

MAGNETYCZNE I TRANSPORTOWE
WŁASNOŚCI WYBRANYCH
PÓŁPRZEWODNIKÓW GRUPY IV–VI I III–V
ZAWIERAJĄCYCH MANGAN

Beata Brodowska

PRACA DOKTORSKA

*Instytut Fizyki
Polskiej Akademii Nauk
Promotor prof. dr. hab. W. Dobrowolski*

Warszawa 2008

Rozprawę dedykuję moim mężczyznom - mężowi i synkowi.

PODZIĘKOWANIA

Pragnę serdecznie podziękować mojemu Promotorowi Prof. dr hab. W. Dobrowolskiemu za stałą, wszechstronną pomoc i opiekę nad pracą, pouczające rozmowy i życzliwość w trakcie wykonywania pracy.

Dr I. Kudelskiej serdecznie dziękuję za dokończenie pomiaru magnetycznego próbek GeMnTe oraz wsparcie okazywane przez cały okres mojego doktoratu.

Dr M. Arciszewskiej serdecznie dziękuję za okazaną pomoc.

Dr K. Dybko serdecznie dziękuję za pomoc przy przeprowadzaniu pomiarów transportowych.

Mgr V. Domukhovskiemu serdecznie dziękuję za widma rentgenowskie próbek IV–VI.

Mgr Ł. Kilańskiemu serdecznie dziękuję, za interesujące rozmowy i okazaną pomoc.

Dr E. I. Slynko oraz dr V. E. Slynko dziękuję za wyhodowanie kryształów IV–VI użytych do badań.

Prof. dr hab. T. Wojtowiczowi dziękuję bardzo za wyhodowanie kryształów $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ użytych do badań i przekazanie wyników badań c-PIXE oraz c-RBS.

Prof. dr hab. T. Storemu dziękuję za dopingowanie mnie do jak najszybszego napisania niniejszej rozprawy.

Współpraca z pracownikami Laboratorium Silnych Impulsowych Pól Magnetycznych w Tuluzie była bardzo pomocna. W szczególności pragnę podziękować dr O. Portugall za pomoc w pomiarach magnetotransportowych, dr M. Goiran za pomoc w pomiarach magnetoptycznego efektu Kerra, dr J.-M. Broto za pomoc w pomiarach magnetotransportowych.

Wszystkim pracownikom i doktorantom z Oddziału Fizyki Półprzewodników Półmagnetycznych dziękuję za stworzenie miłej i życzliwej atmosfery.

SPIS TREŚCI

1. WPROWADZENIE	5
<i>Część I TECHNIKI POMIAROWE ZASTOSOWANE W BADANIACH</i>	10
2. ANALIZA SKŁADU ORAZ ANALIZA STRUKTURALNA BADANYCH MATERIAŁÓW	11
2.1 Rentgenowska Analiza fluorescencji EDXRF–TRACOR	11
2.2 Emisja Promieniowania X Wzbudzanego Cząstkami i Wsteczne Rozpraszania Rutherfordowskie c-PIXE/RBS	13
2.3 Dyfrakcja rentgenowska XRD	15
2.4 RHEED–Odbiciowa dyfrakcja elektronów wysoko energetycznych	16
3. UKŁAD DO POMIARÓW TRANSPORTOWYCH	17
4. UKŁADY DO POMIARÓW NAMAGNESOWANIA I PODATNOŚCI MAGNETYCZNEJ	19
4.1 Pomiary Podatności Magnetycznej	20
4.2 Pomiary namagnesowania	22
4.3 Układ do pomiaru magnetoptycznego zjawiska Kerra (MOKE)	23
<i>Część II CHARAKTERYSTYKA BADANYCH MATERIAŁÓW</i>	26
5. BADANE MATERIAŁY	27
5.1 Próbki objętościowe $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x(\text{Er},\text{Eu})_y\text{Te}$ i $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x(\text{Eu},\text{Yb})_y\text{Te}$	27
5.1.1 Struktura krystaliczna półprzewodników IV–VI	28
5.1.2 Struktura pasmowa związków IV–VI	32
5.2 Warstwy półmagnetyczne $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}/\text{InSb}/\text{CdTe}(\text{InSb})$ i $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}/\text{GaAs}$	33
5.2.1 Struktura krystaliczna półprzewodników III–V	33
5.2.2 Struktura pasmowa InSb a struktura pasmowa GaAs	33
5.2.3 Warstwy półmagnetyczne III–V $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}/\text{InSb}/\text{CdTe}(\text{InSb})$ i $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}/\text{GaAs}$	35
6. WŁASNOŚCI MAGNETYCZNE ZWIĄZKÓW Z MANGANEM	38
6.1 Podatność magnetyczna i namagnesowanie związków należących do grupy IV–VI z manganem	38

6.2	Namagnesowanie warstw $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ i $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$	43
7.	<i>POMIARY TRANSPORTU ELEKTRONOWEGO</i>	49
7.1	Pomiary transportu elektronowego w półprzewodnikach IV–VI z manganem	50
7.2	Pomiary transportu elektronowego w półprzewodnikach III–V z manganem	52
 <i>Część III TEORIA ZJAWISK MAGNETOTRANSPORTOWYCH W PÓLPRZE- WODNIKACH FERROMAGNETYCZNYCH</i>		56
8.	<i>ANOMALNY EFEKT HALLA</i>	57
8.1	Rys historyczny i pierwsze teorie	58
8.2	Teoria Karplusa–Luttingera - AHE w ferromagnetykach	59
8.3	Zewnętrzne mechanizmy odpowiedzialne za AHE w metalach i ferroma- gnetykach - skew-scattering i side jump	59
8.4	Wewnętrzne mechanizmy - faza Berry’ego	62
8.5	Anomalny efekt Halla w przykładowych materiałach	63
9.	<i>MAGNETOOPÓR</i>	65
9.1	Zwykły magnetoopór	66
9.2	Ujemny magnetoopór	67
9.3	Liniowy magnetoopór	68
9.4	Magnetoopór w okolicy przejścia ferromagnetyk–paramagnetyk	69
 <i>Część IV ANALIZA WYNIKÓW POMIARÓW ANOMALNY EFEKT HALLA MAGNETOOPÓR</i>		72
10.	<i>ANOMALNY EFEKT HALLA</i>	73
10.1	Anomalny efekt Halla w półprzewodnikach IV–VI z manganem	73
10.2	Anomalny Efekt Halla w $\text{InMnSb}/\text{CdTe}$	77
11.	<i>MAGNETOOPÓR</i>	79
11.1	Magnetoopór w półprzewodnikach IV–VI z manganem	79
11.2	Magnetoopór w $\text{InMnSb}/\text{InSb}/\text{CdTe}(\text{InSb})$	82
11.3	Magnetoopór w okolicy przejścia ferromagnetyk–paramagnetyk w pół- przewodnikach	83
12.	<i>PODSUMOWANIE I WNIOSKI</i>	89
12.1	Przyszłe kierunki badań	92
 <i>Część V DODATKI</i>		93
12.2	Dodatek A	94
12.2.1	Podatność AC(zmiennoprądowa) - część rzeczywista i urojona	94
12.2.2	Czynnik odmagnesowania	95

12.3	Dodatek B	95
12.3.1	Magnetoptyczny Efekt Kerra (MOKE)	95
12.4	Dodatek C	97
12.4.1	Wyznaczanie oporności Hallowskiej	97
12.4.2	Wyznaczanie oporności właściwej	97
12.5	Dodatek D	98
12.5.1	Kody źródłowe programu Minuit	98
	<i>Literatura</i>	101
	<i>Spis rysunków</i>	108
	<i>Spis tablic</i>	111

1. WPROWADZENIE

Mangan był jednym z pierwszych pierwiastków magnetycznych, które wprowadzono do matrycy półprzewodnikowej tworząc tzw. półprzewodniki półmagnetyczne¹ [1, 2]. Powstałe w ten sposób materiały wyróżniają się posiadaniem zarówno cech magnetycznych jak i półprzewodnikowych w jednej strukturze. Własność ta czyni je interesującym przedmiotem badań, a ze względu na możliwość manipulacji momentami magnetycznymi elektronów, kandydatami na materiały do produkcji przyszłych urządzeń elektroniki spinowej (spintroniki) [3].

Mangan należący do grupy VII B układu okresowego pierwiastków jest metalem przejściowym i posiada 5 elektronów na powłoce $3d^5$ [struktura elektronowa-[Ar] $3d^5 4s^2$], które to odpowiadają za jego własności magnetyczne. Pierwiastek ten może wchodzić w związki na II, III, IV, V, VI i VII stopniu utlenienia co pozwala na wprowadzenie go do praktycznie każdej grupy półprzewodników. Wchodzi do związków II–VI i IV–VI wchodzi ze spinem $5/2$ i z całkowitym orbitalnym momentem pędu $L = 0$. Metaliczny mangan jest paramagnetykiem, w związkach może tworzyć ustawienie zarówno antyferromagnetyczne jak i ferromagnetyczne.

Pierwsze udane próby wprowadzenia manganu do matrycy półprzewodnikowej miały miejsce w Warszawie pod koniec lat 60-tych. Pierwszym półprzewodnikiem do którego mangan został wprowadzony był HgTe. Powstały w ten sposób $Hg_{1-x}Mn_xTe$ był jednym z pierwszych półprzewodników półmagnetycznych [1]. W latach następnych dokonano wprowadzenia manganu do szeregu półprzewodnikowych związków z grup IV–VI, II–VI i III–V [4]. Rozkwit tworzenia nowych półprzewodników półmagnetycznych nastąpił z rozwojem techniki wzrostu warstw półprzewodnikowych metodą epitaksji z warstw molekularnych (MBE). Użycie tej metody pozwoliło na wyhodowanie układów o bardzo interesujących własnościach, studni kwantowych, wielowarstw składających się z magnetycznych i niemagnetycznych warstw. Pozwoliło także otrzymać materiały ferromagnetyczne o wysokiej temperaturze Curie bliskiej lub wyższej od temperatury pokojowej, co daje nadzieje na przyszłe wykorzystanie półprzewodników domieszkowanych jonami magnetycznymi w urządzeniach codziennego użytku.

Celem niniejszej rozprawy doktorskiej jest poznanie i porównanie własności magnetycznych i transportu elektronowego półprzewodników IV–VI i III–V z manganem. Zbadane zostały następujące materiały: z grup IV–VI $Sn_{1-x-y}Mn_x(Er, Eu)_yTe$, $Ge_{1-x-y}Mn_x(Yb, Eu)_yTe$ oraz z grupy III–V $In_{1-x}Mn_xSb$ /InSb/CdTe(InSb) i $Ga_{1-x}Mn_xAs$ /GaAs.

Bazowe półprzewodniki IV–VI SnTe i GeTe charakteryzują się bardzo dużą koncentracją dziur. Właściwości magnetyczne ferromagnetycznych związków IV–VI z manganem zależą od koncentracji nośników ładunku. Głównym mechanizmem odpowiedzial-

¹ angielska nazwa: semimagnetic semiconductors inna nazwa rozcieńczone półprzewodniki półmagnetyczne angielska nazwa diluted magnetic semiconductors-DMS

nym za ferromagnetyczne własności półprzewodników IV–VI z manganem jest oddziaływanie RKKY (Ruderman–Kittel–Kasuya–Yosida) [5]. Między zlokalizowanymi jonami Mn^{2+} oddziaływanie jest przenoszone przez swobodne nośniki ładunku. Oddziaływanie to jest także odpowiedzialne za występowanie fazy szkła spinowego [6] w tych materiałach.

Idea tworzenia ferromagnetycznych materiałów III–V z manganem jest prosta, dzięki niskiej walencyjności manganu, wprowadzając mangan do związków półprzewodnikowych (III–V) na miejsce kationu dostarczymy dodatkowych dziur, przy koncentracji manganu ok. 1% jest już wystarczająco dużo dziur aby pośredniczyły one w ferromagnetycznym sprzężeniu między zlokalizowanymi momentami magnetycznymi manganów ($S = 5/2$) pochodzącymi od elektronów zlokalizowanych na powłoce $3d^5$ [7]. Model ferromagnetyzmu pośredniczonego przez nośniki ładunku zwany modelem Zenera (Zener zaproponował ten model dla metali) został zaproponowany dla półprzewodników ferromagnetycznych III–V przez Dietla [8].

W pracy podjęto dwa zagadnienia. Pierwszym jest analiza zjawiska anomalnego efektu Halla w półprzewodnikach IV–VI i w warstwach półprzewodnikowych III–V z manganem. Wyznaczono oraz przedyskutowano zależność temperaturą anomalnej stałej Halla dla materiałów objętościowych IV–VI. W materiałach III–V z manganem, ze względu na zbyt słaby sygnał, nie udało się przeprowadzić pomiarów namagnesowania. W związku z tym niemożliwe było przeprowadzenie analogicznej analizy zjawiska Anomalnego Efektu Halla jak dla materiałów IV–VI. Analiza tego zjawiska dla półprzewodników ferromagnetycznych III–V została przeprowadzona w oparciu o wyniki pomiarów transportu elektronowego.

Drugim podjętym w ramach pracy zagadnieniem było zbadanie zachowania magnetooporu w szerokiej klasie ferromagnetycznych materiałów półprzewodnikowych. Zmierzono i zanalizowano zostało zachowanie magnetooporu badanych materiałów w temperaturach poniżej i powyżej temperatury Curie. Przeanalizowane zostały także mechanizmy mające wpływ na zachowanie oporu elektrycznego i magnetooporu w temperaturze przejścia ferromagnetyk–paramagnetyk. Ponadto została przeprowadzona analiza porównawcza zachowania transportu elektronowego w temperaturze przejścia fazowego badanych materiałów z szeroką klasą metali ferromagnetycznych.

Większość eksperymentów przeprowadzonych w ramach niniejszej pracy zostało wykonanych samodzielnie przez autorkę bądź przy jej aktywnym uczestnictwie. Jedyne wyniki badań strukturalnych warstw półprzewodnikowych (RHEED i c-PIXE/RBS) oraz wyniki dyfrakcji rentgenowskiej XRD na próbkach objętościowych autorka otrzymała od współpracowników.

Praca została podzielona na pięć części.

1. W pierwszej części zostały przedstawione techniki pomiarowe użyte w tej pracy do zbadania półprzewodników należących do grup IV–VI i III–V z manganem. Część ta obejmuje trzy rozdziały:

W rozdziale pierwszym opisane zostały techniki zastosowane do analizy składu i analizy strukturalnej badanych materiałów: rentgenowska analiza fluorescencji, dyfrakcja rentgenowska, emisja promieniowania X wzbudzanego cząstkami i wsteczne rozpraszanie rutherforda i odbiciowa dyfrakcja jonów wysoko energetycznych.

Drugi rozdział opisuje układ do pomiarów transportu elektronowego pozwalający na jednoczesne w tej samej temperaturze i polu magnetycznym pomiary napięcia przewodnictwa i napięcia hallowskiego. Układ ten pozwala na pomiary w temperaturach od 1.5K do 180K i do pól magnetycznych 13T.

Trzeci rozdział opisuje układy do użyte w celu zbadania namagnesowania i podatności studiowanych materiałów. Próbkki objętościowe IV–VI badane były przy użyciu magnetometru Lake Shore pozwalającego wykonywanie pomiarów podatności magnetycznej i namagnesowania w polach magnetycznych do 9T i w temperaturach od 1K do temperatury pokojowej. W celu poznania namagnesowania warstw półprzewodnikowych III–V przeprowadzony został pomiar zjawiska Kerra w układzie do pomiarów efektu Kerra znajdującym się w Laboratorium Silnych Pól Impulsowych w Tuluzie.

2. W drugiej części pracy zostały przedstawione wyniki analiz składu, analizy strukturalnej, wyniki badań podatności i namagnesowania oraz wyniki pomiarów transportowych i ich wstępna analiza. Część ta składa się z trzech rozdziałów:

W pierwszym rozdziale części drugiej przedstawiono wyniki badań analizy składu chemicznego i analizy strukturalnej materiałów objętościowych $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$, $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$, $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$, $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$ i warstw półprzewodnikowych $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ / InSb/CdTe(InSb) i $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ / GaAs oraz wiadomości ogólne o tych materiałach zaczerpnięte z literatury.

W rozdziale drugim części drugiej przedstawiono wyniki badań namagnesowania i podatności magnetycznej badanych materiałów. W rozdziale tym zostały przedstawione ponadto wyniki pomiaru efektu Kerra dla warstw epitaksjalnych półprzewodnika półmagnetycznego III–V $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ / InSb/CdTe . Rozdział trzeciej części drugiej zawiera wyniki pomiarów transportu elektronowego. Analiza tych danych została przedstawiona w czwartej części pracy.

3. Trzecia część pracy jest wstępem teoretycznym do końcowej czwartej części pracy. W części tej przedstawiono krótki zarys teoretyczny oraz odwołania do literatury związane z analizowanymi zjawiskami. Część ta składa się z dwóch rozdziałów:

Pierwszy z rozdziałów poświęcony jest omówieniu zjawiska Anomального Efektu Halla .

Drugi rozdział przybliży teoretycznie zjawisko magnetooporu.

4. Czwarta część rozprawy poświęcona jest analizie zjawisk występujących w badanych materiałach IV–VI i III–V domieszkowanych manganem. Część ta składa się z dwóch rozdziałów:

W pierwszym rozdziale zostały przedstawione wyniki analizy zjawiska Anomального Halla w materiałach IV–VI i III–V. Dla materiałów IV–VI została wyznaczona zależność anomalnej stałej Halla od temperatury.

Rozdział drugi pracy poświęcony został analizie zjawiska magnetooporu występującego w badanych materiałach.

5. Ostatnią część pracy stanowią dodatki, w których zamieszczono dodatek do części pomiarowej dotyczący mierzenia podatności oraz przybliżenie zjawiska magneto-optycznego efektu Kerra (MOKE), sposób wyznaczenia z danych eksperymentalnych oporności właściwej i Hallowskiej z oraz kody programów użytych do analizy zjawiska Anomального Efektu Halla.

Wyniki opisane w niniejszej pracy zostały opublikowane w następujących pracach:

1. *Anomalous Hall effect in IV–VI semimagnetic semiconductors*, B. Brodowska, W. Dobrowolski, M. Arciszewska, E.I. Slynko, V.K. Dugaev, J. Alloys Comp., vol.423 (2006)205
2. *IV–VI ferromagnetic semiconductors recent studies*, W. Dobrowolski, M. Arciszewska, B. Brodowska, V. Domukhovski, V.K. Dugaev, A. Grzęda, I. Kuryliszyn–Kudelska, M. Wójcik, E.I. Slynko, Science of Sintering, vol.38 (2006)109
3. *Magnetic Properties of $Ge_{1-x-y}Mn_xEu_yTe$ Mixed Crystals*, W. Dobrowolski, B. Brodowska, M. Arciszewska, I. Kuryliszyn–Kudelska, V. Domukhovski, M. Wójcik, V.E. Slynko, E.I. Slynko, V.K. Dugaev, Proceedings of 28th International Conference on Physics of Semiconductors, (2007)1231
4. *Transport and magnetic properties of $Ge_{1-x-y}Mn_x(Eu,Yb)_yTe$ semimagnetic semiconductors*, B. Brodowska, I. Kuryliszyn–Kudelska, M. Arciszewska, K. Dybko, V. Domukhovski, W. Dobrowolski, V.E. Slynko, E.I. Slynko, V.K. Dugaev, przyjęte do Materials Science 2008
5. *Magnetoresistance near the ferromagnet–paramagnet phase transition in diluted magnetic semiconductors*, B. Brodowska, W. Dobrowolski, I. Kuryliszyn–Kudelska, M. Arciszewska, T. Wojtowicz, E.I. Slynko, V. Slynko, X. Liu, J.K. Furdyna, Appl. Phys. Lett. 93(2008)042113;
6. *Anomalous Hall effect in IV–VI semiconductors*, A. Dyrdał, V.K. Dugaev, J. Barnaś, B. Brodowska, W. Dobrowolski, przyjęte do Acta Physica Polonica A 2008

Lista wystąpień, na których zaprezentowano wyniki badań opublikowane w pracy doktorskiej:

1. *Linear magnetoresistance in inhomogeneous $Ge_{1-x}Mn_xTe$ and $Ge_{1-x-y}Mn_xYb_yTe$ mixed crystals*, B. Brodowska, V. Domukhovski, K. Dybko and W. Dobrowolski, XXXVII International School on the Physics of Semiconducting Compounds Jaszowiec 2008 (plakat)
2. *Magnetoresistance in the vicinity of ferromagnet–paramagnet phase transition in semimagnetic semiconductors*, B. Brodowska, W. Dobrowolski, I. Kuryliszyn–Kudelska, M. Arciszewska, T. Wojtowicz, E.I. Slynko, V.E. Slynko, X. Liu and J.K. Furdyna, XXXVI International School on the Physics of Semiconducting Compounds Jaszowiec 2007, (plakat)

3. *Anomalous Hall Effect in $Ge_{1-x-y}Mn_x(Eu,Yb)_yTe$ semimagnetic semiconductors*, B. Brodowska, I. Kuryliszyn-Kudelska, M. Arciszewska, K. Dybko, V. Domukhovski, W. Dobrowolski, V.E. Slynko, E.I. Slynko, V.K. Dugaev, MAG-EL-MAT Members meeting, Będlewo 2007, Poland (plakat)
4. *Anomalous Hall Effect in $Ge_{1-x-y}(Eu,Yb)_xMn_yTe$ multinary alloys*, B. Brodowska, I. Kuryliszyn-Kudelska, M. Arciszewska, K. Dybko, V. Domukhovski, W. Dobrowolski, V.E. Slynko, E.I. Slynko, V.K. Dugaev, XXXV International School on the Physics of Semiconducting Compounds Jaszowiec 2006 (plakat)
5. *Anomalous Hall Effect in IV–VI semimagnetic semiconductors*, B. Brodowska, W. Dobrowolski, M. Arciszewska, E.I. Slynko, V.K. Dugaev, 2005 E-MRS Fall Meeting, Warszawa 2005 (plakat)
6. *Anomalous Hall Effect in narrow gap ferromagnetic semiconductors*, B. Brodowska, W. Dobrowolski, G. Cywiński, O. Portugall, M. Goiran, T. Wojtowicz, J.K. Furdyna, V.K. Dugaev, The 20th General Conference of the Condensed Matter Division of the European Physical Society, Praga 2004 (plakat)
7. *Anomalous Hall Effect in semimagnetic semiconductors*, B. Brodowska, W. Dobrowolski, G. Cywiński, B. Witkowska, O. Portugall, M. Goiran, T. Wojtowicz, J.K. Furdyna, V.K. Dugaev, XXXIII International School on the Physics of Semiconducting Compounds "Jaszowiec 2004" (plakat)
8. *Anomalous Hall Effect in IV–VI ($Sn_{1-x}Mn_xTe$) and III–V ($In_{1-x}Mn_xSb$)*, B. Brodowska, IX Workshop on Semimagnetic Semiconductors - Materials for Spintronic, Obory 2004 (ustna prezentacja)

Część I

TECHNIKI POMIAROWE ZASTOSOWANE W
BADANIACH

2. ANALIZA SKŁADU ORAZ ANALIZA STRUKTURALNA BADANYCH MATERIAŁÓW

Badania strukturalne i analiza składu próbek objętościowych została przeprowadzona przy użyciu rentgenowskiej analizy fluorescencji (EDXRF - Energy Dispersive X-Ray Fluorescence - Rentgenowska analiza fluorescencyjna z dyspersją energii) i dyfrakcji rentgenowskiej (XRD - X-Ray Diffraction - dyfrakcja promieniowania X).

Analizy warstw półprzewodnikowych zostały wykonane podczas wzrostu metodą odbiciowej dyfrakcji elektronów wysokiej energii (RHEED - Reflection High Energy Electron Diffraction) oraz dla wybranych próbek została przeprowadzona analiza składu metodą c-PIXE/RBS łączącą w sobie emisję promieniowania X wzbudzanego cząstkami (PIXE - Particle Induced X-Ray Emission) i wsteczne rozpraszanie Rutherfordowskie (RBS - Rutherford Back-Scattering). Pomiar rentgenowskiej analizy fluorescencji oraz dyfrakcji rentgenowskiej zostały przeprowadzone w Instytucie Fizyki Polskiej Akademii Nauk. W rozdziale tym zostanie przedstawiona krótka charakterystyka metod pomiarowych wykorzystanych na potrzeby analizy badanych materiałów. Aparatura oraz metody użyte w tych badaniach zostały opisane szczegółowo. Pozostałe wyniki badań autorka otrzymała, dlatego opis ograniczyła do przedstawienia metody badawczej użytej w tych badaniach dla pełności obrazu.

2.1 Rentgenowska Analiza fluorescencji EDXRF-TRACOR

Pomiary zawartości poszczególnych pierwiastków w próbkach objętościowych zostały przeprowadzone przy użyciu przyrządu TRACOR XRAY SPECTRACE 5000 wykorzystującego metodę rentgenowskiej analizy fluorescencji EDXRF. Metoda ta pozwala na rejestrację i analizę promieniowania emitowanego przez elektrony znajdujące się w atomie. Promieniowanie rentgenowskie pada na próbkę, wzbudzając elektrony. Wzbudzone elektrony mogą zostać wybite z próbki, lub przejść na powłokę elektronową o wyższej energii. Pod wpływem wzbudzenia powstaje wolny stan energetyczny, który zostanie obsadzony przez elektron o wyższej energii. Zmiana stanu elektronowego na stan o niższej energii powoduje emisję promieniowania, które jest następnie analizowane. Zasada działania została przedstawiona na rysunku 2.1. Schemat urządzenia XRAY SPECTRACE 5000 firmy TRACOR przedstawiono na rysunku 2.2. W urządzeniu tym dzięki wykorzystaniu detektora półprzewodnikowego Si:Li, możliwa jest analiza energii emitowanego promieniowania. Widmo energetyczne jest analizowane przez analizator wielokanałowy. Znajac geometrię spektrometru z równania 2.1 możliwe jest wyliczenie intensywności spektralnej linii promieniowania X emitowanego przez wzbudzone elektrony przy przechodzeniu do stanu o niższej energii.

$$I_L = I_0 \omega_{AgL} \frac{r_{A-1}}{r_A} \frac{d\Omega}{4\pi} \frac{C_A \mu_A(\lambda_{pri}) csc\phi}{\mu_M(\lambda_{pri}) csc\phi + \mu_M(\lambda_L) csc\phi}, \quad (2.1)$$

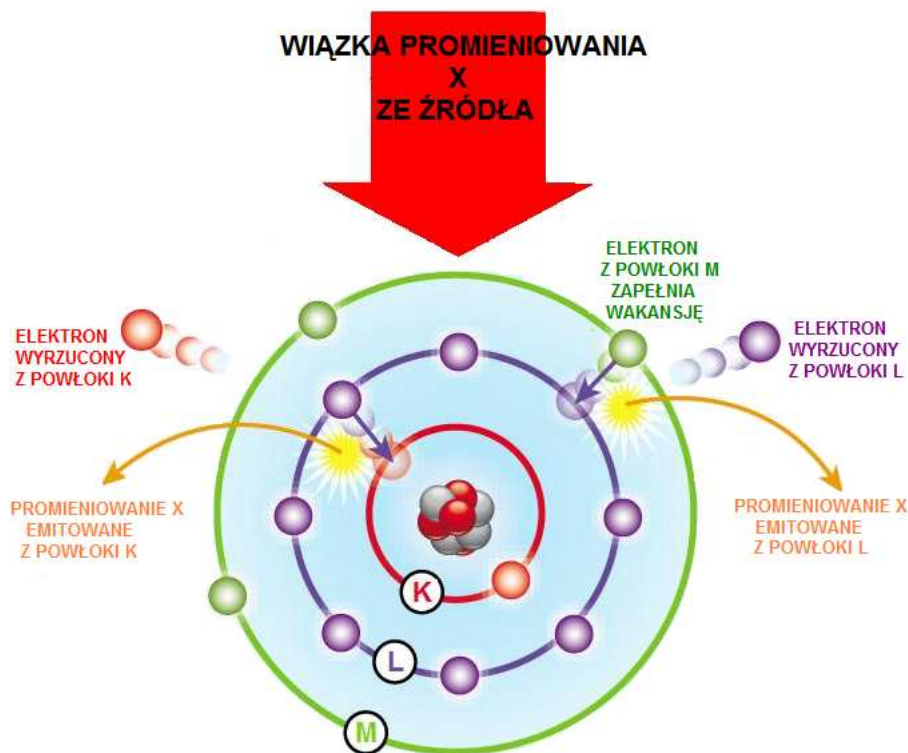


Fig. 2.1: Schematycznie przedstawiona wiązka promieniowania rentgenowskiego wzbudzająca elektrony z powłok K, L. Elektrony z tych powłok zostają wyrzucane a wakansje po nich zajmują elektrony z wyższych powłok elektronowych emitując przy tym promieniowanie wtórne. Powłoki i elektrony z nich pochodzące zostały zaznaczone kolorami: K - czerwonym, L - fioletowym, M - zielonym

gdzie: I_L - jest intensywnością analizowanej linii, I_0 - to intensywność wiązki pierwotnej o efektywnej długości fali λ_{pri} , λ_L - jest długością fali odpowiadającej mierzonej w analizie linii, ω_A - jest wydajnością fluorescencji analizowanego pierwiastka A, g_L - jest wartością ułamkową mierzonej w analizie linii L w jej seriach, r_A - współczynnik skoku krawędzi absorpcji analizowanego pierwiastka A, C_A - jest koncentracją analizowanego pierwiastka A, $\frac{d\Omega}{4\pi}$ - jest połówkową wartością fluorescencji promieniowania X skierowanego w kierunku detektora, $\mu_A(\lambda_{pri})$ - stała absorpcji masy analizowanego pierwiastka A dla λ_{pri} , $\mu_M(\lambda_{pri})$ - stała absorpcji masy macierzy dla λ_{pri} , $\mu_M(\lambda_L)$ - stała absorpcji masy macierzy dla analizowanej linii λ_L , ϕ - jest kątem wiązki padającej, ψ - jest kątem odcięcia strumienia fluorescencji [9].

Metoda ta nie pozwala na dokładne określenie składu chemicznego próbki, dokładność metody wynosi 10%.

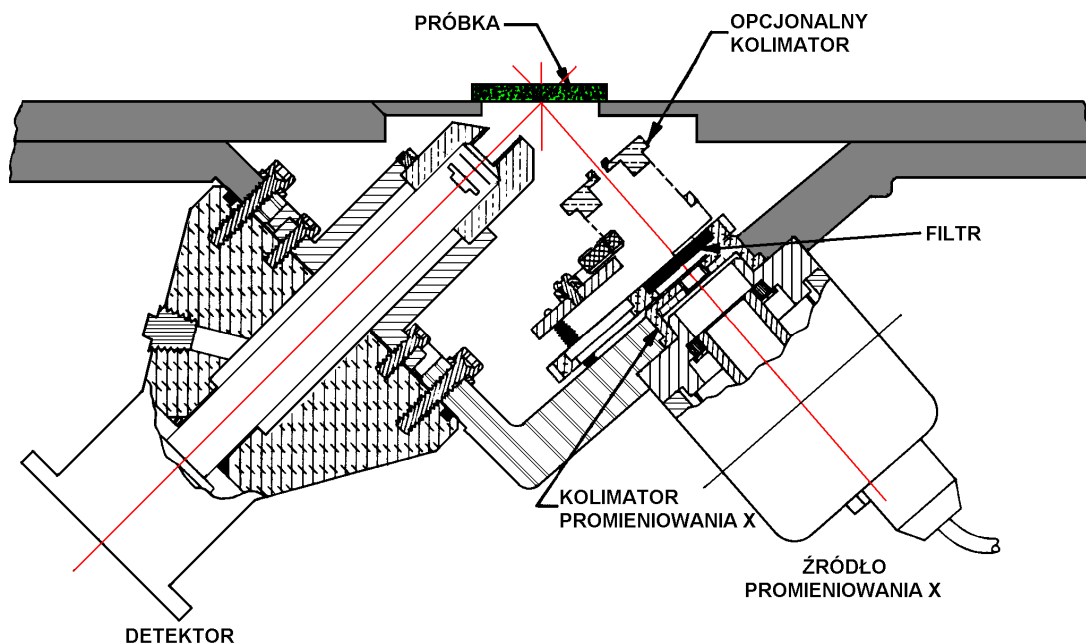


Fig. 2.2: TRACOR XRAY SPECTRACE 5000. Skolimowana wiązka promieniowania rentgenowskiego zaznaczona kolorem czerwonym pada na próbkę, część promieniowania pochodzącego od wzbudzonych atomów trafia do detektora.

2.2 Emisja Promieniowania X Wzbudzanego Cząstkami i Wsteczne Rozpraszanie Rutherfordowskie *c*-PIXE/RBS

W analizie składu oraz struktury krystalicznej cienkich warstw $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}/\text{CdTe}$ wykorzystana została metoda *c*-PIXE/RBS łącząca dwie metody: emisję promieniowania rentgenowskiego wzbudzonego cząstkami izotopu helu 4He^+ (PIXE) oraz wsteczne rozpraszanie Rutherforda (RBS). Schematycznie metoda ta została przedstawiona na rysunku 2.3.

Metoda PIXE polega na bombardowaniu próbki protonami o energiach rzędu 2-3 MeV, padające cząstki powodują wzbudzenia atomów w próbce.

Pomiar polega na badaniu widma charakterystycznego emitowanego przez wzbudzone atomy przy powrocie do stanu podstawowego. Promieniowanie emitowane z powłok K i L odpowiada rentgenowskim długościom fali. Metoda ta pozwala na badanie śladowych ilości pierwiastków w próbkach mających małą masę. Czułość tej metody silnie zależy od liczby porządkowej Z wykrywanych pierwiastków, metoda ta pozwala badać materiały o $Z \geq 12$ ale najbardziej czuła jest dla pierwiastków o $20 \leq Z \leq 35$. Dla pierwiastków o Z mniejszym od 12 mamy do czynienia z wysokim współczynnikiem absorpcji, dla ciężkich pierwiastków przekrój czynny na jonizację jest mały. Prawdopodobieństwo jonizacji elektronu z powłoki K jest maksymalne kiedy prędkość protonu jest zgodna z prędkością elektronu (10% prędkości światła), dlatego optymalna energia protonu wynosi 3 MeV, a największy przekrój czynny na jonizację obserwowany jest dla pierwiastków o $Z = 20$. Na błąd pomiarowy metody składają się zdolność rozdzielcza detektora promieniowania, oraz tło pochodzące od promieniowania hamowania [11, 12].

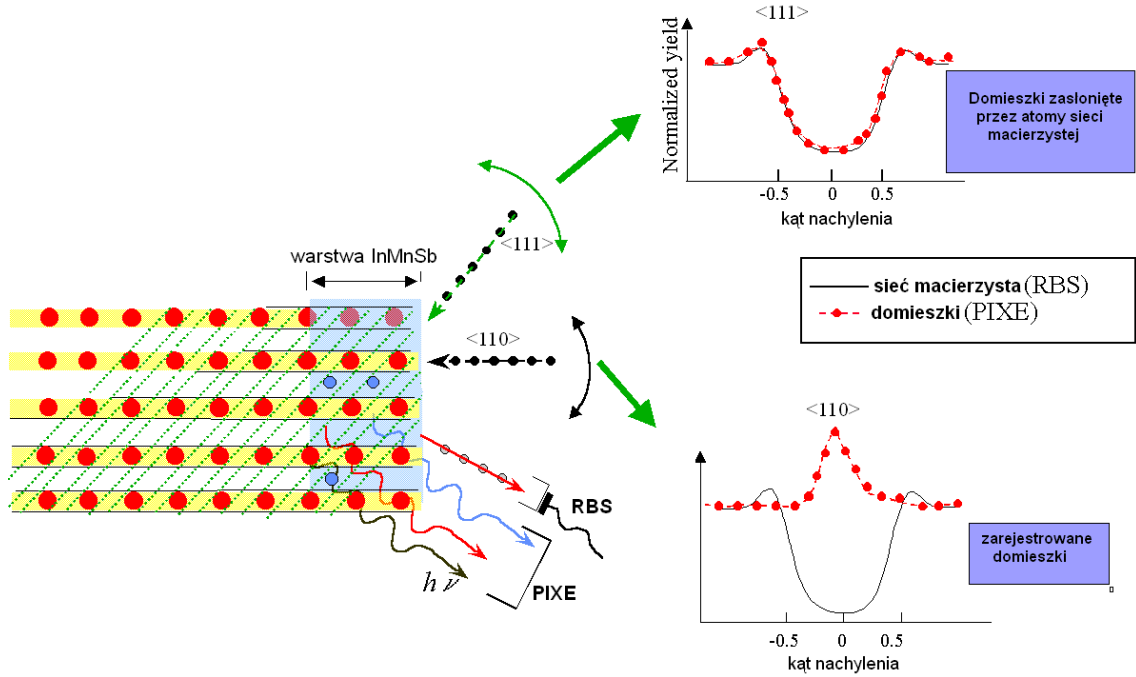


Fig. 2.3: Połączona metoda c-PIXE/RBS pozwalająca na jednoczesną analizę struktury krystalicznej sieci półprzewodnika oraz analizę domieszki [10].

Jednoczesne z analizą emitowanego widma charakterystycznego badanie odbitej wiązki protonów (wsteczne rozpraszanie Rutherfordowskie) pozwala na wyznaczenie grubości warstwy i składu próbki. W pierwszym przybliżeniu rozpraszanie Rutherfordowskie możemy uznać za elastyczne rozpraszanie wysoko energetycznych protonów na atomach ustawionych w sieci krystalicznej próbki, przyjmując że zarówno protony jak i atomy są sztywnymi kulami. Stosując zasadę zachowania energii kinetycznej i pędu można zapisać cząstki rozproszonej E_1 jako:

$$E_1 = E_0 \left(\frac{m_1 \cos \theta \pm \sqrt{m_2^2 - m_1^2 (\sin \theta)^2}}{m_1 + m_2} \right)^2 \quad (2.2)$$

gdzie E_0 jest energią cząstek padających na próbkę, m_1 i m_2 masy odpowiednio cząstki rozproszonej i cząstki na której rozpraszanie zachodzi, a θ jest kątem rozpraszania. Znak plus jest brany jeśli masa cząstki rozproszonej jest mniejsza niż masa tarczy rozpraszającej, w przeciwnym przypadku jest brany minus. Mając widmo energetyczne oraz znając energię E_0 i masę padających próbek m_1 , liczbę atomową padających cząstek Z_1 oraz kąt θ pod jakim padają cząstki, wykorzystując powyższy wzór na energię oraz zależność na różniczkowy przekrój czynny $\frac{d\varpi}{d\Omega}$ na rozpraszanie:

$$\frac{d\varpi}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E_0} \right)^2 \frac{1}{(\sin \frac{\theta}{2})^4} \quad (2.3)$$

możemy wyznaczyć masę m_2 i liczbę atomową Z_2 odbijających atomów [13]. Dzięki zastosowaniu cieniejszej wiązki protonów w metodzie c-RBS/PIXE możliwe jest skanowanie badanego obiektu.

