badania nad dwoma rodzajami struktur CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe. W pierwszej części autor przedstawi wyniki pomiarów PR uzyskane dla struktury zawierającej układ czterech studni kwantowych. Druga część dotyczyć będzie domieszkowanych struktur wielokrotnych studni kwantowych

CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe. Ze względu na dość duże niedopasowanie stałych sieci w heterostrukturach CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe, zaproponowana zostanie metoda uwzględnienia wpływu naprężeń na energie przejść optycznych w badanych strukturach.

Wszystkie struktury badane w tej części zostały wyhodowane metodą MBE w Instytucie Fizyki Polskiej Akademii Nauk w Warszawie i zostały udostępnione autorowi dzięki uprzejmości prof. J. Kossuta.

Pomiary PR wykonywane były w temperaturze pokojowej przy pobudzaniu linią $\lambda = 514.5$ nm lasera Ar⁺.

5.4.1 Badanie przejść optycznych w strukturach wielokrotnych studni kwantowych CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe

Niedopasowanie sieciowe na międzypowierzchni pomiędzy studnią (CdTe) i barierą (Cd_{1-x}Mn_xTe) jest odpowiedzialne za rozszczepienie pomiędzy podpasмами dziur ciężkich i dziur lekkich oraz zmianę przerwy energetycznej (Rozdziały 4.3.1-4.3.2). Naprężenie można podzielić na dwie składowe: ścinającą (S), która zdejmuję degenerację pasma walencyjnego, oraz hydrostatyczną (H), która zmienia przerwę energetyczną. Jeśli zaniedbamy wpływ pasma rozszczepionego ze względu na oddziaływania spinowo-orbitalne, przerwy energetyczne można zapisać jako:

$$E_{k,j} = E_j^0 + \sum_{i=c,v} \Delta E_{i,j}^H + \sum_{i=c,v} \Delta E_{i,j,k}^S, \quad (5.40)$$

gdzie E_j^0 jest wartością przerwy wzbronionej nienaprężonego materiału, i odnosi się do pasma przewodnictwa (c) lub pasma walencyjnego (v), j odnosi się do materiału studni lub materiału bariery, k natomiast rozróżnia pomiędzy podpasmami dziur ciężkich i dziur lekkich. Jeśli składnik ścinający jest prostopadły do międzypowierzchni, zmiany w przerwie energetycznej wywołane obecnością składowej ścinającej i hydrostatycznej są zdefiniowane następująco:

$$\Delta E_{i,j}^H = -2a_{i,j}^{\text{def}} \left(1 - \frac{c_{12}^j}{c_{11}^j} \right) \epsilon_{\text{nap}}^j, \quad (5.41)$$

$$\Delta E_{i,j,k}^S = 2b_{j,k}^{\text{def}} \left(1 + 2 \frac{c_{12}^j}{c_{11}^j} \right) \epsilon_{\text{nap}}^j. \quad (5.42)$$

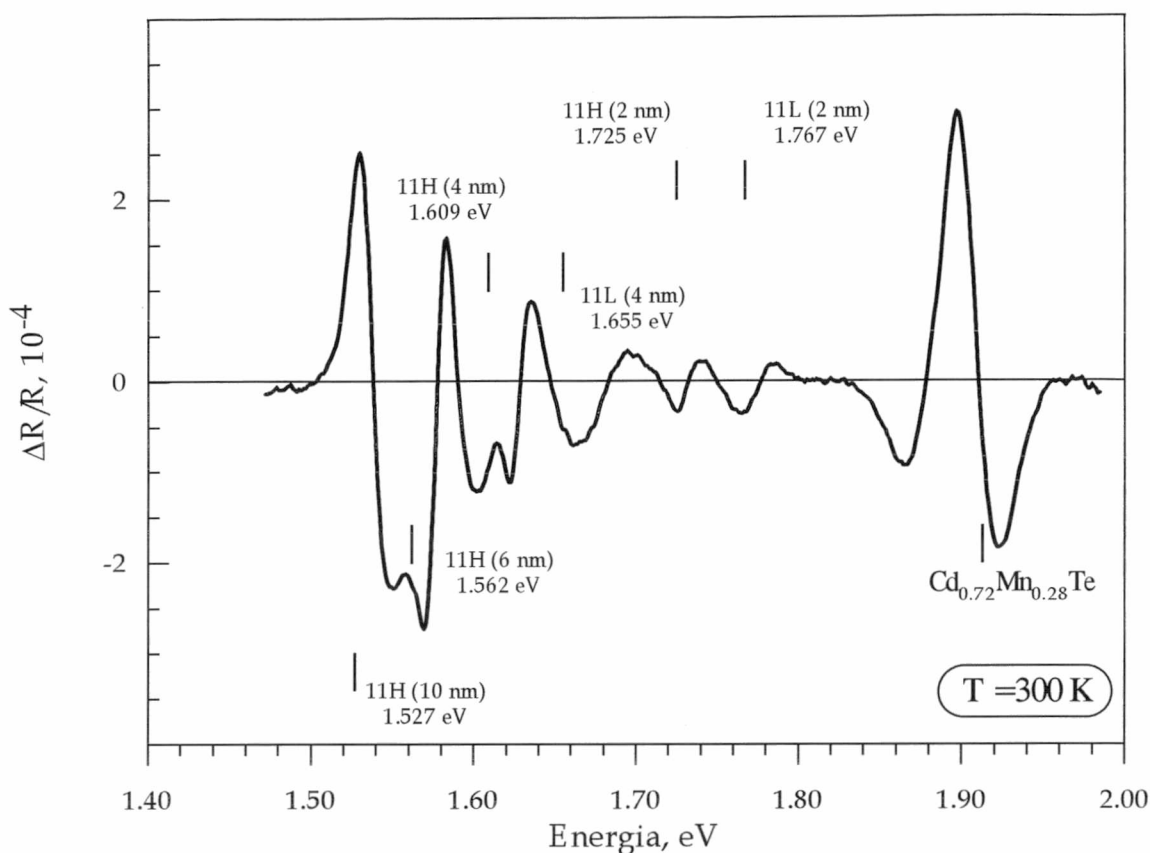
Współczynniki elastyczności dla danej warstwy oznaczone są $c_{n,m}^j$, $a_{i,j}^{\text{def}}$ i $b_{j,k}^{\text{def}}$ są odpowiednio hydrostatycznym i ścinającym potencjałami deformacyjnymi. Wartość naprężenia $\varepsilon_{\text{nap}}^j$ wyznacza zależność $\varepsilon_{\text{nap}}^j = \frac{(a_{\perp} - a_0^j)}{a_0^j}$, gdzie a_0^j jest stałą sieci nienaprężonego materiału studni lub bariery w płaszczyźnie międzypowierzchni, a $a_{\perp}$ jest średnią stałą sieci przez całą strukturę: $a_{\perp} = \frac{\sum_{j=1}^N \frac{d_j \xi_j}{a_0^j}}{\sum_{j=1}^N \frac{d_j \xi_j}{(a_0^j)^2}}$. N jest ilością warstw w strukturze, d_j grubością kolejnych warstw, a $\xi_j = C_{11}^j + C_{12}^j - 2(C_{12}^j)^2 (C_{11}^j)^{-1}$.

