

Cezary Śliwa  
Autoreferat

Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk  
Warszawa 2013



# Spis treści

<b>1</b>	<b>Życiorys zawodowy</b>	<b>1</b>
1.1	Dane personalne i bibliometryczne . . . . .	1
1.2	Najważniejsze daty . . . . .	1
1.3	Przebieg pracy naukowej . . . . .	2



# Rozdział 1

## Życiorys zawodowy

### 1.1 Dane personalne i bibliometryczne

Imię i nazwisko:	Cezary Łukasz Śliwa
Indeks H według ISI WOK:	10
Liczba opublikowanych prac:	16
Liczba cytowań (całkowita):	416
Liczba cytowań (bez autocytowań):	408
Sumaryczny Impact Factor:	62.285

Uwagi:

- powyższy Impact Factor obliczono biorąc pod uwagę dane za lata poszczególnych publikacji lub za rok 2012 dla publikacji sprzed roku 2007;
- przez autocytowanie publikacji rozumie się cytowanie w innej publikacji, której współautorem jest kandydat.

### 1.2 Najważniejsze daty

**1991** rozpoczęcie studiów na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

**1996** praca magisterska „Standardowe grupy kwantowe jako grupy ilorazowe grup podwójnych”

**1996** zatrudnienie w Centrum Fizyki Teoretycznej PAN (na stanowisku asystenta do roku 2002; na stanowisku adiunkta do roku 2003)

**2002** obrona rozprawy doktorskiej „Metoda elementów skończonych w kwantowej teorii pola”; stopień doktora nadany przez Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

**2002** półroczny pobyt w Centre for Quantum Computation, Oxford (finansowany przez ESF)

**2004** zatrudnienie poza środowiskiem akademickim

**2005** zatrudnienie w Instytucie Fizyki PAN (na stanowisku adiunkta, do chwili obecnej)

### 1.3 Przebieg pracy naukowej

Początki mojego rozwoju naukowego sięgają czasów nauki w szkole średniej. Wtedy jako uczestnik programu Krajowego Funduszu na rzecz Dzieci dla uzdolnionej młodzieży brałem udział w warsztatach, które miały miejsce w Instytucie Fizyki PAN i zaowocowały publikacją dotyczącą fizyki nadprzewodników (pierwsza chronologicznie pozycja w wykazie publikacji).

W czasie studiów magisterskich na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego pod kierunkiem prof. T. Dietla (Instytut Fizyki PAN) wykonywałem obliczenia elementów macierzowych w metodzie ciasnego wiązania na potrzeby mikroskopowej teorii oddziaływań wymiennych w PbMnTe oraz PbEuTe (druga chronologicznie pozycja w wykazie publikacji), a więc w materiałach zbliżonych do tematyki cyklu prac będącego podstawą habilitacji.

Studia magisterskie specjalistyczne ukończyłem w Katedrze Metod Matematycznych Fizyki (Wydział Fizyki UW), gdzie pod opieką prof. S. L. Woronowicza przygotowałem pracę magisterską dotyczącą grup kwantowych (grupy kwantowe uogólniają znane z matematyki pojęcie grupy).

Po ukończeniu studiów zostałem zatrudniony w Centrum Fizyki Teoretycznej PAN, gdzie pracowałem nad zagadnieniami z kwantowej teorii pola, a w szczególności dyskretnymi modelami pól kwantowych (na siatce). Mój wkład w tę tematykę polegał na zastosowaniu metod teorii grup i algebr Liego do zdefiniowania i wyprowadzenia modelu elektrodynamiki kwantowej dla przypadku elektronowego pola Diraca oraz dla przypadku cząstki skalarnej (bez spinu). Promotorem w przewodzie doktorskim był prof. J. Kijowski. Brałem również udział w teoretycznych badaniach wirów kwantowych prowadzonych przez prof. I. Białynickiego-Birulę i prof. Z. Białynicką-Birulę (ta tematyka znajduje zastosowania m.in. w transmisyjnej mikroskopii elektronowej).

Po otrzymaniu stopnia doktora zajmowałem się problemami związanym z optyczną realizacją informatyki kwantowej (zagadnienie wytwarzania stanów splątanych oraz detekcji fotonów z rozdzielczością ich liczby) oraz nierównościami Bella. Uzyskane przeze mnie w tym okresie wyniki to:

1. opracowanie schematu warunkowego wytwarzania stanów splątanych par fotonów opartego na parametrycznym przetwarzaniu częstotliwości (PDC); w zaproponowanym schemacie jedna z trzech par fotonów (otrzymanych ze standardowego niedeterministycznego źródła) znajduje się w stanie maksymalnie splątanim, gdy pozostałe

cztery fotony zostają jednocześnie zarejestrowane przez detektory “event-ready”; tak więc koincydencja sygnałów z detektorów “event-ready” daje informację o dostępności na wyjściu układu splątanej pary fotonów bez zaburzenia jej stanu;

2. opracowanie realistycznego schematu detekcji fotonów z rozdzielczością ich liczby; detekcja liczby fotonów jest niezbędna w schematach takich jak wspomniany powyżej, gdzie detekcja dokładnie jednego fotonu gwarantuje, że pozostałe są dostępne na wyjściu układu; w zaproponowanym schemacie detekcji sygnał (impuls światła) jest rozdzielany w czasie przez liniową optykę i kierowany na parę standardowych detektorów;
3. zwrócić uwagę na symetrie nierówności Bella; w szczególności otrzymanie nowej nierówności, która pod działaniem operacjami symetrii generuje cały wielościan Bella w szczególnym przypadku  $3 + 3$  obserwabli, a także klasyfikacja wszystkich nierówności dla  $2 + 2 + 2$  obserwabli.

Opisany powyżej schemat wytwarzania stanów splątanych (punkt 1) doczekał się już realizacji doświadczalnych.

Od chwili zatrudnienia w Instytucie Fizyki PAN (rok 2005) zajmuję się tematyką półprzewodników ferromagnetycznych, a w szczególności archetypicznym (Ga,Mn)As. Opublikowane w tym okresie prace, których byłem współautorem, dotyczą własności magnetycznych, elektronowych oraz termodynamicznych tego materiału. **Szczegółowe ich omówienie jest wydzielone jako *komentarz do cyklu publikacji stanowiących rozprawę.***

OSLiwa





Cezary Śliwa

Efektywne odkształcenia  
w magnetycznych stopach  
półprzewodnikowych

*Komentarz do cyklu publikacji stanowiącego  
podstawę postępowania habilitacyjnego*

Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk  
Warszawa 2013



# Spis publikacji stanowiących jednotematyczny cykl będący podstawą postępowania habilitacyjnego

- D1. C. Śliwa, T. Dietl, *Magnitude and crystalline anisotropy of hole magnetization in (Ga,Mn)As*, Phys. Rev. B **74**, 245215, 2006
- D2. C. Śliwa, T. Dietl, *Electron-hole contribution to the apparent s-d exchange interaction in III-V dilute magnetic semiconductors*, Phys. Rev. B **78**, 165205, 2008
- D3. W. Stefanowicz, C. Śliwa, P. Aleshkevych, T. Dietl, M. Doppe, U. Wurstbauer, W. Wegscheider, D. Weiss, M. Sawicki, *Magnetic anisotropy of epitaxial (Ga,Mn)As on (113)A GaAs*, Phys. Rev. B **81**, 155203, 2010
- D4. U. Wurstbauer, C. Śliwa, D. Weiss, T. Dietl, W. Wegscheider, *Hysteretic magnetoresistance and thermal bistability in a magnetic two-dimensional hole system*, Nat. Phys. **6**, 955, 2010
- D5. C. Śliwa, T. Dietl, *Thermodynamic and thermoelectric properties of (Ga,Mn)As and related compounds*, Phys. Rev. B **83**, 245210, 2011
- D6. M. Birowska, C. Śliwa, J. A. Majewski, T. Dietl, *Origin of bulk uniaxial anisotropy in zinc-blende dilute magnetic semiconductors*, Phys. Rev. Lett. **108**, 237203, 2012



# Spis treści

1	Wstęp	1
2	Założenia modelu	5
3	Wkład namagnesowania nośników do całkowitego namagnesowania w rozcieńczonych półprzewodnikach ferromagnetycznych	7
4	Oddziaływanie fotoelektronu z dziurą związaną przez akceptor Mn w GaAs	9
5	Anizotropia magnetyczna (Ga,Mn)As na podłożach GaAs o orientacji (113)A	11
6	Pochodzenie płaszczyznowej anizotropii magnetycznej w epitaksjalnych warstwach (Ga,Mn)As	13
7	Własności termodynamiczne i termoelektryczne (Ga,Mn)As	15
8	Histereza magnetooporu i bistabilność termiczna w magnetycznym dwuwymiarowym gazie dziur	17
9	Podsumowanie	19



# Rozdział 1

## Wstęp

Wspólnym tematem cyklu wymienionych w spisie publikacji jest opis teoretyczny własności fizycznych klasy materiałów magnetycznych znanych jako rozcieńczone półprzewodniki ferromagnetyczne. Materiały te, będąc stopami półprzewodnika i domieszki pierwiastka magnetycznego [1], posiadają własności magnetyczne nie tracąc przy tym głównych cech bazowego materiału półprzewodnikowego (matrycy). Ta wyjątkowa kombinacja stwarza nadzieję na integrację funkcjonalności typowej dla magnetyków, takiej jak przechowywanie informacji, z funkcjonalnością i technologią typową dla półprzewodników (obliczenia i przetwarzanie informacji). Dzięki nierównowagowym metodom wzrostu (niskotemperaturowa epitaksja z wiązek molekularnych), możliwe stało się przekroczenie granic rozpuszczalności domieszki, co pozwoliło otrzymać próbki o wymaganym składzie. Epitaksjalne warstwy najbardziej znanego z tych materiałów, stopu arsenku galu (GaAs) z manganem (Mn), wykazują ferromagnetyzm z temperaturą Curie sięgającą 200 K.

Z punktu widzenia badacza-fizyka, domieszka magnetyczna w półprzewodniku jest układem, który pozwala badać najbardziej podstawowe prawa natury. Przez zjawiska magnetyczne manifestują się zasady teorii względności (pole magnetyczne to pole ładunku znajdującego się w ruchu, stąd w niektórych układach jednostek we wzorach opisujących zjawiska magnetyczne występuje prędkość światła) oraz mechaniki kwantowej (zgodnie ze znanym twierdzeniem Bohra i van Leeuwen klasyczna fizyka nie przewiduje zjawisk para-, dia- czy też ferromagnetyzmu). Elementarnym obiektem rozważanym w magnetyzmie jest spin elektronu, opisywany teoretycznie przez relatywistyczne i kwantowe równanie Diraca.

W przypadku rozcieńczonych półprzewodników ferromagnetycznych mamy do czynienia z dwoma rodzajami spinów: spinami elektronów zajmujących częściowo obsadzoną powłokę domieszki magnetycznej (lokalne spiny) oraz spinami nośników obecnych w paśmie przewodnictwa lub walencyjnym półprzewodnikowej matrycy. W szczególności, w interesującym nas (Ga,Mn)As, domieszka jest pojedynczym akceptorem, stąd spodziewamy się obecności dziur w koncentracji porównywalnej z koncentracją domieszki. W obecnie akceptowanym modelu [2] mamy do czynienia z oddziaływaniem wymiennym pomiędzy lokalnymi spinami i nośnikami pasmowymi, co prowadzi do wytworzenia spontanicznego namagnesowania (ferromagnetyzm).

W tym miejscu warto wspomnieć, że według części autorów dziury wprowadzone do

GaAs przez domieszkowanie manganem obsadzają stany w hipotetycznym paśmie domieszkowym nad wierzchołkiem pasma walencyjnego [3]. Jak zobaczymy dalej, zestawienie uzyskanych w publikacjach stanowiących cykl wyników teoretycznych z danymi doświadczalnymi wskazuje, że model pasma domieszkowego należy odrzucić.

Znane materiały magnetyczne różnią się cechami takimi jak temperatura krytyczna przejścia ferromagnetycznego (temperatura Curie), wielkość spontanicznego namagnesowania w funkcji temperatury, anizotropia magnetyczna (zależność energii swobodnej układu od kierunku namagnesowania wymuszonego przez zewnętrzne pole magnetyczne). W przypadku (Ga,Mn)As i podobnych materiałów, wiele tych charakterystyk wynika ze znanych własności nośników pasmowych. Zakładając, że własności te w przypadku stopu są zasadniczo niezmodyfikowane w stosunku do matrycy, można przewidzieć dostępne w eksperymencie własności rozcieńczonego magnetyka.

W pierwszej z wymienionych w spisie publikacji (D1) obliczony został zgodnie z powyżej naszkicowanym schematem wkład dziur do całkowitego namagnesowania z uwzględnieniem niesferyczności pasma walencyjnego. Wymagało to wzięcia pod uwagę — bez dodatkowych przybliżeń, takich jak przybliżenie sferyczne [4] lub osiowe — wpływu zewnętrznego pola magnetycznego na orbitalne stopnie swobody dziur, zwykle całkowicie pomijanego ze względu na złożoność obliczeniową. Zastosowano metodę bezpośredniej diagonalizacji hamiltonianu, równoważną rozwiązaniu równania Schrödingera, czyli obliczone zostały poziomy Landaua w polu magnetycznym o dowolnym kierunku w stosunku do osi kryształu.

Rezultatem kolejnej z publikacji (D2) jest wyjaśnienie wyniku doświadczenia wskazującego, że rozszczepienie spinowe fotoelektronów w (Ga,Mn)As (opisane stałą wymiany  $s-d$ ) ma wielkość niespotykaną w tej klasie materiałów. Jako punkt wyjścia opisu teoretycznego tego doświadczenia przyjęto, że w jego warunkach fotoelektrony nie oddziałują ze swobodnym akceptorem, lecz z kompleksem składającym się z akceptora oraz związanej przez akceptor dziury. Stała charakteryzująca oddziaływanie wymienne fotoelektronu z takim kompleksem została wyrażona przez znane z wcześniejszych doświadczeń rozszczepienie wymienne ekscytonu. Wyniki otrzymane w ramach zaproponowanego opisu teoretycznego są ilościowo zgodne z doświadczeniem.