2.3 Dyfrakcja rentgenowska XRD

Badania strukturalne materiałów zostały przeprowadzone przy użyciu rentgenowskiego dyfraktometru Siemens/Bruker AXS D5000. Użyty w badaniach dyfraktometr wykorzy-

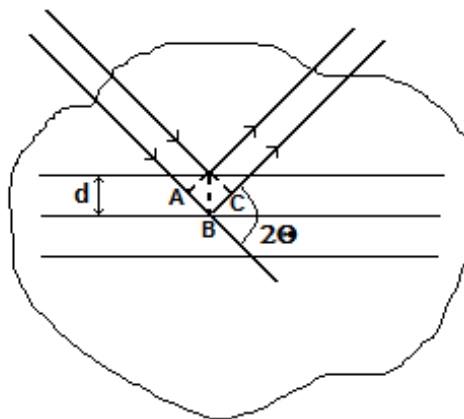


Fig. 2.4: Odbicie promieniowania rentgenowskiego od płaszczyzn równoległych odległych od siebie o d . Różnica dróg $ABC = 2d\sin\theta$ (Prawo Bragga)

stuje metodę Debye'a–Scherrera. Dyfraktometr ten pozwala na analizę strukturalną materiałów proszkowych i cienkich warstw w temperaturze pokojowej. W urządzeniu tym wykorzystana została metoda dyfrakcji promieniowania rentgenowskiego o długości fali od 0.2 do 0.25 Å na badanym materiale.

Sproszkowany materiał polikrystaliczny przygotowany do pomiaru charakteryzował się będzie występowaniem płaszczyzn mających różne ułożenie przestrzenne, wśród wszystkich takich płaszczyzn można wyróżnić rodziny różniące się tylko odległością d między sobą spełniający prawo Bragga

$$n\lambda = 2d\sin\theta, \quad (2.4)$$

gdzie λ jest długością padającej fali, d jest odległością między płaszczyznami Braggowskimi a θ jest kątem pod jakim pada promieniowanie, schematycznie odbicie od płaszczyzn Braggowskich zostało przedstawione na rysunku 2.4 [11]. Korzystając z natężenia interferujących promieni można wyznaczyć położenia atomów w sieci krystalicznej. Przestrzenny rozkład atomów w komórce elementarnej, przy określonym kierunku padania promieniowania monochromatycznego, oraz wybranym kierunku obserwacji będzie powodował przesunięcie fazowe fal rozpraszanych na poszczególnych atomach, co będzie prowadziło do powstania refleksów (skutek interferencji). Zarejestrowanie wielu refleksów pozwala na rozszyfrowanie położenia atomów w komórce elementarnej. Wyznaczenie stałej sieci.

Porównanie widma natężenia odbitego promieniowania półprzewodnika półmagnetycznego z widmami wzorcowymi struktur wyjściowych półprzewodników pozwala na zaobserwowanie jakości struktury, znalezienie ewentualnych wytrąceń i innych faz strukturalnych.

2.4 RHEED–Odbiciowa dyfrakcja elektronów wysoko energetycznych

Odbiciowa dyfrakcja elektronów wysokiej energii (RHEED) pozwala na badanie wbudowywania pierwiastków w strukturę krystaliczną w czasie wzrostu w MBE. Metoda ta pozwala także na wyznaczenie grubości warstw epitaksjalnych. W metodzie tej wiązka wysoko energetycznych elektronów z działka elektronowego pada na próbkę po czym ulega dyfrakcji i jest rejestrowana na ekranie (np za pomocą fluorescencji) co pokazano na rysunku 2.5.

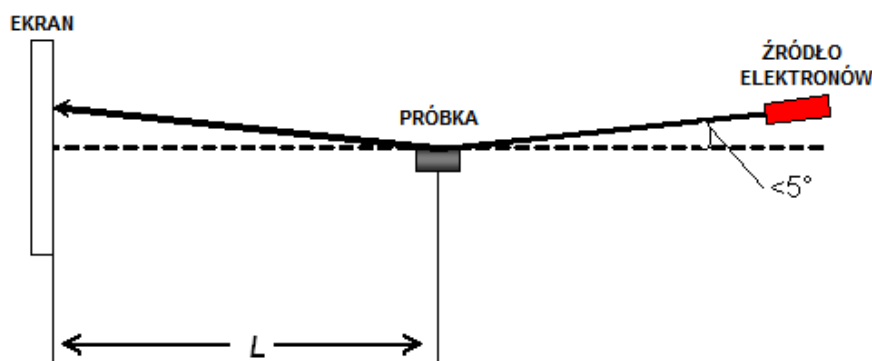


Fig. 2.5: Schemat przedstawiający metodę odbiciowej dyfrakcji elektronów wysokiej energii (RHEED). Wysoko energetyczne elektrony są wyrzucane ze źródła pod kątem 5° do powierzchni próbki, ulegają dyfrakcji na strukturze krystalicznej po czym wpadają do detektora po czym są rejestrowane.

W metodzie RHEED zazwyczaj używa się elektronów o energiach 5-100 keV, działko jest ustawione pod małym kątem (ok. 5°). Wysoka energia elektronów pozwala na uzyskanie obrazu o wyższej rozdzielczości, a mały kąt pozwala na to by elektrony wnikały tylko kilka warstw atomowych w głąb próbki. Dzięki temu można obserwować poszczególne warstwy a nie cały kryształ. Metoda ta jest wykorzystywana przy wzroście MBE ze względu na to że nie blokuje kierunku prostopadłego do powierzchni obserwowanego kryształu, skąd odbywa się transport atomów z komórek efuzyjnych.

Metoda ta jest szczególnie czuła na chropowatość powierzchni z dokładnością do grubości monowarstwy. Poprzez badanie oscylacji RHEED można oceniać jakość rosnących warstw.

3. UKŁAD DO POMIARÓW TRANSPORTOWYCH

Pomiary transportu elektronowego zostały przeprowadzone w magnecie nadprzewodzącym do 13 T w szerokiej skali temperatur od pompowanego Helu - ok 1.5 K do temperatur powyżej 170 K. Pomiary te zostały przeprowadzone przez autorkę pracy w Instytucie Fizyki Polskiej Akademii Nauk. Pomiary transportu elektronowego (napięcia hallowskiego i napięcia przewodnictwa) zostały przeprowadzone metodą 6 kontaktową w magnecie nadprzewodzącym firmy Cryogenic Consultants pracującym do 13 T w zakresie temperatur od 1.5 K do 300 K. Układ użyty do pomiarów został schematycznie przedstawiony na rysunku 3.1. Specyfikacja magnesu nadprzewodzącego i układu do pomiaru temperatury została przedstawiona w tabeli 3.1.

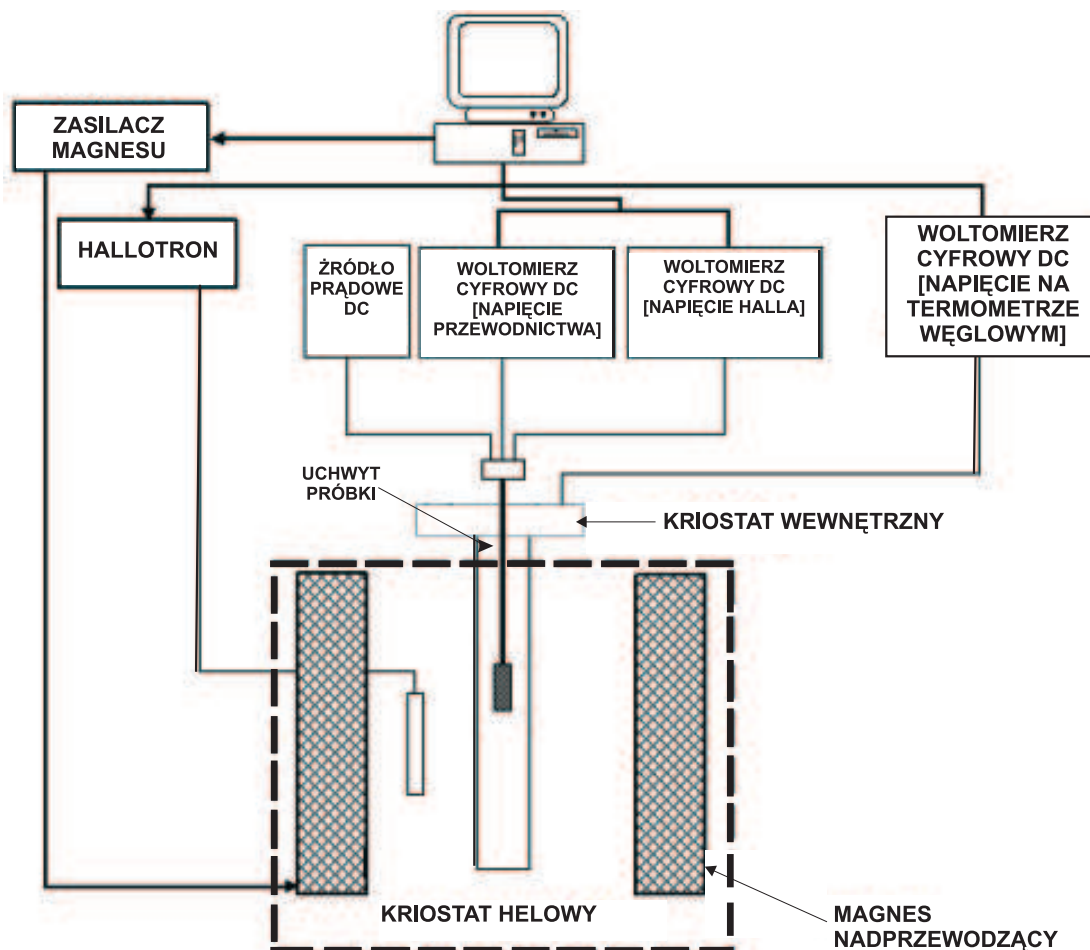


Fig. 3.1: Diagram blokowy układu pomiarowego do pomiarów napięcia hallowskiego i napięcia przewodnictwa w zakresie pól 0-13 T i w zakresie temperatur 1.5-180 K.

Pomiary stałoprądowe przeprowadzone w dwóch kierunkach prądu i pola przy standardowej konfiguracji hallowskiej pozwalają na wyeliminowanie wszystkich zjawisk związanych z niesymetrycznym ustawieniem kontaktów, zostawiając dające zanedbywalny wkład do pomiarów efekty termiczne.

Tab. 3.1: Specyfikacja układu do pomiarów transportowych.

<i>Specyfikacja 13-teslowego magnesu nadprzewodzącego</i>	
zakres pola magnetycznego	± 13 T
przelicznik pole magnetyczne/natężenie prądu	0.13891 T/A
maksymalne natężenie prądu w cewce I_{max}	90 A
maksymalne napięcie cewki V_{max}	5 V
dokładność	0.1 % I_{max}
stabilność	± 0.005 % I_{max} ± 0.01 % V_{max}
zmierzona indukcyjność	24 H
<i>Temperatura</i>	
zakres	1.5 K do 300 K
dokładność	± 0.006 K
stabilność	± 0.001 K poniżej 30 K ± 0.005 K powyżej 30 K

Jako źródło prądu zostało użyte źródło prądowe 220 Programmable Current source firmy Keithley pozwalający na przykładanie natężeń od 1 nA do 100 mA, napięcie przewodnictwa mierzone było mikrowoltomierzem Keithley 196 System DMM pozwalający na mierzenie napięć z zakresu 300 mV-300 V z dokładnością 100 nV-100 μ V. Napięcie hallowskie zmierzone zostało przy użyciu nanowoltomierza Keithley Instruments 182 6.5 Sensitive Digital Voltmeter, który pozwala na mierzenie napięć z zakresu 3 mV-30 V z rozdzielczością 1 nV-10 μ V.

4. UKŁADY DO POMIARÓW NAMAGNESOWANIA I PODATNOŚCI MAGNETYCZNEJ

Pomiary podatności magnetycznej i namagnesowania zostały przeprowadzone przez autorkę w magnetometrze LakeShore Magnetometer/Susceptometer model 7229 z magnesem nadprzewodzącym o polach do 9 T. Na rysunku 4.1 przedstawiono schematycznie zasadę działania urządzenia do jednoczesnego pomiaru podatności AC i namagnesowania DC. Specyfikacja urządzenia została przedstawiona w tabeli 4.1. Magnetometr ten

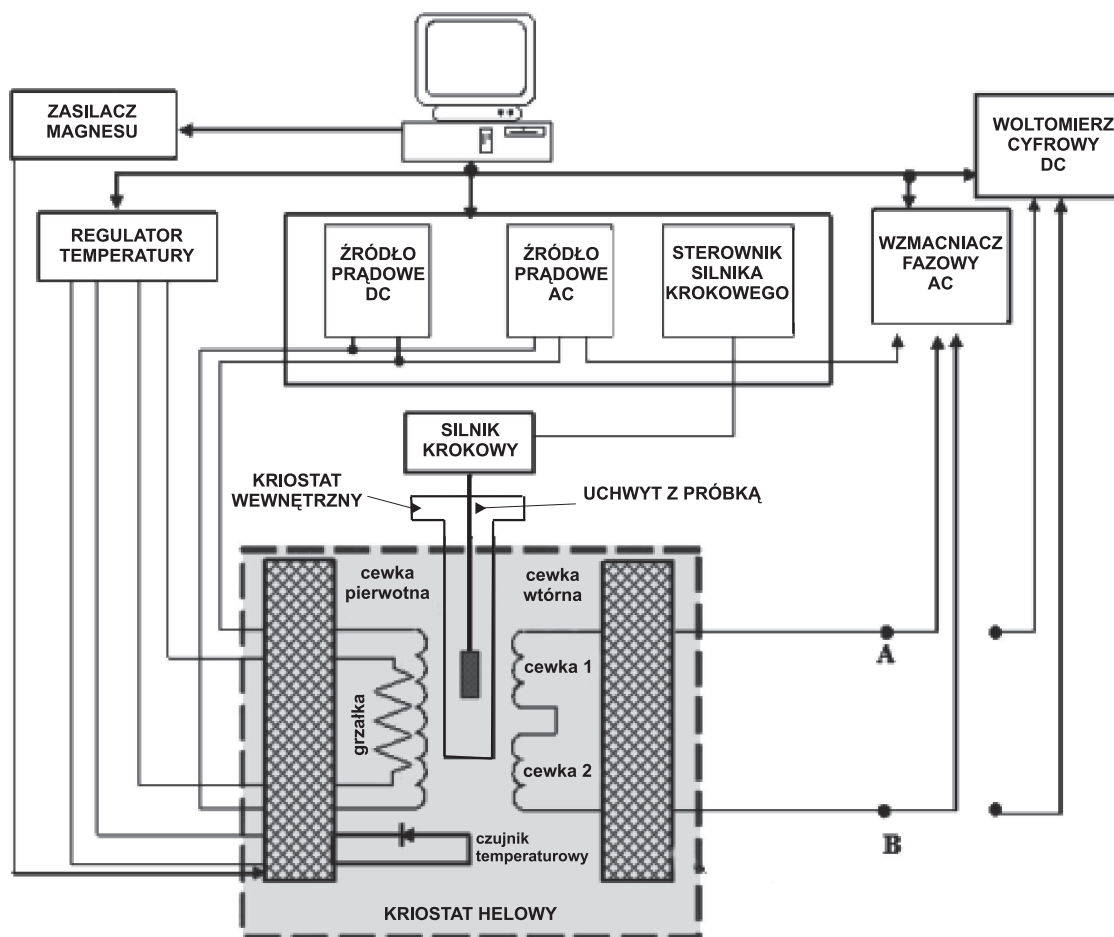


Fig. 4.1: Diagram blokowy 7000 Lake Shore AC Susceptometer/DC Magnetometer.

pozwala na dokonywanie pomiarów AC i DC w jednej konfiguracji aparaturowej, dzięki temu możliwe jest dokonanie pomiaru podatności magnetycznej i namagnesowania w takim samym położeniu próbki i dla takich samych warunków.

Tab. 4.1: Specyfikacja magnetometru Lake Shore.

<i>Specyfikacja 9-teslowego magnes nadprzewodzący (model 7229)</i>	
zakres pola jednorodność	± 9 T lepiej niż $\pm 0.1\%$ na 6 cm długości (-9 T do +9 T)
rozdzielczość	< 2.0 Oe(-9 T do +9 T)
dokładność	$\pm 1.0\%$ ustawień
stabilność	± 10 Oe(-9 T do +9 T)
pole resztkowe	30 gauss (< 15 gauss po cyklu demagnetyzującym)
Dokładność systemu	Stałe kalibracji(AC i DC) mają rozdzielczość $\pm 1.0\%$
Czułość podatności AC	do 2×10^{-8} emu
Czułość momentu magnetycznego DC	9×10^{-5} emu
<i>Temperatura</i>	
zakres	< 1.5 K do 325 K
dokładność	± 0.2 K lub $\pm 0.5\%$ T
stabilność	± 0.1 K
jednorodność	± 0.1 K + 0.5% T
<i>Pole magnetyczne AC/DC - cewka pierwotna</i>	
zakres	od 0.1 Am^{-1} (0.00125 Oe) do 1600 Am^{-1} (20 Oe) RMS dla AC i DC
dokładność	$\pm 1.0\%$
jednorodność	$\pm 0.3\%$ wewnątrz cewek wtórnych
stabilność	do $\pm 0.05\%$
częstotliwość	od 1 Hz do 10 kHz

4.1 Pomiary Podatności Magnetycznej

Zmienne pole magnetyczne jest wytwarzane przez cewkę pierwotną. Cewka ta jest połączona ze źródłem prądu AC pozwalającym na ustawienie zmiennej amplitudy i częstości. W układzie może być także wytwarzane stałe pole magnetyczne przez podłączenie stałego prądu do cewki pierwotnej. Dwie identyczne cewki wtórne są umieszczone symetrycznie w środku cewki pierwotnej w kole pomiarowym. Rysunek 4.2 przedstawia przekrój poprzeczny cewek. Cewki wtórne są połączone w przeciwnym kierunku żeby zniwelować prądy indukowane przez pole AC w nich lub przez nieporządane źródła zewnętrzne. Dzięki perfekcyjnie nawiniętym zwojom cewek wtórnych i ich doskonałej symetrii w układzie bez próbki wzmacniaczem fazowym nie wykrywa się żadnych napięć. Kiedy umieścimy próbkę wewnątrz jednej z cewek wtórnych równowaga napięcia jest załamywana. Mierzone napięcie będzie proporcjonalne do podatności próbki ale będzie także zależało od innych parametrów pomiarowych według następującej relacji:

$$v = \frac{1}{\alpha} V f H \chi, \quad (4.1)$$

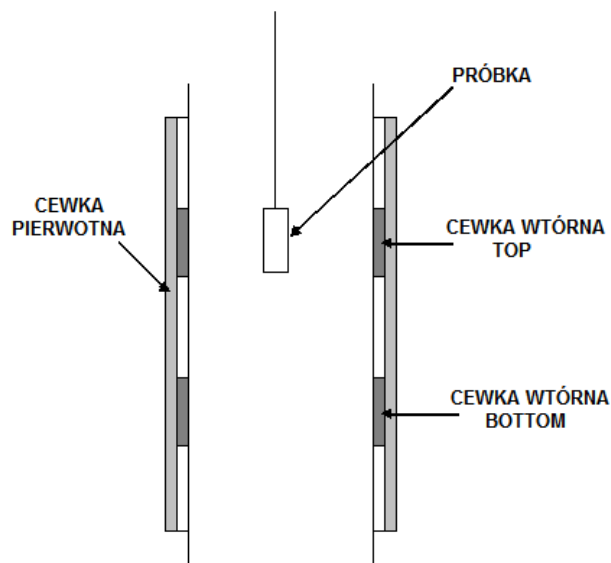


Fig. 4.2: Schematyczny przekrój poprzeczny cewki pierwotnej i cewek wtórnych.

gdzie: $\left\{ \begin{array}{l} v, \text{ mierzone napięcie RMS;} \\ \alpha, \text{ stała kalibracji;} \\ V, \text{ objętość próbki;} \\ f, \text{ częstość pola AC;} \\ H, \text{ pole magnetyczne RMS;} \\ \chi, \text{ objętościowa podatność próbki.} \end{array} \right.$

Stała kalibracji jest zależna od geometrii próbki i cewek. Pole magnetyczne H dla oprogramowania serii 7000 jest polem zmiennym w środku cewek wtórnych i jest określone z fizycznymi parametrami cewki pierwotnej i prądu sterującego. Przekształcając równanie 4.1 otrzymujemy równanie na wyznaczenie podatności z danych eksperymentalnych:

$$\chi = \frac{\alpha v}{V f H} \quad (4.2)$$

Dokładność aparatury zależy od tego na ile identyczne i symetryczne względem siebie położone są cewki wtórne. W realnym układzie zachowując najlepszą dokładność wykonania zawsze będziemy mieli do czynienia z napięciem nierównoważenia. To napięcie będzie zależało od temperatury, częstości i amplitudy pola magnetycznego. Aby zredukować napięcie nierównoważenia należy zmierzyć napięcie indukowane najpierw na jednej cewce wtórnej a potem na drugiej. W pierwszej cewce wtórnej (TOP) uzyskamy napięcie

$$v_1 = v + v_0, \quad (4.3)$$

gdzie v_0 jest napięciem nierównoważenia. Kiedy próbka zostanie przesunięta do drugiej cewki wtórnej, napięcie indukowane odczytane na wzmacniaczu zmieni znak, ponieważ cewki są połączone przeciwnie do siebie, jednakże napięcie nierównoważenia nie zmieni znaku, ponieważ jest stałe i nie zależy od przesunięcia próbki, wtedy na drugiej cewce wtórnej (BOTTOM) uzyskamy

$$v_2 = -v + v_0, \quad (4.4)$$

Korzystając ze wzorów 4.6 i 4.7 możemy wyznaczyć prawdziwe napięcie indukowane na próbce

$$v = (v_1 - v_2)/2, \quad (4.5)$$

Więcej szczegółów dotyczących pomiarów podatności przedstawiono w dodatku A.

4.2 Pomiary namagnesowania

Pomiary momentu magnetycznego są przeprowadzone przy użyciu tzw. techniki ekstrakcyjnej. Jest to technika w której mierzona jest zmiana strumienia magnetycznego podczas kiedy próbka jest wysuwana z cewki mierzającej. Zmiana strumienia jest proporcjonalna do momentu magnetycznego próbki.

Układ pomiarowy Lake Shore 7229 jest przygotowany do wykonywania tego typu pomiarów. Źródło zmiennoprądowe wykorzystywane przy pomiarach podatności magnetycznej jest wyłączane a wzmacniacz homodynamiczny jest zamieniany na szybki całkujący woltomierz cyfrowy (DVM). Silnik krokowy zamocowany do uchwytu próbki pozwala na przesuwanie jej pomiędzy środkami obydwu cewek wtórnych. Woltomierz cyfrowy pracuje znacznie szybciej niż trwa przesuwanie próbki dzięki czemu napięcie wyjściowe zostaje zarejestrowane i zanalizowane. Moment magnetyczny próbki będzie się przedstawiał następująco:

$$m = kI_v \quad (4.6)$$

gdzie:

- m - moment magnetyczny mierzonego materiału
- I_v - całka z napięcia po czasie $I_v = \int v dt$
- k - stała kalibracji momentu DC.

W układzie pomiarowym Lake Shore woltomierz cyfrowy został tak zaprogramowany by całkował po 2 sekundowych odcinkach czasu, wtedy całkowite napięcie przedstawia się następująco:

$$V = \frac{1}{2} \int_0^2 v(t) dt \quad (4.7)$$

Najbardziej dokładne wyniki otrzymuje się definiując pojedynczy cykl pomiarowy jako całkowite przesunięcie próbki z cewki 1 do cewki 2 i powrót do cewki 2. Żeby wyeliminować błędy pomiarowe związane z tworzeniem się termicznej siły elektromotorycznej i innych przesunięć od wartości rzeczywistej napięcie jest monitorowane krótko przed rozpoczęciem poruszania próbki i zaraz po zakończeniu poruszania. W momencie gdy próbka jest nieruchoma na woltomierzu nie powinno być zarejestrowane napięcie. Jeśli mimo to pojawia się napięcie to należy odjąć je od napięcia mierzonego dla poruszającej się próbki. W ten sposób zostanie uzyskane rzeczywiste napięcie proporcjonalne do namagnesowania próbki.

Znając masę lub objętość próbki możemy wyznaczyć wartość namagnesowania na jednostkę masy lub objętości, musimy jednak pamiętać o efekcie demagnetyzacji. Podobnie jak przy pomiarach podatności AC efekt demagnetyzacji może mieć i tutaj wpływ na wynik pomiarów. Pomimo że sam moment magnetyczny nie jest modyfikowany przez

czynnik demagnetyzacji tak jak ma to miejsce dla podatności to pole magnetyczne wewnątrz próbki (H_{wew}) będzie różne od przyłożonego pola zewnętrznego (H_{zewn}):

$$H_{wew} = H_{zewn} - DM \quad (4.8)$$

gdzie M jest namagnesowaniem próbki a D czynnikiem odmagnesowania. Więcej o czynniku odmagnesowania napisano w dodatku A.

Stała kalibracji momentu DC (k) jest blisko związana ze stałą kalibracji podatności AC (α) i odpowiada sprzężeniu strumienia pomiędzy magnesonowaną próbką i cewką pomiarową. Algebraiczna relacja pomiędzy stałymi jest dana następującym wyrażeniem:

$$k = \pi\alpha \quad (4.9)$$

Tak jak w przypadku podatności wartość k jest wyznaczana przy założeniu istnienia dipola magnetycznego oddziałującego z obydwoma cewkami wtórnymi [14].

4.3 Układ do pomiaru magnetoptycznego zjawiska Kerra (MOKE)

W pracy tej zostały zawarte pomiary kąta kerrowskiego zmierzonego przy użyciu układu do pomiaru magnetoptyczny efekt Kerra (MOKE) w impulsowych polach magnetycznych. Dokładniejsze omówienie samego zjawiska MOKE znajduje się w dodatku B.

Magnetoptyczne Zjawisko Kerra dla warstwy InMnSb/CdTe zostało zbadane przez autorkę w układzie wykorzystującym impuls pola magnetycznego w Laboratoire National des Champs Magnétiques Pulsés w Tuluzie.

Na schemacie 4.3 przedstawiona została konfiguracja układu pomiarowego. Wiązka laserowa wychodząca z lasera He-Ne (o długościach fali $\lambda_1 = 632.8$ nm lub $\lambda_2 = 540.5$ nm i mocach odpowiednio $P = 5$ mW i $P = 0.1$ mW) pada na polaryzator Glana-Taylora, spolaryzowane światło po odbiciu od lustra pada na powierzchnię próbki znajdującej się w polu magnetycznym, następnie odbite światło ze skreconą o kąt Kerra θ_K polaryzacją po odbiciu od lustra pada na płytkę opóźniającą ($\frac{\lambda}{2}$) znajdującą się pod kątem, dzięki której zostają wyeliminowana polaryzacja układu (stanowiąca niepożądane tło pomiaru), następnie sygnał pada na pryzmat Wollastona i rozdzielony na dwie składowe polaryzacji, sygnał jest rejestrowany przez detektory (dwie fotodiody krzemowe) i przetwarzany. Pryzmat Wollastona zbudowany jest z dwóch kryształów kalcytu sklejonych względem siebie tak by ich osie optyczne były prostopadłe. Fala załamuje się na granicy między kryształami, składowe pola elektrycznego fali prostopadłe e_x i równoległe e_y do toru wiązki załamują się inaczej, dzięki temu dochodzi do rozdzielenia wiązek o różnych prostopadłych polaryzacjach.

W metodzie tej badane są różnice intensywności między prostopadłymi składowymi liniowo spolaryzowanego światła (\vec{e}_x i \vec{e}_y). W reprezentacji wektora Jonesa fala spolaryzowana liniowo po wyjściu z polaryzatora będzie przedstawiona za pomocą następującej relacji:

$$E_i = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.10)$$

Po odbiciu od próbki polaryzacja zostanie skrecona o kąt Kerra θ_K w następujący sposób:

$$E_r = \begin{pmatrix} \cos(\theta_K) \\ \sin(\theta_K) \end{pmatrix} \quad (4.11)$$

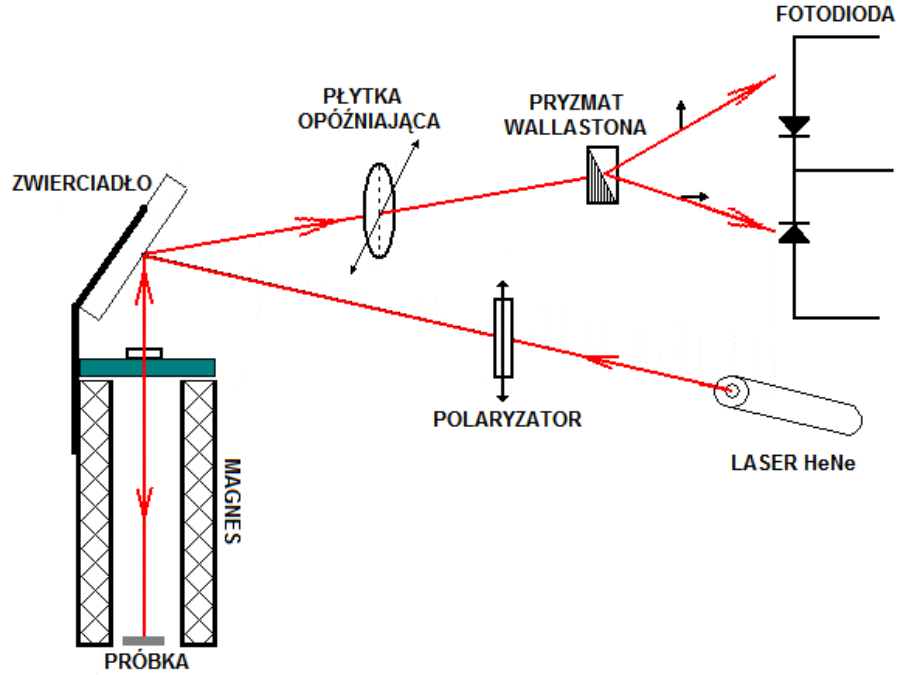


Fig. 4.3: Schemat układu do badania Magnetooptycznego Efektu Kerra w Laboratoire National des Champs Magnétiques Pulsés w Tuluzie.

przejście przez płytkę opóźniającą $\frac{\lambda}{2}$ nachyloną o kąt ϕ do osi optycznej wiązki padającej powoduje następujące odwzorowanie:

$$\begin{pmatrix} \cos(\phi) & -\sin(\phi) \\ \sin(\phi) & \cos(\phi) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\phi) & \sin(\phi) \\ -\sin(\phi) & \cos(\phi) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(2\phi) & \sin(2\phi) \\ \sin(2\phi) & -\cos(2\phi) \end{pmatrix} \quad (4.12)$$

Pryzmat Wollastona oddziela spolaryzowaną liniowo wiązkę światła na dwie ortogonalne składowe \vec{e}_x i \vec{e}_y w następujący sposób:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(2\phi)\cos(\theta_K) + \sin(2\phi)\sin(\theta_K) \\ \sin(2\phi)\cos(\theta_K) - \cos(2\phi)\sin(\theta_K) \end{pmatrix} \quad (4.13)$$

Fotodiody rejestrują różnicę intensywności rozdzielonego sygnału dla ortogonalnych polaryzacji \vec{e}_x i \vec{e}_y):

$$\Delta V = C(|E_x|^2 - |E_y|^2) = C(\cos(2\theta_K)\cos(4\phi) + \sin(2\theta_K)\sin(4\phi)) \quad (4.14)$$

pomiary przebiegają następująco: najpierw dla zerowego pola magnetycznego (wtedy kąt Kerra θ_K także powinien być równy zero) płytkę opóźniającą jest ustawiana pod różnymi kątami ϕ (np. dla $\phi = \pm\frac{\pi}{8}$, $\phi = \pm\frac{3\pi}{8}$, $\phi = \pm\frac{5\pi}{8}$...) tak żeby znaleźć kąt zorientowania płytki dla którego

$$\Delta V = 0.$$

Następnie pole magnetyczne jest włączane i różnica intensywności ortogonalnie zorientowanych polaryzacji jest proporcjonalna do kąta skręcenia polaryzacji:

$$\Delta V = C\sin(2\theta_K) \quad (4.15)$$

Dla większości materiałów dobrym przybliżeniem jest $\theta_K \ll 1$, wtedy:

$$\theta_K = \frac{\Delta V}{2C} \quad (4.16)$$

Dla $\theta_K = 0$ i $\phi = \left(\frac{0}{\frac{\pi}{2}}\right)$ różnica intensywności ΔV osiąga maksymalną wartość ΔV_{max} równą stałej C , która jest wyznaczana. Ostatecznie wzór na wyznaczenie kąta Kerra skręcenia polaryzacji θ_K przedstawia się następująco:

$$\theta_K = \frac{\Delta V}{2\Delta V_{max}} \quad (4.17)$$

W powyższym układzie kąt skręcenia polaryzacji mierzy się z dokładnością do 10^{-3} stopni. Ponieważ kąt ten jest proporcjonalny do namagnesowania materiału metoda ta jest doskonała do badania własności magnetycznych materiałów, których tradycyjne magnetometry nie są w stanie mierzyć ze względu na małą czułość np. jest to idealna metoda do badania cienkich warstw.

Część II

CHARAKTERYSTYKA BADANYCH MATERIAŁÓW

5. BADANE MATERIAŁY

W pracy przedstawione zostały wyniki badań dla półprzewodników należących do grup III–V i IV–VI układu okresowego zawierających mangan. Pierwszy z badanych ma-

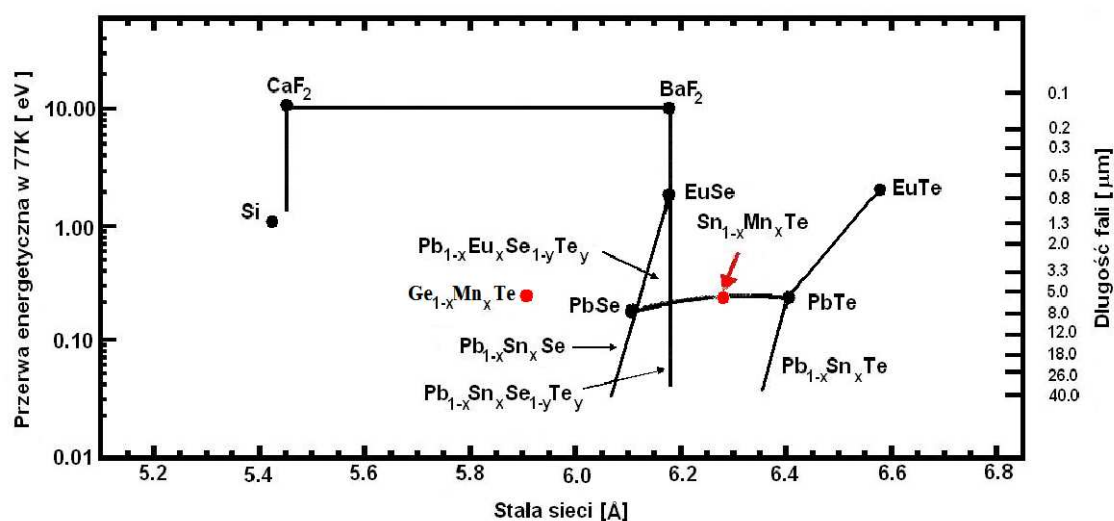


Fig. 5.1: Przerwy energetyczne w funkcji stałej sieci dla półprzewodników należących m.in. do grup IV–VI [15].

teriałów objętościowych należących do grupy IV–VI $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ został wyhodowany zmodyfikowaną metodą Bridgmana w Instytucie Fizyki Polskiej Akademii Nauk, kolejne badane materiały objętościowe IV–VI: $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$, $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$, $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$, $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$ wyhodowane zostały tą samą metodą w Instytucie Nauk Materiałowych Ukraińskiej Akademii Nauk. Warstwy półprzewodnikowe III–V zawierające mangan $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ / InSb/CdTe i $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ / GaAs zostały wyhodowane metodą epitaksji z wiązki molekularnej (LT-MBE) na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Notre Dame.

Stałe sieci oraz wartości przerw energetycznych dla wybranych półprzewodników IV–VI i III–V zostały przedstawione na rysunkach 5.1 i 5.2.