Po wyznaczeniu składników (5.41) i (5.42) można określić przerwę energetyczną w materiale studni i materiale bariery pomiędzy pasmem przewodnictwa a podpasмами dziur ciężkich i lekkich. Na podstawie wartości (5.40) można określić efektywne głębokości studni kwantowych w pasmach przewodnictwa i walencyjnym, a następnie stosując przybliżenie funkcji obwiedni (*Rozdział 5.1*) wyznaczyć energie przejść optycznych w danej strukturze.

Cd _{1-x} Mn _x Te 50 nm
CdTe 2 nm
Cd _{1-x} Mn _x Te 50 nm
CdTe 4 nm
Cd _{1-x} Mn _x Te 50 nm
CdTe 6 nm
Cd _{1-x} Mn _x Te 50 nm
CdTe 10 nm
Cd _{1-x} Mn _x Te 2 μm
CdTe 0.75 μm
podłoże GaAs

Rysunek 5.14 Schemat struktury, na którą składają się cztery studnie kwantowe CdTe o szerokościach 2, 4, 6 i 10 nm oddzielone barierami CMT o szerokościach 50 nm.

Schemat pierwszej z badanych struktur przedstawia rys. 5.14. Na podłożu GaAs został wyhodowany bufor CdTe, a następnie gruba warstwa buforowa Cd_{1-x}Mn_xTe i



Rysunek 5.15 Widmo PR struktury ze studniami kwantowymi o szerokościach 10, 6, 4 i 2 nm. Pionowe linie oznaczają obliczone teoretycznie energie podstawowych przejść optycznych w kolejnych studniach. W nawiasach przedstawione są szerokości studni, którym odpowiadają.

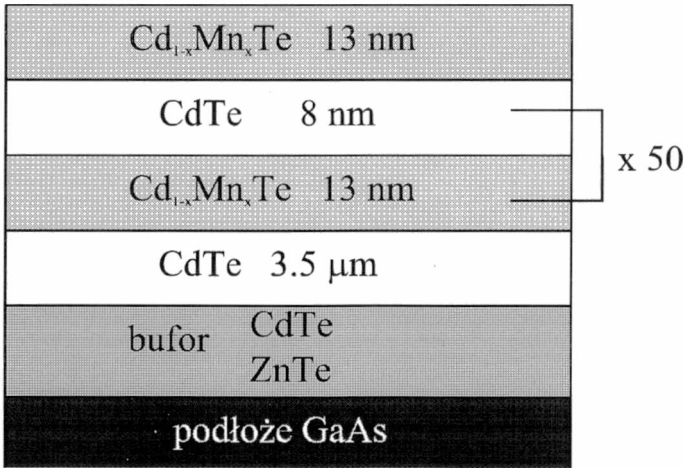
układ warstw CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe tworzących studnie kwantowe o szerokościach 10, 6, 4 i 2 nm oddzielone 50 nm barierami.

Widmo PR opisaną powyżej strukturę przedstawia rys. 5.15. Rezonanse o energiach z przedziału pomiędzy 1.5 i 1.8 eV odpowiadają przejściom optycznym pomiędzy poziomami dziur ciężkich i dziur lekkich zlokalizowanymi w studni kwantowej w paśmie walencyjnym a poziomami elektronowymi zlokalizowanymi w studni kwantowej w paśmie przewodnictwa. Silny rezonans o największej energii odpowiada przejściu optycznemu w Cd_{1-x}Mn_xTe. Dopasowanie do tego rezonansu wzorem Aspnesa (2.8) ze współczynnikiem $m = 2.5$ pozwoliło na określenie energii rezonansu $E^{\text{CMT}} = 1.915 \text{ eV}$. Znajomość energii przerwy energetycznej CMT, po zastosowaniu zależności (5.38) pozwoliła na określenie zawartości manganu w stopie, $x = 0.28$.

Do wyznaczenia energii przejść optycznych w badanej strukturze została zastosowana metoda funkcji obwiedni (Rozdział 5.1). Do obliczeń przyjęto, że

nieciągłość pasma walencyjnego stanowi 30% różnicy przerwy energetycznej CdTe i $\text{Cd}_{0.78}\text{Mn}_{0.28}\text{Te}$ (Gaj J.A. i in. 1994). Wpływ naprężeń na badaną strukturę został uwzględniony w sposób opisany na początku rozdziału. Parametry materiałowe zaczerpnął autor z pracy Harpera (Harper R.L., i in. 1989).