Przed przejściem do kolejnej pozycji spisu warto uczynić ogólną uwagę. Ważnym narzędziem fizyki, a w szczególności fizyki ciała stałego, jest teoria grup. W typowym zastosowaniu pozwala ona powiedzieć (na podstawie znanej symetrii idealnego kryształu), jakie symetrie mają oddziaływania, a stąd przewidzieć symetrię nieskalarnych własności materiałowych. Można więc powiedzieć, że symetria obserwowanych własności materiału odzwierciedla naturę ich źródła, a zatem stanowi jakościową charakterystykę materiału. Umożliwia to wnioskowanie o nieustalonej jeszcze symetrii układu na podstawie symetrii obserwowanych własności (np. symetrię sieci krystalicznej można wyznaczyć obserwując dyfrakcję promieni rentgenowskich) lub stwierdzenie obecności nieznanego dotąd oddziaływania, jeśli obserwowana symetria jest niezgodna z oczekiwaną.

W przypadku (Ga,Mn)As taka rozbieżność pomiędzy oczekiwaną i obserwowaną symetrią stała się jasna niedługo po otrzymaniu pierwszych warstw. Widoczna jest nierównoważność kierunków  $[110]$  oraz  $[\bar{1}10]$ , mimo że kierunki te przechodzą w siebie przy obrotach wokół dwukrotnych osi  $[100]$  oraz  $[010]$  zachowujących płaszczyznę warstwy (001). Ta wła-



sność nazywana jest anizotropią jednoosiową [110], jednoosiową w płaszczyźnie, lub po prostu jednoosiową, i jest istotna z punktu widzenia zastosowań, takich jak przełączanie kierunku namagnesowania przez przyłożenie napięcia elektrycznego do bramki. Pierwsze próby wyjaśnienia czy też opisu tej składowej anizotropii polegały na wprowadzeniu dodatkowego odkształcenia. Ponieważ próby zaobserwowania takiego odkształcenia zakończyły się niepowodzeniem, wielkość dodatkowego odkształcenia należy traktować jako parametr fenomenologiczny.

Publikacja oznaczona (D3) dotyczy własności magnetycznych warstw (Ga,Mn)As, które różnią się od standardowych orientacją podłoża, a co za tym idzie postacią odkształcenia wynikającego z niedopasowania stałych sieci. Dla ogólnej orientacji podłoża postać ta staje się dosyć złożoną funkcją stałych elastycznych materiału. W części teoretycznej tej publikacji porównano wyniki doświadczalne dotyczące anizotropii magnetycznej takich warstw z przewidywaniami teorii. Przyjęto, że łamiące symetrię dodatkowe odkształcenie ma tylko składowe pozadiagonalne w układzie współrzędnych związanym z osiami kryształu i stwierdzono, że zakładając takie dodatkowe odkształcenie można opisać obserwowaną anizotropię magnetyczną (z wyjątkiem składowej kubicznej, która jednak jest wyższego rzędu). Postać dodatkowego odkształcenia jest inna niż dla badanych wcześniej warstw o standardowej orientacji (001).

Zagadnienie pochodzenia anizotropii jednoosiowej [110] stało się przedmiotem publikacji (D6). Zgodnie z punktem widzenia przedstawionym w tej publikacji, ponieważ rozcieńczony magnetyk jest stopem, założenie symetrii idealnego kryształu jest nieuzasadnione. Jako punkt wyjścia przyjęto hipotezę, że obecność dodatkowej składowej anizotropii związana jest z nieprzypadkowym rozkładem przestrzennym domieszki magnetycznej w skali poniżej 1 nanometra, poza zakresem dostępnym obecnym metodom charakteryzacji. Zaproponowano podejście uzasadniające opis anizotropii magnetycznej stąd wynikającej przez efektywne odkształcenia oraz pozwalające przewidzieć wielkość jej składowych, co stanowi silny argument za prawdziwością wyjściowej hipotezy.

Publikacja (D5) natomiast dotyczy własności termodynamicznych i termoelektrycznych (Ga,Mn)As. W publikacji tej przyjęto przybliżenie gaussowskie dla fluktuacji termicznych, co pozwoliło na opis własności niedostępnych w standardowej teorii pola średniego, a mianowicie krytycznego zachowania ciepła właściwego. Współczynnik Seebecka (współczynnik siły termoelektrycznej) został obliczony oddzielnie dla pasma ciężkich i lekkich dziur w funkcji koncentracji dziur. Porównanie przewidywań teorii z dostępnymi wynikami doświadczalnymi potwierdza słuszność założenia, że własności elektronowe (Ga,Mn)As, a w szczególności gęstość stanów na poziomie Fermiego, pozostają zasadniczo niezmiennione w stosunku do GaAs.

W odróżnieniu od pozostałych, publikacja (D4) nie dotyczy objętościowego (Ga,Mn)As, lecz studni kwantowych z innego materiału z grupy III-V, a mianowicie InAs. W części teoretycznej przedstawiono wyjaśnienie obserwowanych w układzie doświadczalnym bistabilności i histerezy w funkcji zewnętrznego pola magnetycznego. Zgodnie z przedstawioną teorią, na którą składa się model akceptora, podobny do modelu z publikacji (D2), oraz model termiczny układu, w rozważanym doświadczeniu współgrają ze sobą dwa rodzaje bistabilności: magnetyczna, wynikająca z silnego oddziaływania wymiennego spinu dziury

i spinu domieszki Mn, oraz termiczna, wynikająca z bilansu cieplnego przy silnej zależności oporu od namagnesowania. Otrzymane wyniki pokazują, że długozasięgowy porządek ferromagnetyczny nie jest wymagany do zaobserwowania histerezy magnetycznej.

# Rozdział 2

## Założenia modelu

Zgodnie z uwagami we wstępie, punktem wyjścia wymienionych w spisie publikacji jest model struktury pasmowej półprzewodnikowej matrycy, wyprowadzony z symetrii sieci krystalicznej (sześciopasmowy model  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$  pasma walencyjnego półprzewodników o strukturze blendy cynkowej i prostej przerwie w punkcie  $\Gamma$ ), uwzględniający makroskopowe odkształcenie jako zaburzenie (hamiltonian Pikusa-Bira) oraz wpływ zewnętrznego pola magnetycznego przez podstawienie Peierlsa ( $\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{p} + e\mathbf{A}$ ).

W przypadku domieszki manganu w GaAs, całkowity orbitalny moment pędu elektronów zajmujących obsadzoną w połowie powłokę  $3d$  znika, dzięki czemu

- można pominąć anizotropię jednojonową domieszki, gdyż wpływ pola krystalicznego jest nieefektywny,
- sprzężenie spin-orbita dotyczy tylko wirtualnych stanów wzbudzonych  $3d^4$  oraz  $3d^6$  (jeden elektron przeniesiony pomiędzy powłoką  $3d$  domieszki i pasmem walencyjnym o symetrii  $p$ ), więc efektywne oddziaływanie wymienne  $p-d$  nie zależy od orbitalnych stopni swobody i może być opisane izotropowym hamiltonianem Heisenberga  $H_{pd} = -J_{pd} \mathbf{S} \cdot \mathbf{s}$ , niezależnie od symetrii członu  $V_{pd}$  mieszającego stany  $p$  (w paśmie walencyjnym) ze stanami  $d$  (z wewnętrznej powłoki domieszki), którego obecność w hamiltonianie jest krytyczna z punktu widzenia zaistnienia oddziaływania ( $J_{pd} \propto |V_{pd}|^2$ ).