5.1 Próbki objętościowe $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x(\text{Er},\text{Eu})_y\text{Te}$ i $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x(\text{Eu},\text{Yb})_y\text{Te}$

W pracy tej przedstawione zostały badania transportu elektronowego i własności magnetycznych materiałów należących do grupy IV–VI układu okresowego pierwiastków zawierających mangan oraz pierwiastki ziem rzadkich: $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$,

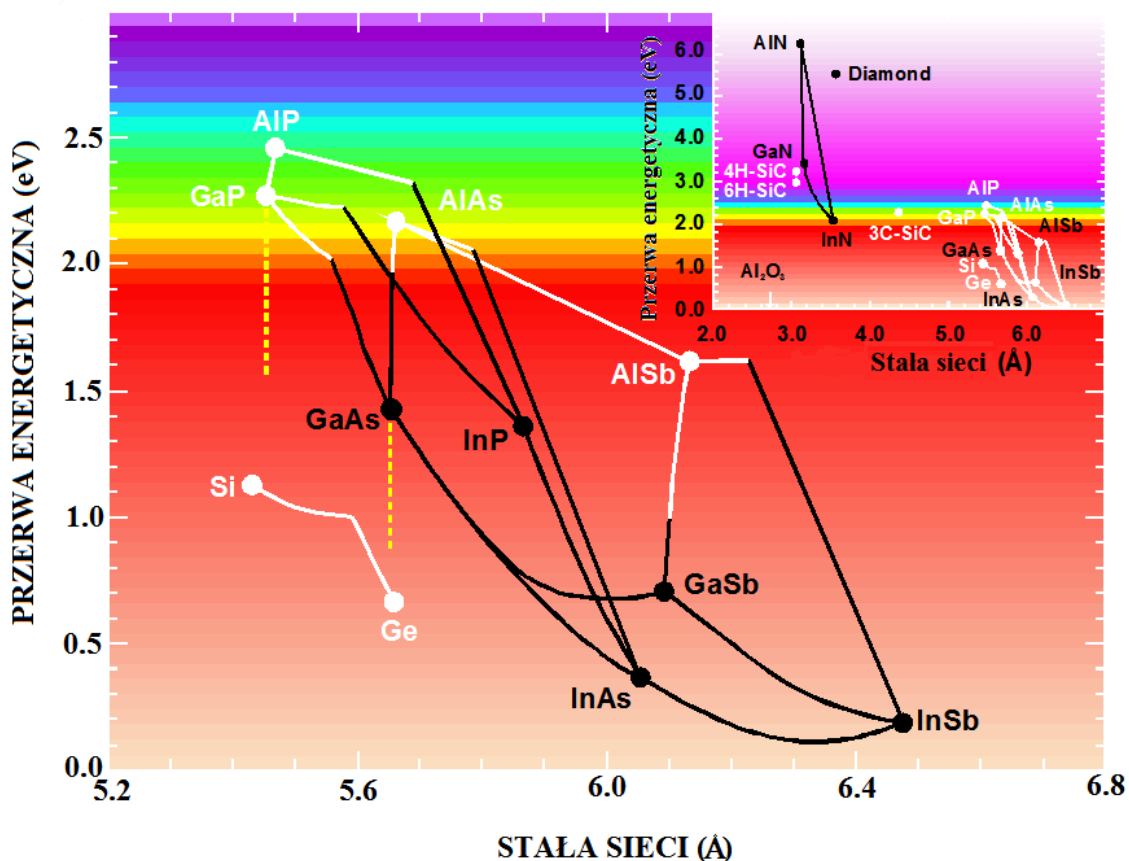


Fig. 5.2: Przerwy energetyczne w funkcji stałej sieci dla półprzewodników należących do grup III–V (porównanych z zależnością dla diamentu, krzemu i germanu) [16].

$\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$, $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$, $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$, zawartość manganu w powyższych związkach wynosiła od 4.5 % do 47 %, pierwiastków ziem rzadkich nie przekraczała 4 %. Szczegółowo skład badanych związków został przedstawiony w tabeli 5.1. Typowo badane próbki miały kształt prostopadłościanów o wymiarach podstawy ok.1 mm na 1 mm i wysokości ok. 10 mm. Rozmiar taki gwarantował zarówno poprawny kształt próbek do pomiarów magnetotransportowych jak i pomiarów namagnesowania. W rozdziale tym przedstawiona zostanie ogólna charakterystyka tych materiałów.

5.1.1 Struktura krystaliczna półprzewodników IV–VI

Większość półprzewodników należących do grupy IV–VI z manganem krystalizuje w strukturze soli kuchennej NaCl pokazanej na rysunku 5.3 z jonami magnetycznymi rozłożonymi przypadkowo miejscach sieci zajmowanych przez kationy. Sieć NaCl jest to sieć regularna powierzchniowo centrowana składająca się z dwóch podsieci reprezentowanych przez każdy z pierwiastków przesuniętych o połowę przekątnej umownej komórki w kierunku [111]. Każdy atom ma sześciu sąsiadów innego rodzaju. Jest to typowe ustawienie przy występowaniu wiązania jonowego. W węzłach sieci znajdują się kationy i aniony tworzące podsieć kationową i anionową.

Tab. 5.1: Zawartość manganu oraz pierwiastków ziem rzadkich w badanych związkach IV–VI

Próbka	# Próbki	x	y
$\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$	3501 M1	0.075	
$\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$	3501 I1	0.12	
$\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$	865_6	0.058	0.0006
$\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$	865_16	0.062	0.001
$\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$	841_18	0.13	0.01
$\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$	960_2	0.045	
$\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$	960_12	0.388	
$\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$	849_8	0.087	0.038
$\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$	849_16	0.073	0.033
$\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$	971_12	0.47	0.004

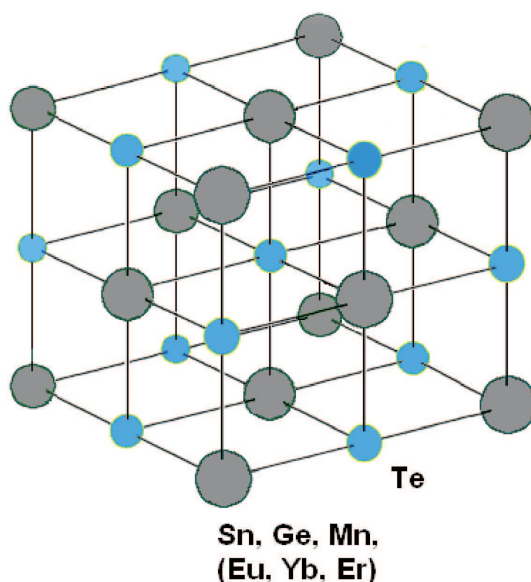


Fig. 5.3: Struktura przestrzenna typu NaCl, kolorem niebieskim zaznaczone zostały aniony telluru, szare koła reprezentują zaś aniony cyny bądź germanu podstawiane przez mangan lub pierwiastki ziem rzadkich.

Wiązanie jonowe nie ma wyróżnionego kierunku (sferycznie symetryczne zamknięte powłoki) [17, 1, 18]. Wiązanie jonowe odróżnia materiały IV–VI od półprzewodników III–V i II–VI gdzie występują głównie wiązania kowalentne.

Badane materiały $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$ i $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$, krystalizowały w strukturze soli kuchennej, badania strukturalne XRD wykazały że próbki te były jednofazowe strukturalnie.

Stała sieci tych związków zmienia się liniowo z zawartością jonów magnetycznych zgodnie z prawem Vegadra. W tellurku cyny SnTe (struktura soli kuchennej) obserwowana jest zależność wartości stałej sieci od koncentracji nośników ładunku (dziur): $a_0 = 6.327 - 1.7 \cdot 10^{-21} p$ [Å], gdzie p ma wymiar [cm^{-3}] i jest koncentracją nośników ładunku [18]. Materiał ten pod wpływem ciśnienia hydrostatycznego ok 20 kbar przecho-

dzi do fazy ortorombowej.

W półprzewodnikach półmagnetycznych opartych tellurku cyny pierwiastki magnetyczne wbudowują się w miejsca cyny. Dwuwartościowe jony manganu Mn^{2+} o spinie

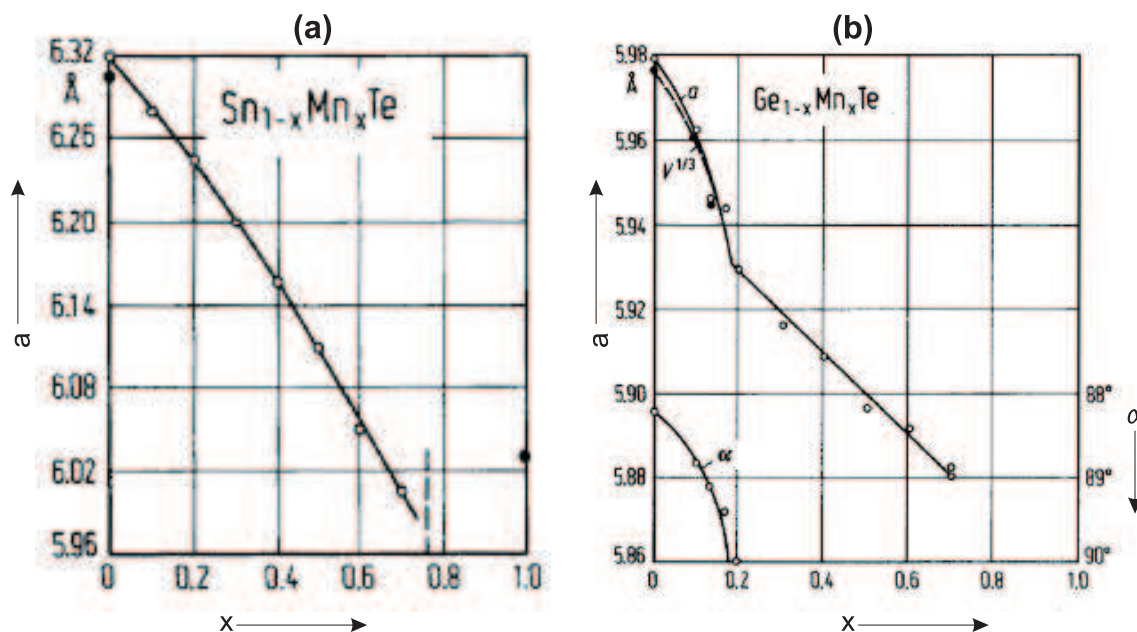


Fig. 5.4: Zależność wartości stałej sieci od zawartości manganu w (a) $Sn_{1-x}Mn_xTe$ i (b) $Ge_{1-x}Mn_xTe$ [19]

$5/2$ są rozmieszczone przypadkowo w matrycy fcc SnTe. Stała sieci $Sn_{1-x}Mn_xTe$ maleje ze wzrostem zawartości manganu x co zostało pokazane na rysunku 5.4 punkt (a), zjawisko to jest związane z różnicą w wielkości kationów cyny i manganu.

Materiał ten posiada dużą koncentrację swobodnych nośników rzędu $p \sim 10^{20} \dots 10^{21} \text{cm}^{-3}$ co jest związane z niestechiometrią tych związków [19]. W SnTe obserwuje się nadprzewodnictwo [20]. Mangan oraz europ w matrycy SnTe niszczy nadprzewodzące własności tego półprzewodnika [21].

Drugi z badanych materiałów $Ge_{1-x}Mn_xTe$ krystalizuje w strukturze soli kuchennej przy czym poniżej $x=0.18$ obserwowana jest faza romboedryczna a powyżej $x=0.8$ występuje druga faza ze strukturą NiAs.

W związkach tych stała sieci tak jak dla $Sn_{1-x}Mn_xTe$ maleje z ilością wprowadzonego manganu, na wykresie 5.4 punkt (b) pokazano zachowanie stałej sieci wraz ze wzrostem koncentracji jonów manganu w matrycy GeTe, widoczna jest także zmiana stałej sieci przy przejściu do fazy romboedrycznej, kąt α zmienia się od 90° do 88° . Podobnie jak w SnTe tak i w GeTe zaobserwowano nadprzewodnictwo [20]. Badane próbki $Ge_{1-x}Mn_xTe$ $x=0.045$ i $Ge_{1-x-y}Mn_xEu_yTe$ nie wykazywały w badaniach strukturalnych innych faz poza strukturą GeTe. Próbki $Ge_{1-x}Mn_xTe$ $x=0.388$ i $Ge_{1-x-y}Mn_xYb_yTe$ $x=0.47$ wykazują inne poza GeTe fazy strukturalne. Na rysunku 5.5 przedstawiono widmo z badania XRD dla próbek $Ge_{1-x}Mn_xTe$ 960_12 i $Ge_{1-x-y}Mn_xYb_yTe$ 971_12 porównany z widmem wzorcem GeTe, dodatkowe piki w widmach badanych próbek nie występujące w widmie wzorca świadczą o istnieniu innych faz strukturalnych w tych próbkach. W próbkach tych zauważono wytrącenia MnTe, typowe dla tego rodzaju materiałów, oraz fazę dodatkową, której nie udało się zidentyfikować.

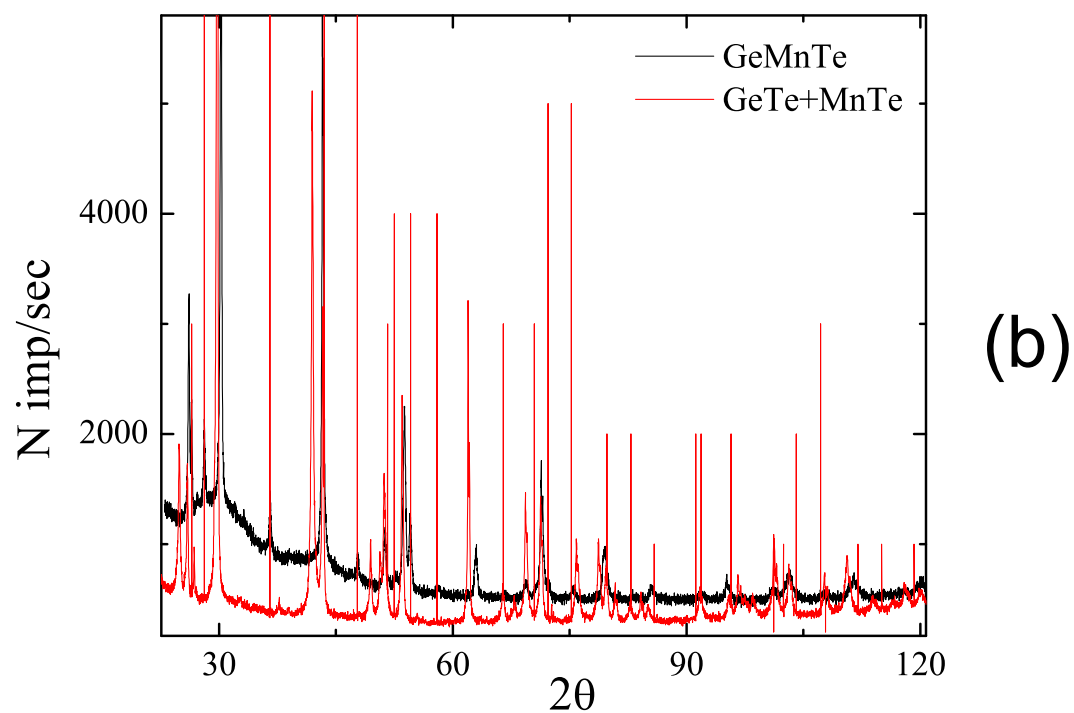
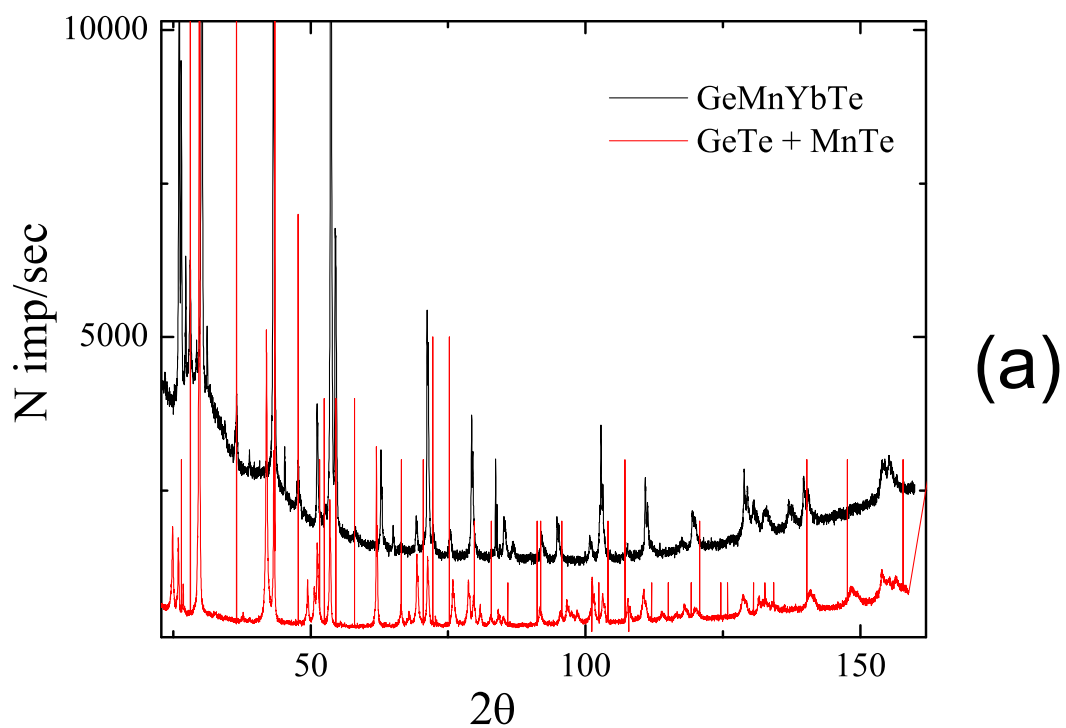


Fig. 5.5: Porównanie widma rozpraszania rentgenowskiego wykonanego techniką XRD dla próbki (a) $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 960_12 z widmem wzorca GeTe, (b) $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$ 971_12 z widmem wzorca GeTe

5.1.2 Struktura pasmowa związków IV–VI

Struktura pasmowa półprzewodników półmagnetycznych IV–VI jest podobna do ich niemagnetycznych odpowiedników (związków nie zawierających jonów magnetycznych). W półprzewodnikach IV–VI maksimum pasma walencyjnego (pasma lekkich dziur L_6^- i minimum pasma przewodnictwa (L_6^+) znajduje się w punkcie L strefy Brilloueina [22], oddzielone są one wąską przerwą energetyczną. Zarówno pasmo walencyjne jak i przewodnictwa są pasmami wielodolinowymi co wynika z symetrii problemu.

Badane półprzewodniki należą do klasy materiałów wąskoprzerwowych, ta cecha prowadzi do nieparaboliczności pasm w niedalekiej odległości od ich wierzchołków. Dla SnTe przerwa energetyczna w $L_6^+ - L_6^- = 0.33$ eV, zaś dla GeTe $L_6^+ - L_6^- = 0.23$ eV [23]. Na rysunku 5.6 został przedstawiony fragment struktury pasmowej związków IV–

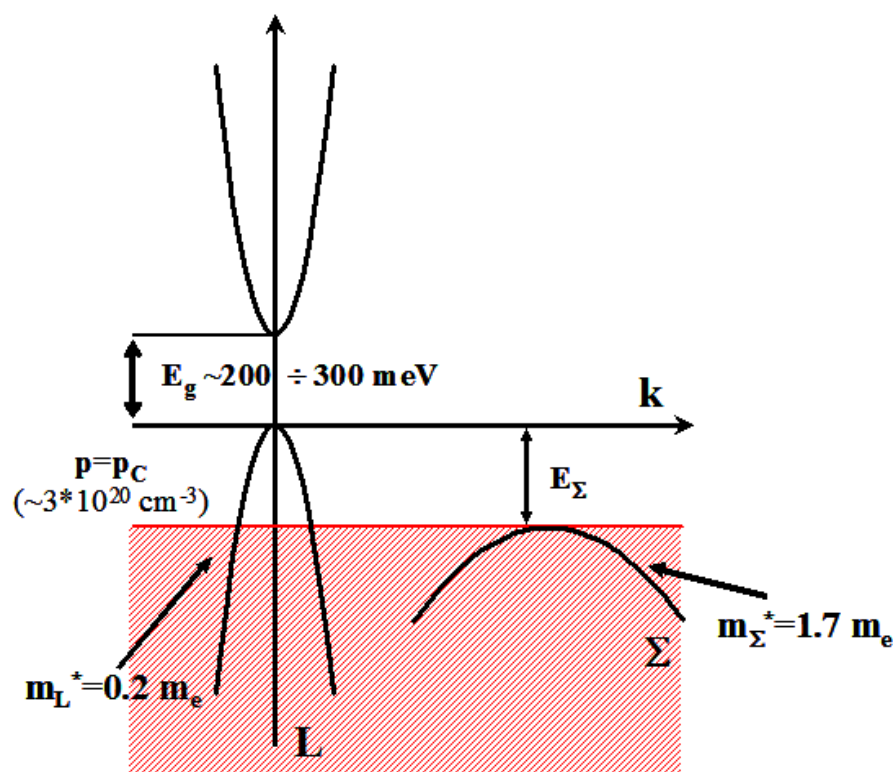


Fig. 5.6: Schematycznie przedstawiona struktura pasmowa związków IV–VI pokazująca pasmo przewodnictwa oraz pasma lekkich i ciężkich dziur.

VI z uwidocznieniem przerwy energetycznej w punkcie L strefy Brilloueina oraz pasma ciężkich dziur z maksimum znajdującym się w punkcie Σ , struktura ma miejsce m.in. dla SnTe i PbTe. Dla GeTe punkt Σ jest punktem siodłowym a nie absolutnym maksimum [23].

Na własności transportu elektronowego półprzewodników półmagnetycznych IV–VI typu p z dużą koncentracją nośników ($p \geq 5 \cdot 10^{19}$) cm^{-3} wpływa pasmo ciężkich dziur umiejscowione w punkcie Σ strefy Brilloueina ok $E_{\Sigma} = 0.2$ eV poniżej wierzchołka pasma lekkich dziur.

Dodanie manganu do matrycy półprzewodnika IV–VI powoduje zwiększenie przerwy energetycznej i jednocześnie zmniejszenie się wartości energii oddzielającej pasma

lekkich i ciężkich dziur [24, 25, 26, 27].

5.2 Warstwy półmagnetyczne $In_{1-x}Mn_xSb/InSb/CdTe(InSb)$ i $Ga_{1-x}Mn_xAs/GaAs$

W rozdziale tym zostanie scharakteryzowana struktura krystaliczna oraz pasmowa związków III–V. Zostaną przedstawione różnice pomiędzy GaAs i InSb, półprzewodnikami będącymi matrycą do warstw półprzewodnikowych opisywanych w pracy.

Antymonek indu InSb należy do grupy III–V półprzewodników wąskoprzerwowych. Materiał ten posiada najmniejszą przerwę energetyczną i największą stałą sieci wśród półprzewodników należących do grupy III–V co pokazano na rysunku 5.2.

Związek ten ze względu na swoje unikatowe własności znalazł zastosowanie m. in w detektorach podczerwieni, kamerach termowizyjnych, w systemach naprowadzania rakiet i obserwacji astronomicznej w zakresie podczerwieni [28]. Dzięki takim własnościom jak mała przerwa energetyczna, dużo większa ruchliwość niż w innych związkach III–Mn–V i większa koncentracja dziur, ferromagnetyczny $In_{1-x}Mn_xSb$ mógłby znaleźć zastosowanie w fotonice spinowej i urządzeniach wykorzystujących transport spinowy.

Arsenek galu GaAs należy do grupy III–V półprzewodników szerokoprzerwowych. Materiał ten jest obecnie drugim po krzemie najczęściej wykorzystywanym półprzewodnikiem w mikro i optoelektronice. Urządzenia elektroniczne oparte na GaAs mogą pracować z częstotliwościami przekraczającymi 250 GHz. Arsenek Galu stosuje się między innymi w produkcji szybko reagujących cyfrowych i analogowych układów scalonych, diod, laserów, baterii słonecznych, fotodetektorów, czujników pola magnetycznego oraz sond biomedycznych.

5.2.1 Struktura krystaliczna półprzewodników III–V

Półprzewodniki III–V także $In_{1-x}Mn_xSb$ oraz $Ga_{1-x}Mn_xAs$ krystalizują w strukturze blendy cynkowej. Schematyczny obraz struktury komórki elementarnej typu blendy cynkowej został przedstawiony na rysunku 5.7. W strukturze tej atomy jednej podsieci są przesunięte o $(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4})$ względem drugiej podsieci. Struktura ta charakteryzuje się taką samą postacią strefy Brillouina jak struktura soli kuchennej. Za tworzenie się takiej struktury odpowiadają głównie wiązania kowalentne. Kryształy posiadające takie wiązania składają się z atomów połączonych ze sobą parami wspólnych elektronów walencyjnych. Wiązanie kowalentne jest wiązaniem kierunkowym, i wiązanie to wyznacza sposób ułożenia atomów w kryształach. Kryształy o takich wiązaniach są niepodatne na odkształcenia i posiadają wysoką temperaturę topnienia.

5.2.2 Struktura pasmowa InSb a struktura pasmowa GaAs

Na wykresie 5.8 część (a) została przedstawiona struktura InSb [29]. W InSb Najważniejsze maksimum pasm walencyjnego i przewodnictwa przypada w środku strefy Brillouina w punkcie Γ . Dla materiału tego występują różnice w krzywiźnie pasm przewodnictwa i pasma ciężkich dziur w kierunku $\langle 100 \rangle$ i $\langle 111 \rangle$ widoczne na rysunku [29].

Pasmo walencyjne w InSb materiale składa się z pasma lekkich (V_2) i ciężkich dziur (V_1) oraz z pasma odszczepionego spin-orbita. Pasmo odszczepione w InSb dzieli od

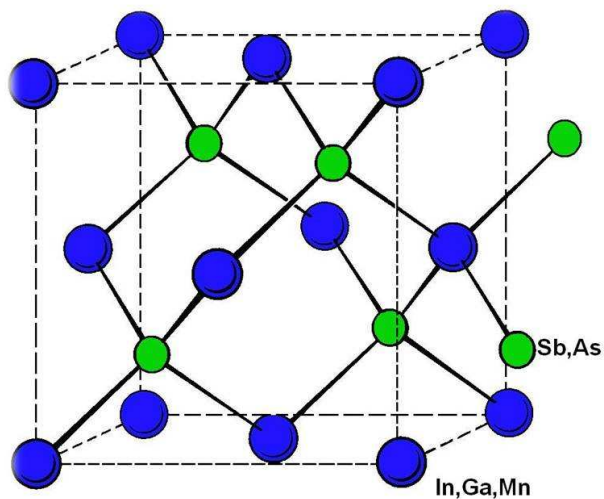


Fig. 5.7: Komórka elementarna typu blendy cynkowej.

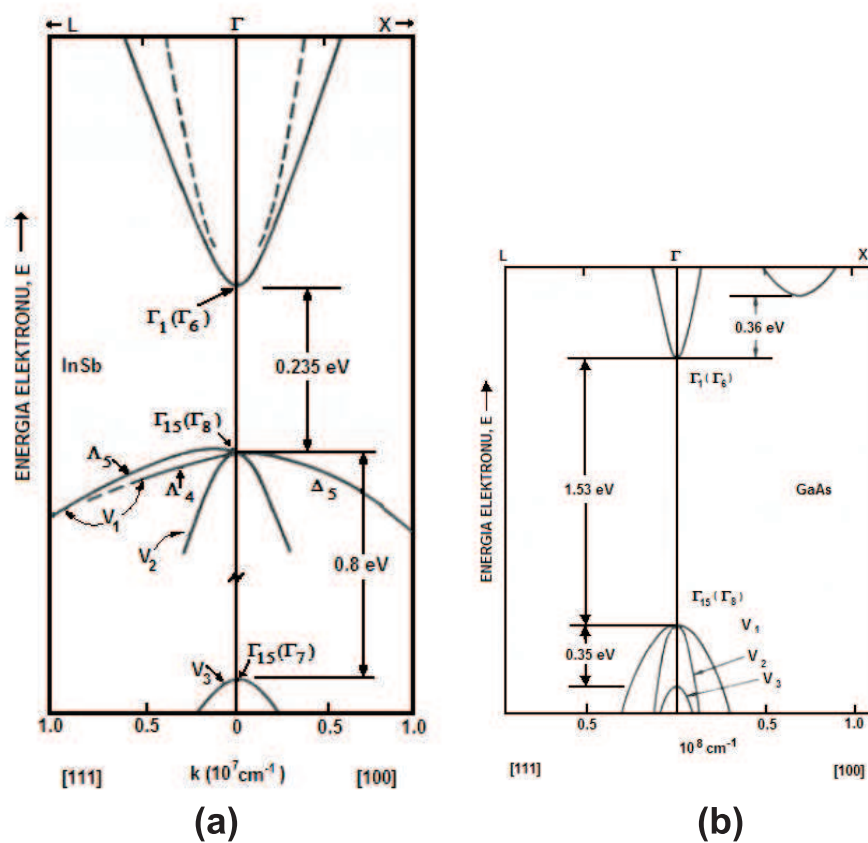


Fig. 5.8: (a) Struktura pasmowa InSb w kierunku $\langle 111 \rangle$ i $\langle 100 \rangle$ (linia przerywana). (b) Struktura pasmowa GaAs, typowa dla półprzewodników z grupy III–V w kierunku $\langle 111 \rangle$ i $\langle 100 \rangle$. V_1 -pasmo ciężkich dziur, V_2 -pasmo lekkich dziur, V_3 -pasmo rozszczepione s-o [29]

wierzchołka pasma walencyjnego 0.8 eV przy czym przerwa energetyczna w tym materiale wynosi 0.235 eV.

Struktura pasmowa GaAs została przedstawiona na rysunku 5.8 część (b). Najważniejsze maksimum pasma walencyjnego i przewodnictwa w GaAs tak jak w InSb przypada w środku strefy Brillouina w punkcie Γ . Materiał ten posiada identyczną zależność $E(k)$ w kierunku $\langle 111 \rangle$ i $\langle 100 \rangle$ co zostało pokazane na powyższym schemacie.

Pasmo walencyjne w omawianym materiale tak jak w InSb składa się z pasma lekkich (V_2) i ciężkich dziur (V_1) oraz z pasma odszczepionego spin-orbita.

W GaAs przerwa energetyczna jest 6.5 raza większa niż w InSb i wynosi 1.53 eV, odległość między wierzchołkiem pasma odszczepionego i wierzchołkiem pasm lekkich i ciężkich dziur w punkcie Γ wynosi w GaAs 0.35 eV.

5.2.3 Warstwy półmagnetyczne III-V $In_{1-x}Mn_xSb/InSb/CdTe(InSb)$ i $Ga_{1-x}Mn_xAs/GaAs$

Badane warstwy półprzewodnikowe $In_{1-x}Mn_xSb/InSb/CdTe(InSb)$ zostały wyhodowane metodą epitaksji z wiązek molekularnych w układzie Riber 32 R&D MBE na uniwersytecie Notre Dame. Podłoża i bufor CdTe zostały wyhodowane w pierwszym procesie MBE w Instytucie Fizyki Polskiej Akademii Nauk. Schematycznie poszczególne warstwy zostały przedstawione na rysunku 5.9. Podłożem był arsenek galu GaAs, buforem

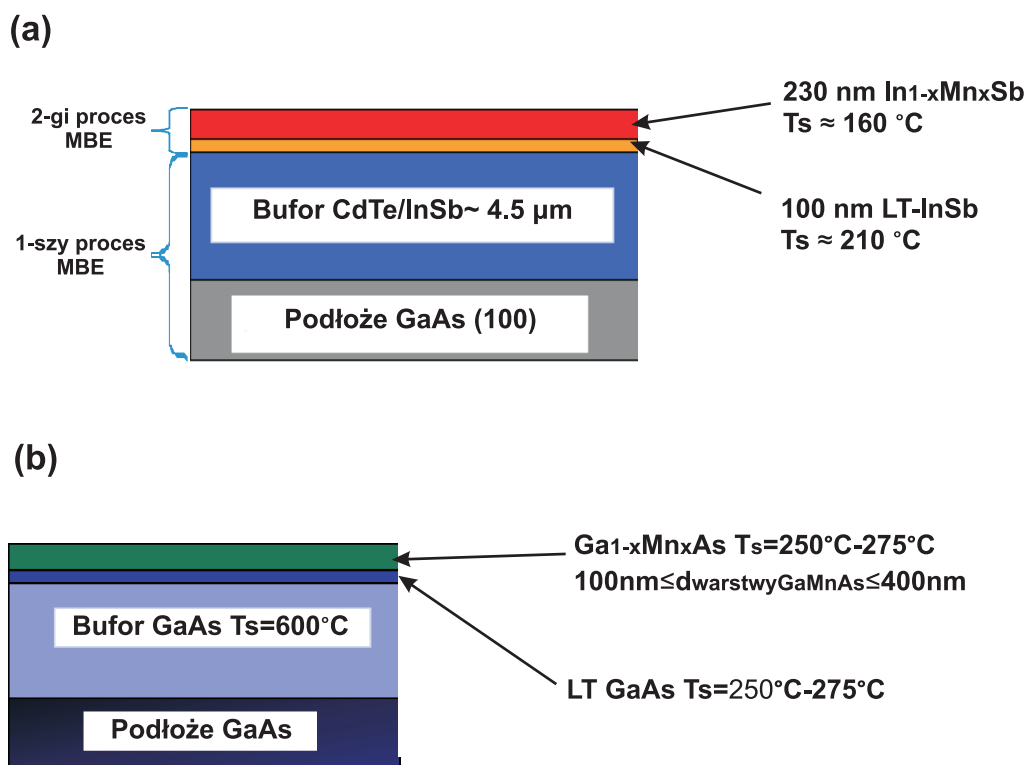


Fig. 5.9: Schemat warstw (a) $InMnSb/InSb/CdTe(InSb)$ i (b) $GaMnAs/GaAs$ wyhodowanych metodą MBE.

tellurek kadmu CdTe lub antymonek indu InSb, następnie na buforze wyhodowano warstwę 100 nm niskotemperaturowego InSb w temperaturze 210 °C, co poprawiło gładkość

powierzchni. Substrat następnie był chłodzony do 170 °C, a następnie wyhodowano na nim warstwę InMnSb o grubości 230 nm. Strumienie antymonku i manganu pochodziły ze standardowych komórek efuzyjnych a antymonek Sb₂ był produkowany przez komórkę dysocjacyjną. Stosunek ciśnień Sb₂:In wynosił 3 : 1. Tempo wzrostu (0.26 ml/s) i gru-

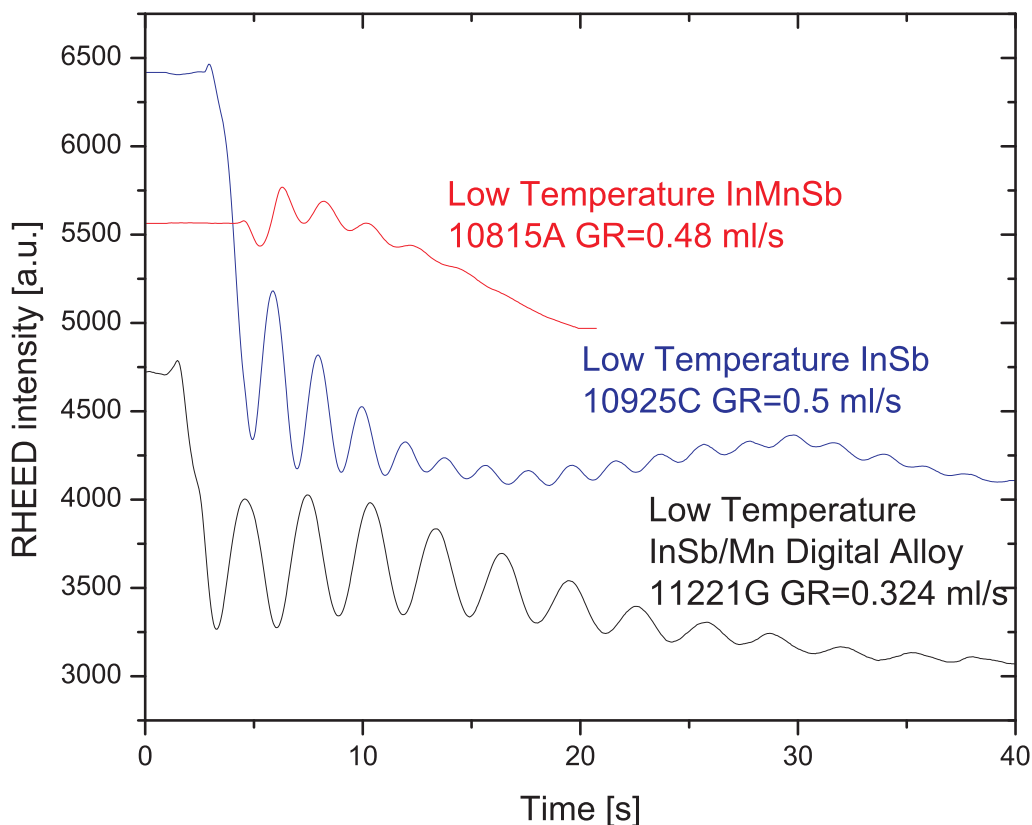


Fig. 5.10: Oscylacje RHEED obserwowane podczas wzrostu niskotemperaturowej warstwy InSb oraz warstwy In_{1-x}Mn_xSb /InSb/CdTe

bość warstw była wyznaczana z oscylacji RHEED-u przedstawionych na wykresie 5.10. Parametrem zmienianym przy hodowaniu poszczególnych grup próbek była temperatura

Tab. 5.2: Temperatury wzrostu warstwy InMnSb w badanych wielo-warstwach półprzewodnikowych In_{1-x}Mn_xSb /InSb/CdTe(InSb)

Próbka	# próbki	Temperatura komórki efuzyjnej Mn podczas procesu hodowania [°C]
In _{1-x} Mn _x Sb /InSb/CdTe	20902 A	690
In _{1-x} Mn _x Sb /InSb/CdTe	20902 B	700
In _{1-x} Mn _x Sb /InSb/CdTe	20902 C	710
In _{1-x} Mn _x Sb /InSb/CdTe	20902 D	720
In _{1-x} Mn _x Sb /InSb/InSb	20910 C	720

komórki efuzyjnej zawierającej mangan, w tabeli 5.2 przedstawiono temperatury komórki

efuzyjnej manganu dla próbek, których własności magnetyczne i transportowe były analizowane. Jakość krystalograficzna wyhodowanych warstw była badana metodami dyfrak-

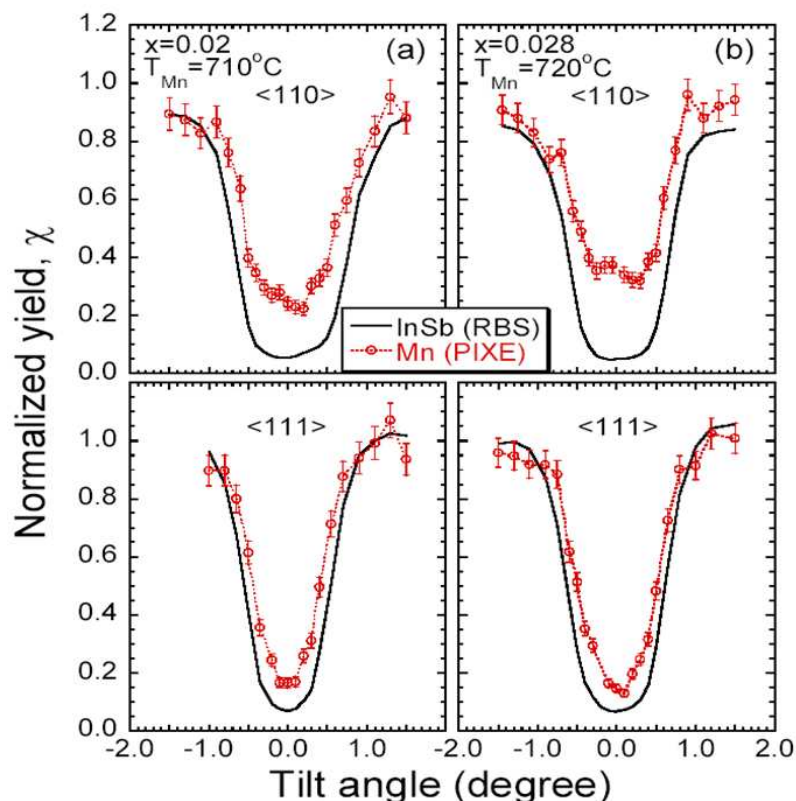


Fig. 5.11: Typowe wyniki analizy c-PIXE/RBS dla warstw $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}/\text{InSb}/\text{CdTe}$.

cji rentgenowskiej. Badania te nie wykazały innych faz krystalicznych w wyhodowanych warstwach [30, 31, 32].