Na rys. 5.15 pionowymi liniami zaznaczone są energie przejść optycznych, których intensywność w danym zakresie energii powinna być największa. Największą intensywność powinny mieć przejścia podstawowe (11H i 11L) w kolejnych studniach kwantowych, lecz należy pamiętać, że przejścia 11L są około trzy razy słabsze od odpowiadających im przejść 11H. Wraz ze wzrostem numeru przejścia, jego intensywność powinna maleć. Przejścia zabronione ze względu na związane z symetrią reguły wyboru powinny być najslabiej widoczne w widmie PR. Rezonans o najniższej energii odpowiada przejściu 11H w studni 10 nm. Pomimo, że do zaznaczonych na rys. 5.15 przejść optycznych możemy przypisać obecne w widmie rezonanse, dokładna identyfikacja pozostałych rezonansów jest już trudniejsza. Jest tak dlatego, że przejścia o mniejszej intensywności mogą się nakładać na najbardziej intensywne przejścia optyczne w strukturze, zmieniając ich kształt.



Rysunek 5.16 Schemat struktury zawierającej 50 studni kantowych CdTe o szerokości 8 nm oddzielonych 13 nm barierami CMT. Struktura jest domieszkowana indem w środku warstw tworzących studnie.

Rys. 5.16 przedstawia schemat struktury, na którą składa się 50 studni kwantowych CdTe o szerokości 8 nm, oddzielonych barierami CMT o szerokości

13 nm. Badane były dwie struktury domieszkowane In w środku warstw tworzących studnie. Pierwsza ze struktur była domieszkowana cztery razy słabiej od drugiej.

Uzyskane w temperaturze pokojowej widma PR przedstawiają gwiazdki na rys. 5.17. Linie ciągłe są dopasowaniem do danych eksperymentalnych. Do części widma odpowiadającego przejściom optycznym w studniach kwantowych autor dopasowywał się wzorem Gaussa - zależność (2.21), natomiast do rezonansu odpowiadającego przerwie energetycznej w CMT - zależnością Aspnesa (2.8). Dopasowanie do rezonansów odpowiadających przejściu w CMT pozwoliło na wyznaczenie zawartości Mn w materiale wchodzącym w skład heterostruktury. Otrzymano 27% zawartości manganu w związku. Otrzymane z dopasowania energie rezonansów odpowiadających przejściom w studniach kwantowych zawarte są w tab. 5.5. Obliczenia energii poziomów w studniach kwantowych zostały przeprowadzone analogicznie jak w przypadku struktury zawierającej kaskadę studni kwantowych. W obliczeniach nie zostało uwzględnione domieszkowanie w środku studni. Otrzymane rezultaty zawarte są w tab. 5.5 w wierszu *Obliczenia teoretyczne*.

Tabela 5.5 Wartości energii przejść optycznych otrzymanych z eksperymentu dla struktur z rys. 5.12a i b (wiersze *Struktura a)* i *b)*), oraz otrzymanych z obliczeń teoretycznych (wiersz *Obliczenia teoretyczne*).

Przejście	Energia [eV]			
	11H	11L	22H	Cd _{0.73} Mn _{0.27} Te
Obliczenia teoretyczne	1.563	1.578	1.693	1.890
Struktura <i>a)</i>	1.563	1.577	1.705	1.893
Struktura <i>b)</i>	1.572	1.575	1.736	1.891

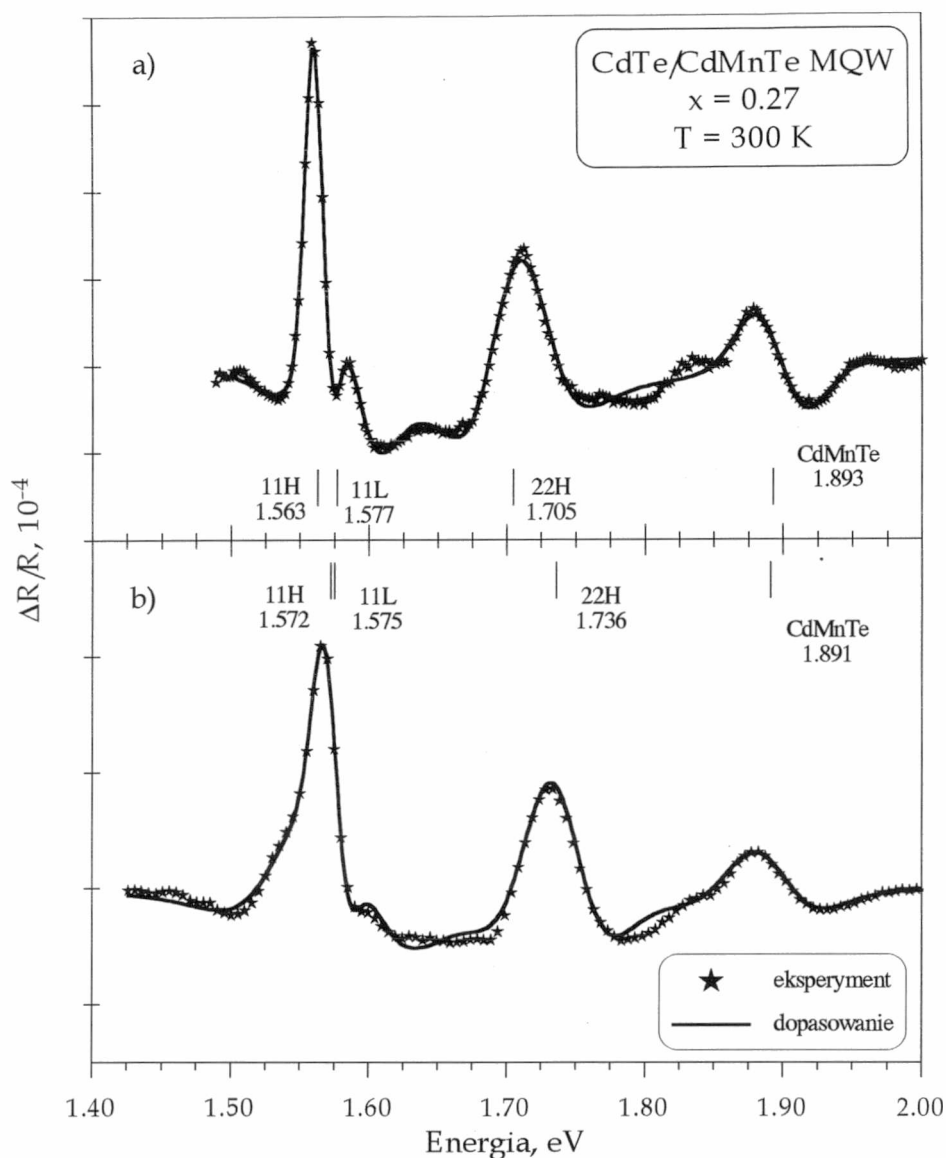
Obliczenia teoretyczne pozwoliły na zidentyfikowanie trzech pozostałych rezonansów widocznych w widmach na rys. 5.17a i b. Rezonanse o najniższej energii pochodzą od przejść optycznych pomiędzy pierwszym poziomem elektronowym a pierwszym poziomem dziur ciężkich – 11H. Kolejne rezonanse odpowiadają przejściom 11L i 22H.