Można więc traktować pojedynczy jon domieszki jako zlokalizowany w przestrzeni rzeczywistej spin  $S = 5/2$ , oddziałujący z zewnętrznym polem magnetycznym (z czynnikiem  $g \approx 2$ ) oraz ze spinami nośników (ze stałą wymiany  $J_{pd}$ ).

Pełny opis układu lokalnych spinów oddziałujących ze spinami nośników napotyka na następujące trudności, typowe dla układów oddziałujących, których nie eliminuje przyjęcie uproszczonego (jednoelektronowego) opisu podukładu nośników:

1. ponieważ  $\mathbf{s} = \mathbf{s}(\mathbf{r})$ , oddziaływanie jest funkcją względnego położenia nośnika i domieszki,  $\mathbf{r} - \mathbf{R}_i$ ; tak więc ścisłe obliczenie elementu macierzowego oddziaływania wymaga znajomości funkcji falowej nośnika, położenia wszystkich domieszek oraz funkcji opisującej zasięg oddziaływania dla danej kombinacji matryca-domieszka;

2. oddziaływanie ma wpływ na funkcję falową nośnika, nie jest ona już falą płaską (ściśła symetria translacyjna jest naruszona);
3. w odróżnieniu od przypadku semiklasycznego ( $S \rightarrow \infty$ ), składowe kartezjańskie operatora tensorowego spinu domieszki w hamiltonianie Heisenberga spełniają nietrywialne związki komutacji; nie jest więc możliwe zdiagonalizowanie hamiltonianu podukładu nośników w funkcji liczb kwantowych opisujących stan lokalnych spinów, traktowanych jako pole zewnętrzne (w stosunku do podukładu nośników).

Trudności te omija się przez dodatkowe przybliżenia. Wiele z tych przybliżeń ma dobrze ugruntowany sens fizyczny i można sformułować na wiele sposobów, które prowadzą do równoważnych wyników. A zatem: pominięcie zależności przestrzennej oddziaływania pozwala pominąć odstępstwo funkcji falowych od fal płaskich (i odwrotnie), dzięki czemu symetria translacyjna zostaje przywrócona. Przybliżenie to jest uzasadnione, jeśli:

1. oddziaływanie jest słabe, więc odstępstwo od fal płaskich jest małe (bezwymiarowe kryterium słabości wyraża się przez stałą wymiany, zasięg oddziaływania oraz masę nośnika);
2. przybliżona symetria translacyjna (jednorodność) stopu jest zachowana;
3. koncentracja domieszek jest wystarczająca, aby można było je traktować jako continuum; dzięki temu wpływy poszczególnych domieszek kompensują się, zamiast dawać (odstępstwo funkcji falowej nośnika od fali płaskiej pozostaje niewielkie).

Jeśli przy tym nośnik oddziałuje jednocześnie z wieloma domieszkami (co również ma miejsce dla dostatecznej koncentracji domieszek), to oczekujemy, że efekty kwantowe znikną (efekt uśredniania). W takim wypadku stan podukładu lokalnych spinów jest zadany przez pole makroskopowego namagnesowania  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ , przy czym symetria translacyjna jest naruszona jedynie przez przestrzenną zależność  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ . Ponieważ  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$  jest polem klasycznym, człon oddziaływania wymiennego  $p-d$  jest równoważny obecności zewnętrznego pola magnetycznego (pola molekularnego), co pozwala zdiagonalizować hamiltonian nośnika.

Końcowy wynik powyższego rozumowania jest szczególnym przypadkiem przybliżenia pola średniego. Można zatem oczekiwać, że podczas gdy daje ono poprawne wyniki dla trzech i więcej wymiarów przestrzennych, dając ściśle wykładniki krytyczne dla czterech i więcej wymiarów, załamuje się w przypadku jedno- i dwuwymiarowym (twierdzenie Mermina-Wagnera).

Uzasadnione powyżej pominięcie efektów kwantowych jest równoważne granicy  $S \rightarrow \infty$ . Jest więc ono również nierozdzielną częścią sformułowania opartego na transformacji Holsteina–Primakoffa, gdyż transformacja ta jest poprawna w tej granicy. Bez niego nie jest również możliwe zastosowanie do podukładu nośników teorii liniowej odpowiedzi, gdyż człony oddziaływania stanowiące zaburzenie nie są operatorami w przestrzeni Hilberta tego podukładu. Wydaje się więc, że jest ono istotną częścią wspólną różnych sformułowań obecnej teorii rozcieńczonych półprzewodników ferromagnetycznych.

## Rozdział 3

# Wkład namagnesowania nośników do całkowitego namagnesowania w rozcieńczonych półprzewodnikach ferromagnetycznych

Cechą wyróżniającą rozcieńczone półprzewodniki ferromagnetyczne wśród innych ferromagnetyków jest obecność dwóch sprzężonych podsystemów: spinów domieszek oraz nośników. Jak wspomniano we wstępie, w uproszczonym modelu przyjmuje się, że nośniki przekazują oddziaływanie pomiędzy spinami, nie oddziałując przy tym z zewnętrznym polem magnetycznym. Inaczej mówiąc, pomija się wkład nośników do makroskopowej magnetyzacji i staje się ona tożsama (z dokładnością do czynnika multiplikatywnego proporcjonalnego od koncentracji domieszki) z polaryzacją spinów domieszek (i rozszczepieniem spinowym pasma, w którym znajdują się nośniki). W tym przybliżeniu można więc traktować (zamienić) jedną z tych wielkości jako parametr porządku opisujący przejście ferromagnetyczne.

Z drugiej jednak strony, ponieważ koncentracja, spin i czynnik żyromagnetyczny dziur są porównywalne z tymi samymi wielkościami dla spinów domieszek, dziury dają niezaniedbywalny wkład do obserwowanego namagnesowania. Tak więc jeśli pominąć metody bezpośrednio badające poziomy energetyczne nośników (takie jak fotoemisja czy metody optyczne), doświadczalne wyznaczenie koncentracji domieszki wymaga odjęcia wkładu dziur od zmierzonego namagnesowania nasycenia.

Wkład dziur do namagnesowania,  $M_c$ , należy do wielkości opisywanych przyjętym tu modelem znanym jako model  $p-d$  Zenera i został obliczony (w przybliżeniu sferycznym dla dziur) już w pracy [4], w której model ten został wprowadzony. Obliczenie to stanowi punkt wyjściowy publikacji (D1), której celem była eliminacja przybliżenia sferycznego, przy zachowaniu ogólnej metodologii opartej na bezpośrednim obliczeniu poziomów Landaua. Oczekiwano, że wyjście poza przybliżenie sferyczne pozwoli wyznaczyć zależność namagnesowania dziur od kierunku osi kwantyzacji dla rozszczepienia spinowego (kierunku pola molekularnego). Zależność taka, ze względu na magnetostatyczne oddziaływanie dipolowe podukładów, dałaby wkład do anizotropii magnetycznej.