W próbkach do pomiarów transportowych boki próbek zostały tak przygotowane by nie było możliwe zwieranie elektryczne do podłoża. Typowe wymiary próbek wynosiły 1.2 mm na 7 mm, warstwa $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ miała 230 nm grubości.

Dwie z badanych próbek $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}/\text{CdTe}$ 20902 C 20902 D zostały poddane analizie strukturalnej metodą c-PIXE/RBS, w wyniku której stwierdzono zawartość manganu odpowiednio $x=0.02$ i $x=0.028$ wyniki analizy c-PIXE/RBS zostały przedstawione na wykresie 5.11.

Warstwy $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ zostały wyhodowane w tym samym laboratorium MBE w Notre Dame. Warstwy te wyhodowano na podłożu arsenku galu, buforem był wysokotemperaturowy arsenek galu, następnie podobnie jak przy warstwach $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ napyłono ciekłą warstwę niskotemperaturowego GaAs, na nim zaś osadzono warstwę $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ o grubości od 100 nm do 400 nm, schematyczny przekrój przez warstwy przedstawiono na rys.5.9.

6. WŁASNOŚCI MAGNETYCZNE ZWIĄZKÓW Z MANGANEM

6.1 Podatność magnetyczna i namagnesowanie związków należących do grupy IV–VI z manganem

Półprzewodniki SnTe i GeTe należące do grupy IV–VI są diamagnetykami, dodanie jonów magnetycznych do ich matrycy zmienia ich własności magnetyczne [33, 34].

Oddziaływanie między jonami magnetycznymi prowadzące do porządku ferromagnetycznego w tych związkach odbywa się poprzez oddziaływanie RKKY (Ruderman–Kittel–Kasuya–Yosida). Jak już wspomniano we wstępie własności magnetyczne tych związków są kontrolowane poprzez zmiany koncentracji nośników ładunku [5, 26].

Półprzewodnik domieszkowany manganem $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ dla $x \leq 0.1$ dla koncentracji dziur $p < 3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ jest paramagnetykiem, zaś dla koncentracji $p \geq 3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ obserwujemy fazę ferromagnetyczną poniżej temperatury Currie. Półprzewodnik półma-

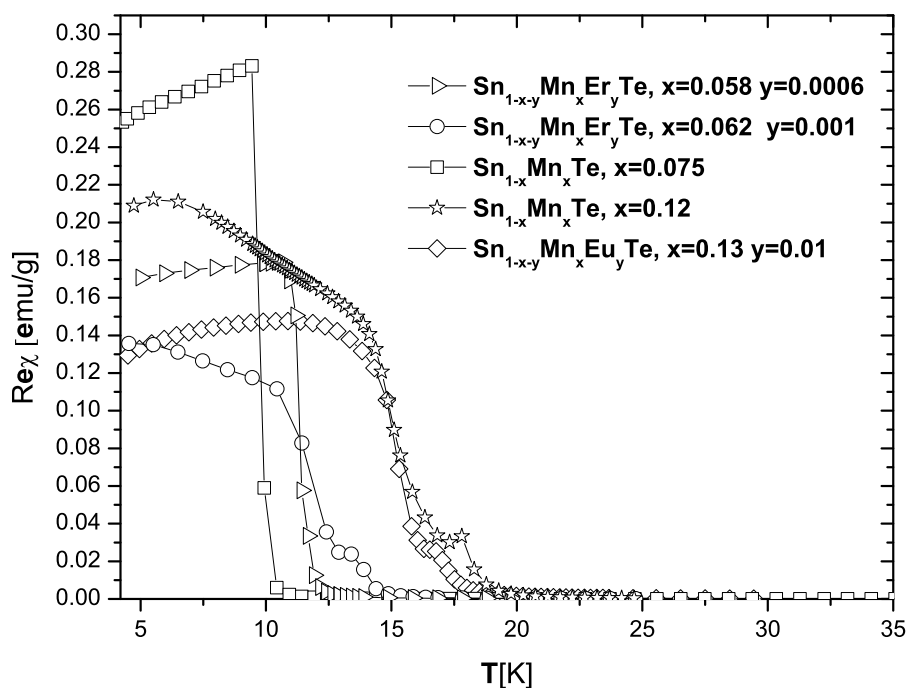


Fig. 6.1: Podatność magnetyczna w funkcji temperatury z widocznym przejściem ferromagnetycznym dla $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$ i $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$

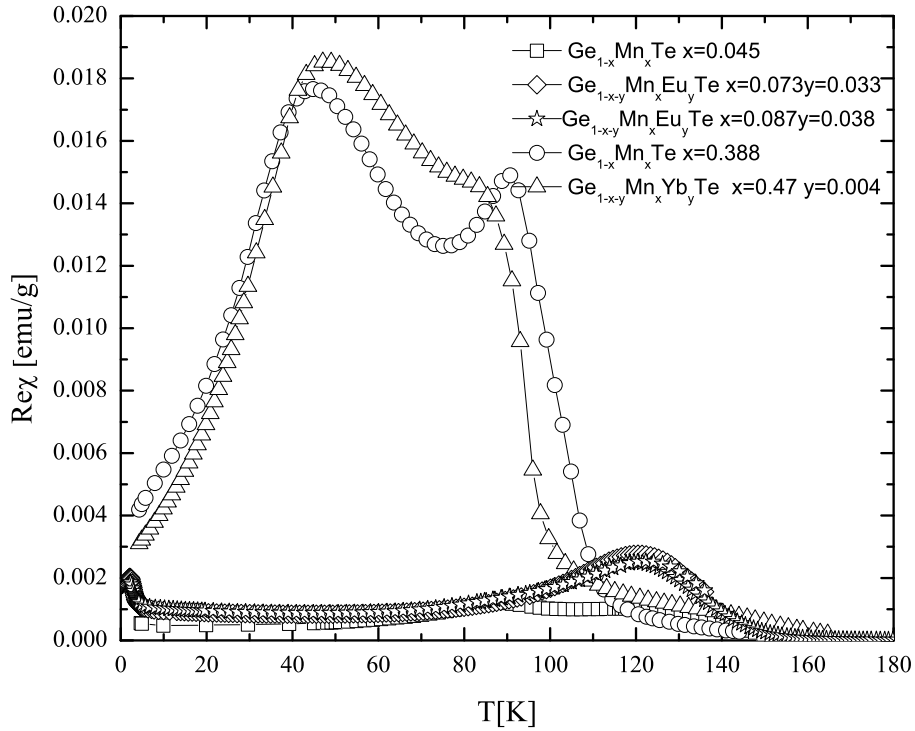


Fig. 6.2: Podatność magnetyczna w funkcji temperatury z widocznym przejściem ferromagnetycznym dla $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$, $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$.

gnetyczny $\text{Pb}_{1-x-y}\text{Sn}_x\text{Mn}_y\text{Te}$ był pierwszym związkiem w których dzięki kontrolowanemu wygrzewaniu zmieniono temperaturę Curie poprzez zmianę koncentracji nośników [33].

W $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ obserwuje się także fazę szkła spinowego [35, 36]. Przejście ferromagnetyk–szkło spinowe zostało opisane dla $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ i $\text{Pb}_{1-x-y}\text{Sn}_x\text{Mn}_y\text{Te}$ w oparciu o model Sherringtona i Southerna [6].

Oddziaływanie pomiędzy dwoma spinami zapisane za pomocą Hamiltonianu Heisenberga przedstawia się następującym wzorem:

$$H = - \sum_{(i,j)} J(R_{ij}) \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j, \quad (6.1)$$

gdzie $J(R_{ij})$ jest całką wymiany pomiędzy momentami magnetycznymi \vec{S}_i i \vec{S}_j oddalonych od siebie o odległość R_{ij} .

Jak już zostało wspomniane powyżej, za własności magnetyczne odpowiada oddziaływanie RKKY, którego całka wymiany dla sieci fcc ma następującą postać:

$$J_{RKKY}(R_{ij}) = N \frac{m^* J_{sd}^2 a_0^6 k_F^4}{32\pi^3 \hbar^2} \frac{\sin(2k_F R_{ij}) - 2k_F R_{ij} \cos(2k_F R_{ij})}{(2k_F R_{ij})^4}, \quad (6.2)$$

gdzie N jest liczbą dołin pasma przewodnictwa, m^* jest masą efektywną nośników, J_{sd} jest całką wymiany pomiędzy zlokalizowanym spinem manganu a spinami swobodnych

nośników, a_0 jest stałą sieci, k_F jest wektorem falowym na poziomie fermiego, R_{ij} jest odległością między jonami magnetycznymi manganu[37]. W przypadku związków IV–VI z manganem oddziaływanie RKKY jest pośredniczone przez dwa typy nośników ładunku: lekkie $I_{lh}(p_{lh}, R_i)$ i ciężkie dziury $I_{hh}(p_{hh}, R_i)$.

Całkowita całka wymiany RKKY będzie się wyrażała wzorem:

$$I_{RKKY}(p, R_i) = 4I_{lh}(p_{lh}, R_i) + 12I_{hh}(p_{hh}, R_i). \quad (6.3)$$

Współczynniki 4 i 12 w powyższym wzorze związane są z wielodolinowością struktury pasmowej związków.

Paramagnetyczna temperatura Curie (θ)w związkach w których momenty magnetyczne są rozłożone przypadkowo wyraża się następującym wzorem:

$$k_B\theta = \frac{2}{3}S(S+1)y \sum_i z_i J_{TOT}(R_i) \quad (6.4)$$

gdzie y jest koncentracją jonów magnetycznych, z_i jest liczbą atomów w sieci fcc oddalonych od danego atomu o odległość R_i , J_{TOT} jest całkowitą całką wymiany.

Jeśli w oddziaływaniu pośredniczą lekkie i ciężkie dziury i mamy do czynienia z oddziaływaniem antyferromagnetycznym związanym z mechanizmami nadwymiany to całkowita całka oddziaływania wymiany, będzie się wyrażać następująco[26]:

$$J_{TOT}(R_i) = \begin{cases} I_{RKKY}(p, R_i) - J_{AF} & \text{dla } i = 1, \\ I_{RKKY}(p, R_i) & \text{dla } i \geq 2. \end{cases}$$

Antyferromagnetyczne oddziaływanie nadwymiany występuje w układzie Mn–Te–Mn. Oddziaływanie to jest antyferromagnetyczne dlatego, że powłoka 3d Mn^{2+} jest zapełniona w połowie i domieszka sąsiednich funkcji falowych 5p (i 3d) do stanu 3d danego jonu manganu jest możliwe tylko dla stanu spinowego o przeciwnym znaku [38].

Całka wymiany sp-d dla tego materiału wyznaczona z pomiarów magnetooporu wynosi 0.8 eV [39].

Pomiary podatności magnetycznej AC zostały przeprowadzone w zakresie temperatur 1.5-50 K dla materiałów $Sn_{1-x}Mn_xTe$, $Sn_{1-x-y}Mn_xEr_yTe$ i $Sn_{1-x-y}Mn_xEu_yTe$ (I), oraz w zakresie temperatur 1.5-180 K dla $Ge_{1-x}Mn_xTe$, $Ge_{1-x-y}Mn_xEu_yTe$ i $Ge_{1-x-y}Mn_xYb_yTe$ (II) dla częstotliwości 7-10000 Hz i amplitudzie 5 Oe.

Zależność rzeczywistej części podatności od temperatury została przedstawiona odpowiednio dla (I) i (II) na rysunkach 6.1 i 6.2.

Powyżej temperatury Curie wszystkie materiały są paramagnetykami spełniającymi prawo Curie–Weissa:

$$\chi(T) = \frac{C}{T - \Theta} \quad (6.5)$$

gdzie

$$C = g^2 \mu_B^2 S(S+1) N_M \quad (6.6)$$

jest stałą Curie (g -czynniki, μ_B magneton Bohra, S - spin jonu magnetycznego, N_M - koncentracja jonów magnetycznych) a Θ jest paramagnetyczną temperaturą Curie:

$$k_B\Theta = \frac{1}{3S(S+1)x \sum_i z_i I(R_i)} \quad (6.7)$$

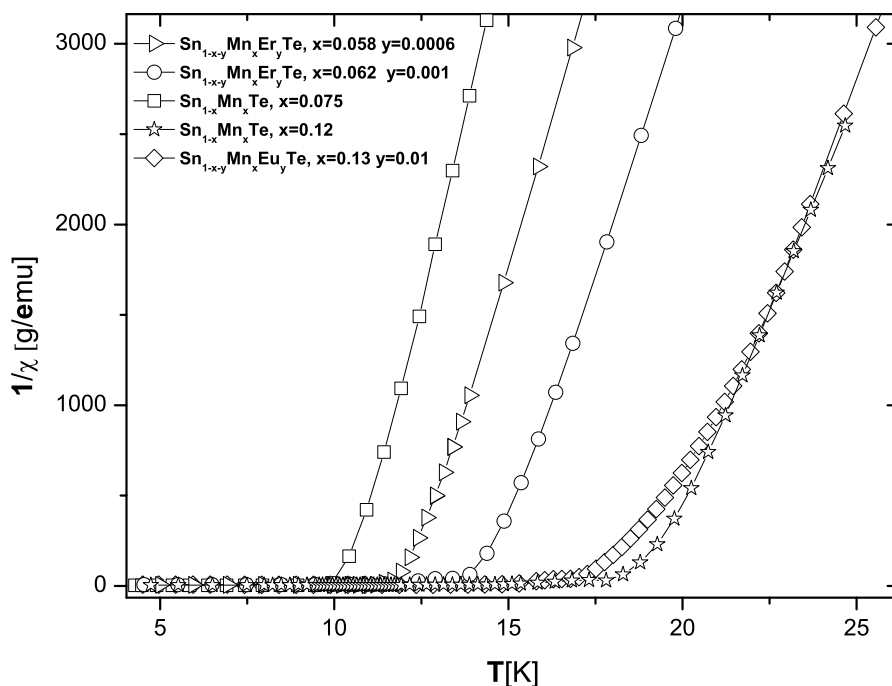


Fig. 6.3: Odwrotność podatności dla $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$ i $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$

(z_i - liczba najbliższych sąsiadów magnetycznych w komórce elementarnej, $I(R_i)$ - całka wymiany pomiędzy jonem centralnym a jego i -tym sąsiadem magnetycznym, k_B - stała Boltzmana). Dla wszystkich mierzonych próbek zachowanie wysokotemperaturowej odwrotności podatności χ^{-1} było w przybliżeniu liniowe, co zostało pokazane na przykładowo pokazane na rysunku 6.3, do wszystkich danych zostało dopasowane prawo Curie-Weissa:

$$\chi(T) = \frac{C}{T - \Theta} + \chi_{dia}, \quad (6.8)$$

gdzie w χ_{dia} została uwzględniona podatność diamagnetyczna związków IV-VI (wszystkie półprzewodniki należące do grupy IV-VI nie zawierające jonów magnetycznych posiadają podatność magnetyczną wynoszącą ok. $-3 \cdot 10$ emu/g) oraz podatność diamagnetyczna uchwytu trzymającego próbkę. Wyznaczone wartości stałej Curie C oraz paramagnetycznej temperatury Curie Θ dla reprezentatywnych próbek badanych materiałów IV-VI z manganem zostały przedstawione w tabeli 6.1.

Temperatura Curie T_C została wyznaczona dla temperatury dla której $\frac{d\chi}{dT}$ jest maksymalne (dla wartości podatności w punkcie przełomu).

Porównując temperatury Curie dla różnych zawartości manganu obserwujemy wzrost wartości paramagnetycznej temperatury Curie dla związków $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$, $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$ wraz ze wzrostem zawartości pierwiastka magnetycznego.

Dla $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$, $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$ dla niskich zawartości manganu (do 10 %) temperatury Curie są wyższe niż dla próbek z zawartością man-

Tab. 6.1: Własności magnetyczne związków IV–VI wyznaczone z pomiarów podatności magnetycznej

Próbka	# Próbki	x	y	C [emu/g]	Θ	T_C
$\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$	3501 M1	0.075		0.00122	10.59	10
$\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$	3501 I1	0.12		0.08835	14.29	18
$\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$	865_6	0.058	0.0006	0.00242	11.73	12
$\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$	865_16	0.062	0.001	0.00373	13.66	14
$\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$	841_18	0.13	0.01	0.00767	16.84	17.5
$\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$	960_2	0.045		0.00087	144.59	160
$\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$	960_12	0.388		0.0276	100.86	105
$\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$	849_8	0.087	0.038	0.00283	140.28	150
$\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$	971_12	0.47	0.004	0.09835	85.47	95

ganu ok. 40 %. Może to świadczyć o tym, że duża część manganów w próbkach o dużej zawartości manganów ustawiona jest antyferromagnetycznie, co potwierdzają wyniki namagnesowania, gdzie nie obserwujemy nasycenia namagnesowania w tych próbkach.

W tym samym układzie Lake Shore Magnetometer/Susceptometer zmierzone zostało namagnesowanie badanych materiałów w zakresie temperatur 1.5-180 K i w zakresie pól magnetycznych do 9 T. Na rysunku 6.4 wykreślone zostało przykładowe namagnesowanie dla grupy materiałów $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ dla trzech wybranych temperatur (najniższa temperatura poniżej temperatury przejścia fazowego, najwyższa powyżej przejścia) w funkcji pola magnetycznego do 9 T zmierzone w magnetometrze Lake Shore, pole magnetyczne było skierowane równoległe do długiej osi próbki.

Analogiczne pomiary przeprowadzono dla pozostałych materiałów IV–VI z manganem.

Gwałtowny wzrost namagnesowania w obszarze niskich pól magnetycznych dla temperatur poniżej temperatury Curie związany jest z zanikaniem struktury domenowej, materiały te należą do miękkich magnetyków, z niewielką, bądź nieobserwowalną pętlą histerezy. W badanych materiałach $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$ i $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$ dla pola magnetycznego do 9 T nie zaobserwowano pełnego nasycenia namagnesowania. Zależność namagnesowania od temperatury dla przyłożonego pola magnetycznego 1.5T dla próbek $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$ i $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$ została pokazana na rys. 6.5. Zmniejszenie namagnesowania ze wzrostem temperatury związane jest z termiczną ekscytacją magnonów.

Największą wartość namagnesowania zaobserwowano dla próbki $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 3501 I1 z 12% zawartością Manganu, najmniejszą dla próbki $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 3501 M1 z zawartością manganu 7.5%. Próbki z erbem $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$ zawierają mniej procent manganu niż próbka $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 3501 M1, jednakże wartość namagnesowania dla tych próbek jest większa niż dla $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$. Próbka z europem $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$ zaś ma mniejszą wartość namagnesowania niż próbka $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 3501 I1 mimo, że zawartość manganu w tej próbce jest większa. W przypadku drugiej klasy badanych materiałów IV–VI czystego $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ i z dodatkiem pierwiastków ziem rzadkich wartość namagnesowania nasycenia dla próbki o najmniejszej zawartości manganu $x=0.045$ nie przekracza 4 emu/g, wartość nasycenia namagnesowania dla próbki o największej zawartości manganu $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$ $x=0.47$ nie została osiągnięta w pomiarach, analogiczna sytuacja

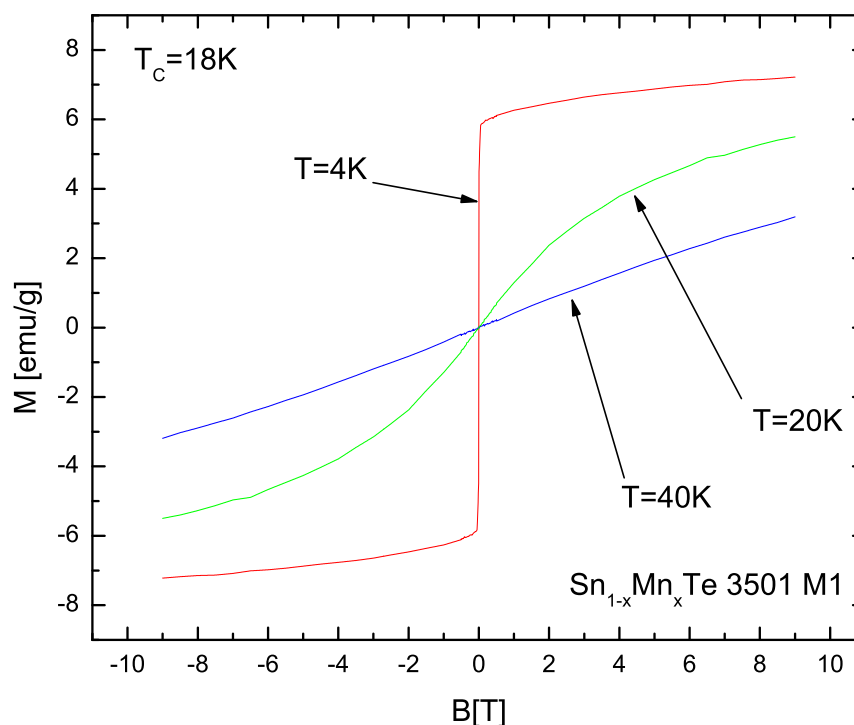


Fig. 6.4: Namagnesowanie w funkcji przyłożonego pola magnetycznego dla próbki $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 3501 M1.

miała miejsce dla próbki $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 960_12 z $x = 0.388$. Namagnesowanie dla tych próbek zostało porównane na schemacie 6.6.

Przyglądając się wartości namagnesowania $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$ $x = 0.47$ dla najniższej temperatury i najwyższego pola magnetycznego i przebiegowi całej krzywej możemy wywnioskować że namagnesowanie nasycenia dla tej próbki będzie miało mniejszą wartość niż wartość wyliczona teoretycznie, analogiczna sytuacja jest dla próbki $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ o zbliżonej zawartości manganu. Przyczyną tego niedoboru namagnesowania może być dwufazowość strukturalna tych próbek oraz tendencja do tworzenia się klastrów antyferromagnetycznych.

Pomiary namagnesowania dla związków IV–VI zostaną wykorzystane w dalszej części pracy przy analizie zjawiska Anomального efektu Halla i własności magnetooporu w okolicy przejścia ferromagnetyk paramagnetyk.

6.2 Namagnesowanie warstw $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ i $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$

W oddziaływaniach odpowiedzialnych za ferromagnetyzm w półprzewodnikach III–V z manganem pośredniczącą rolę odgrywają nośniki ładunku.

Modelem opisującym ferromagnetyzm w półprzewodnikach półmagnetycznych mających strukturę blendy cynkowej jest Model Zenera [40, 41, 42]. Model ten zakłada, że

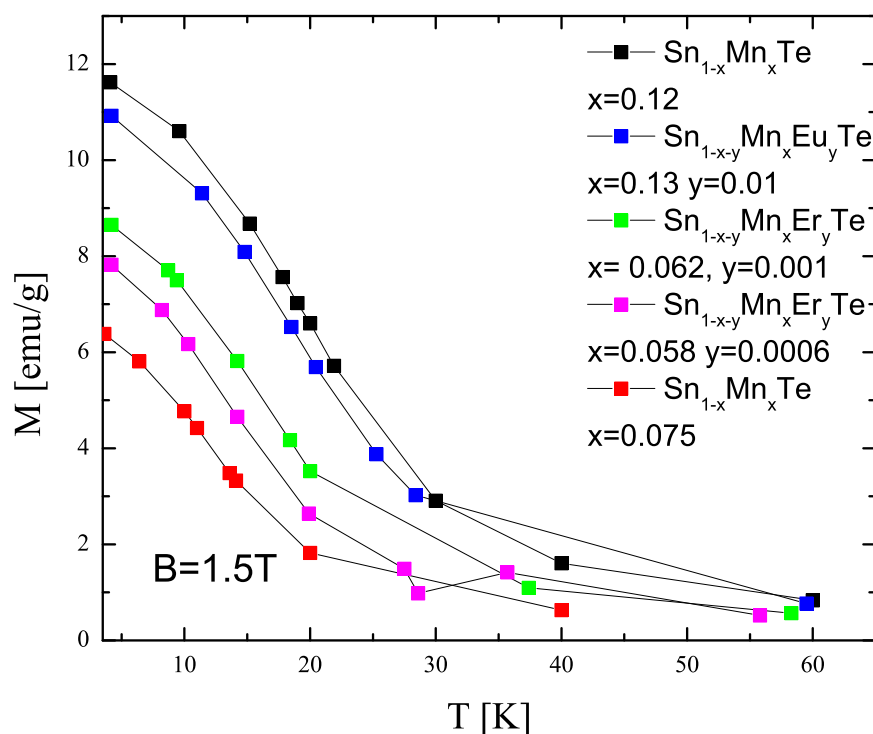


Fig. 6.5: Namagnesowanie w funkcji temperatury dla tellurku cyny z manganem i pierwiastkami ziem rzadkich

oddziaływanie ferromagnetyczne pomiędzy zlokalizowanymi jonami magnetycznymi w metalach jest pośredniczone przez swobodne nośniki ładunku.

Teoria ta została w swoim czasie zarzucona ponieważ nie uwzględniała kwantowych oscylacji spinowo spolaryzowanych elektronów (oscylacje Friedla) wokół zlokalizowanych jonów magnetycznych i swobodnego charakteru elektronów pochodzących od jonów magnetycznych.

Model ten nieodpowiedni dla metali, okazał się użyteczny dla opisu zjawisk w półprzewodnikach ferromagnetycznych. Dietl zasugerował, że w półprzewodnikach o strukturze blendy cynkowej słabo zlokalizowane i zdelokalizowane dziury pośredniczą w długo zasięgowych oddziaływaniach pomiędzy zlokalizowanymi spinami [8]. Z modelu tego wynika, że temperatura Curie jest zdeterminowana przez związek między ferromagnetycznymi i antyferromagnetycznymi oddziaływaniami. Zmierzenie namagnesowania warstw półprzewodnikowych z manganem $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ / $\text{InSb}/\text{CdTe}(\text{InSb})$ w magnetometrze Lake Shore do 9T okazało się niemożliwe ze względu na zbyt słaby sygnał odpowiedzi układu.

Namagnesowanie dla próbek $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ / InSb/CdTe C i D o x równym odpowiednio 0.2 i 0.28 użyte w analizie własności magnetooporu w okolicy przejścia ferromagnetyk paramagnetyk opisane w dalszej części pracy zostało zaczerpnięte z prac T. Wojtowicza [31, 30], wyniki te zostały przedstawione na rysunku 6.7.

Na rysunku 6.7 przedstawiono zmianę namagnesowania w przypadku przyłożenia po-

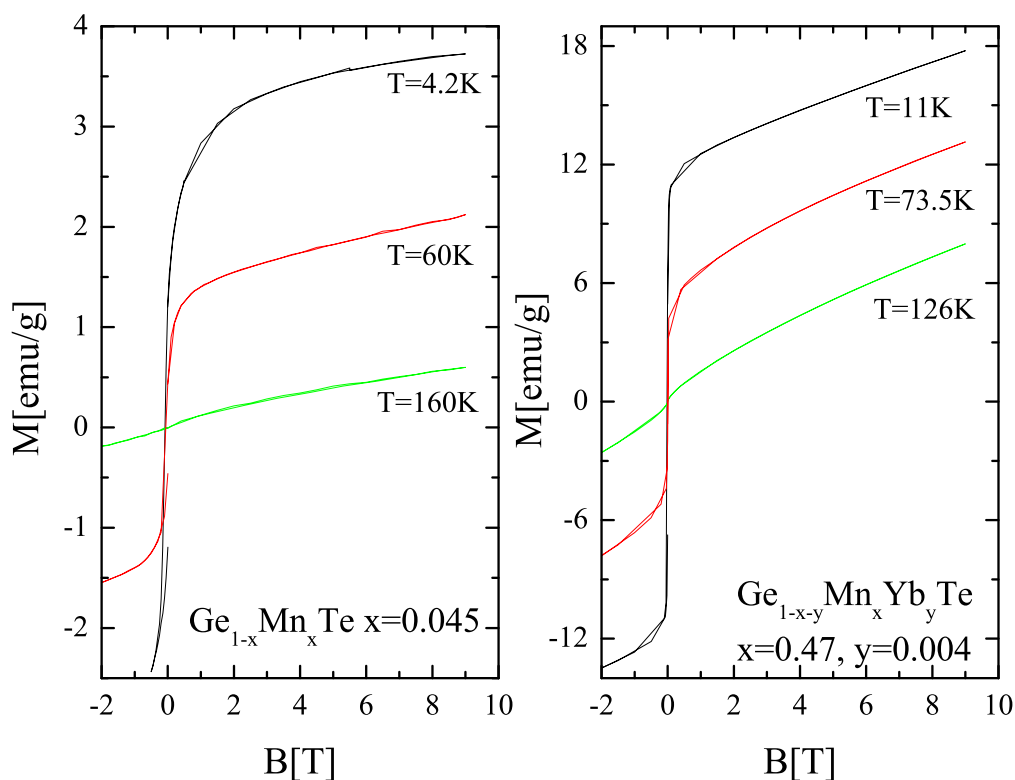


Fig. 6.6: Namagnesowanie w funkcji przyłożonego pola magnetycznego dla próbek $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ $x=0.045$ i $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$ $x=0.47$, $y=0.004$

ła magnetycznego prostopadle i równoległe do powierzchni warstwy. W materiale tym obserwowana jest pętla histerezy poniżej temperatury Curie.

Z pomiarów namagnesowania w funkcji temperatury (mała ramka na rysunku 6.7) można oszacować temperaturę Curie na mniej niż 10K, w następnym rozdziale temperatura Curie dla tych próbek zostanie oszacowana z pomiarów transportowych. Wyniki dla $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ na potrzeby dalszej analizy zaczerpnięto z pracy doktorskiej I.Kudelskiej [43]. Przykładowe namagnesowanie dla temperatur poniżej i powyżej przejścia fazowego dla jednej z analizowanych próbek zostało przedstawione na schemacie 6.8. Materiał ten w odróżnieniu do $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ prezentowanego wcześniej osiąga namagnesowanie nasycenia w stosunkowo niskim polu magnetycznym.

Dla próbki $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ / InSb/CdTe 20902 C został zmierzony także efekt Kerra w celu zbadania własności magnetycznych tego związku.

W celu analizy namagnesowania w tych warstwach zostały przeprowadzone badania kąta skręcenia polaryzacji w Magnetoptycznym zjawisku Kerra. Wiedząc, że kąt kerrowski Θ jest proporcjonalny do namagnesowania M :

$$\Theta \sim M$$

możliwa była analiza jakościowa namagnesowania. Na wykresie 6.9 przedstawiono zależność kąta Kerrowskiego od pola magnetycznego. Z pomiarów SQUID dla tej próbki

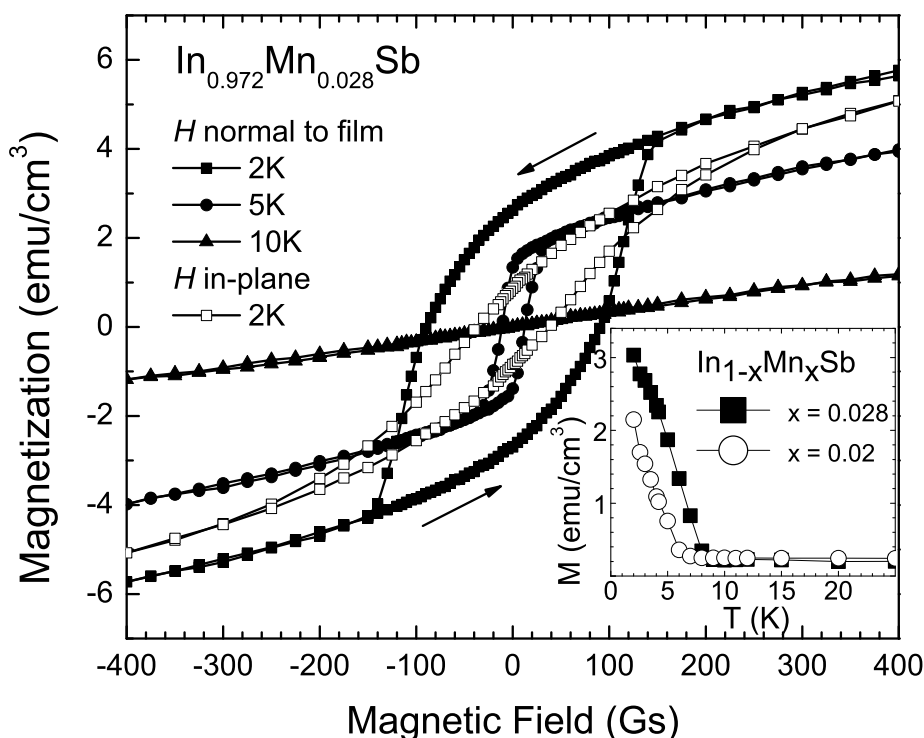


Fig. 6.7: Namagnesowanie w funkcji przyłożonego pola magnetycznego dla próbek $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ / InSb/CdTe o $x = 0.2$ i $x = 0.28$, wstawka w postaci mniejszego grafu przedstawia zależność namagnesowania od temperatury dla tych próbek.

przedstawionych w rozdziale 4.2 wiadomo, że próbka ta posiada fazę ferromagnetyczną. Dane przedstawione na wykresie 6.9 mogą przypominać namagnesowanie dla paramagnetyka i można by sądzić z badań MOKE, że próbka ta nie przechodzi do fazy ferromagnetycznej. Można wspomnieć, że w tym samym układzie zmierzony został magnetoptyczny efekt Kerra dla warstw $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$, wyniki zostały opublikowane w pracy doktorskiej dr Kudelskiej [43]. W przypadku warstw półprzewodnikowych $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ nie zaobserwowano eksperymentalnie rozbieżności w zachowaniu namagnesowania wyznaczonego z pomiarów wykonanych metodą SQUID i z badań MOKE.