Porównując energie przejść optycznych obecnych w strukturze o mniejszej koncentracji domieszek (*Struktura a)*) z wartościami uzyskanymi z obliczeń

teoretycznych dla struktury niedomieszkowanej, widać bardzo dobrą zgodność dla przejść 11H i 11L. Energia przejścia 22H przesunięta jest o 12 meV w stronę wyższych energii w porównaniu ze strukturą niedomieszkowaną (*Obliczenia teoretyczne*). W przypadku struktury cztery razy silniej domieszkowanej (*Struktura b*)), widoczne jest silne przesunięcie energii przejść optycznych 11H i 22H w stronę wyższych energii. Energia przejścia 11L zostaje prawie niezmienną.

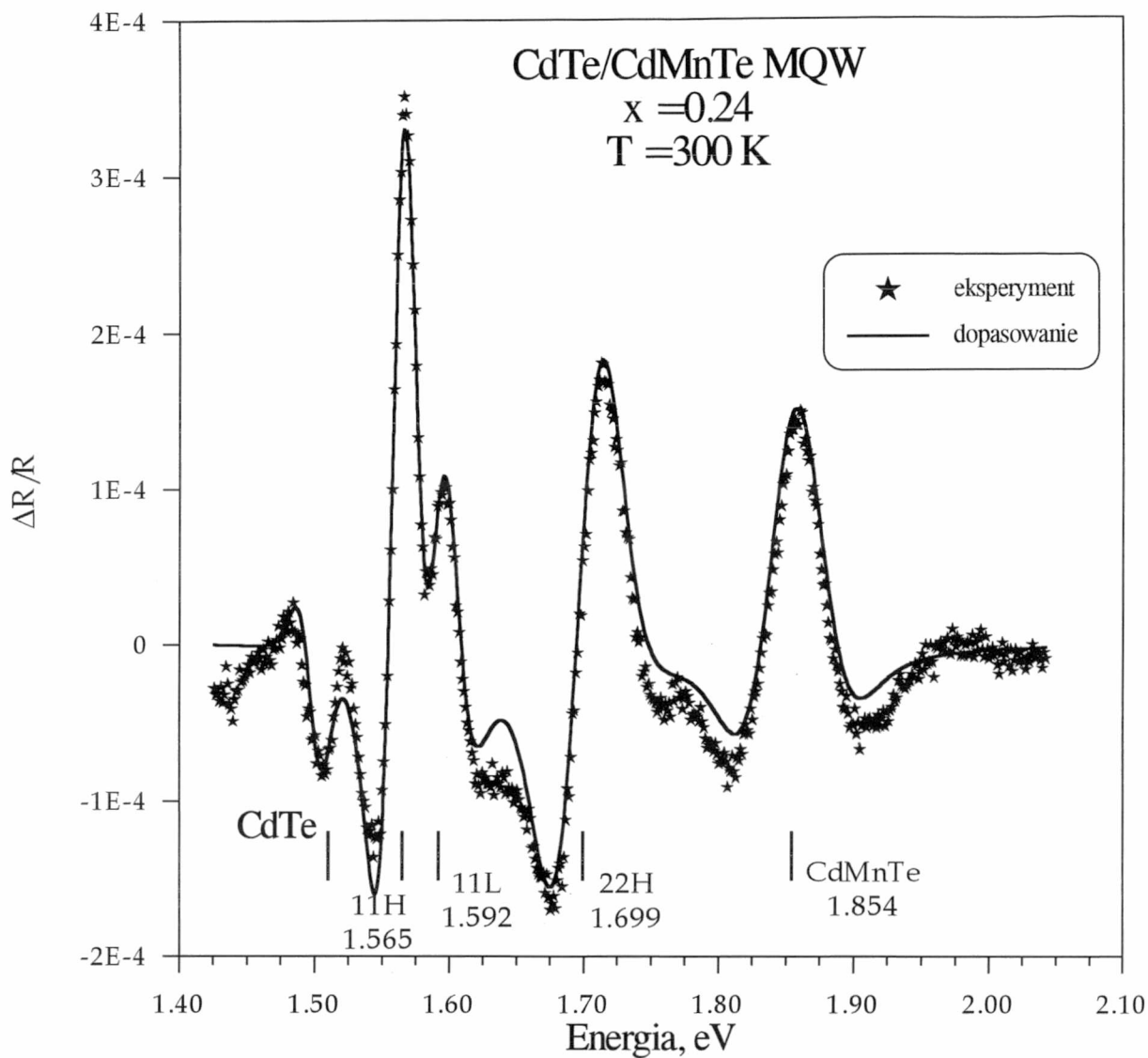
Zauważalna jest prawidłowość, że ze wzrostem koncentracji domieszki In w środku studni, przejścia pomiędzy poziomami elektronowymi a poziomami dziur ciężkich przesuwają się w stronę wyższych energii. Gdy koncentracja In była niewielka (*Struktura a*)), zaobserwowane zostało przesunięcie się energii przejścia 22H, które ze względu na słabsze zlokalizowanie w studniach poziomów o indeksie 2 w porównaniu z poziomami podstawowymi jest bardziej czułe na zmiany potencjału tworzącego studnię. Silniejsze domieszkowanie wpłynęło na dalszy wzrost energii przejścia 22H i spowodowało wzrost energii przejścia 11H. Domieszkowanie In zmienia więc kształt potencjału tworzącego studnię kwantową w taki sposób, że wpływa to na energie przejść optycznych pomiędzy poziomami elektronowymi a poziomami dziur ciężkich. Ze względu na podobny charakter elektronów i dziur lekkich (bardzo podobne masy efektywne) zmiany w kształcie potencjału studni kwantowych ograniczających te nośniki w paśmie przewodnictwa i paśmie walencyjnym kompensują się i prawdopodobnie to jest przyczyną tak niewielkich zmian energii przejść związanych z lekkimi dziurami.