Zgodnie z otrzymanymi wynikami:

- namagnesowanie dziur przyjmuje kierunek (praktycznie) równoległy do osi kwantyzacji, zaś zależność kątowa wielkości liczbowej  $M_c$  jest pomijalna; oznacza to, że poszukiwany wkład do anizotropii magnetycznej znika;
- wartość liczbową  $M_c$  jest około dwukrotnie większa, niż otrzymana w przybliżeniu sferycznym; wynik ten jest związany z odstępstwem gęstości stanów pasma walencyjnego w przybliżeniu sferycznym od przewidywanej przez pełny model sześciopasmowy (model sferyczny oddaje rzeczywistą gęstość stanów jedynie w wierzchołku pasma) i jest ważny z punktu widzenia wspomnianej powyżej procedury charakteryzacji próbek.

W dalszej perspektywie teoria oddziaływania dziur z zewnętrznym polem magnetycznym jest niezbędna do zrozumienia i ilościowego opisu doświadczenia rezonansu ferromagnetycznego (FMR). Obserwowany w tym doświadczeniu efektywny czynnik żyromagnetyczny sprzężonych podukładów odbiega od wartości znanej dla swobodnego spinu domieszki. Z wyników otrzymanych dla  $M_c$  można powiedzieć, że również proste obliczenie średniej ważonej czynników żyromagnetycznych podukładów nie daje wyników odzwierciedlających obserwowane w doświadczeniu zależności [5].

Podsumowując, otrzymane wyniki są ważne z punktu widzenia obserwowanego w doświadczeniu deficytu makroskopowego namagnesowania nasycenia i wskazują na złożony charakter dynamiki sprzężonych podukładów w doświadczeniach takich jak rezonans ferromagnetyczny.

Rezultatem pośrednim publikacji jest obliczenie poziomów Landaua w paśmie walencyjnym GaAs, bez przybliżeń sferycznego czy osiowego i dla dowolnych kierunków pól magnetycznego oraz molekularnego. Wymagało to zastosowania symbolicznych metod obliczeniowych do przetworzenia występujących w hamiltonianie zależności kątowych oraz diagonalizacji bardzo dużych macierzy pasmowych otrzymanych przez obcięcie zagadnienia własnego dla hamiltonianu, które w odróżnieniu od przypadku sferycznego jest nieskończone.

Na zakończenie warto dodać, że namagnesowanie dziur obliczone opisaną powyżej metodą bezpośrednią jest numerycznie zgodne z otrzymanym rozwiniętą ostatnio metodą opartą na krzywiznie Berry'ego pasma [6]. Zgodność obu metod stanowi silny argument za ich poprawnością oraz pozwala je stosować zamiennie, w zależności od kontekstu (metoda oparta na poziomach Landaua pozwala uwzględnić efekty takie jak orbitalny diamagnetyzm, podczas gdy zaletą metody opartej na krzywiznie Berry'ego jest efektywność obliczeń).

## Rozdział 4

# Oddziaływanie fotoelektronu z dziurą związaną przez akceptor Mn w GaAs

Ze względu na różne symetrie, mechanizm sprzężenia wymiennego do lokalnych spinów jest inny dla stanów z pasma walencyjnego i stanów z pasma przewodnictwa. Wielkość i znak stałej wymiany odzwierciedla ten mechanizm. Za sprzężenie  $s-d$  odpowiedzialna jest wymiana potencjalna, czyli różnica energii elektrostatycznej pomiędzy dwuelektronowym stanem o przeciwnych kierunkach spinu (z częścią orbitalną funkcji falowej symetryczną względem zamiany elektronów) i stanem o zgodnych kierunkach spinu (z antysymetryczną częścią orbitalną). Dlatego też wynik pomiaru stałej sprzężenia  $s-d$  dla fotoelektronów w GaAs otrzymany przez autorów prac [7, 8], przeciwnego znaku i znacznie mniejszy co do wartości bezwzględnej w stosunku do wartości typowych dla manganu w klasycznych półprzewodnikach, został przez nich uznany za zaskakujący.

Publikacja (D2) wyjaśnia wynik pomiaru, biorąc za punkt wyjścia strukturę elektronową neutralnego akceptora manganu w GaAs znaną z pomiarów elektronowego rezonansu spinowego [9], a więc obecność znajdującej się w stanie związanej dziury. W zaproponowanym w publikacji wyjaśnieniu, spin fotoelektronu oddziałuje zarówno ze spinem elektronów  $3d$  manganu, jak i ze spinem związanej dziury. W najprostszym przypadku oddziaływanie to jest również opisane hamiltonianem Heisenberga, ze stałą wymiany wynikającą z postaci multipletu funkcji falowych dziury [10] i oddziaływania wymiennego fotoelektron–dziura [11].

Obliczenie czynnika żyromagnetycznego związanej dziury pozwoliło wyznaczyć stan kompleksu akceptor–dziura w funkcji zewnętrznego pola magnetycznego. Ponieważ parametry oddziaływania wymiennego elektron–dziura znane są pośrednio z rozszczepienia wymiennego ekscytonu, stała wymiany fotoelektron–dziura została wyrażona przez energie charakteryzujące to rozszczepienie. Uwzględniono zarówno krótko-, jak i długozasięgową składową oddziaływania. Jest to o tyle ważne i godne wzmianki, że ich wkłady są podobnego rzędu wielkości, zaś postać operatora oddziaływania długozasięgowego jest dość złożona.

Osiągnięty postęp w rozumieniu struktury badanego układu doświadczalnego pozwolił również wyjaśnić obserwowaną w doświadczeniu [7, 8] rozbieżność pomiędzy temperaturą

mierzoną bezpośrednio, a otrzymaną z dopasowania funkcji Brillouina do obserwowanych zależności rozszczepienia spinowego fotoelektronów od zewnętrznego pola magnetycznego. W prawidłowym opisie teoretycznym rozszczepienie spinowe jest opisane bardziej skomplikowaną funkcją, niż funkcja Brillouina, a jej zależność od temperatury jest dość subtelna, stąd temperatura wynikająca z dopasowania wykonanego przez autorów prac [7, 8] jest jedynie pośrednim odzwierciedleniem rzeczywistej.

Przedstawiony model znalazł zastosowanie w opisie relaksacji spinu elektronu w GaAs domieszkowanym manganem na typ  $p$ . Oddziaływanie wymienne elektronu ze spinem akceptora prowadzi do relaksacji spinu elektronu, co znane jest jako mechanizm Bira-Aronova-Pikusa. W przypadku GaAs domieszkowanego manganem elektron oddziałuje z kompleksem akceptor-dziura i oczekuje się, że mechanizm ten jest silnie wygaszony [12], przy czym efekt wygaszenia jest istotny, gdy stosunek stałych wymiany znajduje się w określonym przedziale liczbowym. Wartości otrzymane w publikacji (D2) ten warunek spełniają, skąd można wnioskować, że przedstawiony w publikacji model stosuje się do relaksacji spinu elektronu w GaAs domieszkowanym manganem.