Do wyników zależności kąta kerrowskiego od pola magnetycznego dla dwóch najniższych temperatur dopasowana została funkcja Brillouina B_J :

$$B_J(x) = \frac{2J+1}{2J} \text{cth}\left(\frac{2J+1}{2J}x\right) - \frac{1}{2J} \text{cth}\left(\frac{x}{2J}\right). \quad (6.9)$$

zmodyfikowana przez Gaja [44]. Funkcja Brillouena–Gaja przedstawia się następującym wzorem:

$$\langle S_z \rangle = S_0 B_J \frac{g\mu_B B}{k(T + T_0)}, \quad (6.10)$$

gdzie g jest czynnikiem żyromagnetycznym, μ_B - magnetonem Bohra, B - indukcją pola magnetycznego, T - temperaturą, a parametry empiryczne S_0 i T_0 zostały wprowadzo-

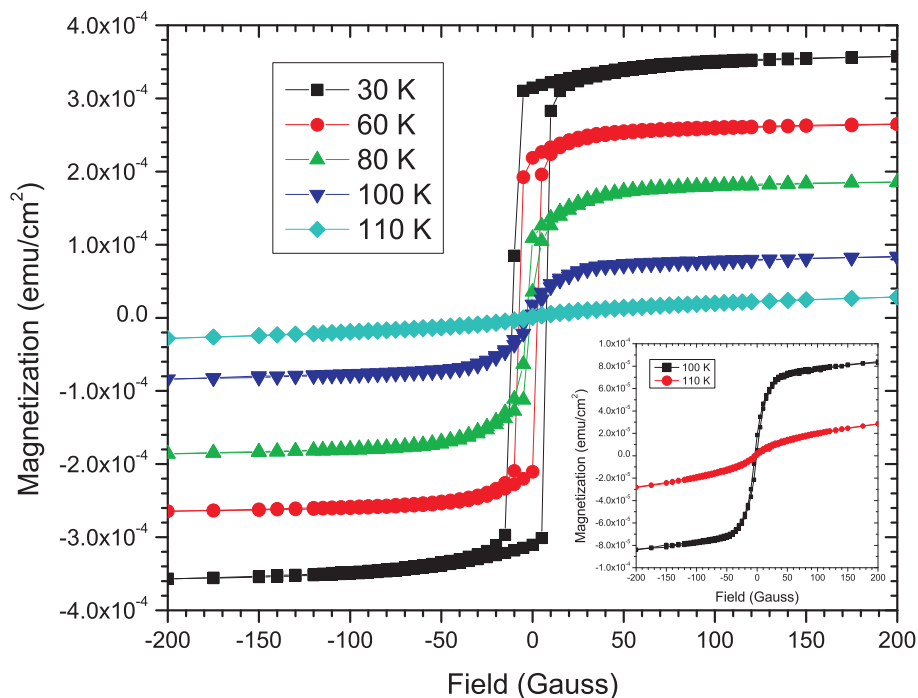


Fig. 6.8: Namagnesowanie w funkcji przyłożonego pola magnetycznego dla próbki $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$, mniejsza ramka pokazuje dwie najwyższe temperatury, dla najwyższej temperatury obserwujemy małe namagnesowanie

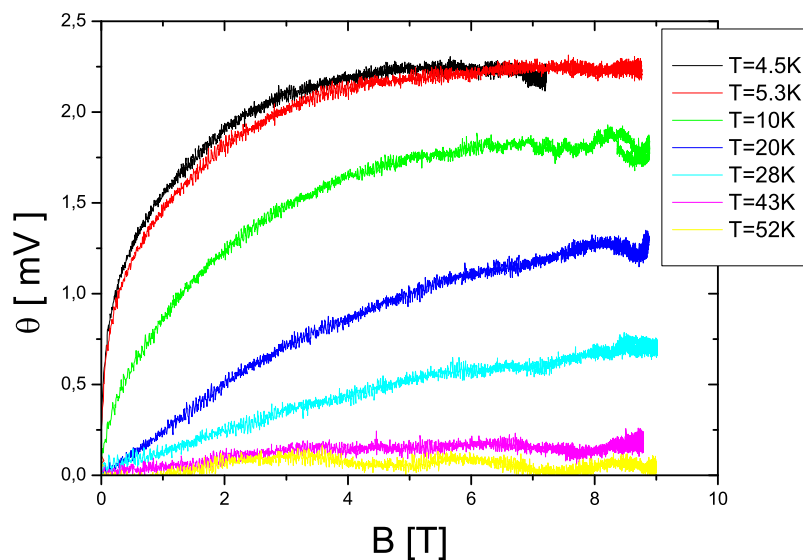


Fig. 6.9: Zależność kąta Kerrowskiego Θ od pola magnetycznego wyznaczonego z pomiarów Magnetoptycznego zjawiska Kerra dla próbki $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb} / \text{InSb} / \text{CdTe}$ 20902C, $x=0.02$ dla różnych temperatur.

ne w celu uwzględnienia różnicy pomiędzy mierzonym namagnesowaniem i równaniem

obowiązującym z definicji tylko dla paramagnetyków spełniających równanie Curie. Namagnesowanie układu N spinów możemy wyrazić następująco:

$$M = Ng\mu_B SB_J(bs) \quad (6.11)$$

Wynik dopasowania funkcji Brillouina–Gaja do wyniku eksperymentalnego uzyskanego

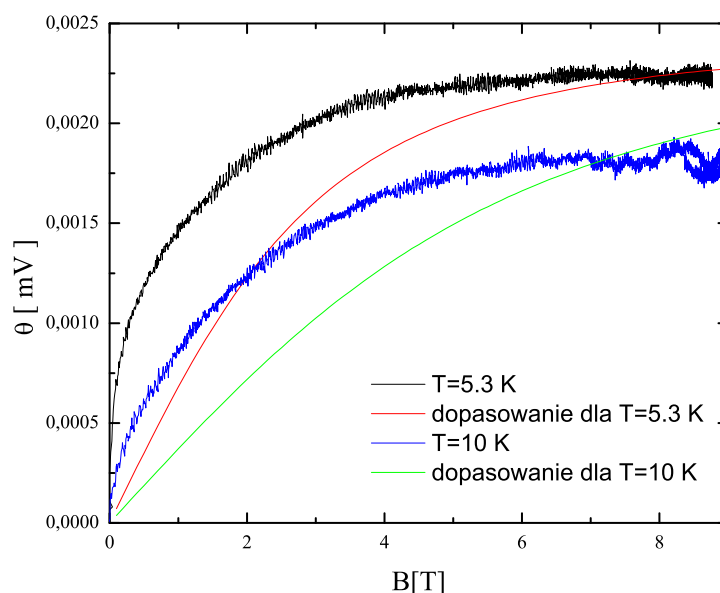


Fig. 6.10: Dopasowanie funkcji Brillouina–Gaja do zmierzonej wartości kąta Kerrowskiego proporcjonalnego do namagnesowania dla najniższej temperatury w obszarze ferromagnetycznym.

w pomiarach magnetycznego efektu Kerra został przedstawiony na wykresie 6.10, dane eksperymentalne zaznaczono linią czarną, dopasowanie zaś linią czerwoną. Z powyższej analizy wynika, że zachowanie namagnesowania w najniższych temperaturach świadczy o tym że faza magnetyczna w jakiej się próbka w tych temperaturach znajduje nie jest fazą paramagnetyczną. Widoczny szybki wzrost wartości kąta kerrowskiego w niskich polach magnetycznych świadczy o tym, że w próbce tej są obserwowane zarówno obszary ferromagnetyczne jak i paramagnetyczne. Wniosek płynący z tej analizy jest taki, że badany materiał $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ / InSb / CdTe jest materiałem ferromagnetycznym poniżej temperatury przejścia ferromagnetyk paramagnetyk.

7. POMIARY TRANSPORTU ELEKTRONOWEGO

W niniejszym rozdziale omówione zostaną pomiary transportu elektronowego przeprowadzone w słabych polach magnetycznych. Pomiary wykonane w silnych polach magnetycznych (efekt Halla i magnetoopór) zostaną omówione w IV części pracy.

Materiały objętościowe po wycięciu odpowiednich kształtów piłą drutową były następnie polerowane proszkiem korundowym i myte w toluenie, acetonie a następnie w etanolu. Próbki $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ / InSb / CdTe przed rozpoczęciem robienia kontaktów elektrycznych były płukane w etanolu.

Do wszystkich próbek lutowane były kontakty indowe, do łączeń wykorzystano złoty drut o średnicy 0.5 mm. Wszystkie kontakty charakteryzowały się omowymi charakterystykami. W warstwach półprzewodnikowych krawędzie warstwy zostały przygotowane tak by była pewność że kontakt elektryczny jest mocowany do warstwy a nie do podłoża. Klasyczna konfiguracja hallowska pokazana na schemacie 7.1 pozwala na jednocze-

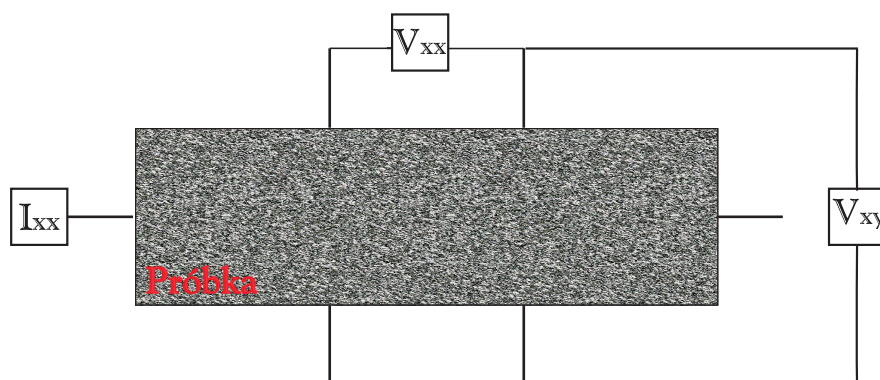


Fig. 7.1: Konfiguracja Hallowska pozwalająca na jednoczesny pomiar napięcia halla V_{xy} i przewodnictwa V_{xx} .

sny pomiar napięcia przewodnictwa i napięcia hallowskiego w tych samych warunkach temperaturowych i dla identycznych wartości pól magnetycznych. W użytym układzie pomiarowym (opisanym w rozdziale 3 I części) możliwy jest pomiar zależności napięcia hallowskiego i napięcia przewodnictwa od wartości pola magnetycznego dla ustalonej temperatury, oraz pomiar zależności napięcia przewodnictwa od temperatury.

W półprzewodnikach magnetycznych w temperaturach poniżej przejścia ferromagnetyk paramagnetyk obserwujemy anomalne zjawisko Halla, czyli dodatkowy wkład do przewodnictwa hallowskiego związany z namagnesowaniem:

$$\rho_{xy} = R_0 B + \mu_0 R_S M. \quad (7.1)$$

Wpływ zjawiska anomalnego Halla powoduje że koncentracja nośników ładunku po-

nizej temperatury przejścia przy wykorzystaniu zjawiska Halla

$$\rho = \frac{1}{R_H e},$$

(gdzie współczynnik Halla R_H) zawiera w sobie zarówno anomalny jak i normalny wkład R_0 i R_S .

Współczynnik Halla R_H został wyliczony wg następującej zależności:

$$R_H = \frac{E_y}{J_x B}, \quad (7.2)$$

E_y jest natężeniem pola elektrycznego w kierunku prostopadłym do kierunku przyłożonego prądu, J_x jest gęstością przyłożonego prądu a B indukcją pola magnetycznego.

Dla temperatur powyżej temperatury Curie (faza paramagnetyczna brak spontanicznego namagnesowania) współczynnik R_H powinien być równy normalnej stałej Halla R_0 .

Przewodnictwo elektryczne zostało wyznaczone w następujący sposób:

$$\sigma = \frac{J_x}{E_x},$$

gdzie E_x jest natężeniem pola elektrycznego w kierunku x .

Ruchliwość została wyznaczona w następujący sposób:

$$\mu = \sigma R_H.$$

7.1 Pomiary transportu elektronowego w półprzewodnikach IV–VI z manganem

W rozdziale tym przedstawione zostały wyniki zależności oporu od temperatury, koncentracji nośników, przewodnictwa i ruchliwości dla materiałów IV–VI. W tabeli 7.1 zostały przedstawione wartości stałej Halla wyznaczone z zależności 7.2. Wartości te posłużyły do wyznaczenia koncentracji i ruchliwości nośników. W tabeli 7.2 zostały przedstawione wartości koncentracji, przewodnictwa i ruchliwości dla analizowanych materiałów należących do grupy IV–VI z manganem.

Wszystkie badane materiały IV–VI charakteryzują się wartością koncentracji nośników rzędu $10^{20} \sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$.

Materiały te znacznie różnią się między sobą ruchliwością nośników, $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 960_12, które cechuje półprzewodnikowe zachowanie oporności ma 5 rzędów mniejszą ruchliwość niż typowo metalicznym $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 3501 M1.

Charakterystyczną cechą ferromagnetycznych półprzewodników jest obserwowane w zależności oporności od temperatury maksimum–pik w okolicy temperatury Curie [45]. Pik ten związany jest z rozpraszaniem na fluktuacjach namagnesowania obserwowanych w okolicach przejścia fazowego.

Istnieją materiały, w których pik ten jest tak duży że zmienia się charakter przewodnictwa w tej temperaturze (przejście metal–izolator).

W badanych materiałach $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$ i $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$ pik został zaobserwowany, posiada on niewielką wartość na tle metalicznego zachowania tych

Tab. 7.1: Własności transportu elektronowego związków IV–VI z manganem w obszarze paramagnetycznym dla $T=50\text{K}$ dla związków na bazie SnTe i 180K dla związków z bazą GeTe

Próbka	# Próbki	x	y	R_H [cm^3/C]
$\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$	3501 M1	0.075		0.0012
$\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$	3501 I1	0.12		0.0076
$\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$	865_6	0.058	0.0006	0.00497
$\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$	865_16	0.062	0.001	0.00664
$\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$	841_18	0.13	0.01	0.0087
$\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$	960_2	0.045		0.0064
$\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$	960_12	0.39		0.00864
$\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$	849_8	0.087	0.038	0.00642
$\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$	849_16	0.073	0.033	0.00697
$\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$	971_12	0.47	0.004	0.00465

Tab. 7.2: Własności transportu elektronowego związków IV–VI z manganem w obszarze paramagnetycznym dla $T=50\text{K}$ dla związków na bazie SnTe i 180K dla związków z bazą GeTe

Próbka	# Próbki	x	y	n [cm^{-3}]	σ [$\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$]	μ [$\Omega^{-1}\text{cm}^2\text{C}^{-1}$]
$\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$	3501 M1	0.075		$5.11 \cdot 10^{20}$	63763	325.1
$\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$	3501 I1	0.12		$9.30 \cdot 10^{21}$	54981	417.8
$\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$	865_6	0.058	0.0006	$1.36 \cdot 10^{21}$	12112	43.6
$\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$	865_16	0.062	0.001	$8.51 \cdot 10^{20}$	5000.8	22.5
$\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$	841_18	0.13	0.01	$8.92 \cdot 10^{21}$	876.8	7.63
$\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$	960_2	0.045		$1.03 \cdot 10^{21}$	7620	49.23
$\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$	960_12	0.39		$2.86 \cdot 10^{21}$	76.53	0.021
$\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$	849_8	0.087	0.038	$1.06 \cdot 10^{21}$	1776.6	1.17
$\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$	849_16	0.073	0.033	$1.01 \cdot 10^{21}$	1830	1.3
$\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$	971_12	0.47	0.004	$4.16 \cdot 10^{21}$	29.26	0.015

próbek, jednakże można powiedzieć, że zgodnie z oczekiwaniami i z przesłankami płynącymi z pomiarów magnetycznych mamy do czynienia z półprzewodnikami ferromagnetycznymi poniżej temperatury Curie.

Przykładowe zachowania oporności właściwej w funkcji temperatury dla czystego $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ oraz z dodatkiem pierwiastka ziem rzadkich zostały przedstawione na rysunkach 7.2 i 7.3.

Druga klasa badanych materiałów IV–VI opartych na półprzewodniku GeTe: $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$ i $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$ nie wykazała pików w oporności w okolicy T_C w badaniach transportu elektronowego. Z badań podatności magnetycznej opisanych w poprzednim rozdziale wynika, że materiały te posiadają przejście z fazy ferromagnetycznej do paramagnetycznej i ich temperatury Curie wynoszą od 100 K do 145 K. W ramach analizy zależności oporności właściwej od temperatury w tych materiałach przeprowadzono badania do temperatur powyżej temperatury Curie. Dla próbek o

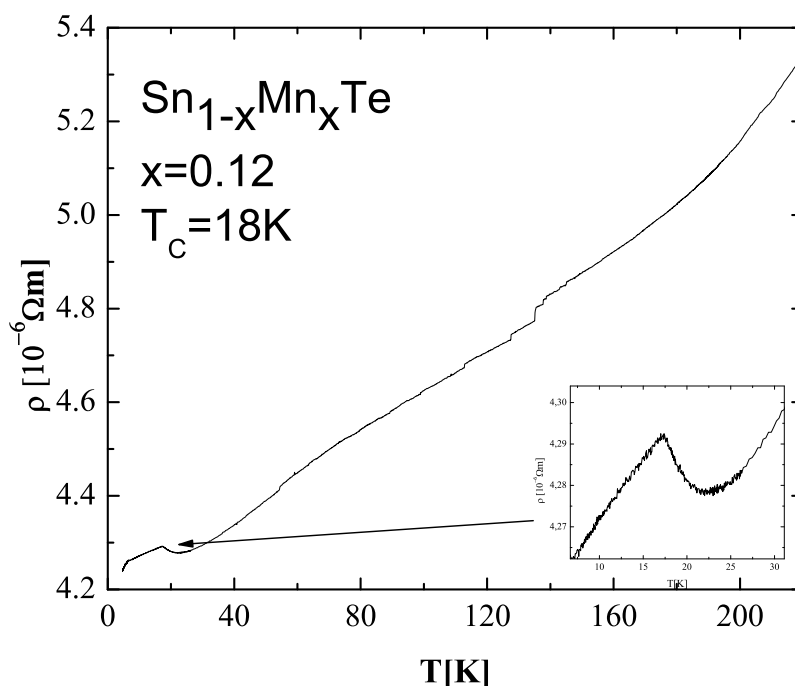


Fig. 7.2: Zależność oporu od temperatury dla $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ z widocznym maksimum lokalnym w okolicy temperatury Curie typowy dla materiałów magnetycznych

najwyższych temperaturach Curie przeprowadzono badania do 300 K, jednakże nie znaleziono śladu maksimum w okolicach temperatury Curie. Najprawdopodobniej inne efekty niż rozpraszanie na fluktuacjach namagnesowania dają większy wkład do transportu elektronowego w okolicy przejścia ferromagnetyk paramagnetyk w tych materiałach, dlatego maksimum w okolicy temperatury przejścia nie jest obserwowane.

Zachowanie oporności dla tych materiałów przedstawiono na wykresie 7.4. Zależność oporności właściwej w funkcji temperatury ma charakter metaliczny dla próbek z niską zawartością manganu ($x \leq 0.08$) a dla próbek z zawartością manganu $x = 0.38$ i $x = 0.47$ charakter przewodnictwa jest półprzewodnikowy.

7.2 Pomiary transportu elektronowego w półprzewodnikach III–V z manganem

Z pomiarów napięcia hallowskiego i napięcia przewodnictwa dla warstw półprzewodnikowych $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ / InSb / CdTe (InSb) i $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ / GaAs w magnesie nadprzewodzącym do 13 T zostały wyznaczone koncentracja nośników, przewodnictwo i ruchliwość. Wartości tych parametrów zostały przedstawione w tabeli 7.3. Koncentracja nośników w tych materiałach waha się od 10^{20} do 10^{21} cm^{-3} .

Próbki $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ / GaAs charakteryzują się kilkunastokrotnie mniejszą ruchliwością nośników niż $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ / InSb / CdTe (InSb). Transport elektronowy pierwszego z tych materiałów podlega reżimowi tzw. słabej lokalizacji a zachowanie transportu elek-

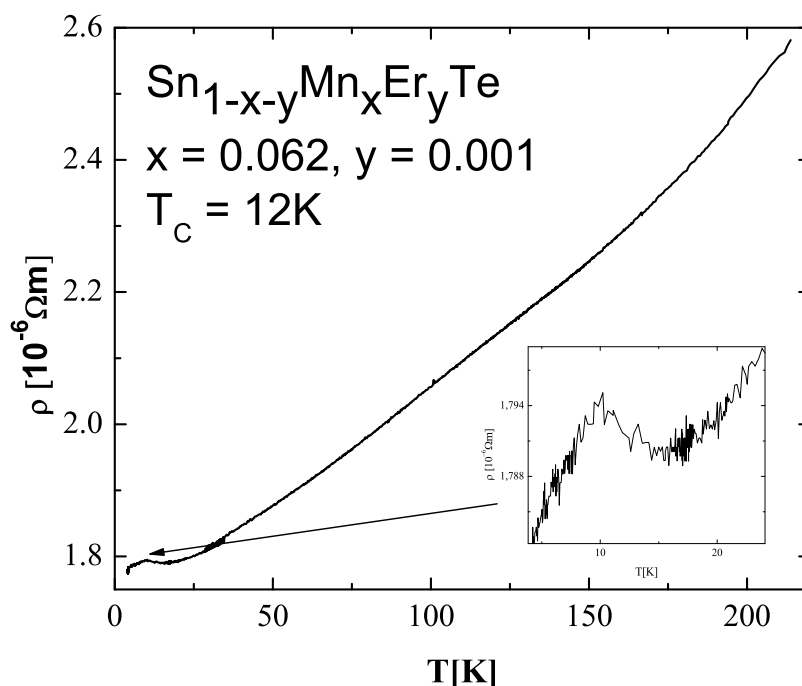


Fig. 7.3: Zależność oporu od temperatury dla $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$, widocznym maksimum lokalnym w okolicy temperatury Curie typowy dla materiałów magnetycznych

tronowego w drugim z omawianych materiałów III–V ma charakter metaliczny.

Tab. 7.3: Własności transportu elektronowego dla $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}/\text{InSb}/\text{CdTe}(\text{InSb})$ i $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}/\text{GaAs}$ w fazie paramagnetycznej dla $T=50\text{K}$

Próbka	# Próbki	x	R_H [cm^3/C]	n [cm^{-3}]
$\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}/\text{CdTe}$	20902 A		0.026	$2.4 \cdot 10^{20}$
$\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}/\text{CdTe}$	20902 B		0.0252	$2.48 \cdot 10^{20}$
$\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}/\text{CdTe}$	20902 C	0.02	0.0136	$4.58 \cdot 10^{20}$
$\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}/\text{CdTe}$	20902 D	0.028	0.0138	$4.5 \cdot 10^{20}$
$\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}/\text{InSb}$	20902 A		0.0283	$2.2 \cdot 10^{20}$
$\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}/\text{GaAs}$	an.280	0.07	0.0104	$6 \cdot 10^{20}$
$\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}/\text{GaAs}$	an.350	0.07	0.0062	$1 \cdot 10^{21}$

Próbka	# Próbki	x	σ [$\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$]	μ [$\Omega^{-1}\text{cm}^2\text{C}^{-1}$]
$\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}/\text{CdTe}$	20902 A		2929.8	76.2
$\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}/\text{CdTe}$	20902 B		4643.6	117
$\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}/\text{CdTe}$	20902 C	0.02	6344	86.3
$\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}/\text{CdTe}$	20902 D	0.028	5692	78.5
$\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}/\text{InSb}$	20902 A		3026	85.6
$\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}/\text{GaAs}$	an.280	0.07	178.4	1.85
$\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}/\text{GaAs}$	an.350	0.07	482.3	3.01

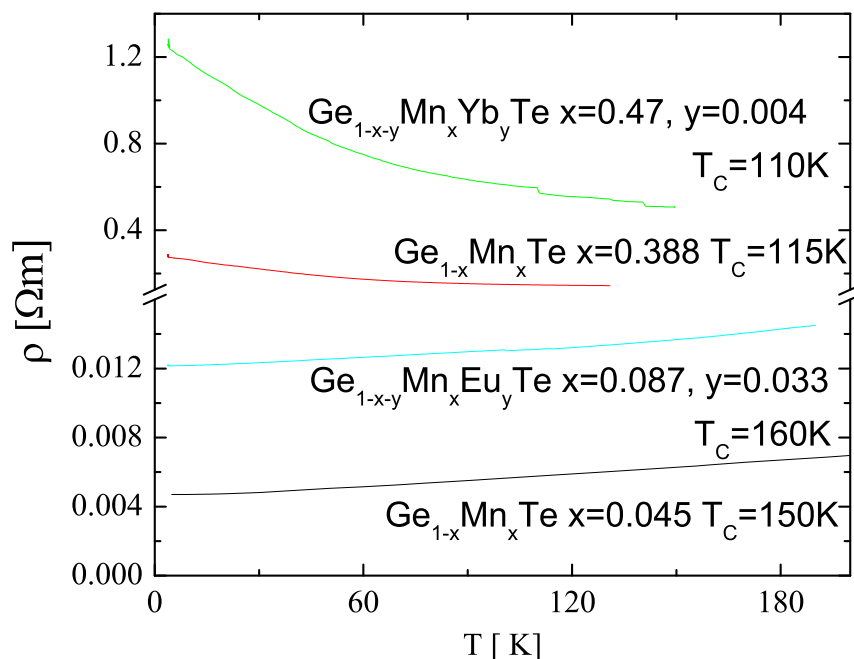


Fig. 7.4: Zależność oporu od temperatury dla $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x(\text{Eu}, \text{Yb})_y\text{Te}$, brak maksimum w okolicy T_C , widoczne zachowanie metaliczne dla próbek z małą zawartością manganu i przejście do zachowania półprzewodnikowego dla próbek z zawartością manganu 38 % i 47 %

W warstwach III–V z manganem zostały zaobserwowane maksima na wykresie oporności w funkcji temperatury 7.5. Maksima takie zaobserwowane zostały także w warstwach $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ [46, 47].

Pierwsze modele wyjaśniające powstawanie pików w $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ wiązały z rozpraszaniem zależnym od spinu [48].

Model opisujący pik w oporności w okolicy temperatury Curie w zdegenerowanych i niezdegenerowanych półprzewodnikach oparty na rozpraszaniu na domieszkach magnetycznych przedstawił Nagaev [49]. Model Nagaeva zakłada, że oddziaływanie s-d elektronów jest silne. Przesunięcie ku czerwieni pasma przewodnictwa powinno prowadzić do temperaturowej zależności położenia poziomu donorowego E_d , co powinno skutkować maksimum w oporności w $d(E_d/T)dT = 0$. Zgodnie z tym modelem pole kulombowskie zjonizowanych akceptorów Mn^{2+} przyciąga swobodne dziury na stronę akceptora, skutkiem tego zwiększając pośredniczące oddziaływanie wymiany między nośnikami i zlokalizowanymi jonami manganu Mn^{2+} . Ponieważ oddziaływanie to prowadzi do porządku ferromagnetycznego, lokalne uporządkowanie magnetyczne jest automatycznie polepszane w obecności zjonizowanych akceptorów manganu. W konsekwencji czego przypadkowo rozłożone domieszki tworzą nie tylko fluktuujący potencjał elektrostatyczny ale także statyczne fluktuacje namagnesowania, które dają wkład do rozpraszania nośników.

W ostatnich latach zaczęto się skłaniać ku teorii Nagaeva na wyjaśnienie powstawania pików oporności w $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ [50]. $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ bowiem jest silnie domieszkowanym

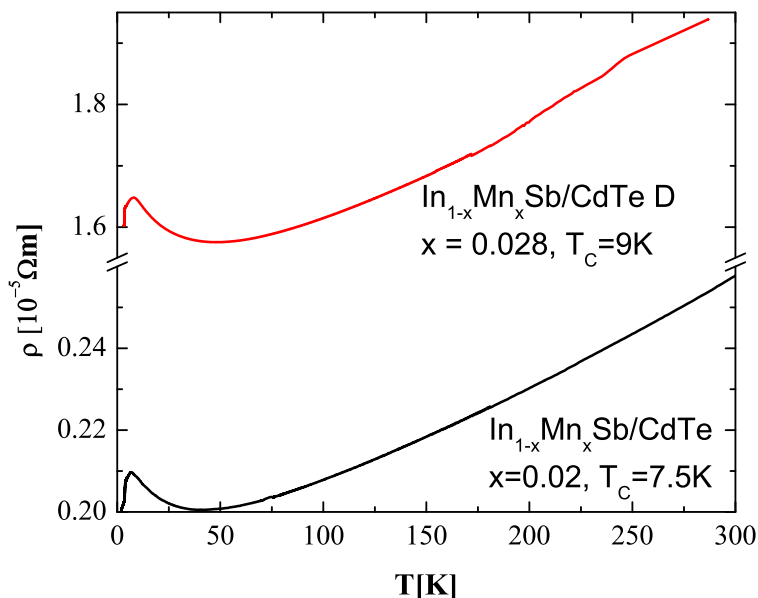


Fig. 7.5: Zależność oporu od temperatury dla $In_{1-x}Mn_xSb/InSb/CdTe$.

i mocno kompensowanym materiałem, a koncentracja swobodnych dziur wynosi jedynie 10 % całkowitej koncentracji Mn [51, 52].

W materiale tym spodziewane są duże fluktuacje potencjału związane z przypadkowo rozłożonym ładunkiem domieszek. Takie fluktuacje potencjału mogą lokalizować swobodne nośniki także w niskich temperaturach co może prowadzić do wzrostu oporności. Obecność pik (wybrzuszenia) w okolicy temperatury Curie było także rozważany z teorii pola średniego i teorii Boltzmana [53] oraz przy użyciu hamiltonianu wymiany kinetycznej Kohna–Luttingera[54]. Występowanie pik było też dyskutowane w efektach rozproszeniowych rozważanych przybliżeniem Borna [55, 56].

W $In_{1-x}Mn_xSb$ tak jak w $Ga_{1-x}Mn_xAs$ obserwujemy pik w okolicy T_c , dla tego materiału został zaproponowany model oparty na oddziaływaniu wymiany p-d pomiędzy spolaryzowanymi spinowo nośnikami i zlokalizowanymi jonami Mn^{2+} . Według zaproponowanego modelu w fazie ferromagnetycznej występują izolowane jony manganu zlokalizowane na zewnątrz obszarów uporządkowanych ferromagnetycznie, i rozpraszanie jest zdominowane przez rozpraszanie na izolowanych Mn^{2+} [57]. O zgodności tej teorii z eksperymentem świadczy zachowanie magnetooporu w tym materiale.

Szczegółowo zostanie to omówione w dalszej części pracy przy analizie magnetooporu w tych materiałach.

Część III

TEORIA ZJAWISK MAGNETOTRANSPORTOWYCH W PÓŁPRZEWODNIKACH FERROMAGNETYCZNYCH

8. ANOMALNY EFEKT HALLA

Zjawisko Halla [58] związane z odchyleniem nośników ładunku w polu magnetycznym (pod wpływem siły Lorentza) znane było już w XIX wieku.

Badając przewodnictwo Hallowskie materiałów magnetycznych odkryto, że obok zwykłego efektu Halla mamy wkład zależny od namagnesowania [59]. Zjawisko to nazwano Anomalnym efektem Halla w skrócie AHE (Anomalous Hall Effect) lub EHE (Extraordinary Hall Effect). Oporność Hallowska materiałów będących w fazie ferroma-

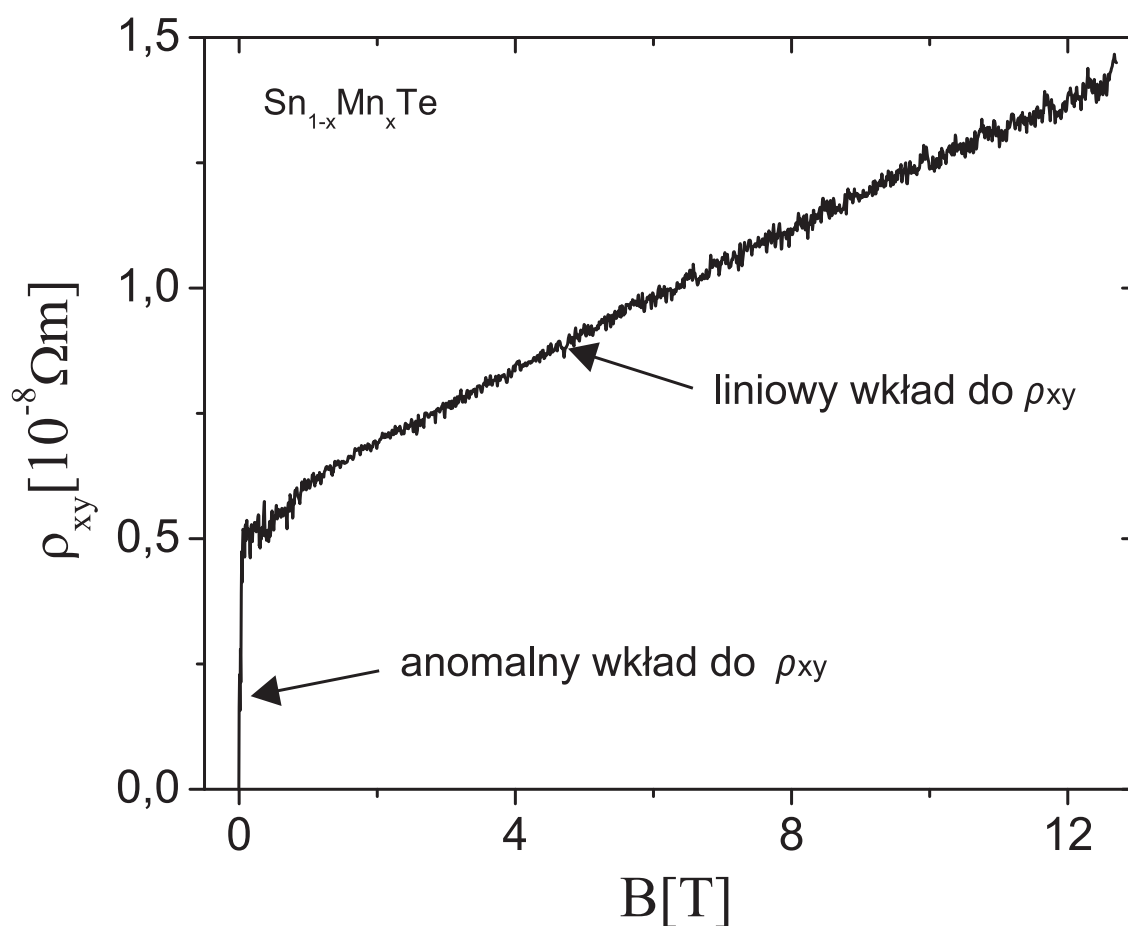


Fig. 8.1: Zależność oporności Hallowskiej od pola magnetycznego dla $Sn_{1-x}Mn_xTe$, $x=0.12$, $T=4.2$ K. Widoczne nałożenie dwóch zjawisk liniowego zjawiska Halla (widocznego wyraźnie po nasyceniu namagnesowania) i Anomalnego zjawiska widocznego dla słabych pól magnetycznych

gnetycznej ρ_{xy} posiada dodatkowy człon zależny od namagnesowania:

$$\rho_{xy} = R_0 B + \mu_0 R_S M, \quad (8.1)$$

gdzie R_0 jest normalną stałą Halla, B jest indukcją pola magnetycznego, R_S jest anomalną stałą Halla, M namagnesowaniem a μ_0 jest przenikalnością magnetyczną próżni. Na rysunku 8.1 przedstawiono nakładanie się normalnego i anomального efektu Halla w obrazie oporności właściwej.

W rozdziale tym zostaną przedstawione teorie próbujące opisać to zjawisko. Efekt ten nie doczekał się jak dotąd jednej uniwersalnej teorii prawdziwej dla wszystkich klas materiałów, w których ten fenomen występuje. Jednakże w ostatnich latach coraz bardziej zaczęto się skłaniać w kierunku teorii wewnętrznych i tzw. fazy Berrego, ale zanim do niej przejdziemy zostaną omówione w ułożeniu historycznym wcześniejsze teorie.

8.1 Rys historyczny i pierwsze teorie

Zjawisko Anomального Halla zostało odkryte w latach 30-tych XX-wieku. Pierwsze eksperymentalne wzmianki o tym zjawisku znajdują się w pracach Smith'a and Sears'a [60] i Pugh'a [59]. Ci pierwsi badali stopy nikielu i żelaza, drugi badał stal magnetyczną (stop żelaza z węglem).

Pierwsze próby analizy teoretycznej przeprowadzili Karplus i Luttinger [61] w latach 50-tych ubiegłego wieku. Badając ferromagnetyki twierdzili oni że wszystkie własności Anomального Efektu Halla są konsekwencją oddziaływania spin-orbita (s-o) elektronów.

Z teorią tą polemizował J.Smit [62, 63], który udowodnił że wewnętrzny mechanizm s-o jest znoszony w izotropowym materiale i że za występowanie AHE odpowiada zewnętrzny mechanizm anizotropowego rozpraszania (skew-scattering) na domieszkach magnetycznych spowodowany oddziaływaniem s-o. Mechanizm ten zakładał liniową zależność anomalnej stałej od oporności właściwej

$$R_S \propto \rho \quad (8.2)$$

Luttinger [64] podjął jeszcze raz temat AHE wyprowadzając teorię AHE dla substancji ferromagnetycznych z teorii transportu Luttingera i Kohna [65].

Liniowa zależność oporności właściwej od anomalnej stałej Halla wyprowadzona przez Smit'a zgadzała się dla szeregu materiałów jednakże istniały substancje dla których zależność ta obserwowana w eksperymencie była kwadratowa.

$$R_S \propto \rho^2 \quad (8.3)$$

Zależność tę tłumaczyła po części teoria Luttingera, jednakże w latach 70-tych Berger [66] inaczej wyjaśnił ten fenomen, zakładając nowy rodzaj zewnętrznego rozpraszania tzw. side jump.

W dalszych podrozdziałach zostanie dokładniej omówiona teoria Luttingera oraz mechanizmy zewnętrznego rozpraszania skew scattering i side jump. W latach 80-tych wydawało się, że mechanizmy zewnętrznego rozpraszania na jonach magnetycznych tłumaczyły występowanie zjawiska AHE we wszystkich materiałach, jednakże dla półprzewodników półmagnetycznych III–V takich jak np. GaMnAs opis teoretyczny zaproponowany przez Smit'a i Bergera nie odzwierciedlał sytuacji obserwowanej doświadczalnie.

Próby wytłumaczenia na gruncie teoretycznym zjawiska Anomального Efektu Halla w ostatnich latach podejmowali m.in. Dugaev [67], Dietl [68], Jungwirth, Sinova [69, 7], Crepieux et al. [70] and Bruno et al. [71], .

W ostatnich latach zaczęto wracać do rozważania wewnętrznych mechanizmów powstawiania AHE, twierdząc że zjawisko to ma źródło w tym że nośniki ładunku nabierają specjalnej fazy zwanej fazą Berrego [72, 73, 74, 71, 75]. Mechanizm ten zostanie także omówiony szczegółowo w dalszej części tego rozdziału.

8.2 Teoria Karplusa–Luttingera - AHE w ferromagnetykach

Pierwsza teoria Karplusa–Luttingera [61] przypisująca powstawanie AHE odpowiedzialne oddziaływanie między spolaryzowanymi elektronami z powłok d tłumaczyła silną zależność AHE od temperatury oraz liniową zależność anomalnej stałej Halla od oporności właściwej.

Karplus i Luttinger rozważali gaz swobodnych nośników poruszających się w periodycznym potencjale nieoddziałujących jonów magnetycznych. W wyniku oddziaływania s-o stany stacjonarne systemu zyskują asymetrię prawo-lewo, tzn. jest więcej nośników ładunku ze spinem jednego rodzaju. Ta zależna od temperatury różnica wynika ze spontanicznego namagnesowania ferromagnetyka. W wyniku przyłożenia zewnętrznego pola elektrycznego do takiego układu uzyskany zostanie prąd prostopadły do pola i do średniego kierunku spinu cząsteczek. Prąd ten będzie więc proporcjonalny do namagnesowania. Uwzględniając wpływ pola elektrycznego na spolaryzowane poprzez oddziaływanie spin orbita elektronów magnetycznych nośniki zaproponowali następujący wzór na anomalną stałą Halla R_S :

$$R_S = \frac{2e^2 H_{s-o}}{m\Delta^2} \delta < \frac{m}{m^*} >_{dAv} \varrho^2, \quad (8.4)$$

gdzie: H_{s-o} jest natężeniem pola magnetycznego związanego z oddziaływaniem spin - orbita, Δ^2 - energia separacji średnia kwadratowa pomiędzy dwoma różnymi pasmami d dla tego samego wektora falowego \vec{k} , δ jest liczbą niecałkowicie zapełnionych pasm, e jest ładunkiem elektronu, m i m^* odpowiednio masą spoczynkową i masą efektywną elektronu.

W modelu tym nośniki ładunku są odpowiedzialne zarówno za własności elektryczne jak i magnetyczne. W ferromagnetyku istniał będzie więc dodatkowy przyczynek do prądu poprzecznego nakładający się na zwykły efekt Halla. Wyniki tej teorii zostały skrytykowane przez Smit'a [62], którego teoria zostanie przedstawiona poniżej.

8.3 Zewnętrzne mechanizmy odpowiedzialne za AHE w metalach i ferromagnetykach - skew-scattering i side jump

Teoria Karplusa i Luttingera została skrytykowana przez Smita [62, 63]. Stwierdził on, że potencjał periodyczny, tak jak oddziaływanie spin-orbita, nie może spowodować rozpraszania nośników a co za tym idzie spowodować powstanie prądu prostopadłego do przyłożonego zewnętrznego pola elektrycznego. Smit [63] zaproponował rozpraszanie zewnętrzne swobodnych nośników na domieszkach magnetycznych tzw. skew-scattering jako główne źródło powstawania zjawiska anomalnego Halla w materiałach ferromagnetycznych. Teoria Smita zakładała liniową zależność anomalnej stałej halla od oporności, podczas gdy teoria Karplusa- Luttingera prowadziła do zależności kwadratowej. Dla wielu badanych materiałów relacja liniowa była zgodna z eksperymentem, więc pomijając

aspekty prawdziwości teorii wewnętrznego rozpraszania początkowo sądzono, że teoria Smita jest bardziej zgodna z eksperymentem.