Widmo PR struktury MQW $\text{Cd}_{0.76}\text{Mn}_{0.24}\text{Te}$ domieszkowanej In w studniach przedstawia rys. 5.18. Zakładana koncentracja domieszek jest wartością pośrednią pomiędzy koncentracjami In w poprzednich strukturach. Gwiazdki przedstawiają dane eksperymentalne. Dopasowanie do danych eksperymentalnych pierwszą pochodną funkcji dielektrycznej typu Gaussa przedstawia linia ciągła. Otrzymane z dopasowania wartości energii kolejnych rezonansów zamieszczone są na rysunku. Pionowe kreski wskazują energie rezonansów. Otrzymane widmo różni się od poprzednich tym, że widoczny jest w nim dodatkowy rezonans, którego energia odpowiada przerwie energetycznej CdTe. Ze względu na fakt, że struktura ta ma różną od wcześniej badanych struktur zawartość Mn w warstwach tworzących bariery, studnie kwantowe



Rysunek 5.17 Widma PR dwóch struktur MQW CdTe/CdMnTe różnie domieszkowanych. In w środku studni – gwiazdki. Linie ciągłe przedstawiają dopasowanie do danych eksperymentalnych. Pionowe linie oznaczają energie przejść optycznych otrzymane z dopasowania.

mają zmieniony kształt i nie można porównywać ze sobą otrzymanych z dopasowania energii. Za rezonans o największej energii odpowiada przejście optyczne w $\text{Cd}_{0.76}\text{Mn}_{0.24}\text{Te}$. Tak jak w poprzednim przypadku widoczne są także przejścia optyczne 11H, 11L i 22H pomiędzy stanami zlokalizowanymi w studniach kwantowych. Widoczne na rys. 5.18 dopasowanie pięcioma rezonansami bardzo dobrze oddaje kształt krzywej eksperymentalnej.



Rysunek 5.18 Widmo PR struktury MQW CdTe/CdMnTe domieszkowanej In w studniach. Zawartość Mn została określona na 24%. Rezonans o najniższej energii odpowiada przejściu optycznemu w CdTe. Pionowe kreski oznaczają otrzymane z dopasowania FDGL energie rezonansów.

Podsumowanie

Celem rozprawy było przedstawienie spektroskopii fotoodbiciowej jako prostej, bardzo użytecznej metody służącej do badania heterostruktur półprzewodnikowych.

Metoda spektroskopii pomiarowej jako bezkontaktowa technika modulacyjna przedstawiona została w *Rozdziale 1*. W rozdziale tym opisany został także sposób modulacji zespolonej funkcji dielektrycznej badanej struktury poprzez jej oświetlanie dodatkową, modulowaną wiązką światła monochromatycznego.

Kolejna część rozprawy – *Rozdział 2*, dotyczyła analizy kształtu linii rezonansowej. Dobór odpowiedniej postaci funkcji dielektrycznej (Lorentza lub Gaussa) i odpowiedniej jej pochodnej (pierwszej lub trzeciej), wynikający z uwzględnienia efektów rozproszeniowych i rodzaju badanych przejść optycznych umożliwia na wyznaczenie energii przejść optycznych z dużą dokładnością nawet w temperaturze pokojowej.

Pomiary widm PR autor przeprowadzał na opisanym w *Rozdziale 3* stanowisku pomiarowym, które przez dość długi czas było jedynym w kraju. Udokumentowana wieloma publikacjami nie tylko autora niniejszej rozprawy współpraca z ośrodkami krajowymi i zagranicznymi, dostarczającymi materiałów do badań, przyczyniła się do systematycznego modernizowania układu pomiarowego. Jego parametry nie odbiegają od parametrów stanowiska będącego na wyposażeniu *New York State Center for Advanced Technology in Ultrafast Photonic Materials and Applications Brooklyn College of the City University of New York*, kierowanym przez prof. F.H. Pollaka, czołowego eksperta tej techniki pomiarowej.

Część eksperymentalna podzielona jest na dwie części. Pierwsza z nich dotyczyła badań nad następującymi heterostrukturami:

- domieszkowanymi, wielowarstwowymi strukturami $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, oraz
- warstwami epitaksjalnymi $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$.

Druga dotyczyła badań nad strukturami dwuwymiarowymi, którymi były:

- wielokrotne studnie kwantowe $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$, oraz
- domieszkowane wielokrotne studnie kwantowe $\text{CdTe}/\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$.

Analiza widm fotoodbicia heterostruktur GaAs/(AlGa)As i SiGe/Si pozwoliła autorowi uzyskać następujące rezultaty:

- Rozseparowano sygnały fotoodbicia pochodzące od różnych międzypowierzchni w wielowarstwowej strukturze $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{As}/\text{GaAs}$. Określone zostały też wartości pól elektrycznych przy tych międzypowierzchniach.
- Wyznaczono zależność energii prostej przerwy wzbronionej od składu dla warstw $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ w zakresie od $x = 0.11$ do 0.53 .
- Zbadany został wpływ naprężeń na energie przejść prostych w strukturach $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$.