## Rozdział 5

# Anizotropia magnetyczna (Ga,Mn)As na podłożach GaAs o orientacji (113)A

Jak wspomniano we wstępie, symetria anizotropii magnetycznej (Ga,Mn)As jest obniżona w stosunku do oczekiwanej. Chcąc zrozumieć pochodzenie dodatkowej składowej, musimy najpierw poznać jej symetrię i wyrazić ją w liczbach. W tym celu należy wyznaczyć różnicę pomiędzy anizotropią obserwowaną w doświadczeniu i przewidywaną przez model.

W przypadku warstw na podłożu o orientacji (001) anizotropia ma trzy składowe: kubiczną (wynikającą z symetrii kryształu), jednoosiową (001) (wynikającą z niedopasowania stałej sieci warstwy do podłoża), oraz jednoosiową [110]. Tak więc mamy do czynienia z grupą symetrii  $C_{2v}$  i jest jasne, która składowa anizotropii wymaga rozszerzenia modelu. Ponadto można uzyskać zgodność teorii z doświadczeniem wprowadzając do modelu dodatkowe odkształcenie.

Zbadanie anizotropii warstw na podłożu GaAs o orientacji (113)A było celem publikacji (D3). Z punktu widzenia symetrii, warstwa na podłożu (113) ma niewiele wspólnego z warstwą na podłożu (001). Odkształcenie warstwy (wynikające z niedopasowania stałych sieci) ma inną orientację w stosunku do osi kryształu oraz nieznikającą składową ścinającą, co zmienia przewidywaną przez model anizotropię. Jeśli wziąć pod uwagę niepewność wielkości charakteryzujących próbkę, wydzielenie z obserwowanej anizotropii interesującej nas dodatkowej składowej nie jest jednoznaczne, a co za tym idzie, istnieje pewna dowolność przy wprowadzaniu dodatkowego odkształcenia.

W części teoretycznej publikacji (D3) przyjęto założenie, że dodatkową anizotropię należy opisywać w odniesieniu do osi kryształu, zaś dodatkowe odkształcenie ma jedynie pozadiagonalne składowe. Przyjęcie odpowiedniej wielkości dodatkowego odkształcenia pozwoliło otrzymać zgodność wyników modelu z doświadczeniem. Okazało się, że podczas gdy w przypadku warstw (001) dodatkowe odkształcenie ma składową w płaszczyźnie warstwy ( $\epsilon'_{xy} \neq 0$ ), w przypadku warstw (113) dodatkowe odkształcenie ma charakter pozapłaszczyznowy ( $\epsilon'_{xz} = \epsilon'_{yz} \neq 0$ ).

Stwierdzono, że uwzględnienie w modelu pasma walencyjnego członów liniowych w pę-

dzie i w pozadiagonalnych składowych odkształcenia daje dodatkowy wkład do anizotropii, który choć zależy w skomplikowany sposób od składowych odkształcenia, jest niewielki.

Zależność energii swobodnej od kierunku namagnesowania reprezentowana była przez współczynniki rozwinięcia na harmoniki sferyczne.

Ponieważ jest to istotne z punktu widzenia ilościowej zgodności modelu z doświadczeniem, warto wspomnieć, że koncentracja manganu w próbkach została wyznaczona z namagnesowania nasycenia z uwzględnieniem namagnesowania dziur, jak to zostało opisane w rozdziale 3.

## Rozdział 6

# Pochodzenie płaszczyznowej anizotropii magnetycznej w epitaksjalnych warstwach (Ga,Mn)As

Zrozumienie pochodzenia anizotropii jednoosiowej [110] w (Ga,Mn)As na poziomie ilościowym jest ważne tak z punktu widzenia zastosowań, jak i poznawczego, gdyż obniżona symetria własności magnetycznych wskazuje, że dotychczasowa teoria rozcieńczonych półprzewodników ferromagnetycznych była niekompletna. W publikacji (D6) uzupełniono dotychczasową teorię zakładając prawdziwość przypuszczenia, że czynnikiem obniżającym symetrię w stosunku do idealnego kryształu GaAs jest sam przestrzenny rozkład domieszki. Na uzupełnioną teorię składa się opis własności powierzchni (Ga,Mn)As oraz metoda obliczenia przewidywanej anizotropii magnetycznej.

Własności powierzchni istotne z punktu widzenia tematu publikacji to różnica energii pomiędzy dwoma możliwymi konfiguracjami dimeru Mn na powierzchni GaAs. Obliczenia tej różnicy zostały wykonane przez pierwszego autora publikacji (D6) za pomocą kodu DFT Siesta. Prowadzą one do wniosku, że dimer o orientacji  $[\bar{1}10]$  charakteryzuje się niższą energią na powierzchni (001) kryształu GaAs, niż dimer o orientacji [110], stąd należy oczekiwać przewagi dimerów  $[\bar{1}10]$  w objętości kryształu (Ga,Mn)As otrzymanego w procesie wzrostu.

Przedstawiona w publikacji metoda obliczenia wynikającej stąd anizotropii magnetycznej oparta jest na efektywnych odkształceniach i modelu  $p-d$  Zenera. Tak więc obecność pary akceptorów Mn na pozycji najbliższych sąsiadów na preferowanym kierunku modyfikuje własności pasma walencyjnego w sposób równoważny odkształceniom. W języku teorii grup, obniżona symetria dopuszcza w hamiltonianie  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$  dodatkowe człony (niezmienniki), które mają postać taką, jak hamiltonian Pikusa-Bira. Można zatem te dodatkowe człony sparametryzować przez *efektywne* odkształcenia. W przypadku warstwy o orientacji (001), symetria ( $C_{2v}$ ) dopuszcza dwa efektywne odkształcenia, ścinające  $\varepsilon_{xy}$  oraz dwuosiowe  $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} \propto \varepsilon_{zz}$ . Wynikającą z efektywnych odkształceń anizotropię magnetyczną można obliczyć w standardowy sposób w teorii pola średniego (model  $p-d$  Zenera).

Na poziomie ilościowym efektywne odkształcenia można otrzymać teoretycznie w do-

syć bezpośredni sposób wyznaczając rozszczepienie wierzchołka pasma walencyjnego przy pomocy metody DFT. Metoda ta pozwala uwzględnić wpływ relaksacji sieci w otoczeniu dimeru (symetria dopuszcza niezerowe wkłady relaksacji sieci do obu efektywnych odkształceń). Alternatywnie, w publikacji zaproponowano metodę obliczenia dodatkowego członu (niezmiennika) opartą na rachunku zaburzeń w modelu  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ , co pozwala uniknąć ograniczeń na rozmiar superkomórki w dostępnych obecnie implementacjach DFT. Wyniki obu metod różnią się o czynnik  $\approx 2$  w przypadku odkształcenia ścinającego (w przypadku odkształcenia dwuosiowego różnice są większe, w szczególności wynik silnie zależy od rozmiaru superkomórki).

Metoda oparta na rachunku zaburzeń wymaga znajomości potencjału pary akceptorów. Przyjęto, że potencjał akceptora jest addytywny i jest sumą ekranowanej części coulombowskiej oraz gaussowskiego potencjału komórki centralnej.