Zjawisko skew scattering polega na asymetrycznym rozpraszaniu elektronów. Schematyczną ilustrację tego procesu przedstawiono na rysunku 8.2, fala płaska charakteryzowana przez wektor falowy \vec{k} jest rozpraszana na potencjale sferycznym, charakteryzującym np. potencjał pochodzący od domieszki magnetycznej.

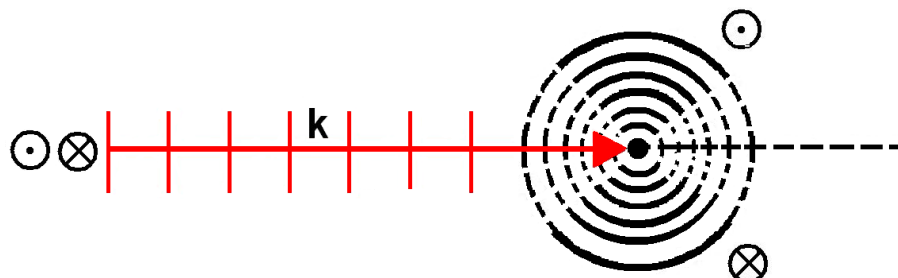


Fig. 8.2: Schematyczne przedstawienie rozpraszania typu skew-scattering z kwantowego punktu widzenia. Pogrubione krzywe reprezentują anizotropowe rozchodzenie się paczki falowej związane z oddziaływaniem spin-orbita. Oznaczenia \otimes i \odot to odpowiednio kierunki ustawienia spinu w dół i w górę.

W obecności oddziaływania spin-orbita amplituda paczki falowej staje się anizotropowa, zależna od relatywnych kierunków rozpraszania funkcji falowej i spinu. Po rozpraszaniu średnia droga elektronu jest zdeterminowana przez kąt zależny od spinu, który jest rzędu 10^{-2} radiana [70].

Smith pokazał że AHE nie może występować w idealnie periodycznej sieci, badając nikiel i żelazo zauważył też że anomalna stała Halla R_S rośnie gwałtownie z temperaturą i jest proporcjonalne do wzrostu oporności właściwej, efekt ten jest też czuły na obecność domieszek.

Smith dowodził że wzrost wartości anomalnego efektu Halla ze spontanicznym namagnesowaniem związany jest z rozpraszaniem typu skew-scattering elektronów przewodnictwa na jonach magnetycznych, związanym z oddziaływaniem spin-orbita pomiędzy elektronami przewodnictwa a elektronami z powłoki d jonu magnetycznego. Udowodnił on, że każde pasmo nawet asymetryczne nie wniesie wkładu do prądu w kierunku y, jeśli jego gęstość wypełnienia pasm jest funkcją jedynie energii.

Z powyższych rozważań wynika, że aby został zaobserwowany anomalny efekt Halla muszą zostać uwzględnione procesy zderzeniowe. Rozpraszanie typu skew scattering prowadzi do liniowej zależności anomalnej stałej Halla od oporności właściwej. Teoria najlepiej zgadza się z eksperymentem dla pomiarów Halla w niskich temperaturach dla stopów ferromagnetycznych.

Jednakże w szeregu przypadków eksperymentalnych dla niektórych metali i ferromagnetyków uzyskiwano kwadratową zależność anomalnej stałej Halla od oporności właściwej co przeczyło teorii Smita.

W latach 70-tych Berger wprowadził inny model rozpraszania zewnętrznego zwane side jump tłumaczący kwadratową zależność anomalnej stałej Halla od oporności właściwej w metalach [66] oraz zastosował ten model do wyjaśnienia efektu Halla i Nernsta w ferromagnetykach [76].

Mechanizm side jump wiąże się z zależnym od spinu poprzecznym odkształceniem ($\delta \approx 10^{-11}$ m) środka paczki falowej podczas rozpraszania na potencjale domieszki magnetycznej. Schematycznie proces side jump został przedstawiony na rysunku 8.3.

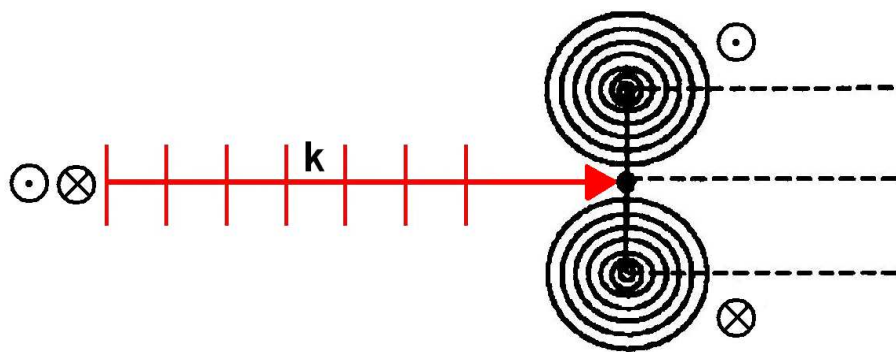


Fig. 8.3: Schematyczne przedstawienie rozpraszania typu side jump z kwantowego punktu widzenia. Oznaczenia \otimes i \odot to odpowiednio kierunki ustawienia spinu w dół i w górę.

Berger rozważał rozpraszanie paczki falowej na domieszce magnetycznej (domieszki na tyle oddalone od siebie, że pomijamy interferencje funkcji falowych paczek falowych rozpraszanych na różnych domieszkach) w nieuporządkowanych rozcieńczonych stopach ferromagnetycznych. Jeżeli ustalimy kierunek poruszania paczki falowej w kierunku x , to przed rozproszeniem średnie odchylenie w kierunku y poprzeczny do kierunku propagacji wynosi zero. Berger korzystając z pierwszego rzędu rachunku zaburzeń uwzględniając oddziaływanie spin orbita otrzymał stałą wartość y po rozproszeniu. Zauważył on, że różnica pomiędzy wartością y przed i po rozproszeniu Δy jest niezależna od wartości V_0 i promienia R potencjału centrum rozpraszającego. Rozważając kwantowo gęstości prądów powstałych pod wpływem przyłożonego zewnętrznego pola elektrycznego w modelu dwupasmowym doszedł on do postaci oporności hallowskiej podobnej do wzoru wyprobowanego empirycznie:

$$\rho_{xy} = R_0 B_z + R_S M_z, \quad (8.5)$$

gdzie R_0 i R_S są normalną i anomalną stałą Halla a B_z i M_z indukcją pola magnetycznego i namagnesowaniem w kierunku z . Wyliczenia Bergera prowadziły do kwadratowej zależności anomalnej stałej Halla od oporności. Teoria ta bardzo dobrze zgadza się z eksperymentem dla pomiarów efektu Halla w wysokich temperaturach (powyżej temperatury w której dominuje skew scattering) dla stopów ferromagnetycznych.

Model side jump został opracowany w inny sposób przez S.K.Lyo i T.Holstein'a równoległe z Bergerem [77][78]. W tym samym czasie J.Smit udowodnił, że side jump spowodowany oddziaływaniem spin-orbita nie może dać wkładu do poprzecznej prędkości stanu podstawowego dla którego $\frac{dp}{dt} = 0$, uważając że jedynym wkładem do AHE jest skew scattering [79], jednakże teoria ta nie miała poparcia w eksperymentach.

8.4 Wewnętrzne mechanizmy - faza Berry'ego

Teorie opisujące anomalny efekt Halla za pomocą zewnętrznych mechanizmów rozpraszania skew-scattering i side jump przez szereg lat uznawane były za dobrze opisujące to zjawisko dla ferromagnetyków. Wprowadzenie pierwiastka magnetycznego do matrycy półprzewodnikowej zaowocowało powstaniem półprzewodników półmagnetycznych, ale także przyniosło za sobą nowe aspekty zjawiska anomalnego Halla, które nie dawały się wytłumaczyć na gruncie dotychczasowych teorii. Analiza wyników pomiarów zaczęła skłaniać teoretyków do zwrócenia się jakby na nowo do teorii wewnętrznego rozpraszania, proponowanej cztery dekady wcześniej przez Karplusa i Luttingera. Nowa teoria została oparta na mechanizmie kwantowym zwanym fazą Berry'go. Faza Berry'ego jest to faza jaką nabiera układ kwantowy będący w stanie stacjonarnym pod wpływem wolnozmiennego pola zewnętrznego pozostaje w stanie stacjonarnym opisanym tymi samymi liczbami kwantowymi [80]. Zmiany otoczenia mogą być dowolnie duże lecz po powrocie otoczenia do stanu początkowego, stan układu jest charakteryzowany przez te same liczby kwantowe. Klasycznie Fazę Berry'ego można sobie wyobrazić jako fazę, którą nabiera wektor poruszający się na sferze zgodnie z zasadami transportu równoległego [81], co przedstawiono graficznie na rysunku 8.4. Na cytowanym rysunku wektor wyruszający z położenia 1 przemieszcza się najpierw w dół potem w prawo a następnie do góry i wraca do punktu wyjścia, ale pomimo że cały czas jego zwrot był skierowany w tę samą stronę i utrzymywany równoległe to sam wektor wróciwszy do pozycji wyjściowej z powodu geometrii układu "nabrał" fazy, jest to jednak zjawisko czysto kwantowe więc ten "klasyczny" obrazek może być jedynie przybliżeniem zagadnienia.

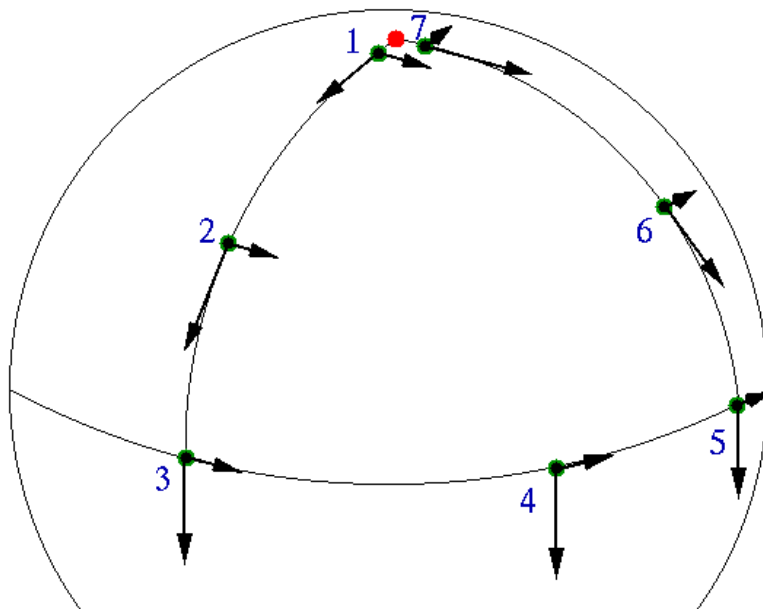


Fig. 8.4: Schematyczne przedstawienie zdobywania fazy przez wektor poruszający się po sferze [80]

Teoria AHE oparta na fazie Berry'ego głosi, że nośniki ładunku poruszające się w materiale nabierają kwantowo-mechanicznej fazy która to faza jest fazą Berry'ego.[82] Wprowadzona faza (powstała w skutek oddziaływania spin-orbita) posłużyła do wyja-

śnienia zjawiska Anomalnego Halla w materiałach w których występuje kolosalny magnetoopór [83].

Teoria podająca powstawanie fazy Berry'ego jako źródła AHE wygląda na spójną dla szeregu materiałów, także tych w których AHE było tłumaczone przez wcześniejsze teorie. Używając tego modelu uzyskano kwantowy efekt Halla dla materiałów niemetalicznych i anomalny efekt Halla dla metali ferromagnetycznych w jednej spójnej teorii [75, 84].

Teoria Faza Berry'ego jako źródło powstawania zjawiska anomalnego Halla wydaje się być zgodna z danymi eksperymentalnymi w szeregu materiałów w tym dla: metali ferromagnetycznych [85, 69], ferromagnetyków takich jak SrRuO_3 [72, 74], w gadolinie [73], w magnetycznych nanostrukturach [71], w systemach dwuwymiarowych [86].

8.5 Anomalny efekt Halla w przykładowych materiałach

Przez szereg lat dane eksperymentalne były porównywane z istniejącymi teoriami, były tworzone poprawki oraz drobniejsze dopasowania. W tej części rozdziału zostaną przedstawione pobieżnie to co działo się od powstania modeli rozpraszania zewnętrznego do powstania idei fazy Berry'ego. Lista prac wymienionych w tym podrozdziale w żaden sposób nie może być uznana za wyczerpującą temat, autorka starała się skupić na pracach bliskich materiałom przez nią badanym.

W metalach ziem rzadkich zauważono że zależnie od ilości domieszki bardziej dopasowuje się model side jump bądź skew-scattering (np. dla $\text{Pb}_{1-x}\text{Gd}_x$ dla $x \geq 0.04$ mamy zachowanie typu side jump poniżej typu skew scattering). Dodatkowo zależnie od tego czy jest to domieszka metalu ziem rzadkich w metalu ziem rzadkich (1) czy domieszka tego metalu w metalach przejściowych lub szlachetnych (2) mamy inne wyrażenie na oporność hallowską[87]: (1)

$$\rho_H = -\frac{9}{64}c^2\frac{\pi^2}{e^2}\frac{mz}{N\hbar}J(J+1)\frac{J_{ex}^3\lambda^{(2)}}{E_F^3} \langle J_z^3 \rangle \quad (8.6)$$

(2)

$$\rho_H = -\frac{9}{4}c^2\frac{\pi^2}{e^2}\frac{mz}{N\hbar}\frac{V^3\lambda^{(1)}}{E_F^3} \langle J_z \rangle \quad (8.7)$$

W metalicznych warstwach zastosowano model Friedela do opisu AHE [88].

Dla ferromagnetyków i antyferromagnetyków zaproponowano model typu rozpraszania skew scattering. Jednakże model ten daje wyniki 3 razy mniejsze niż pokazują to dane eksperymentalne [89].

W związkach IV–VI $\text{Pb}_{1-x-y}\text{Sn}_x\text{Mn}_y\text{Te}$ i $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ badany był AHE metodą AC (zmiennoprądową) [90, 35] oraz metodą DC (stała prądową) [91], w badaniach DC przedstawiono pełny fenomenologiczny obraz i stwierdzono, że obok oddziaływania spin-orbita duży wpływ na anomalny efekt Halla mają wakansje występujące w tych związkach.

Anomalna stała Halla posiada silną zależność od temperatury w metalach, jednakże np. związki typu AlMn [92] oraz badane przez autorkę niniejszej rozprawy związki IV–VI nie wykazują zależności temperaturowej [93, 94].

W grupie związków III–V najlepiej zbadanym materiałem pod kątem Anomalnego Efektu Halla jest $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ [68, 95, 96, 97, 7, 98, 99]. Pierwszą z teorii dla anomalnego zjawiska Halla w $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ był model oparty na dynamice półklasycznych paczek

falowych w jednorodnym półprzewodniku kubicznym. Teoria ta wyjaśniała monotoniczną zależność przewodnictwa hallowskiego od namagnesowania. Prędkość w tym modelu przedstawiała się następującym wzorem [69]:

$$v_H = \frac{\partial \epsilon}{\hbar \partial \vec{k}} + \frac{e}{\hbar} \vec{E} \times \vec{\Omega}, \quad (8.8)$$

gdzie pierwszy człon wyrażenia 8.8 jest niczym innym jak standardową prędkością grupową Blochowskiej paczki falowej, drugi człon zaś jest odpowiedzialny za anomalny efekt Halla i może być zrozumiany jako konsekwencja zmiany struktury pasmowej pod wpływem pola elektrycznego a $\vec{\Omega}$ jest krzywą Berrego w przestrzeni k . Dla kubicznego kryształu w polu magnetycznym skierowanym w kierunku osi z jedynie $\Omega_z \neq 0$ i jest ona wyliczana numerycznie:

$$\Omega_z(n, \vec{k}) = 2Im[\langle \frac{\partial u_n}{\partial k_y} | \frac{\partial u_n}{\partial k_x} \rangle],$$

u_n jest periodyczną częścią funkcji Blochowskiej.

Anomalne przewodnictwo przedstawia się następująco:

$$\sigma_H = -\frac{e^2}{\hbar} \sum_n \int \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3} f_{n, \vec{k}} \Omega_z(n, \vec{k}), \quad (8.9)$$

gdzie $f_{n, \vec{k}}$ jest funkcją Fermiego dla okupowanego stanu równowagowego dla pasma quasicząstek.

Zgodność tej teorii z eksperymentem dla $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ dla $x=5\%$ świadczy o tym, że w półprzewodnikach półmagnetycznych III–V anomalny efekt Halla jest niezależny od mechanizmów rozproszenia na domieszkach magnetycznych [100].

Problem niedopasowania zjawiska anomального Halla w niektórych ferromagnetykach do modelu rozpraszania zewnętrznego typu skew-scattering lub side jump próbowano też wyjaśnić za pomocą teorii poprawek lokalizacji (localization corrections) [67].

Zaproponowano także relację pomiędzy anomálną stałą Halla:

$$R_S = a\rho + b\rho^2 \quad (8.10)$$

Model ten jest jakby połączeniem mechanizmów skew-scattering i side jump [101, 102].

9. MAGNETOOPÓR

Zmiana oporu materiału pod wpływem przyłożonego zewnętrznego pola magnetycznego nazywana jest magnetooporem. Magnetoopór $\frac{\Delta\rho}{\rho}$ często jest definiowany następująco:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{R(H) - R(0)}{R(0)}. \quad (9.1)$$

Zjawisko to zostało odkryte przez Lorda Kelvina w 1856 roku. W polu magnetycznym tor cząstki zakrzywia się co prowadzi do wydłużenia drogi jaką przebywa cząstka i wzrostu oporu magnetycznego. W powyższy sposób możemy wytłumaczyć zjawisko powstawania dodatniego magnetooporu, jednakże szereg materiałów wykazuje także ujemny magnetoopór. Oprócz zwykłego magnetooporu (Ordinary MagnetoResistance OMR), który możemy wyznaczyć w oparciu o ruch cząstki naładowanej w polu magnetycznym (następny rozdział pracy) występują także rodzaje magnetooporu mające tylko i wyłącznie teorię opartą na efektach kwantowych, oraz takie, które nie doczekały się jeszcze spójnych teorii, takie jak: gigantyczny magnetoopór (Giant MagnetoResistance GMR), kolosalny magnetoopór (Colossal MagnetoResistance CMR), magnetoopór tunelowy (Tunneling MagnetoResistance TMR), ujemny magnetoopór (Negative MagnetoResistance), liniowy magnetoopór (Linear MagnetoResistance), magnetoopór anizotropowy (Anisotropic MagnetoResistance AMR). Interesujące jest także zachowanie magnetooporu w temperaturze przejścia fazowego ferromagnetyk paramagnetyk dla ferromagnetycznych materiałów.

Wśród wszystkich rodzajów magnetooporów najbardziej znany jest Gigantyczny Magnetoopór odkryty w 1988 roku niezależnie przez Alberta Fertę i Petera Grnberga. Odkrycie tego zjawiska uważa się za początek nowej dziedziny elektroniki opartej na spinie elektronu tzw. spintroniki.

Wiele przewodzących materiałów wykazuje zmiany oporu elektrycznego pod wpływem pola magnetycznego jednakże mechanizmy odpowiedzialne za powstawanie tego zjawiska bywają różne.

Wiemy że magnetoopór jest ściśle związany z ruchem i oddziaływaniem elektronów w strukturze krystalicznej ciał stałych, gaz swobodnych elektronów nie posiada magnetooporu nawet jeżeli uwzględnimy anizotropię masy efektywnej, co świadczy o rozproszonym charakterze zjawiska.

Obecnie uważa się że za jego powstanie w różnych materiałach odpowiedzialnych jest kilka niezależnych mechanizmów rozpraszania nośników ładunku, mechanizmy te mogą występować w jednym materiale nakładając się na siebie, mogą też występować konkretnie tylko w danej klasie materiałów.

W następnych częściach tego rozdziału przybliżone zostaną rodzaje magnetooporów występujące w badanych przez autorkę półprzewodnikach.

9.1 Zwykły magnetoopór

W doświadczeniach wykonywanych przez autorkę pole magnetyczne skierowane było prostopadłe do kierunku przyłożonego pola elektrycznego. Niezdegenerowany półprzewodnik umieszczony w polu magnetycznym skierowanym wzdłuż osi $\vec{H} = (0, 0, H_z)$ prostopadłej do kierunku przyłożonego pola elektrycznego będzie miał składową prądu w kierunku x oraz y (efekt Halla, omówiony w poprzednim rozdziale). W kierunku równoległym do przyłożonego pola elektrycznego (x) gęstość prądu będzie się wyrażała następującą relacją [103]:

$$J_x = \frac{ne^2}{m^*} E_x \left\{ \langle \tau \rangle + \omega_c^2 \left[\frac{\langle \tau^2 / (1 + \gamma^2) \rangle^2}{\langle \tau / (1 + \gamma^2) \rangle} - \langle \frac{\tau^3}{1 + \gamma^2} \rangle \right] \right\} \quad (9.2)$$

gdzie $\omega_c = \frac{eH}{m^*c}$ jest częstością cyklotronową, τ - jest czasem relaksacji układu a współczynnik $\gamma = \omega_c \tau$.

Współczynnik magnetooporu poprzecznego dany jest wzorem:

$$B \equiv \frac{\Delta \rho}{\rho_0 H^2} \quad (9.3)$$

gdzie B dane jest wyrażeniem:

$$B = \left(\frac{e}{m^*c} \right)^2 \frac{1}{\langle \tau \rangle} \left[\langle \frac{\tau^3}{1 + \gamma^2} \rangle - \frac{\langle \tau^2 / (1 + \gamma^2) \rangle^2}{\langle \tau / (1 + \gamma^2) \rangle} \right]. \quad (9.4)$$

Ponieważ niemożliwe jest pełne rozwikłanie powyższego równania konieczne jest stosowanie przybliżeń i uproszczeń w celu zbadania przebiegu krzywej zachowania magnetooporu w polu magnetycznym $\frac{\Delta \rho}{\rho}(H)$. Interesujące dla nas są dwa przypadki graniczne, przypadek słabego oraz silnego pola magnetycznego.

Pierwszy przypadek słabego pola magnetycznego będzie realizowany gdy nośniki ładunku przebywają między kolejnymi rozproszeniami małą część orbity cyklotronowej czyli $\gamma \ll 1$. W tym przypadku postać współczynnika magnetooporu upraszcza się do postaci:

$$B = \left(\frac{e}{m^*c} \right)^2 \frac{\langle \tau^3 \rangle \langle \tau \rangle - \langle \tau^2 \rangle^2}{\langle \tau \rangle^2}. \quad (9.5)$$

Wielkość współczynnika B jest miarą zależności czasu relaksacji od energii. Jeśli czas relaksacji nie zależy od energii, to wtedy licznik w wyrażeniu na B znika. W przeciwnym przypadku otrzymujemy stałą wartość współczynnika i kwadratową zależność magnetooporu od pola magnetycznego: $\frac{\Delta \rho}{\rho} = BH^2$.

W przypadku klasycznie silnych pól magnetycznych nośniki ładunku przebywają kilka orbit cyklotronowych zanim ulegną rozproszeniu, współczynnik $\gamma > 1$, jeśli $kT \gg \hbar\omega_c$ nie mamy doczynienia z efektami kwantowymi. Drugi warunek oznacza, że wraz z zapełnianiem się poziomów o małej energii zapełniają się poziomy z bardzo dużą liczbą kwantową co zgodnie z zasadą korespondencji pozwala uważać, że układ zachowuje się klasycznie. W niektórych półprzewodnikach ze względu na małą masę efektywną możemy mieć doczynienia z przypadkiem klasycznie silnych pól magnetycznych już przy 1-10 kilogausach. Jeśli spełnione są powyższe warunki dotyczące klasycznie wysokich pól magnetycznych to równanie na prąd w kierunku x upraszcza się do postaci:

$$J_x = \frac{ne^2}{m^*} E_x \langle \frac{1}{\tau} \rangle^{-1} \quad (9.6)$$

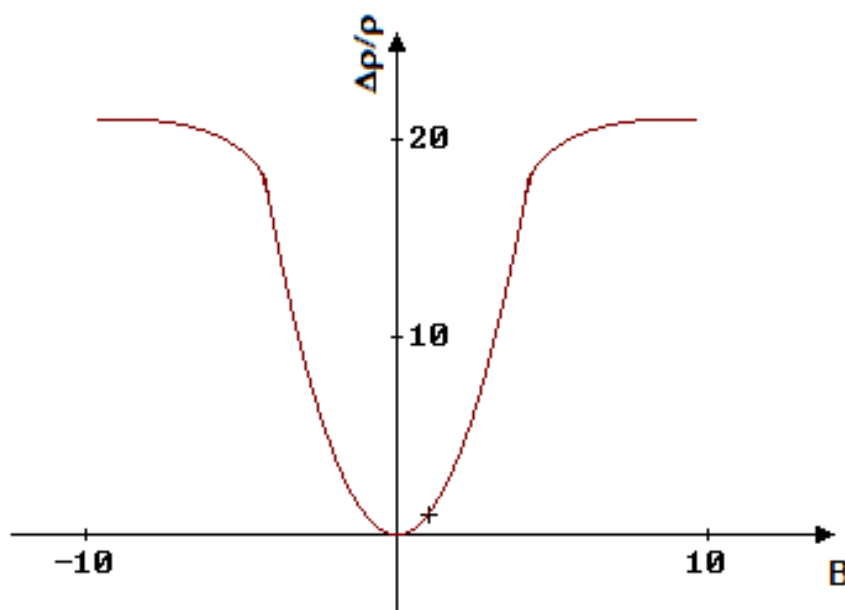


Fig. 9.1: Teoretycznie wyznaczone zachowanie magnetooporu w polu magnetycznym B skierowanym prostopadle do ruchu nośników ładunku.

i wtedy współczynnik magnetooporu wyraża się następującą zależnością:

$$B = \frac{1}{H^2} \frac{(\langle 1/\tau \rangle)^{-1} - \langle \tau \rangle}{\langle \tau \rangle}. \quad (9.7)$$

Tym razem współczynnik magnetooporu też zależy energii poprzez zależność od energii czasu relaksacji, jednakże ważniejsza jest zależność od odwrotności kwadratu pola magnetycznego H^{-2} , co oznacza, że magnetoopór nasycy się dla klasycznie silnych pól magnetycznych. Teoretyczne zachowanie zwykłego magnetooporu w zależności od pola magnetycznego wynikająca z poruszania się naładowanego nośnika w polu magnetycznym została przedstawiona na schemacie 9.1.

9.2 Ujemny magnetoopór

W wielu materiałach magnetycznych, manganitach, perowskitach, półprzewodnikowych domieszkowanych, półprzewodnikowych studiach kwantowych zaobserwowano ujemny magnetoopór (spadek oporu właściwego ze wzrostem natężenia pola magnetycznego), "np": [104, 105, 106, 107, 108, 109, 110, 111].

Pierwszą z prac teoretycznych dotyczącą ujemnego magnetooporu była praca Beal-Monod i Wejnera [112]. Rozważali oni problem magnetooporu korzystając z drugiego przybliżenia Borna modelu wymiany s-d. Z ich obliczeń wynikała duża zmiana oporu w pobliżu temperatury Kondo.

W $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ i wielu innych materiałach ujemny magnetoopór wiązany jest z występowaniem słabej lokalizacji [113]. Słaba lokalizacja jest wynikiem interferencji fal elektronu związanej z ruchem dyfuzyjnym [114, 115, 116].

Ujemny magnetoopór wiązany jest też z rozpraszaniem na fluktuacjach spinowych [117, 118]. Zapostulowano, że zmianę znaku magnetooporu w $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ można zmienić poprzez zmianę zawartości manganu [119]. Został zbadany też wpływ wygrzewania na wartość ujemnego magnetooporu w warstwach $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ [120].

Przyczyny występowania ujemnego magnetooporu w zdegenerowanych i niezdegenerowanych półprzewodnikach przedstawił także Nagaev [49].

W materiałach niejednorodnych mechanizmem odpowiedzialnym za ujemny magnetoopór może być hopping pomiędzy najbliższymi sąsiednimi klastrami, prawdopodobieństwo przeskoku wzrasta ze wzrostem przyłożonego pola magnetycznego co prowadzi do powstania ujemnego magnetooporu [121].

Ujemny magnetoopór można też związać z istnieniem struktury domenowej w ferromagnetyku. Zmiany w strukturze domenowej pod wpływem przyłożonego pola magnetycznego mogą prowadzić do powstawania ujemnego magnetooporu [122].

9.3 Liniowy magnetoopór

Wśród różnych typów zachowania magnetooporu wyróżnić możemy zachowanie liniowe $\frac{\Delta\rho}{\rho_0} \sim H$. Liniowy magnetoopór odkrył w 1928 roku Kapica w bizmucie [123] dzięki uzyskaniu magnetycznego pola impulsowego do 32T. Dla małych pól magnetoopór bizmutu spełnia prawo kwadratowe. Dla dużych pól magnetycznych uzyskał liniową zależność magnetooporu od pola magnetycznego.

Duży (do 400%) liniowy dodatni magnetoopór zaobserwowano w kogenitkach srebra [124].

Liniowy magnetoopór odkryto także w niskich temperaturach w związkach z dużymi powierzchniami Fermiego (diantymoniany z pierwiastkami ziem rzadkich) [125].

Efekt ten można też zaobserwować w niektórych półmetalach i półprzewodnikach wąskoprzerwowych [126, 127].

Występowanie liniowego z polem magnetycznym magnetooporu posiada obecnie dwa wyjaśnienia teoretyczne. Pierwsze tzw. wyjaśnienie klasyczne bazuje na występowaniu w materiale różnych faz strukturalnych. Defekty w materiale mogą prowadzić do powstawania fluktuacji gęstości materiału. Niejednorodne fluktuowanie gęstości może prowadzić do liniowej zależności magnetooporu od pola magnetycznego jeśli wielkość fluktuacji gęstości jest większa niż średnia droga swobodna nośników ale mniejsza niż rozmiar próbki [124].

Drugie wyjaśnienie kwantowe zaproponowane przez Abrikosova [128, 123] bazuje na teorii kwantowej możliwych zmian własności widma półmetali i wąskoprzerwowych półprzewodników. Teoria ta nazywana jest kwantowym magnetooporem. Abrikosov rozważał kwantowy opis elektronów w metalu w polu magnetycznym dla temperatury $T = 0$ z elektronami tylko na jednym poziomie Landaua i otrzymał następującą zależność:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{N_i B}{\pi N^2 e}, \quad (9.8)$$

gdzie N_i jest gęstością centrów rozpraszających a N - gęstością nośników ładunku. Formuła ta jest spełniona jeśli spełnione są następujące warunki:

$$N \ll \left(\frac{eB}{\hbar}\right)^{3/2},$$

$$T \ll \left(\frac{eB\hbar}{m^*}\right).$$

Wg Abrikosova jest to jedyny możliwy przypadek dodatniego liniowego magnetooporu w materiale. Dlatego wyjaśnienie tego zjawiska w metalu prowadzi do wniosków o niejednorodności badanego materiału.

W próbkach niejednorodnych kogenitków srebra klastry atomów srebra z dużą gęstością elektronów są otoczone przez obszary z bardzo małą koncentracją elektronów. W obszarach tych spektrum energii elektronów jest podobne do spektrum elektronów z wąską przerwą z liniową zależnością dyspersji energii, przyjmując te założenia otrzymał następującą zależność oporności:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{e^2}{\varepsilon_\infty \hbar v}\right)^2 \frac{N_i}{ecn_0^2} H \ln \varepsilon_\infty, \quad (9.9)$$

gdzie ε_∞ jest stałą dielektryczną tła, v jest prędkością elektronu a n_0 jest gęstością elektronów dla $T = 0$.

Ostatnio powstała trzecia teoria [129] wyjaśniająca liniowy magnetoopór. Teoria ta oparta na występowaniu interferencji kwantowych została wprowadzona dla cienkich warstw ferromagnetycznych metali. Jednakże wyniki otrzymane w wyniku zastosowania modelu opartego na interferencjach kwantowych są dużo niższe od wartości obserwowanych w eksperymencie, teoria ta więc nie wyjaśnia w pełni zjawiska liniowego magnetooporu w tych materiałach.

9.4 Magnetoopór w okolicy przejścia ferromagnetyk-paramagnetyk

W wielu materiałach magnetycznych obserwuje się wzrost negatywnego magnetooporu (pik) w okolicach przejścia ferromagnetyk paramagnetyk.

Jedna z teorii wyjaśniająca to zjawisko w szerokiej klasie materiałów twierdzi że wzrost ten spowodowany jest oddziaływaniem nośników ładunku z fluktuacjami magnetyzacji. de Gennes i Friedel zaproponowali teorię w której główną przyczyną gwałtownej zmiany oporu w okolicy punktu krytycznego uznano długo zasięgowe fluktuacje namagnesowania [130]. Z kolei Fisher i Langer [131] uznali za źródło zmian krótkozasięgowe fluktuacje namagnesowania.

Teorię która przewidywała osobliwość w T_c zaproponował też Haas [132], w teorii tej rozważał oddziaływanie swobodnych nośników ze zlokalizowanymi momentami magnetycznymi dla ferromagnetycznych i antyferromagnetycznych półprzewodników, teoria ta załamuje się w przypadku bardzo niskich temperatur.

Spójną teorię opartą na rozpraszaniu na fluktuacjach magnetycznych dla metali i półprzewodników z metalicznym typem przewodnictwa opierając się na wcześniejszych pracach rozwinęli Majumdar i Littlewood [133] [55].

Głównym założeniem teorii jest to że fluktuacje magnetyczne generują nic innego jak efektywny potencjał statyczny, na którym rozpraszają się nośniki ładunku co prowadzi do zmiany magnetooporu. Zasięg rozpraszania znormalizowany do wartości w wysokich temperaturach (odpowiadający nieskorelowanym spinom) jest dany w przybliżeniu Borna przez:

$$\tau^{-1}/\tau_0^{-1} \propto \int_0^\pi \sigma(\theta)(1 - \cos(\theta))\sin\theta d\theta, \quad (9.10)$$

gdzie $\sigma(\theta)$ jest różniczkowym przekrojem czynnym na spin magnetyczny, θ jest kątem rozpraszania. Przekrój czynny jest dany wyrażeniem:

$$\sigma(\theta) = \chi(q = 2k_F \sin(\theta/2)), \quad (9.11)$$

gdzie q jest przekazem pędu w tym wewnątrz powłokowym rozpraszaniu a $\chi(q)$ jest funkcją korelacji spin-spin. Powyższa całka jest zdominowana przez duże kąty rozpraszania i do znalezienia trendu można zastąpić $\sigma(\theta)$ przez $\sigma(\pi)$ w równaniu (1). Wtedy magnetoopór w temperaturze T i w polu H będzie się przedstawiał następująco:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} \approx 1 - \chi(2k_F, T, H)/\chi(2k_F, T, 0). \quad (9.12)$$

Po zastosowaniu przybliżenia Ginzburga–Landaua dla nisko polowej podatności magnetycznej w stanie paramagnetycznym: $\chi^{-1}(q, T, H) \propto A(T) + (q\xi_0)^2 + (m(H)/m_{sat})^2$, gdzie $A(T)$ zanika w T_C . Długość korelacji $\xi(T) = \xi_0/\sqrt{A(T)}$ rozbiega się przy $T \rightarrow T_C$.

Odpowiadające rozbiegnięcie χ jest obcinane albo przez przekaz pędu q , albo przez indukowaną polem magnetyzację $m(H)$. Wartość m_{sat} jest porównywalna z wartością magnetyzacji nasycenia w dużym polu magnetycznym. Używając równania na przybliżoną wartość magnetooporu w niskich polach magnetycznych otrzymujemy:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = C \left(\frac{m(H)}{m_{sat}} \right)^2 \approx (1/2k_F\xi_0)^2 \left(\frac{m}{m_{sat}} \right)^2 \quad (9.13)$$

pod warunkiem że $k_F\xi_T \gg 1$. Równanie to zależy wyłącznie od podstawowych parametrów systemu magnetycznego rzędu odległości między momentami magnetycznymi i od nasycenia magnetyzacji. Wyznaczając

$$C = \frac{\Delta\rho}{\left(\frac{m}{m_{sat}} \right)^2} \quad (9.14)$$

w zależności od $n\xi_0^3$ dla różnych materiałów ferromagnetycznych otrzymamy zachowanie $C \sim n^{2/3}$, świadczące o zgodności danych doświadczalnych z teorią rozpraszania na statycznym potencjale pochodzącym od fluktuacji magnetycznych. Wynik dopasowania teorii do danych eksperymentalnych zaczerpniętych z literatury przez Majumdera i Littlewooda został przedstawiony na schemacie 9.2.

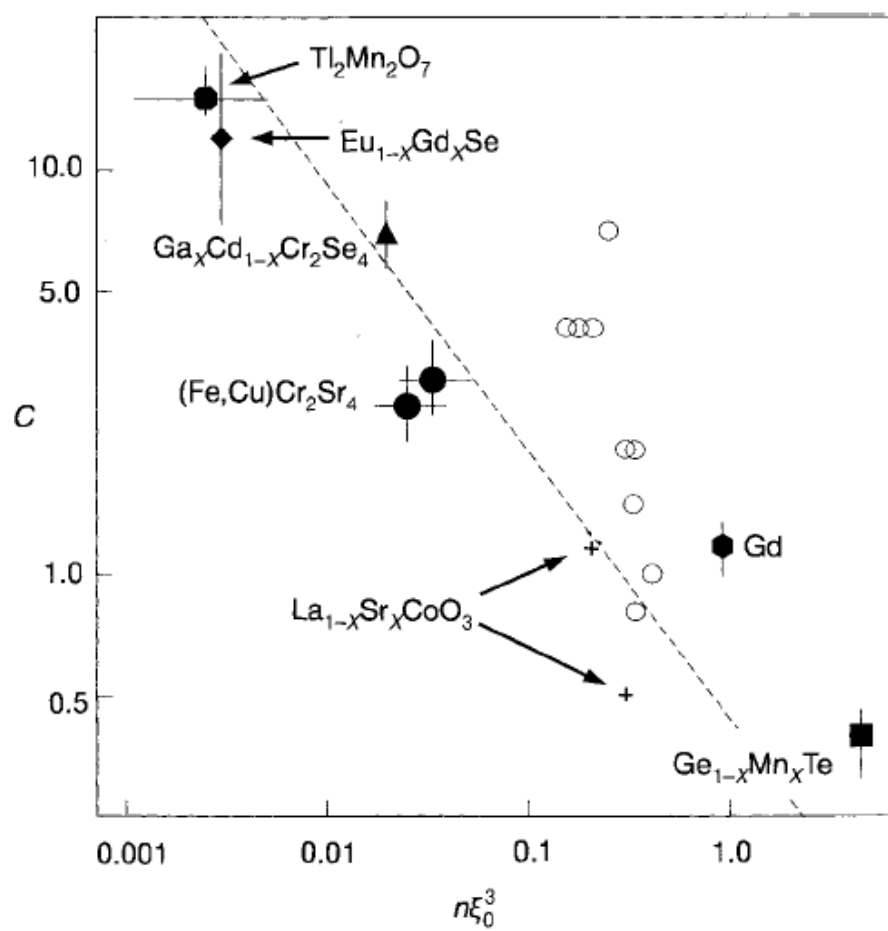


Fig. 9.2: Podstawione do zaproponowanej przez Littlewooda i Majumdera teorii wyniki wzięte z literatury[55].