Badania nad dwuwymiarowymi heterostrukturami doprowadziły do otrzymania następujących rezultatów:

- Zaobserwowano i zidentyfikowano przejścia optyczne uwzględniające stany związane oraz stany rezonansowe w wielokrotnych studniach kwantowych $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$.
- Na przykładzie struktur wielokrotnych studni kwantowych $\text{CdTe}/\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, zbadany został wpływ selektywnego domieszkowania tych struktur na energie przejść optycznych. Obliczenia z zastosowaniem metody funkcji obwiedni pozwoliły na identyfikację przejść optycznych. W obliczeniach został uwzględniony wpływ naprężeń na widmo przejść optycznych.

Wielką zaletą spektroskopii fotoodbiciowej jest to, że pomiary w temperaturze pokojowej są zazwyczaj wystarczające; przy czym uzyskiwane rezultaty są porównywalne z otrzymywanymi w niskich temperaturach w spektroskopii fotoluminescencji (PL) czy spektroskopii wzbudzania luminescencji (PLE). W widmach PR uzyskanych w temperaturze pokojowej, zwykłą rzeczą jest obserwacja przejść optycznych pomiędzy stanami wzbudzonymi i przejść uwzględniających stany rezonansowe. Możliwa jest także obserwacja przejść optycznych „zabronionych” przez reguły wyboru związane z symetrią i parzystością.

Przedstawione w rozprawie wyniki eksperymentalne, uzupełnione analizą kształtu linii widmowych oraz analizą przejść optycznych w badanych strukturach zdaniem autora niezaprzeczalnie świadczą o dużej przydatności i uniwersalnych możliwościach spektroskopii fotoodbiciowej do badania heterostruktur półprzewodnikowych i struktur o obniżonym wymiarze.

Uzupełnienie

Gdy zespolona funkcja dielektryczna jest typu Lorentza, dopasowanie do danych eksperymentalnych może być przeprowadzone przy wykorzystaniu zależności (2.8). W zależności od typu punktu krytycznego w którym zachodzi przejście optyczne i od tego, czy mamy do czynienia z rezonansem kształtu trzeciej czy też pierwszej pochodnej funkcji dielektrycznej, parametr m przyjmuje różne wartości. Odpowiednie dla danego przypadku wartości parametru m zamieszczone są poniżej (Pollak F.H. i O.J. Glembocki 1988).

Wymiar punktu krytycznego	m	
	FDFF	TDFF
2	1	3
3	0.5	2.5
ekscyton	2	-

Indeks oznaczeń

$\hbar$	- stała Plancka, $\hbar = h/2\pi = 0.6582 \cdot 10^{-15} \text{ eV s}$,
e	- ładunek elementarny, $e = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$,
m_0	- masa spoczynkowa elektronu, $m_0 = 9.11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$,
k_B	- stała Boltzmanna,
A	- amplituda,
$a^{\text{def}}, b^{\text{def}}$	- potencjały deformacyjne,
a_i	- stała sieci materiału,
α	- współczynnik absorpcji,
α_s, β_s	- współczynniki Seraphina,
c_{ij}	- współczynniki elastyczności,
d	- okres supersieci,
E	- energia fotonu,
E_g	- przerwa energetyczna,
ε	- zespolona funkcja dielektryczna, $\varepsilon = \varepsilon_1 + i \varepsilon_2$,
ε_0	- stała dielektryczna,
$\varepsilon_{\perp}, \varepsilon_{\parallel}, \varepsilon_{ij}$	- składowe tensora naprężeń $\hat{\varepsilon}$,
ε_{nap}	- naprężenie,
F	- natężenie pola elektrycznego,
F_{DC}	- natężenie wewnętrznego pola elektrycznego,
F_{AC}	- zmiany natężenia pola elektrycznego wynikające z modulacji,
φ	- czynnik fazowy,
Γ	- parametr poszerzenia,
Γ, L, X	- punkty o wysokiej symetrii w strefie Brillouina,
H	- Hamiltonian,
$\hbar\Theta$	- energia elektro-optyczna,
I	- intensywność,
$\bar{k}$	- wektor falowy,
k_i, κ	- wartości wektora falowego,
L_D	- szerokość obszaru ładunku zubożonego,
L, L_B	- szerokość odpowiednio studni kwantowej i bariery,
λ	- długość fali,
m	- parametr zależny od wymiaru punktu krytycznego,
m_i	- masa efektywna,
μ	- międzypasmowa masa zredukowana w kierunku pola elektrycznego,
n, p	- typy domieszkowania,
N_i	- koncentracja domieszek,
p	- wektor pędu,
$\vec{r}$	- wektor położenia,
R	- współczynnik odbicia,
σ	- współczynnik Poissona,
t	- czas,
T	- temperatura,
τ	- czas życia,
q	- wektor falowy supersieci,
ω	- częstość kołowa,
x	- czynnik określający skład związków półprzewodnikowych dwu- i trój-składnikowych,
z	- kierunek wzrostu struktury.