Zgodnie z powyższymi rozważaniami, systematyczna analiza wymaga wprowadzenia do opisu interesujących nas efektów dwóch parametrów, tzn. wprowadzone zostało, oprócz efektywnego odkształcenia ścinającego  $\varepsilon_{xy}$ , efektywne odkształcenie dwuosiowe. W obecności odkształcenia epitaksjalnego, to odkształcenie efektywne stanowi tylko niewielką poprawkę. Okazuje się jednak, że w przypadku pomiarów próbek o różnym odkształceniu epitaksjalnym, a więc tak ściskającym jak i rozciągającym, otrzymana doświadczalnie linia prosta zależności anizotropii prostopadłej od różnicy stałych sieci nie przechodzi przez początek układu współrzędnych [13, 14], gdyż zgodnie z zaprezentowaną w publikacji (D6) teorią nawet przy pełnym dopasowaniu stałych sieci mamy do czynienia z odkształceniem efektywnym. Tak więc przedstawiona w publikacji (D6) teoria wyjaśnia również tę obserwację doświadczalną.

# Rozdział 7

## Własności termodynamiczne i termoelektryczne (Ga,Mn)As

Modelem alternatywnym w stosunku do przyjętego tu modelu  $p$ - $d$  Zenera ferromagnetyzmu w (Ga,Mn)As jest model — czy też ogólniej modele — pasma domieszkowego. Modele alternatywne zakładają, że wprowadzone przez domieszkowanie stany w przerwie wzbudzonej nie stają się częścią pasma walencyjnego, lecz tworzą wąskie *pasmo domieszkowe*. W modelu pasma domieszkowego poziom Fermiego i duża część nośników pozostają w paśmie domieszkowym, tak więc gęstość stanów na poziomie Fermiego jest zwiększona ze względu na niewielką dyspersję w tym paśmie (dużą masę nośnika), a stany z właściwego pasma walencyjnego nie są rozszczepione przez namagnesowanie. W tej sytuacji porównanie doświadczalnych i teoretycznych wartości wielkości, które dostarczają informacji o gęstości stanów na poziomie Fermiego, może przemawiać za jednym z modeli. W publikacji (D5) obliczono zachowanie ciepła właściwego w punkcie krytycznym oraz współczynnik Seebecka, które do takich wielkości należą.

Obliczenie ciepła właściwego w pobliżu punktu krytycznego wymaga rozszerzenia teorii pola średniego o fluktuacje parametru porządku. W najprostszym przybliżeniu przyjmuje się, że fluktuacje te są gaussowskie. W podejściu Ginzburga-Landaua zachowanie układu opisane jest przez funkcjonal energii swobodnej (hamiltonian blokowy)

$$H[\sigma(x)]/k_B T = \int d^d x \left[ a_0 + a_2 \sigma^2 + a_4 (\sigma^2)^2 + c (\nabla \sigma)^2 - h \cdot \sigma \right], \quad (7.1)$$

gdzie  $\sigma(x)$  jest konfiguracją parametru porządku, który w rozważanym tu przypadku jest średnią ze spinów znajdujących się w bloku w pobliżu każdego z punktów  $x$ , człony ze współczynnikami  $a_i$  stanowią rozwinięcie zależności energii swobodnej od wielkości  $\sigma$ , człon ze współczynnikiem  $c$  opisuje koszt energii swobodnej przestrzennej zmienności parametru porządku (sztywność magnetyczną), zaś  $h$  jest zewnętrznym polem magnetycznym. Zgodnie z przyjętym przybliżeniem, człony ze współczynnikami  $a_0$ ,  $a_2$  oraz  $a_4$  stanowią sumę wkładu od swobodnych spinów domieszek (całka z funkcji odwrotnej do funkcji Brillouina) oraz energii swobodnej cieczy Fermiego nośników. Wkład od energii swobodnej nośników został wyznaczony numerycznie, zaś sztywność została obliczona zgodnie ze wzorem z pracy [15],

równoważnym teorii liniowej odpowiedzi oraz niezależnie wyprowadzonemu z rachunku zaburzeń w [16]. Otrzymane w ten sposób przewidywania krytycznego ciepła właściwego wynikające z teorii opartej na modelu  $p-d$  Zenera nie odbiegają znacząco od zależności wyznaczonych doświadczalnie [17].

W publikacji (D5) wyznaczono także przewidywaną przez teorię pola średniego zależność namagnesowania od zewnętrznego pola magnetycznego w punkcie przejścia ferromagnetycznego,  $T = T_C$ , a dokładnie współczynnik przy przewidywanej przez teorię pola średniego zależności z wykładnikiem  $\delta = 3$ . Otrzymana rozbieżność o czynnik około 2.5 pomiędzy wartością doświadczalną i teoretyczną dla zbadanej próbki sugeruje, że jedynie część jej objętości jest ferromagnetyczna, co może mieć miejsce ze względu na fluktuacje lokalnej gęstości stanów w pobliżu przejścia metal-izolator.

Współczynnik Seebecka (współczynnik siły termoelektrycznej) obliczony został dla przypadku dyfuzyjnego (z pominięciem unoszenia fononowego oraz magnonowego), oddzielnie dla pasm ciężkich oraz lekkich dziur dla różnych mechanizmów rozpraszania [rozpraszania na fononach akustycznych dla przypadku GaAs:Be oraz na zjonizowanych domieszkach dla (Ga,Mn)As]. Otrzymane wyniki pokazują, że doświadczalne wartości współczynnika Seebecka w (Ga,Mn)As znajdują się w zakresie odpowiadającym transportowi dziur w paśmie walencyjnym GaAs.

## Rozdział 8

# Histeresa magnetooporu i bistabilność termiczna w magnetycznym dwuwymiarowym gazie dziur

Motywacją publikacji (D4) były otrzymane przez jej niemieckich współautorów wyniki doświadczalne. Magnetoopor w próbkach zawierających magnetycznie domieszkowaną studnię kwantową wykazywał histerezę (zależność od kierunku przemieszczania zewnętrznego pola magnetycznego) i skoki o wiele rzędów wielkości.

Pierwszym elementem zaproponowanej teorii mającej wyjaśnić obserwowane zjawiska jest model akceptora Mn w studni InAs. Ze względu na silne sprzężenie wymienne pomiędzy spinem domieszki i związanej dziury, oczekiwana jest bistabilność złożonego z nich kompleksu. W uproszczeniu, przełączenie kierunku wypadkowego momentu magnetycznego kompleksu napotyka na barierę, którą można ominąć jedynie przez jednoczesne przełączenie kierunków obu spinów, czyli proces wielociałowy. Oczekujemy, że procesy takie (spin-flip) są mało prawdopodobne, gdyż mała wielkość domieszki stanów lekkich dziur do stanu dziury w studni kwantowej wiąże się ze znikaniem elementów macierzowych składowych  $x$  oraz  $y$  spinu dziury ( $j_x, j_y$ ), a zatem spin dziury jest efektywnie spinem Isinga. W tej sytuacji dominującym mechanizmem relaksacji spinu kompleksu musi być termiczna aktywacja ponad barierą o wysokości proporcjonalnej do stałej wymiany dziura-domieszka, co przesunęło czas relaksacji z zakresu milisekund (czas relaksacji spinu dziury) do minut, w nieobecności zewnętrznego pola. Fakt ten wydaje się interesujący z punktu widzenia możliwych zastosowań.