Część IV

ANALIZA WYNIKÓW POMIARÓW
ANOMALNY EFEKT HALLA
MAGNETOOPÓR

10. ANOMALNY EFEKT HALLA

W półprzewodnikach domieszkowanych pierwiastkami magnetycznymi, obok normalnego efektu Halla występuje też anomalny efekt Halla (efekt ten został omówiony we wstępie teoretycznym) zależny od namagnesowania opisany fenomenologicznym wzorem:

$$\rho_{xy} = R_0 B + \mu_0 R_S M. \quad (10.1)$$

W rozdziale tym zostanie przedstawiona analiza zjawiska anomального Halla w badanych materiałach IV–VI z manganem: $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$, $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$, $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$, $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$ w oparciu o pomiary transportu elektronowego i namagnesowania poprzez minimalizację po parametrach równania 10.1. Metoda wyznaczenia oporności Hallowskiej ρ_{xy} została przedstawiona w dodatku C.

W przypadku warstw półprzewodnikowych III–V $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}/\text{InSb}/\text{CdTe}$ (InSb) zjawisko Anomального Halla zostało zanalizowane wyłącznie na podstawie badań transportu elektronowego.

10.1 Anomalny efekt Halla w półprzewodnikach IV–VI z manganem

Anomalny efekt Halla w półprzewodnikach IV–VI analizowany dla pól do 1.3 T wykazał zależność anomalnej stałej Halla od temperatury [134], celem poniższej analizy była weryfikacja wcześniejszych wyników przy użyciu pomiarów w wyższych polach magnetycznych, oraz rozszerzenie analizy na inne materiały.

W półprzewodnikach IV–VI z manganem została eksperymentalnie wyznaczona oporność hallowska i namagnesowanie w tych samych temperaturach. Przykładowa oporność hallowska w funkcji pola magnetycznego dla $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$, $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$ została przedstawiona na rysunku 10.1, na rysunku 10.2 została przedstawiona oporność hallowska dla materiałów $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ z zawartością manganu $x = 0.045$ i $x = 0.388$ oraz $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$. Namagnesowanie dla wymienionych próbek zostało przedstawione w rozdziale siódmym.

W pierwszej grupie materiałów opartych na związku $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ zjawisko Anomального Halla zostało zaobserwowane we wszystkich badanych próbkach. W drugiej klasie materiałów $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ nie zaobserwowano tego fenomenu w próbce o najmniejszej zawartości manganu $x = 0.045$, jednocześnie próbka ta z badań podatności magnetycznej posiada najwyższą temperaturę Curie.

Zachowanie oporności właściwej próbek o dużej zawartości manganu $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x = 0.388$) i $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$ ($x = 0.47$) jest niemalże identyczne, dlatego na rysunku 10.2 pokazany został tylko jeden z tych materiałów.

W analizie zjawiska anomального Halla wykorzystano program CERN-owski do minimalizacji po parametrach Minuit [135, 136]. Program ten został zmieniony tak by minimalizował równanie 10.2. W dodatku D przedstawiono kod źródłowy programu Minuit,

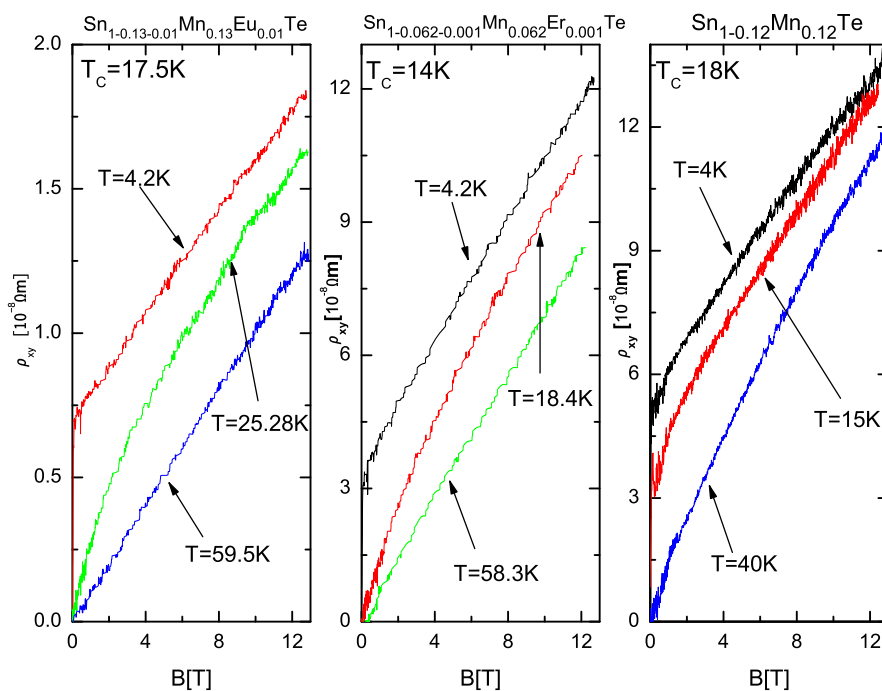


Fig. 10.1: Zależność oporności hallowskiej od pola magnetycznego dla $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$, $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$ widoczny Anomalny Efekt Halla poniżej temperatury przejścia.

adaptowany na potrzeby analizy zjawiska anomального Halla. W minimalizacji wykorzystano procedurę MIGRAD, która bazuje na metodzie Fletchera. Procedura ta wykorzystuje pierwszą pochodną funkcji (metoda gradientowa).

Warunkiem koniecznym przeprowadzenia minimalizacji równania 10.1 było interpolowanie wyników namagnesowania i oporności Hallowskiej tak by otrzymać ich wartości dla tych samych wielkości pola magnetycznego. Równanie minimalizacyjne wyglądało następująco:

$$\sum_{i=1}^n (\rho_{xy}(i) - R_0 B - R_S M(i) - Q(i))^2. \quad (10.2)$$

Po pierwszej minimalizacji równania 10.2 otrzymano pewien rozrzut wartości stałych Halla R_0 . Ponieważ nie zaobserwowano żadnej wyraźnej tendencji, uśredniono je, i tę uśrednioną wartość ustalono w kodzie programu Minuit. Uśrednione wartości normalnej stałej Halla zostały przedstawione w tabeli 10.1. Zależność anomальной stałej Halla od temperatury dla związków $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$ i $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$ została przedstawiona na rysunku 10.3. Wyniki te zostały opublikowane w [93]. Z analizy zachowania anomальной stałej Halla w tych materiałach nie zauważono zależności tej stałej od temperatury dla wszystkich materiałów po za $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$ próbka o symbolu 865_16. Wynik ten przeczy wcześniejszym badaniom dla $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ z pierwiastkami ziem rzadkich [134]. Ta rozbieżność może być spowodowana tym, że poprzednie badania były prowadzone w wąskim zakresie temperatur (do 20 K) i polu magnetycznym do 1.3 T. Prawdopodobnie badanie zjawiska anomального Halla w tych materiałach biorąc pod uwagę tak niskie pola jest niewystarczające. Badania przeprowadzone w ramach tej pracy

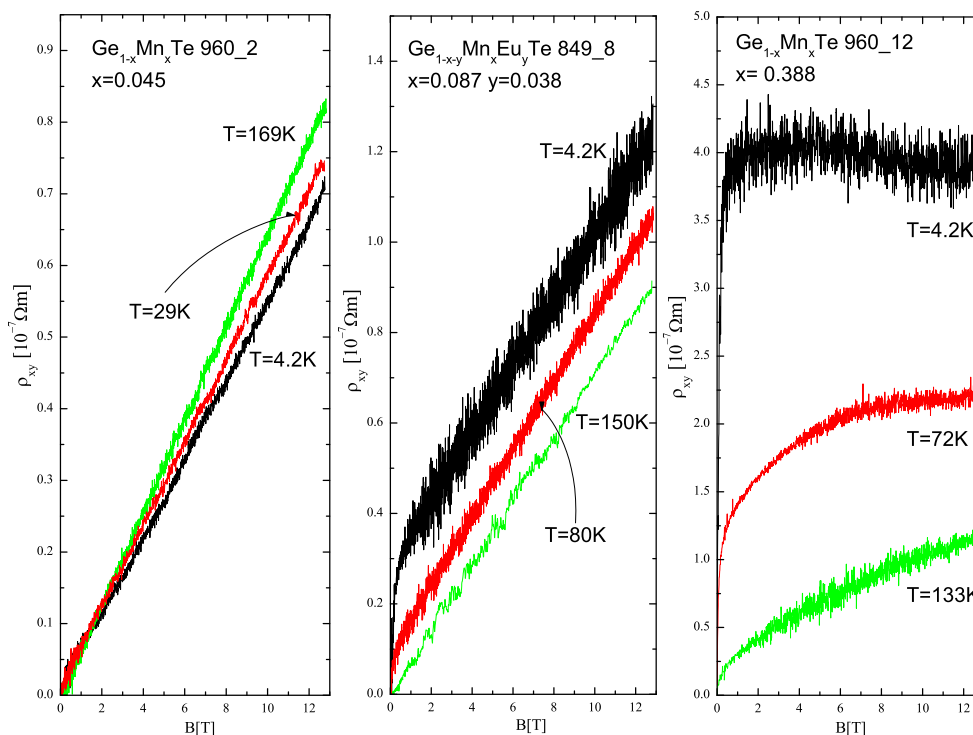


Fig. 10.2: Zależność oporności hallowskiej od pola magnetycznego dla $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, widoczny Anomalny Efekt Halla poniżej temperatury przejścia.

Tab. 10.1: Wartości normalnej stałej Halla R_H wyznaczone w obszarze paramagnetycznym z danych pomiarowych, oraz średnia wartość R_0 wyznaczona z minimalizacji po parametrach dla wszystkich próbek poza $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 960_2, dla której to zostało wykonane dopasowanie liniowe.

Próbka	# Próbki	x	y	R_H [cm^3/C]	R_0 [cm^3/C]
$\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$	3501 M1	0.075		0.0012	0.0122
$\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$	3501 I1	0.12		0.0076	$6.71 \cdot 10^{-4}$
$\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$	865_6	0.058	0.0006	0.00497	0.00459
$\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$	865_16	0.062	0.001	0.00664	0.00733
$\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$	841_18	0.13	0.01	0.0087	$6.99 \cdot 10^{-4}$
$\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$	960_2	0.045		0.0064	0.00602
$\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$	960_12	0.388		0.00864	0.00218
$\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$	849_8	0.087	0.038	0.00642	0.00588
$\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$	849_16	0.073	0.033	0.00697	0.00617
$\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$	971_12	0.47	0.004	0.00465	0.0015

zostały wykonane w szerszym zakresie temperatur (do 60 K) i dla pól magnetycznych do 9 T. Dlatego wydaje się że wyniki zawarte w tej pracy mogą uchodzić za bardziej wiarygodne.

Z przedstawionych na rysunku 10.3 danych, oraz z informacji o badanych materia-

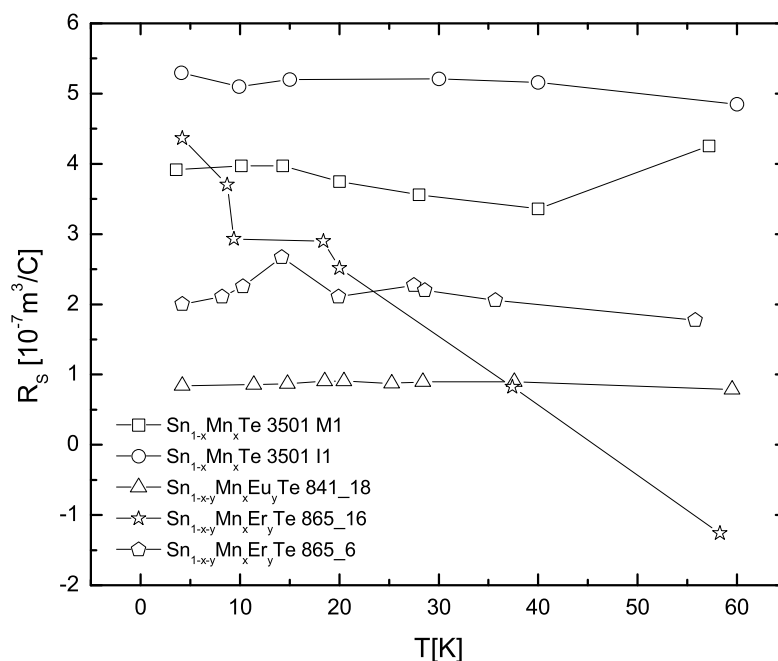


Fig. 10.3: Zależność anomalnej stałej Halla od temperatury dla związków $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x(\text{Er}, \text{Eu})_y\text{Te}$. Na wykresie zostały przedstawione wartości stałej Halla wyznaczone metodą minimalizacji po parametrach.

łach zawartych w rozdziałach szóstym i ósmym możemy wywnioskować, że zwiększenie koncentracji nośników w tych materiałach prowadzi do zmniejszenia wartości anomalnej stałej Halla. Dodanie do matrycy $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ pierwiastków ziem rzadkich erbu i europu również prowadzi do zmniejszenia wartości anomalnej stałej Halla.

Podobną procedurę przeprowadzono dla związków $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$ i $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$. Wynik analizy: zależność anomalnej stałej Halla od temperatury został przedstawiony na rysunku 10.4.

Anomalna stała Halla dla badanych próbek $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$ nie zależy od temperatury. Jedynie dla próbki $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$ R_S słabo zależy od temperatury. Źródło takiego zachowania dla tej próbki nie jest znane. Jednym z powodów może być występowanie dwóch faz krystalicznych w tym materiale (co wykazały badania rentgenowskie), co może prowadzić do różnych zachowań zależnych od temperatury w tej próbce.

Podsumowując powyższy rozdział, na podstawie analizy zależności anomalnej stałej Halla w półprzewodnikach IV–VI domieszkowanych manganem zauważono, że w materiałach tych anomalna stała Halla nie zależy od temperatury. Nie znaleziono przyczyn nietypowego zachowania w próbkach $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$ 865_16 i $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$ 971_12. Próbką $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$ 971_12 wykazała wielofazowość w badaniach strukturalnych, być może jest to przyczyną nietypowego zachowania anomalnej stałej Halla w tym materiale.

Jednocześnie anomalna stała Halla zależy od koncentracji nośników ładunku, wzrost

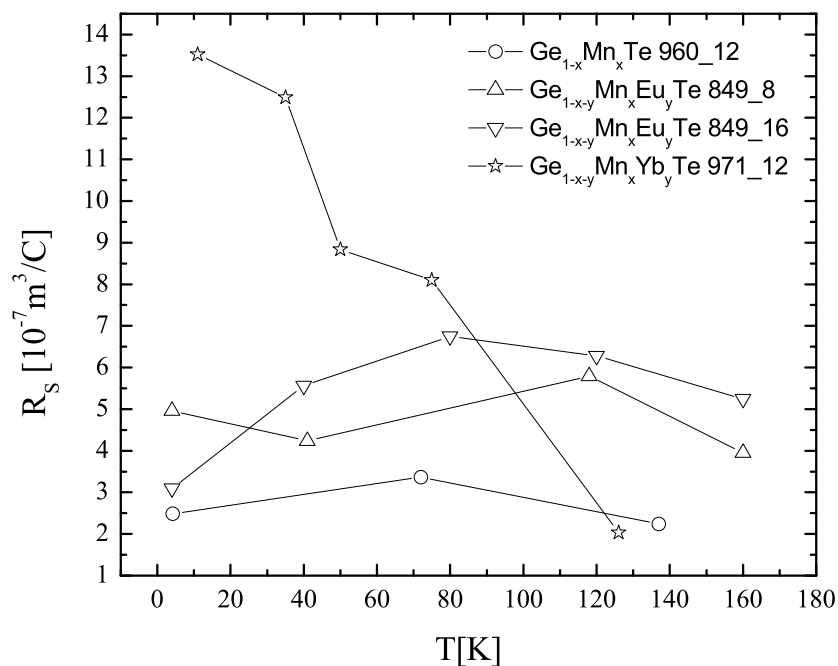


Fig. 10.4: Zależność anomalnej stałej Halla od temperatury dla związków $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x(\text{Yb}, \text{Eu})_y\text{Te}$. Na wykresie zostały przedstawione wartości stałej Halla wyznaczone metodą minimalizacji po parametrach.

koncentracji prowadzi do zmniejszenia wartości R_s . Warto zaznaczyć że wartość anomalnej stałej Halla jest tego samego rzędu dla wszystkich badanych półprzewodników IV–VI z manganem.

10.2 Anomalny Efekt Halla w $\text{InMnSb}/\text{CdTe}$

Anomalne zjawisko Halla zostało zbadane w materiałach IV–VI, identyczną analizę zamierzano przeprowadzić w warstwach półprzewodnikowych III–V z manganem $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$. Dysponując warstwami $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}/\text{InSb}/\text{CdTe}(\text{InSb})$ wykonano pomiary transportu elektronowego i wyznaczono zależność oporności Hallowskiej w szerokiej skali temperatur od 1.5 K do 150 K dla pól magnetycznych do 13 T. Ze względu na zbyt słaby sygnał niemożliwe było zmierzenie namagnesowania warstw $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}/\text{InSb}/\text{CdTe}(\text{InSb})$ w magnetometrze Lake Shore, co uniemożliwiło zrobienie analogicznej analizy AHE jak dla materiałów objętościowych IV–VI. Zmierzono zachowanie kąta Kerrowskiego w polu magnetycznym, które jest proporcjonalny do namagnesowania. Analiza tego kąta wykazała, że próbki nie są w czysto ferromagnetycznej fazie, niemożliwe więc jest wyznaczenie dokładnych wartości namagnesowania dla tych próbek.

Typowe zachowanie oporności właściwej w $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}/\text{InSb}/\text{CdTe}$ zostało przedstawione na wykresie 10.5. Wyniki dla wszystkich próbek, także tej na buforze z InSb, zachowywały się identycznie a wartości oporności były zbliżone.

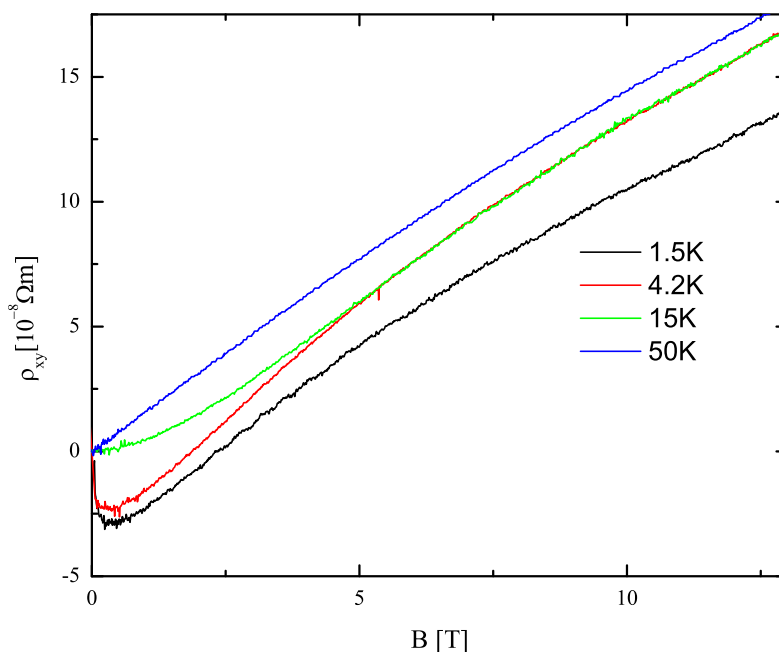


Fig. 10.5: Oporność właściwa w funkcji pola magnetycznego dla próbki $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb} / \text{CdTe}$ 20902D, $x = 0.028$

Wartość oporności w niskich polach magnetycznych najpierw maleje do wartości ujemnych, a następnie rośnie wraz ze wzrostem wartości pola magnetycznego. Zachowanie takie jest odwrotne do tego obserwowanego w badanych półprzewodnikach IV–VI z manganem i może świadczyć o występowaniu przeciwnego znaku anomalnej stałej Halla w $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb} / \text{InSb} / \text{CdTe}(\text{InSb})$ niż w badanych materiałach IV–VI. Zjawisko to może być związane z występowaniem dodatkowej fazy magnetycznej w niskich temperaturach zauważonej w badaniach magnetoptycznego zjawiska Kerra.

Z literatury [137] wiadomo, że inny półprzewodnik z grupy III–V domieszkowany manganem $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ posiada zachowanie oporności właściwej odwrotne do zachowania występującego w $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$.

11. MAGNETOOPÓR

Jednym z efektów występujących obok zjawiska anomalnego Halla w badanych półprzewodnikach jest zjawisko magnetooporu. W ramach analizy tego zjawiska zostało zmierzony napięcie przewodnictwa.

Wyznaczone wartości oporności właściwej (sposób wyznaczenia oporności właściwej z danych pomiarowych został przedstawiony w dodatku C) dla różnych wartości pól magnetycznych, oraz wyznaczona wartość oporności właściwej dla pola magnetycznego $B = 0$ T posłużyły do wyznaczenia wartości magnetooporu:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\rho(B) - \rho(0)}{\rho(0)} \quad (11.1)$$

W rozdziale tym zostaną przedstawione wyniki i analiza zjawiska magnetooporu w badanych półprzewodnikach IV–VI z manganem oraz w warstwach $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ / InSb/CdTe .

Zostanie przedstawiona także analiza zjawiska magnetooporu w okolicy przejścia ferromagnetyk–paramagnetyk w badanych materiałach oraz w $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ - wyniki magnetooporu dla tego materiału zaczerpnięto z pracy pani dr Kudelskiej [43].

11.1 Magnetoopór w półprzewodnikach IV–VI z manganem

Magnetoopór we wszystkich badanych półprzewodnikach IV–VI z manganem nie przekracza wartości 4 %, nie jest więc on porównywalny z "gigantycznym" jak w cienkich warstwach ferromagnetyk–diamagnetyk [138], ani z "kolosalnym" obecnym w perowskitach [139], ale posiada interesujące zachowanie zależne od temperatury. Magnetoopór dla $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ o $x = 0.075$ i $x = 0.12$ pokazano na wykresach 11.1 i 11.2. W materiale tym w niskich temperaturach (poniżej temperatury Curie) magnetoopór jest ujemny, co może być związane z występowaniem bądź domen magnetycznych w obszarze ferromagnetycznych lub klastrów [121, 122]. Przyczyną ujemnego magnetooporu może także być występowanie tzw. słabej lokalizacji. W temperaturach wyższych, daleko od przejścia ferromagnetyk–paramagnetyk magnetoopór przechodzi w klasyczny dający się wyznaczyć z równania Boltzmanna.

Wartość magnetooporu dla próbki z mniejszą zawartością manganu $x = 0.075$ jest większa (w temperaturze 4.2 K maksymalny magnetoopór ujemny wynosi 0.6 %) niż dla próbki z większą zawartością manganu (dla 4.2 K maksymalny magnetoopór ujemny nie przekracza 0.4 %). Magnetoopór dla danej niskiej temperatury do pewnego krytycznego pola magnetycznego maleje a następnie zaczyna rosnąć. Wartość tego krytycznego pola B rośnie wraz z temperaturą.

Dla próbki $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ II z zawartością manganu $x = 0.12$ magnetoopór dla temperatury bliskiej temperatury Curie tego materiału ma większą wartość ujemną niż dla

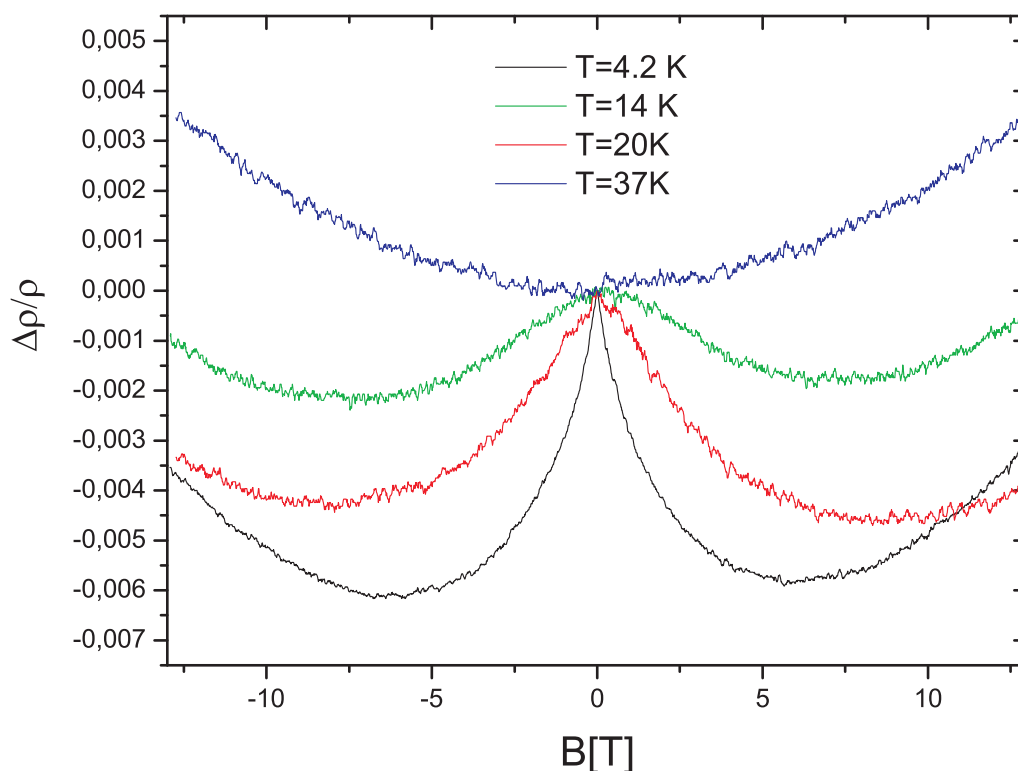


Fig. 11.1: Magnetoopór dla temperatur powyżej i poniżej przejścia ferromagnetyk paramagnetyk dla $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ M1 $x=0.075$

temperatury niższej (4.2 K), temperatura 15 K w której został dokonany pomiar jest bardzo blisko temperatury przejścia fazowego ferromagnetyk paramagnetyk dla tej próbki i możliwe że do zjawisk odpowiedzialne za ujemny magnetoopór w niższych temperaturach dodaje się wpływ fluktuacji namagnesowania związanych z przejściem fazowym. Dodanie erbu nieznacznie zwiększa wartość magnetooporu, co zostało pokazane na wykresie 11.3. Dla $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$ tak jak dla $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ z $x=0.12$ zaobserwowano spadek magnetooporu w okolicy przejścia ferromagnetyk paramagnetyk. Źródło spadku magnetooporu związany może być tak jak w $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ z dodatkowym wkładem rozpraszania na fluktuacjach namagnesowania do transportu elektronowego. W temperaturze powyżej temperatury przejścia obserwowany jest klasyczny Boltzmanowski magnetoopór. Interesujące w tym materiale jest zachowanie magnetooporu w temperaturze 58.3 K które jest liniowe. Zachowanie magnetooporu w tym materiale mogłoby świadczyć o obecności ziaren magnetycznych lub innych faz strukturalnych lub magnetycznych, badania rentgenowskie nie wykazały jednak, by materiał ten posiada inne fazy magnetyczne. Magnetoopór dla różnych temperatur poniżej i powyżej przejścia ferromagnetyk paramagnetyk dla $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$ z zawartością manganu $x=0.13$ został przedstawiony na schemacie 11.4. Transport elektronowy w tym materiale dla temperatur powyżej 28.4 K zachowuje się Boltzmanowsko. Dla temperatury 28.4 K obserwujemy początek nasycania w polu magnetycznym około 10 T. Dla temperatur poniżej temperatury Curie magnetoopór jest ujemny, przy czym maleje on wraz ze wzrostem temperatury, nie została zaobserwowana anomalia z okolicy przejścia fazowego. W drugiej klasie badanych związków IV–VI $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$ i $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$ zachowanie magnetoopó-

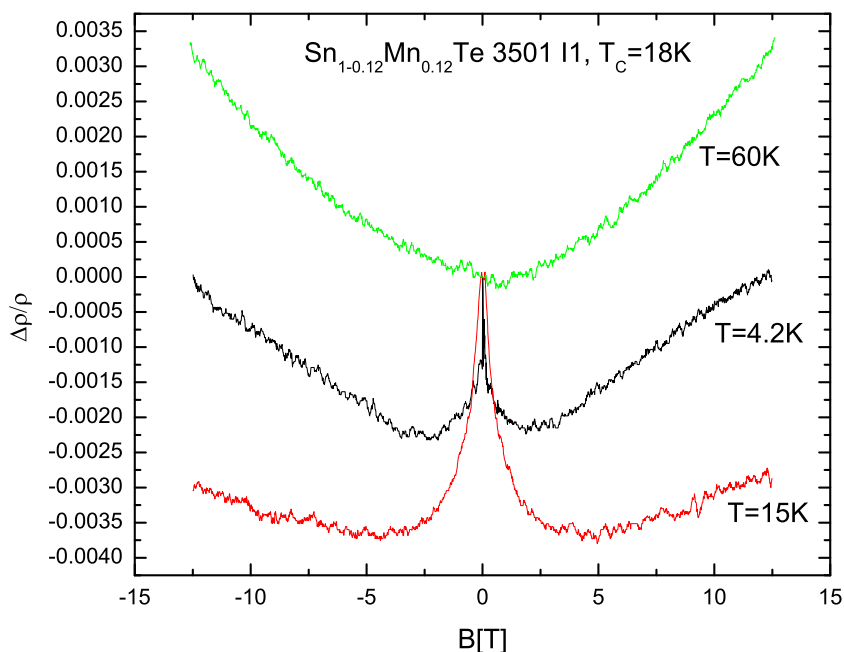


Fig. 11.2: Magnetoopór dla temperatur powyżej i poniżej przejścia ferromagnetyk paramagnetyk dla $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ II $x=0.12$

ru jest inne niż w związkach $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$, $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$. Jedną z głównych różnic jest temperatura, przy której magnetoopór zmienia znak. We wcześniejszych omówionych materiałach temperatura dla której następowała zmiana zachowania z ujemnego do dodatniego była blisko skorelowana z temperaturą przejścia fazowego.

W $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$ i $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$ zaobserwowano ujemny magnetoopór w niskich temperaturach jednakże przejście do magnetooporu dodatniego zawsze następuje w temperaturze dużo niższej niż temperatura Curie.

Na rysunku 11.5 przedstawiono zależność magnetooporu od pola magnetycznego dla próbki $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ o najmniejszej zawartości manganu $x=0.045$. Próbka ta jednocześnie miała najwyższą temperaturę Curie wśród badanych materiałów. W próbce tej nie zaobserwowano anomalnego efektu Halla. W najniższej mierzonej temperaturze $T=4.2$ K magnetoopór w niskich polach jest ujemny, po czym po przekroczeniu krytycznego pola ok. $B=4.5$ T magnetoopór zaczyna gwałtownie rosnąć i przechodzi na stronę dodatnią. W wyższych temperaturach magnetoopór w tej próbce zależy kwadratowo od pola magnetycznego. Wartość magnetooporu dla tej próbki jest najniższa co świadczyłoby o tym że w materiałach $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ magnetoopór rośnie wraz ze wzrostem koncentracji manganu. Próbki $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ $x=0.388$ i $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$ $x=0.47$ mają podobne zachowanie magnetooporu. Typowy magnetoopór dla tych materiałów przedstawiono na wykresie 11.6. Materiały te posiadają ujemny i dodatni liniowy magnetoopór, który jest związany z występowaniem kilku faz strukturalnych w tych związkach. Fazy te zostały zaobserwowane w badaniach strukturalnych, co zostało omówione w rozdziale 6.1. W wyższych temperaturach zależność magnetooporu od pola magnetycznego jest kwadrato-

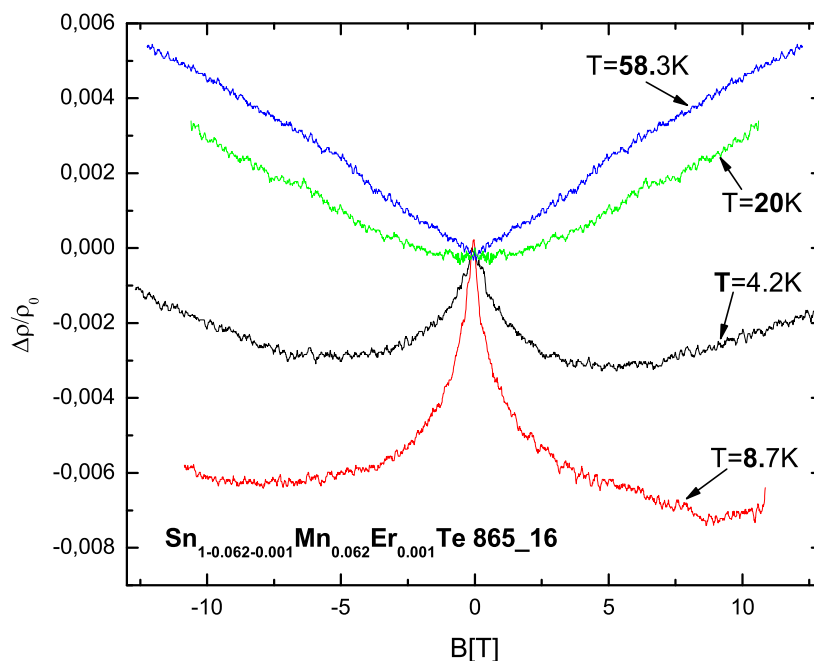


Fig. 11.3: Magnetoopór dla temperatur powyżej i poniżej przejścia ferromagnetyk paramagnetyk dla $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$ $x=0.062$ $y=0.001$

wa i dość płaska to korzystając z relacji wynikającej z równania Boltzmann:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} \sim \mu B^2$$

można wnioskować, że mamy do czynienia z bardzo małą wartością ruchliwości nośników w tej temperaturze. Na wykresie 11.7 przedstawiono zależność magnetooporu od pola magnetycznego dla $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$. Materiał ten zawiera $x=0.087$ manganu, jego magnetoopór jest mniejszy niż dla próbki $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ o $x=0.045$. Dodanie europu do matrycy $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ zmniejsza wartość magnetooporu. Zachowanie magnetooporu w tej próbce jest podobne do wcześniej omówionej klasy półprzewodników IV–VI z manganem opartych na $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$.

Podsumowując magnetoopór w półprzewodnikach IV–VI nie przekracza 4 %, silnie zależy od temperatury i struktury krystalograficznej próbek. W części badanych materiałów zaobserwowano liniowy magnetoopór co jest wpływem istnienia różnych faz strukturalnych i magnetycznych w badanych próbkach.

11.2 Magnetoopór w $\text{InMnSb}/\text{InSb}/\text{CdTe}(\text{InSb})$

W materiałach III–V takich jak $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ występowanie ujemnego magnetooporu wiąże się z wpływem tzw. słabej lokalizacji na transport elektronowy. Badane warstwy $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}/\text{InSb}/\text{CdTe}(\text{InSb})$ nie spełniają reżimu słabej lokalizacji, ich iloczyn wekto-

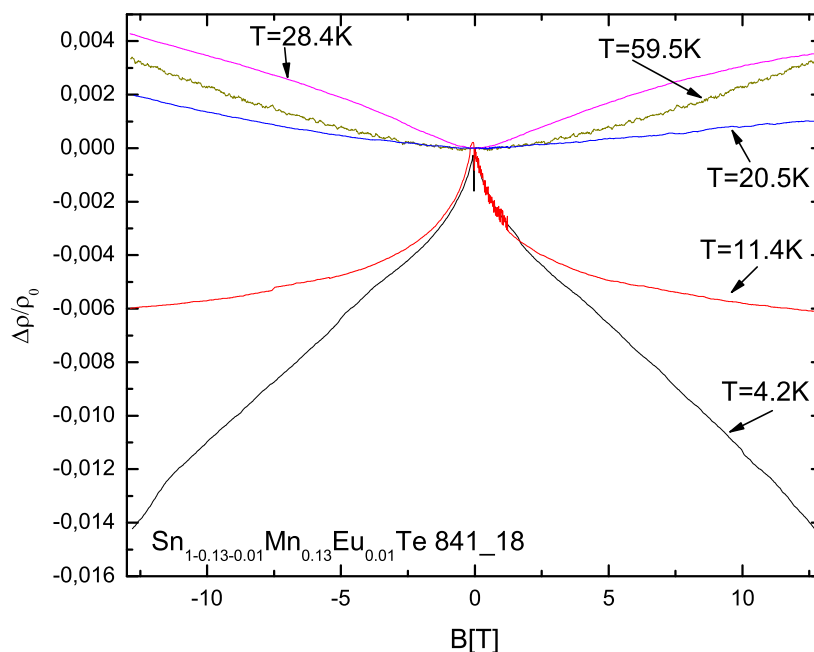


Fig. 11.4: Magnetoopór dla temperatur powyżej i poniżej przejścia ferromagnetyk paramagnetyk dla $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$ $x=0.13$ $y=0.01$

ra falowego i średniej drogi swobodnej jest rzędu 20 ($k_F l \geq 1$), co oznacza że w próbkach tych mamy do czynienia z typowo metalicznym charakterem transportu elektronowego. Ujemny magnetoopór w tym materiale wynika z innych mechanizmów niż w $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$.