Bibliografia

- Alberts W., Jr. *Phys. Rev. Lett.* **23**, 410 (1969).
- Andersson T., Z.Chen, V.Kulakovskii, A.Uddin, J.T.Vallin, *Appl. Phys. Lett.* **51**, 752 (1987).
- Antoniewicz J., *Tablice funkcji dla inżynierów* (PWN, Warszawa 1969).
- Aspnes D.E., *Surface Science* **37**, 418 (1973).
- Aspnes D.E., *Modulation Spectroscopy*, Handbook on Semiconductors, ed. M. Balkanski, vol. 2, 109 (North Holland, Amsterdam 1980).
- Aspnes D.E., A.A. Studna, *Phys. Rev. B* **7**, 4605 (1973).
- Bastard G., U.O. Ziemelis, C. Delalande, M. Voos, A.C. Gossard, W. Wiegmann, *Solid State Commun.* **49**, 671 (1984).
- Bastard G., J.A. Brum, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-22**, 1625 (1986).
- Bastard G., *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures*, Les Editions de Physique, Paris (1992).
- Cardona M., *Modulation Spectroscopy* (Academic Press, New York, 1969).
- Carline R.T., C.Pickering, T.J.C.Hosea, D.J.Hall, *Mat. Sci. and Tech.* **11**, 416 (1995).
- Chemla D.S., D.A.B. Miller, P.W. Smith, A.C. Gossard, W. Wiegmann, *IEEE J. Quantum Electron.* **20**, 265 (1987).
- Dingle R., R.A. Logan, J.R. Arthur, *Inst. Phys. Conf. Ser. A* **33**, 210 (1977).
- Estrera J.P., W.M. Duncan, S.R. Slaughter, *Computers in Physics* **6**, 360 (1992).
- Filipowicz J., C. Ghezzi, L. Tarricone, *Solid State Commun.* **74**, 533 (1990).
- Furdyna J.K., J. Kossut, *Semiconductors and Semimetals*, **25**, 1, Eds. R.K. Willardson, A.C. Beer, Academic Press, New York (1988).
- Gaj J.A., W. Grieshaber, C. Bodin-Deshayes, J. Ciebert, G. Feuillet, Y. Merle d'Aubigne, A. Wasiela, *Phys. Rev.*, **B 50**, 5512 (1994).
- Gay J.G., L.T. Klauder, *Phys. Rev.* **172**, 811 (1968).
- Geddo M., S. Di Lernia, L.C. Andreani, *Semicond. Sci. Technol.* **12**, 1121 (1997).
- Giordana A., D.K.Gaskill, D.K.Wickenden, A.Estes Wickenden, *J. Electron. Mater.* **23**, 509 (1994).
- Glembocki O.J., B.V. Shanabrook, *Superlattices and Microstructures* **3**, 235 (1987).
- Gourley P.L., I.J.Fritz, L.R.Dawson, *Appl. Phys. Lett.* **52**, 377, (1988).
- Gumienny Z., J. Misiewicz, *Optica Applicata* **XII**, 37 (1982).

- Harper R.L., Jr., R.N. Bicknell, D.K. Blanks, N.C. Giles, J.F. Schetzina, Y.R. Lee, A.K. Ramdas, *J. Appl. Phys.* **65**, 624 (1989).
- Herman M.H., *Proc. SPIE* **1286**, 39 (1990).
- Herman M.A., *Opto-Elektr. Rev.* **5**, 191 (1997).
- Huang D., G. Ji, U.K. Reddy, H. Morkoc, F. Xiong, T.A. Tombrello, *J. Appl. Phys.* **63**, 5447 (1988).
- Jezierski K., P. Sitarek, J. Misiewicz, M. Panek, B. Ściana, R. Korbutowicz, M. Tłaczała, *Acta Phys. Pol. A* **88**, 751 (1995).
- Jezierski K., P. Sitarek, J. Misiewicz, M. Panek, B. Ściana, R. Korbutowicz, M. Tłaczała, *Vacuum* **48**, 277 (1997).
- Kuech T.F., D.J. Wolford, R. Potemski, J.A. Bradley, K.H. Kelleher, D. Yan, J.P. Farrell, P.M.S. Lesser, F.H. Pollak, *Appl. Phys. Lett.* **51**, 505 (1987).
- Lautenschlager P., M. Garriga, M. Cardona, *Phys. Rev. B* **36**, 4813 (1987a).
- Lautenschlager P., M. Garriga, L. Vina, M. Cardona, *Phys. Rev. B* **36**, 4821 (1987b)
- Lautenschlager P., M. Garriga, S. Logothetidis, M. Cardona, *Phys. Rev. B* **35**, 9174 (1987c).
- Lin D.Y., F.C. Lin, Y.S. Huang, H. Qiang, F.H. Pollak, D.L. Mathine, G.N. Maracas, *J. Appl. Phys.* **79**, 460 (1996).
- Ma Q.M., K.L. Wang, *Phys. Rev. B* **47**, 1936, (1993).
- Madelung O. (edytor), *Semiconductors. Group IV elements and III-V compounds w serii Data in Science and Technology* ed. R. Poerschke (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg 1991).
- Markiewicz P., „Elektroniczny układ kompensacji tła PR 1000-2 w pomiarach fotoodbicia na stanowisku PR 1000”, *Raporty Inst. Fiz. Pol. Wroc. SPR* **287** (1995).
- Misiewicz J., X -L. Zheng, P. Becla and D. Heiman, *Solid State Commun.* **66**, 351-354 (1988).
- Mochizuki Y., T. Ishii, M. Mizuta, *Jpn. J. Appl. Phys.* **34**, 6106 (1995).
- Monemar B., K.K. Shih, G.D. Pettit, *J. Appl. Phys.* **47**, 2604 (1976).
- Nakamura K., H. Nakano, *Japan. Phys. Soc* **59**, 1154 (1990).
- Phillip H.R., H. Ehrenreich, *Phys. Rev.* **129**, 1550 (1963).
- Pikus G.E., G.L. Bir, *Sov. Phys.-Solid State* **1**, 1502, (1959).
- Pollak F.H., *Proc. SPIE* **276**, 142 (1981).
- Pollak F.H., O.J. Glembocki, *Proc. SPIE* **946**, 2 (1988).