Drugim elementem teorii jest bilans termiczny dla układu, w którym istnieje silna zależność oporu od temperatury i zewnętrznego pola magnetycznego, a słabe sprzężenie elektron-fonon uniemożliwia osiągnięcie równowagi termodynamicznej pomiędzy cieplą dziur a siecią. Ze względu na silną (eksponencjalną) zależność oporu od temperatury, układ może znajdować się w dwóch stanach, niskooporowym (duża moc strat ciepła Joule'a i wysoka temperatura) oraz wyskooporowym (mała moc strat i niska temperatura)

[18]. Parametry modelu zależności oporności od zewnętrznego pola magnetycznego zostały dopasowane do danych doświadczalnych. W modelu chłodzenia uwzględniono sprzężenie nośników do fononów akustycznych przez zjawisko piezoelektryczne oraz potencjały deformacyjne. Otrzymano wynikającą z bilansu ciepłego zależność oporu od pola magnetycznego, sparametryzowaną temperaturą cieczy dziur, o charakterystycznym kształcie litery S, z którego widać punkty przełączania przy przemiataniu pola.

Zgodnie z uwagą we wstępie, ciekawą cechą badanego układu doświadczalnego jest występowanie histerezy magnetycznej przy koncentracji domieszki magnetycznej wykluczającej zaistnienie długozasięgowego uporządkowania.



# Rozdział 9

## Podsumowanie

Podsumowując, główne z rezultatów stanowiących indywidualny wkład kandydata do publikacji z przedstawionego tutaj cyklu to:

1. ilościowa teoria uzasadniająca opis wpływu nieprzypadkowości stopu na własności nośników pasmowych przez efektywne odkształcenia i pozwalająca przewidzieć wielkość tych efektywnych odkształceń; rezultat ten stanowi podstawę ilościowego opisu anizotropii [110] w (Ga,Mn)As;
2. obliczenie poziomów Landaua w półprzewodnikach o strukturze blendy cynkowej w pełnym sześciopasmowym modelu  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ , w obecności rozszczepienia spinowego i dla dowolnych kierunków zewnętrznego pola magnetycznego oraz pola molekularnego;
3. ilościowy model oddziaływania wymiennego spinu fotoelektronu z kompleksem złożonym z akceptora Mn w GaAs oraz związanej dziury;
4. model magnetycznej bistabilności podobnego kompleksu w studni kwantowej InAs w kontekście obserwowanej w doświadczeniu histerezy magnetycznej;
5. obliczenie krytycznego zachowania ciepła właściwego i namagnesowania oraz współczynnika Seebecka w (Ga,Mn)As, przemawiające za odrzuceniem modelu pasma domieszkowego.

ośliwa



# Bibliografia

- [1] R. R. Gałazka, *Półprzewodniki półmagnetyczne*, Postępy Fizyki **28**, 601 (1977).
- [2] T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert, and D. Ferrand, *Zener Model Description of Ferromagnetism in Zinc-Blende Magnetic Semiconductors*, Science **287**, 1019 (2000).
- [3] N. Samarth, *Ferromagnetic semiconductors: Battle of the bands*, Nat. Mater. **11**, 360 (2012).
- [4] T. Dietl, H. Ohno, and F. Matsukura, *Hole-mediated ferromagnetism in tetrahedrally coordinated semiconductors*, Phys. Rev. B **63**, 195205 (2001).
- [5] K. Khazen, H. J. von Bardeleben, J. L. Cantin, L. Thevenard, L. Largeau, O. Mauguin, and A. Lemaître, *Ferromagnetic resonance of Ga<sub>0.93</sub>Mn<sub>0.07</sub>As thin films with constant Mn and variable free-hole concentrations*, Phys. Rev. B **77**, 165204 (2008).
- [6] R. Resta, *Electrical polarization and orbital magnetization: the modern theories*, J. Phys.: Condens. Matter **22**, 123201 (2010).
- [7] R. C. Myers, M. Poggio, N. P. Stern, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, *Antiferromagnetic s-d Exchange Coupling in GaMnAs*, Phys. Rev. Lett. **95**, 017204 (2005).
- [8] M. Poggio, R. C. Myers, N. P. Stern, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, *Structural, electrical, and magneto-optical characterization of paramagnetic GaMnAs quantum wells*, Phys. Rev. B **72**, 235313 (2005).
- [9] J. Schneider, U. Kaufmann, W. Wilkening, M. Baeumler, and F. Köhl, *Electronic structure of the neutral manganese acceptor in gallium arsenide*, Phys. Rev. Lett. **59**, 240 (1987).
- [10] A. K. Bhattacharjee and C. Benoit à la Guillaume, *Model for the Mn acceptor in GaAs*, Solid State Commun. **113**, 17 (1999).
- [11] G. L. Bir and G. E. Pikus, *Symmetry and Strain-Induced Effects in Semiconductors* (John Wiley & Sons, New York, 1974).

- [12] G. V. Astakhov, R. I. Dzhioev, K. V. Kavokin, V. L. Korenev, M. V. Lazarev, M. N. Tkachuk, Y. G. Kusrayev, T. Kiessling, W. Ossau, and L. W. Molenkamp, *Suppression of Electron Spin Relaxation in Mn-Doped GaAs*, Phys. Rev. Lett. **101**, 076602 (2008).
- [13] M. Glunk, J. Daeubler, L. Dreher, S. Schwaiger, W. Schoch, R. Sauer, W. Limmer, A. Brandlmaier, S. T. B. Goennenwein, C. Bihler, and M. S. Brandt, *Magnetic anisotropy in (Ga,Mn)As: Influence of epitaxial strain and hole concentration*, Phys. Rev. B **79**, 195206 (2009).
- [14] M. Cubukcu, H. J. von Bardeleben, K. Khazen, J. L. Cantin, O. Mauguin, L. Largeau, and A. Lemaître, *Adjustable anisotropy in ferromagnetic (Ga,Mn)(As,P) layered alloys*, Phys. Rev. B **81**, 041202 (2010).
- [15] J. König, T. Jungwirth, and A. H. MacDonald, *Theory of magnetic properties and spin-wave dispersion for ferromagnetic (Ga,Mn)As*, Phys. Rev. B **64**, 184423 (2001).
- [16] A. Werpachowska and T. Dietl, *Theory of spin waves in ferromagnetic (Ga,Mn)As*, Phys. Rev. B **82**, 085204 (2010).
- [17] S. Yuldashev, K. Igamberdiev, S. Lee, Y. Kwon, Y. Kim, H. Im, A. Shashkov, and T. W. Kang, *Specific Heat Study of GaMnAs*, Appl. Phys. Express **3**, 073005 (2010).
- [18] B. L. Altshuler, V. E. Kravtsov, I. V. Lerner, and I. L. Aleiner, *Jumps in Current-Voltage Characteristics in Disordered Films*, Phys. Rev. Lett. **102**, 176803 (2009).