- Pollak F.H., *Modulation Spectroscopy of Semiconductors and Semiconductor Microstructures*, Handbook on Semiconductors, ed. T.S. Moss, vol. 2, 527 (North Holland, Amsterdam 1994).
- Qiang H., Y.S. Huang, F.H. Pollak, G.D. Pettit, J.M. Woodall, *Proc. SPIE* **1678**, 177 (1992).
- Selci S., A. Cricenti, M. Righini, C. Petrillo, F. Sacchetti, F. Alexandre, G. Chiaraotti, *Solid State Commun.* **74**, 533 (1990).
- Seraphin B.O., N. Bottka, *Phys. Rev.* **139**, A560 (1965).
- Shanabrook B.V., O.J. Glembocki, W.T. Beard, *Phys. Rev. B* **35**, 2540 (1987).
- Shay J.L., *Phys. Rev.* **2**, 803 (1970).
- Shen H., S.H. Pan, Z. Hang, F.H. Pollak, R.N. Sacks, *Solid State Commun.* **65**, 929 (1988).
- Shen H., M. Dutta, L. Fotiadis, P.G. Newman, R.P. Moerkirk, W.H. Chang, R.N. Sacks, *Appl. Phys. Lett.* **57**, 2118 (1990).
- Shen H., M. Dutta, *J. Appl. Phys.* **78**, 2151 (1995).
- Singh J., *Strain-Induced Bandstructure Modifications in Semiconductor Heterostructures – Consequences for Optical Properties and Optoelectronic Devices*, Handbook on Semiconductors, ed. T.S. Moss, vol. 2, 235 (North Holland, Amsterdam 1994).
- Song J.J., Y.S. Yoon, A. Fedorowsky, Y.B. Kim, J.N. Schulman, C. W. Tu, D. M. Huang, H. Morloc, *Phys. Rev. B* **34** 8958 (1986).
- Theis W., M. Sanders, G.D. Leak, C.E. Bajaj, H. Morkoc, *Phys. Rev. B* **37**, 3042 (1988).
- Wang Z., S. Pan, S. Huang, C. Zhang, S. Mu, X. Zhou, J. Jian, G. Xu, Z. Chen, *J. Phys. D* **26**, 1493 (1993).
- Xu W., *Int. J. of Modern Phys. B* **10**, 1293 (1996).
- Yin X., F.H. Pollak, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 2305 (1991).
- Yin Y., F.H. Pollak, P. Auvray, D. Dutartre, R. Pantel, J.A. Chroboczek, *Thin Solid Films* **222**, 85 (1992).
- Zhang F.C., N. Dai, H. Luo, N. Samarth, M. Dobrowolska, J.K. Furdyna, L.R. Ram-Mohan, *Phys. Rev. Lett.* **68** 3220 (1992).
- Zheng X.L., D. Heiman, B. Lax, F.A. Chambers, K.A. Stair, *Appl. Phys. Lett.* **52**, 984 (1988).
- Zucker J.E., A. Pinczuk, D.S. Chemla, A.C. Gossard, W. Wiegmann *Phys. Rev. B* **29**, 7065 (1984).

Spis publikacji autora rozprawy

1. *P. Sitarek, J. Misiewicz, G. Karczewski, T. Wojtowicz, J. Kossut, „ δ -doped CdTe/CdMnTe multiple quantum wells investigated by photoreflectance spectroscopy”, *Acta Physica Polonica A*, **88**, 901 (1995).
2. K. Jezierski, P. Sitarek, J. Misiewicz, M. Panek, B. Ściana, R. Korbutowicz, M. Tłaczała, „Interface and surface subsignals in photoreflectance spectra for GaAs/SI-GaAs structures”, *Acta Physica Polonica A*, **88**, 751 (1995).
3. J. Misiewicz, G. Sęk, M. Ciorga, P. Sitarek, M. Kamińska, K. Regiński, J. Muszalski, „Photoreflectance measurements of GaAs-AlGaAs heterostructures grown by MBE”, *Electron Technology*, **29**, 139 (1995).
4. J. Misiewicz, K. Jezierski, P. Sitarek, P. Markiewicz, R. Korbutowicz, M. Panek, B. Ściana, M. Tłaczała, „Photoreflectance characterization of GaAs and GaAs/(AlGa)As structures grown by MOCVD”, *Adv. Mater. Opt. Electron.*, **5**, 321 (1995).
5. J. Sadowski, E. Dynowska, K. Szamota-Sadowska, W. Przedpełski, P. Sitarek, K. Świątek, „Properties of MBE grown CdYbTe and ZnYbTe on GaAs (100) substrates”, *Journal of Crystal Growth*, **159**, 1075 (1996).
6. P. Sitarek, J. Misiewicz, O.P. Hansen, „2D hole gas in GaAs/(AlGa)As heterostructures investigated by photoreflectance spectroscopy”, *Proc. SPIE*, **3179**, 129 (1997).
7. K. Jezierski, P. Sitarek, J. Misiewicz, M. Panek, B. Ściana, R. Korbutowicz, M. Tłaczała, „Surface and interface of GaAs/SI-GaAs structures investigated by photoreflectance spectroscopy”, *Vacuum*, **48**, 277 (1997).
8. *P. Sitarek, G. Sęk, J. Misiewicz, T.S. Cheng, „Above-barrier states investigations in (AlGa)As/GaAs quantum structures by using photoreflectance spectroscopy”, *Inst. Phys. Conf. Ser.* **152**, 657 (1998).
9. *P. Sitarek, G. Sęk, J. Misiewicz, T.S. Cheng, „Investigations of allowed and forbidden transitions in (AlGa)As/GaAs multiple quantum wells”, *Vacuum – w druku* (1998).

10. * P. Sitarek, J. Misiewicz, G. Karczewski, T. Wojtowicz, J. Kossut, „CdTe / $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ quantum structures investigated by photoreflectance spectroscopy”, *Electron Technology* – w druku (1998).
11. * P. Sitarek, J. Misiewicz, K. Nauka, „Photoreflectance spectroscopy of strained $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ epilayers”, *Electron Technology* – w druku (1998).
12. J. Misiewicz, G. Sęk, P. Sitarek, „Podstawy spektroskopii modulacyjnej półprzewodników”, Dolnośląska Agencja *jerG*, Wrocław 1998 – materiały pomocnicze dla studentów Wydziału Podstawowych Problemów Techniki oraz Wydziału Elektroniki Politechniki Wrocławskiej.

* zaznaczono artykuły wchodzące w skład rozprawy