Na wykresie 11.8 przedstawiono typowy zmierzony wykres zależności magnetooporu od pola magnetycznego w badanych warstwach $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ / InSb / CdTe (InSb). Dla temperatury $T = 50$ K (dużo powyżej temperatury Curie) magnetoopór jest klasyczny proporcjonalny do kwadratu przyłożonego pola magnetycznego.

Za pojawienie się ujemnego magnetooporu w tych próbkach odpowiadają izolowane jony magnetyczne Mn^{2+} znajdujące się na zewnątrz obszarów ferromagnetycznych. Ujemny magnetoopór obserwowany w tym materiale jest związany z rozpraszaniem spinowo spolaryzowanych nośników na wyizolowanych jonach magnetycznych [57].

11.3 Magnetoopór w okolicy przejścia ferromagnetyk-paramagnetyk w półprzewodnikach

W analizie zjawiska magnetooporu w okolicy przejścia ferromagnetyk paramagnetyk wykorzystano badania transportu elektronowego i namagnesowania dla pola magnetycznego $B = 0.5$ T dla temperatury bliskiej temperaturze Curie badanych związków, będących w fazie paramagnetycznej.

Analizę oparto na teorii Majumdar'a-Littlewood'a szerzej omówionej w rozdziale

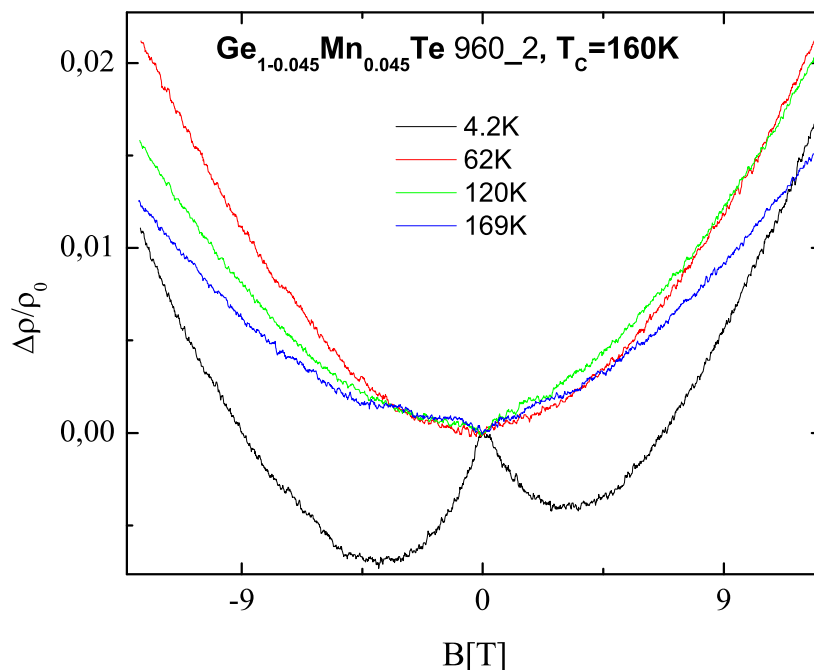


Fig. 11.5: Magnetoopór dla temperatur powyżej i poniżej przejścia ferromagnetyk paramagnetyk dla $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te } 960_2$ $x=0.045$

9.2.5. Zgodnie z założeniem tej teorii [55] obejmuje ona materiały o metalicznym zachowaniu przewodnictwa, posiadające ujemny magnetoopór w okolicy przejścia oraz pik obserwowany w zależności oporności właściwej od temperatury w temperaturze przejścia. Materiały będące w reżimie metalicznym posiadają iloczyn wektora falowego Fermiego i

Tab. 11.1: Wartości wektora Fermiego i średniej drogi swobodnej, oraz ich iloczynu dla próbek użytych do analizy magnetooporu w okolicy przejścia ferromagnetyk paramagnetyk.

Próbka	# próbki	x	y	k_F [cm^{-1}]	l [cm]	$k_F l$
$\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$	3501 II	0.12		$2.2 \cdot 10^7$	$6.5 \cdot 10^{-7}$	14.4
$\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$	865_6	0.058	0.0006	$2.66 \cdot 10^7$	$6.01 \cdot 10^{-7}$	15.9
$\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb} / \text{InSb/CdTe}$	20902 C	0.02		$2.02 \cdot 10^7$	$1.14 \cdot 10^{-6}$	22.9
$\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb} / \text{InSb/CdTe}$	20902 D	0.028		$1.99 \cdot 10^7$	$1.04 \cdot 10^{-6}$	20.7
$\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As} / \text{GaAs}$	an.280	0.07		$2.61 \cdot 10^7$	$3.19 \cdot 10^{-8}$	0.83
$\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As} / \text{GaAs}$	an.350	0.07		$3.09 \cdot 10^7$	$6.13 \cdot 10^{-8}$	1.90

średniej drogi swobodnej większy od jedynki. Jeśli iloczyn ten przyjmuje wartość bliską jedynce mamy do czynienia z tzw. słabą lokalizacją, jeśli jest on zaś mniejszy od jedynki mamy do czynienia ze stanami zlokalizowanymi. Aby sprawdzić to kryterium dla analizowanych próbek został wyznaczony wektor Fermiego według następującego wyrażenia:

$$k_F = (3\pi^2 n)^{\frac{1}{3}}, \quad (11.2)$$

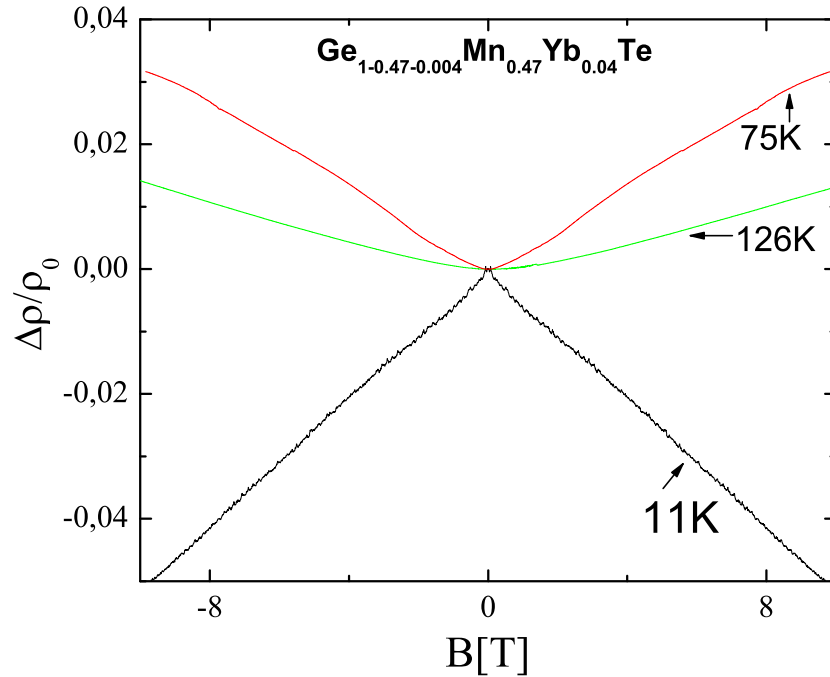


Fig. 11.6: Magnetoopór dla temperatur powyżej i poniżej przejścia ferromagnetyk paramagnetyk dla $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$ $x=0.47$ $y=0.004$

gdzie n jest koncentracją nośników ładunku i została wyznaczona z pomiarów transportu elektronowego. Średnia droga swobodna została wyznaczona z zależności:

$$l = \frac{\mu k_F \hbar}{e}, \quad (11.3)$$

gdzie μ jest ruchliwością nośników ładunku, \hbar stałą Plancka a e ładunkiem elektronu. Wartości wektora Fermiego, średniej drogi swobodnej i ich iloczynu zostały podane w tabeli 11.1.

Wśród badanych materiałów następujące spełniały powyższe kryterium: $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 3501 II, $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$ 865_6, próbki $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ 20902 C i D. W analizie wykorzystano także wyniki pomiarów dla $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ pomimo tego, że wyznaczone wartości $k_F l$ mieszczą się w granicach reżimu słabej lokalizacji. Jednakże analiza magnetooporu dla tych próbek pokazała, że wyniki eksperymentalne są zgodne z powyższą teorią.

Po wybraniu próbek do analizy wyznaczono wartości $C = \frac{\Delta\rho}{\rho} / \left(\frac{m}{m_{sat}}\right)^2$ i $n\xi_0^3$ dla $B = 0.5$ T dla temperatury bliskiej temperaturze Curie od strony paramagnetycznej. Wartość magnetooporu oraz namagnesowania zostały wyznaczone z pomiarów transportu elektronowego i namagnesowania. Namagnesowanie nasycenia m_{sat} w materiałach w których nie zaobserwowano nasycenia w eksperymencie zostało wyznaczone z następującej zależności:

$$m_{sat} = NgS\mu_B, \quad (11.4)$$

gdzie N jest liczbą jonów magnetycznych przypadających na jednostkę objętości, g jest g czynnikiem elektronu, S spinem jonu magnetycznego a μ_B magnetonem Bohra. Dla ma-

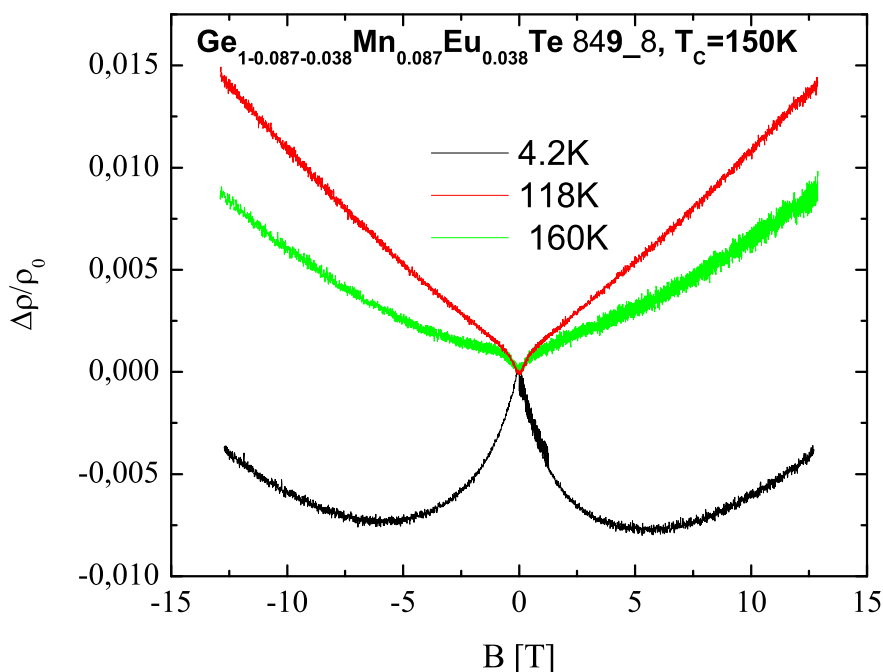


Fig. 11.7: Magnetoopór dla temperatur powyżej i poniżej przejścia ferromagnetyk paramagnetyk dla $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$ $x=0.087$ $y=0.038$

teriału posiadającego dwa rodzaje jonów magnetycznych zależność (8) będzie się przedstawiać następująco:

$$m_{sat} = Ng\mu_B(S_x x + S_y y).$$

Liczbę jonów możemy zapisać jako

$$N = xZ/V,$$

gdzie x -procentowa ilość pierwiastka magnetycznego w związku, Z liczba atomów w komórce elementarnej, V objętość komórki elementarnej.

Drugim wyznaczanym parametrem było ξ_0 , czyli średnia odległość między jonami magnetycznymi. Oszacowano ją w następujący sposób: wiedząc jaka jest koncentracja jonów magnetycznych n_{Mn} średnią odległość między nimi możemy zapisać następującą relacją:

$$\xi_0 = \frac{1}{\sqrt[3]{n_{Mn}}}.$$

Koncentrację atomów Manganu (i jonów ziem rzadkich w przypadku próbki zawierającej Erb) oszacowano ze znajomości składu, oraz gęstości związku. Następnie wyniki dla $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$, $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}/\text{InSb}/\text{CdTe}$ i $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}/\text{GaAs}$ naniesiono na wykres zależności stałej C od $n_{\xi_0}^3$ dołączając do wyników pobranych z pracy Majumdera i Littlewooda, przedstawionych w niniejszej pracy na rysunku 9.2 w rozdziale poświęconym podstawom teoretycznym. Dane przedstawione przez Majumdera i Littlewooda uzupełnione o wyniki dla badanych materiałów zostały przedstawione na rysunku

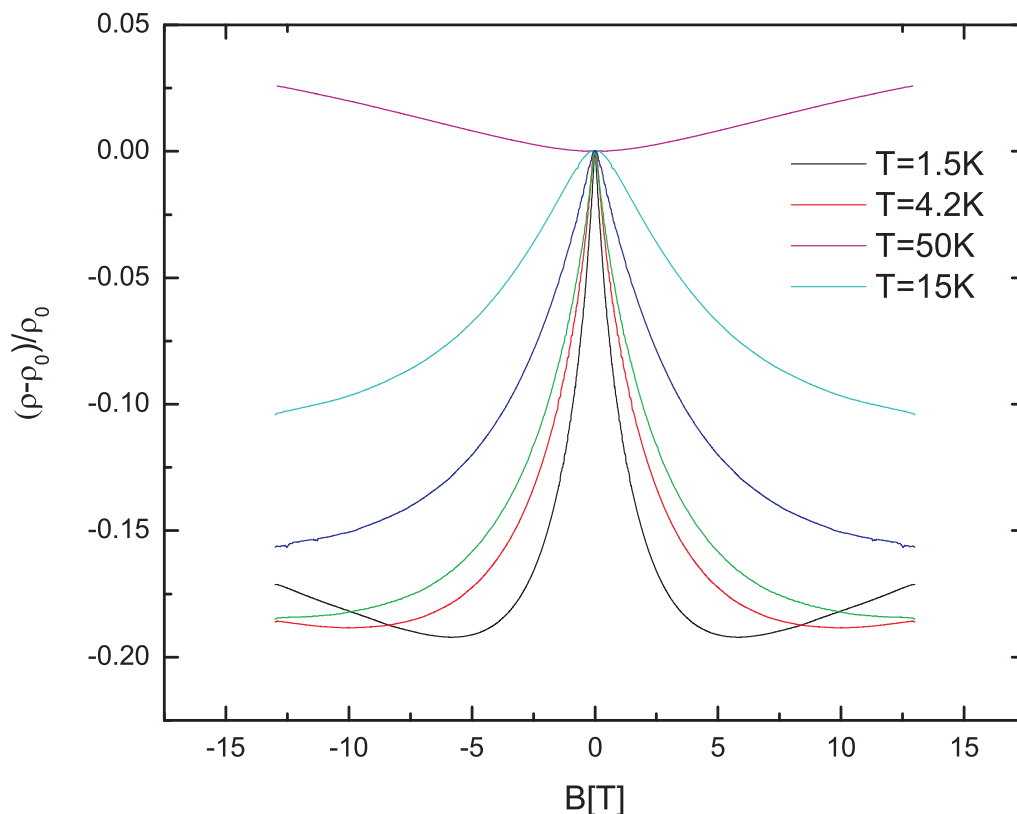


Fig. 11.8: Magnetoopór dla $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ 20902 D, $x=0.028$ dla wybranych temperatur

11.9. Wyniki te nie tylko skalują się zgodnie z teorią przedstawioną w pracy [55] ale także rozszerzają zakres jej działania o 1,5 rzędu wielkości.

Można więc wnioskować, że dla szerokiej klasy materiałów magnetycznych w tym dla półprzewodników IV-VI z manganem $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$ oraz dla warstw półprzewodnikowych III-V z manganem $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ / InSb/CdTe i $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ / GaAs magnetoopór zmierzony w okolicy przejścia fazowego ferromagnetyk-paramagnetyk jest zależny od gęstości nośników ładunku, w półprzewodnikach w których obserwujemy ujemny magnetoopór możemy powiązać jego zachowanie z rozpraszaniem na fluktuacjach magnetycznych występujących w okolicach przejścia fazowego.

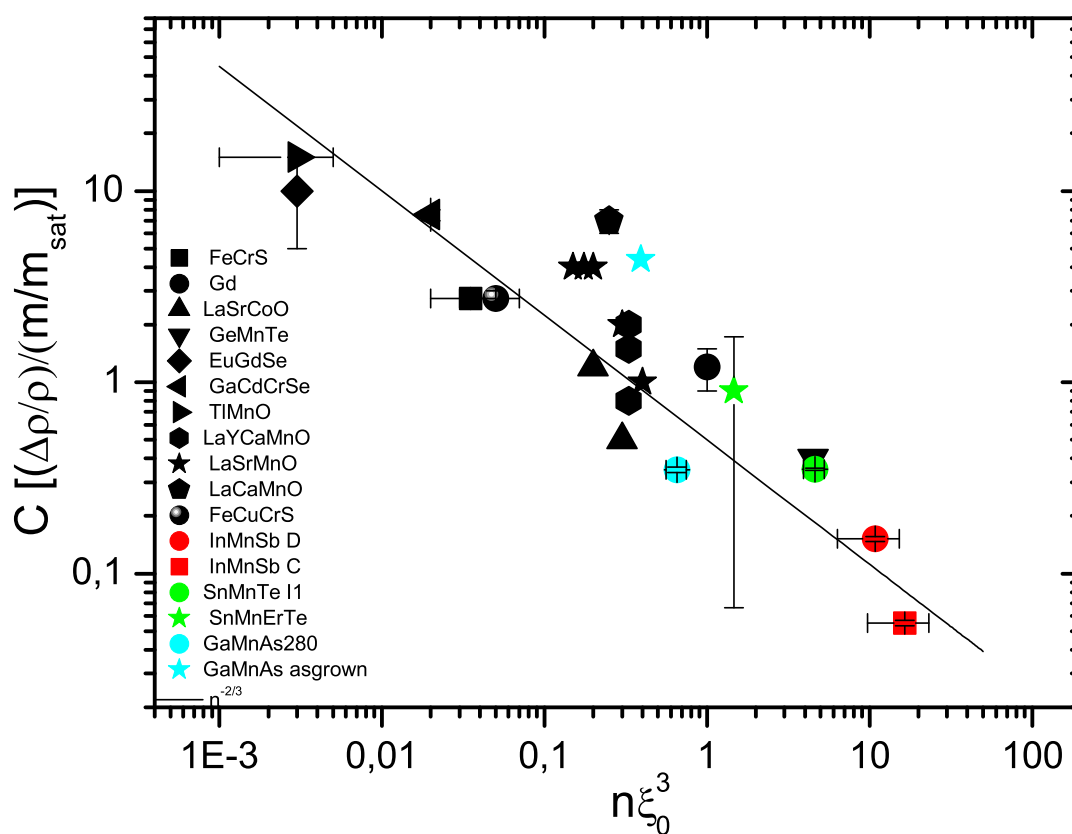


Fig. 11.9: Zależność parametru związanego z magnetooporem $C = \frac{\Delta\rho}{\rho} / \left(\frac{m}{m_{sat}}\right)^2$ od parametru charakteryzującą koncentrację nośników w teoretycznej komórce magnetycznej $n\xi_0^3$

12. PODSUMOWANIE I WNIOSKI

W rozprawie przedstawiono magnetyczną i transportową charakterystykę materiałów objętościowych IV–VI z manganem: $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$, $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$, $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$ i $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$, oraz warstw półprzewodnikowych III–V z manganem: $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ / InSb / CdTe (InSb) i $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ / GaAs .

W celu określenia składu próbek objętościowych przeprowadzono rentgenowską analizę fluorescencji, metoda ta pozwala na określenie składu próbek z dokładnością do 10 %. Skład warstw półprzewodnikowych wyznaczono metodą c-PIXE/RBS. Strukturę krystaliczną próbek objętościowych badano metodą dyfrakcji rentgenowskiej, wszystkie próbki po za $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 960_12 i $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$ 971_12 nie wykazały dodatkowych faz strukturalnych. Jakość hodowanych warstw półprzewodnikowych sprawdzana była metodą odbiciową wysokoenergetycznych elektronów RHEED.

W celu zbadania własności magnetycznych badanych materiałów objętościowych przeprowadzono pomiary i analizę namagnesowania i podatności magnetycznej. Informacje o namagnesowaniu warstw półprzewodnikowych otrzymano z pomiarów SQUID-a i z badania kąta skręcenia polaryzacji w magnetoptycznym efekcie Kerra.

Półprzewodniki IV–VI i III–V z manganem znacznie się od siebie różnią zarówno rodzajem wiązań, budową komórki elementarnej jak i strukturą pasmową. Pierwsze tworzą wiązania za pomocą wiązań jonowych, drugie za pomocą kierunkowych wiązań kowalencyjnych. Struktura komórki elementarnej półprzewodników IV–VI to w większości przypadków struktura soli kuchennej, badane półprzewodniki III–V posiadają strukturę blendy cynkowej. Obie te struktury łączą taki sam wygląd strefy Brillouina, ale gdy pierwsze z badanych materiałów mają przerwę w punkcie L strefy Brillouina drugie mają w punkcie Γ . Wszystkie badane związki po za $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ należą do klasy półprzewodników wąskoprzerwowych, co wpływa na rodzaj przewodnictwa w tych związkach. Największą przerwę z badanych materiałów posiada $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ 1.4 eV, pozostałe badane związki posiadają zbliżoną wartość przerwy energetycznej $\sim 0.2 \div 0.3\text{eV}$. InSb bazowy półprzewodnik w $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ charakteryzuje się różnicami w krzywiznie pasm przewodnictwa i ciężkich dziur. W półprzewodniki IV–VI pasmo przewodnictwa i walencyjne w zasadzie nie różni się krzywizną pasm, jednakże w punkcie Σ znajduje się pasmo ciężkich dziur, które wpływa na własności tych materiałów.

Wszystkie badane materiały poza $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ $x=0.388$ i $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$ $x=0.47$ wykazują metaliczny charakter przewodnictwa typu dziurowego (p). Dla materiału $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ zachowanie oporności właściwej $\rho(T)$ wskazuje na zachowanie metaliczne, jednak iloczyn wektora Fermiego i średniej drogi swobodnej $k_F l$ w tym materiale wskazuje na obecność słabej lokalizacji, która będzie wpływała na własności transportu elektronowego.

Wszystkie badane materiały wykazują fazę ferromagnetyczną w odpowiednio niskich temperaturach. Dowiedziono, że w półprzewodnikach IV–VI mechanizmem odpowiedzialnym za ferromagnetyzm jest oddziaływanie RKKY pośredniczone przez swobodne

nośniki. Ferromagnetyzm w tych związkach zależy od koncentracji nośników. W badanych półprzewodnikach $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$ i $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$ dodanie pierwiastków ziem rzadkich spowodowało wzrost wartości temperatury Curie T_C , tak samo jak zwiększenie zawartości manganu w związku. Jednakże T_C badanych półprzewodników z tej serii nie przekroczyło 20 K.

W drugiej klasie półprzewodników IV–VI z manganem $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$, $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$ najwyższą T_C 160 K zanotowano dla próbki $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ o najniższej zawartości manganu $x = 0.045$. Próbki $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$ o zawartości manganu ok. 8 % posiadały niższą temperaturę Curie niż próbka o zawartości manganu 4.5 %. Najniższą temperaturę przejścia do stanu ferromagnetycznego posiadały próbki o najwyższej zawartości manganu ok. 40% $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ i $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$.

W badaniach namagnesowania dla większości badanych materiałów w temperaturze helu w polu 9T nie obserwowano nasycenia.

W materiałach III–V ferromagnetyzm opisano w modelu Zenera [82], uważając że w oddziaływaniu pośredniczą dziury z powłoki d manganu, jednakże problem ten nadal jest poddawany dyskusji. O występowaniu ferromagnetyzmu w badanych warstwach $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ /GaAs i $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ /InSb/CdTe świadczą pętle histerezy zaobserwowane w temperaturach poniżej temperatury przejścia fazowego. Badania kąta skręcenia polaryzacji MOKE wykazały że $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ /InSb/CdTe nie posiada idealnej struktury ferromagnetycznej.

Wszystkie badane materiały posiadają dużą koncentrację nośników ładunku rzędu $10^{20} \sim 10^{22} \text{cm}^{-3}$. W półprzewodnikach IV–VI z manganem dodanie pierwiastków ziem rzadkich zmniejsza ruchliwość nośników. W półprzewodnikach $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$ i $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$ nie zaobserwowano pików w okolicy temperatury przejścia ferromagnetyk paramagnetyk typowego dla materiałów magnetycznych. Pochodzenie tego zjawiska nie zostało wyjaśnione. Dodanie manganu w tych materiałach zmienia typ przewodnictwa, próbki o największej zawartości manganu $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ $x = 0.388$ i $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$ $x = 0.47$ wykazały półprzewodnikowy typ przewodnictwa.

Głównym celem pracy była analiza zjawisk anomalnego Halla i magnetooporu występujących w badanych materiałach. W analizie wykorzystano pomiary transportu elektrobowego przeprowadzone w magnesie nadprzewodzącym do 13 T i pomiary namagnesowania przeprowadzone w magnetometrze LakeShore w magnesie nadprzewodzącym do 9 T.

Analizując zjawisko anomalnego Halla w półprzewodnikach IV–VI z manganem, występujące we wszystkich badanych materiałach poza $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ $x = 0.045$ otrzymano temperaturową zależność anomalnej stałej Halla. W analizie posłużono się metodą minimalizacji po parametrach. Główne wnioski z tej analizy to:

- anomalna stała Halla w materiałach IV–VI jest niezależna od temperatury
- dla związków $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$, $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$ anomalna stała Halla zależy od koncentracji nośników ładunku. Wzrost koncentracji nośników powoduje zmniejszenie wartości anomalnej stałej Halla.
- wartość anomalnej stałej Halla dla wszystkich badanych półprzewodników IV–VI z manganem jest tego samego rzędu.

Niezrozumiała jest różnica pomiędzy R_H wyznaczonym z równania 7.2 w fazie parama-

gnetycznej a wartością R_0 wyznaczonej z analizy minimalizacyjnej dla niektórych próbek.

W $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb} / \text{InSb}/\text{CdTe}(\text{InSb})$ przeprowadzono badania transportowe, zbyt słaby sygnał nie pozwolił na analizę namagnesowania w wysokich polach magnetycznych (analiza kąta Kerrowskiego nie pozwoliła na wyznaczenie dokładnej wartości namagnesowania). Dlatego w materiale tym nie wyznaczono zależności anomalnej stałej Halla od temperatury. Analizując zależność oporności Hallowskiej od pola magnetycznego dla różnych temperatur możemy wywnioskować że materiał ten posiada ujemną wartość anomalnej stałej Halla. Znak anomalnej stałej Halla jest w tym związku przeciwny niż w badanych materiałach IV–VI z manganem oraz przeciwny do tego otrzymywanego dla $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$.

Drugim analizowanym zjawiskiem był magnetoopór badanych związków. W półprzewodnikach IV–VI z manganem nie przekroczył on 4 %. W związkach tych ujemny magnetoopór wiązany jest z rozpraszaniem na utworzonych w fazie ferromagnetycznej domen bądź klastrów magnetycznych. Pole magnetyczne prowadzi do jednego ustawienia kierunku spinów co skutkuje zmniejszeniem rozpraszania i w wyniku tego ujemnym magnetooporem. W fazie paramagnetycznej obserwujemy klasyczny magnetoopór po za próbką $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$ gdzie najwyższa temperatura ma liniowy magnetoopór. W badaniach strukturalnych nie zaobserwowano dodatkowych faz strukturalnych dla tej próbki. Jednakże obecność dodatkowych faz strukturalnych bądź magnetycznych nie jest w tym przypadku do końca wykluczona. Wzrost zawartości manganu w próbkach $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ prowadzi do zmniejszenia wartości magnetooporu. Wprowadzenie do matrycy tego związku pierwiastków ziem rzadkich europu i erbu prowadzi do zwiększenia wartości magnetooporu. Dla próbek $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ $x= 0.388$ i $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$ $x= 0.47$ zaobserwowano ujemny liniowy magnetoopór w najniższych temperaturach. Zjawisko to wiąże się z występowaniem dodatkowych faz strukturalnych w tych próbkach.

Magnetoopór w warstwach półprzewodnikowych III–V $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb} / \text{InSb}/\text{CdTe}$ jest ujemny w niskich temperaturach ale wyższych od temperatury Curie. Za występowanie tego zjawiska uważa się że odpowiadają izolowane jony Mn^{2+} znajdujące się po za obszarami ferromagnetycznymi na których to rozpraszają się nośniki ładunku. W temperaturach dalekich od przejścia fazowego w stanie paramagnetycznym magnetoopór przyjmuje "klasyczną" zależność kwadratową od pola magnetycznego.

Analizując magnetoopór przeprowadzono także jego analizę w okolicy przejścia ferromagnetyk paramagnetyk dla materiałów wykazujących metaliczny charakter przewodnictwa i dla $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$. Analizę oparto na teorii Majumdera–Littlewooda, która zakłada, że w szerokiej klasie materiałów w tym w półprzewodnikach z domieszkami pierwiastków magnetycznych główny wkład do transportu pochodzi od rozpraszania nośników na fluktuacjach magnetycznych związanych z przejściem fazowym. Teoria ta opiera się na przybliżeniu Borna i teorii przejść fazowych Ginzburga–Landaua. Autorzy teorii przedstawili wykres pokazujący że dla szerokiej klasy materiałów magnetoopór zależy jedynie od gęstości nośników ładunku. Wyniki analizy teorii dla badanych w rozprawie materiałów nie tylko potwierdziła zgodność teorii z doświadczeniem ale dzięki wynikom dla warstw półprzewodnikowych $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb} / \text{InSb}/\text{CdTe}$ rozszerzyła stosowalność teorii o 1.5 rzędu w kierunku silniej rozcieńczonych magnetycznie materiałów.

12.1 Przyszłe kierunki badań

Przedstawiona rozprawa nie wyczerpuje zakresu interesujących zjawisk magnetycznych i transportu elektronowego występujących w półprzewodnikach IV–VI i III–V domieszkowanych pierwiastkami magnetycznymi.

- Możliwości wprowadzenia manganu do matrycy półprzewodnika SnTe są ograniczone, interesującym byłoby wprowadzenie innych pierwiastków magnetycznych do tego półprzewodnika.
- W $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ temperatura Curie (przewyższająca temperaturę ciekłego azotu) pozwalającą myśleć o ewentualnych zastosowaniach. Przesadne dodanie manganu wpływa jednak obniżająco na wartość temperatury przejścia. Prawdopodobnie ma na to wpływ obecność dodatkowych faz strukturalnych, czy klastrów antyferromagnetycznych, więc uzyskanie lepszych strukturalnie próbek mogłoby w interesujący sposób zmienić wyniki badań. Interesującym może także okazać się wprowadzenie innych pierwiastków magnetycznych.
- Hodowanie warstw $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ / InSb/CdTe o coraz większych zawartościach manganu zwiększało temperaturę Curie, która wprawdzie nie przekroczyła dla badanych materiałów 10 K, jednakże maksymalna zawartość manganu w tych warstwach wynosiła zaledwie $x = 0.028$. Istnieją przeszkody natury technologicznej uniemożliwiające wprowadzenie większej ilości manganu do matrycy InSb. Pokonanie tych trudności byłoby milowym krokiem w wykorzystaniu tego materiału w przyszłych urządzeniach spintronicznych działających w podczerwieni.
- Analiza zjawiska anomalnego Halla przedstawiona w rozprawie jest narzędziem do analizy zależności anomalnej stałej Halla i może zostać wykorzystana do analizy innych materiałów, w których to zjawisko występuje.
- Napotkanie w badanych próbkach zjawiska liniowego magnetooporu pozwala sądzić, że możliwa będzie w przyszłości hodowla takich materiałów, które będą wykazywały tę właściwość na potrzeby odpowiednich urządzeń spintronicznych. Dalsza analiza półprzewodników półmagnetycznych pod kątem występowania zjawiska liniowego magnetooporu jest wskazana.

Część V

DODATKI

12.2 Dodatek A

12.2.1 Podatność AC(zmiennoprądowa) - część rzeczywista i urojona

Pomiary z wykorzystaniem wzmacniacza fazowego, inaczej zwanego homodynamowym, pozwalają na badanie rzeczywistej jak i urojonej części podatności. Aby zrozumieć jak są oddzielane podatność rzeczywista od urojonej należy przyrzeć się bliżej zasadzie działania woltomierza fazowego, który wykorzystuje zjawisko przemiany częstotliwości. W przyrządzie tym zastosowano sygnał odniesienia o częstotliwości równej częstotliwości sygnału badanego. Wzmacniacz fazowy działa następująco: najpierw wzmacniacz jest dostrajany do częstotliwości sygnału odniesienia, a następnie wzmacniacz daje na wyjście amplitudę sygnału wyjściowego (E_{out}), która jest proporcjonalna do kąta fazowego między oscylacjami sygnału wejściowego i sygnału odniesienia, zależność ta przedstawia się następująco:

$$E_{out} = E_{in} \cos(\Phi), \quad (12.1)$$

gdzie (E_{in}) jest amplitudą sygnału wejściowego, a (Φ) - jest kątem fazowym. W czasie pomiarów będziemy mieli dwa wkłady do przesunięcia fazowego, jedno przesunięcie będzie wynikało z własności wzmacniacza i będzie to przesunięcie 90° , drugi wkład będzie pochodził od sygnału pochodzącego od próbki. Regulacja fazy będzie prowadziła do powstania przesunięcia fazowego (Θ) w kanale odniesienia wzmacniacza także amplituda sygnału wyjściowego zostanie modyfikowana w następujący sposób:

$$E_{out} = E_{in} \cos(\Phi - \Theta) \quad (12.2)$$

Wartość przesunięcia fazowego zmienia się dowolnie od -180° do $+180^\circ$. Żeby oddzielić rzeczywistą i urojoną część podatności kąt przesunięcia fazowego θ musi być wyznaczony. Właściwa separacja rzeczywistej (χ') i urojonej (χ'') części podatności wymaga żeby fazowanie było przeprowadzone na próbce testowej ze znaną $\chi'' = 0$ albo dla warunków pomiaru gdy mierzona próbka ma $\chi'' = 0$. Kiedy faza zostanie wyznaczona wtedy sygnał mierzony na wzmacniaczu dla Θ będzie proporcjonalny do χ' a sygnał mierzony dla $\Theta + 90^\circ$ będzie proporcjonalny do χ'' . Metoda użyta w fazowaniu systemu zależy od badanego materiału i od sposobu użycia magnetometru. W wielu przypadkach fazowanie nie jest konieczne. Dla uzyskania konsystencji akwizycji danych i nie tracenia cennej informacji wszystkie dwufazowe dane są mierzone z fazą wzmacniacza ustawioną na 0° i 90° . Wtedy kąt fazowy Θ jest używany w analizie danych do zamienienia mierzonych napięć na odpowiednie sygnały napięciowe w fazie i przeciw fazie:

$$V' = v_0 \cos(\Theta) + v_{90} \sin(\Theta) \quad V'' = v_{90} \cos(\Theta) - v_0 \sin(\Theta) \quad (12.3)$$

gdzie: v_0 jest napięciem na wzmacniaczu dla 0° , v_{90} jest napięciem na wzmacniaczu dla 90° , V' - napięcie odczytane dla mierzonego materiału dla kąta fazowego Θ (w fazie), V'' - napięcie odczytane dla mierzonego materiału dla kąta fazowego $\Theta + 90^\circ$ (w przeciwfazie).

Następnie napięcie V' zostało użyte do wyznaczenia rzeczywistej części podatności χ' . Część urojona podatności jest wyznaczana z następującej zależności:

$$\chi'' = \frac{-\alpha V''}{V f H} \quad (12.4)$$

Mając tak wyznaczone rzeczywistą i urojoną część podatności następnie należy uwzględnić demagnetyzację, całkowita podatność dla części rzeczywistej i urojonej będzie się przedstawiać następująco:

$$\chi'_c = \frac{\chi'(1 - D\chi') - D\chi''^2}{(1 - D\chi')^2 + D^2\chi''^2} \quad (12.5)$$

$$\chi''_c = \frac{\chi''}{(1 - D\chi')^2 + D^2\chi''^2} \quad (12.6)$$

Znając wartości wyznaczone ze wzorów 12.5 i 12.6 można wyznaczyć podatność masową i objętościową w dalszej analizie [14].

12.2.2 Czynniki od magnesowania

W dokładnych pomiarach i przy dużej wartości podatności konieczne jest uwzględnienie efektu od magnesowania. Jest to efekt geometryczny, związany z tym że pole magnetyczne wewnątrz próbki różni się od przyłożonego zewnętrznego pola magnetycznego. Całkowita podatność po uwzględnieniu efektu demagnetyzacji wyraża się następującym wzorem:

$$\chi_{int} = \frac{\chi}{1 - D\chi}, \quad (12.7)$$

gdzie D jest czynnikiem od magnesowania, a χ jest zmierzoną podatnością wg wzoru 4.2. W tabeli 12.1 przedstawione zostały wartości czynnika od magnesowania dla wybranych kształtów.

Tab. 12.1: Wartości czynnika od magnesowania dla wybranych kształtów w układzie SI i CGS

struktura	D [SI]	D [CGS]
kula	$\frac{1}{3}$	$\frac{4\pi}{3}$
długi walec (H osi)	0	0
długi walec (H⊥ osi)	$\frac{1}{2}$	2π
cienka warstwa (H płaszczyzny)	0	0
cienka warstwa (H⊥ płaszczyzny)	1	4π

12.3 Dodatek B

12.3.1 Magnetoptyczny Efekt Kerra (MOKE)

Światło odbite od namagnesowanej próbki może zmienić swoją polaryzację i współczynnik odbicia efekt ten nazywamy Magnetoptycznym efektem Kerra (MOKE). Zjawisko to zostało odkryte w 1877 roku przez John'a Kerra.

Jest to efekt bardzo podobny do efektu Faradaya, różnica polega na tym że w MOKE mierzymy światło odbite a w efekcie Faradaya światło przechodzące. Obydwa te zjawiska są wynikiem pozadiagonalnych składowych tensora dielektrycznego ϵ .

Efekt ten może zachodzić dla trzech konfiguracji ustawienia kierunku wektora namagnesowania w próbce względem powierzchni odbijającej i płaszczyzny padania wiązki

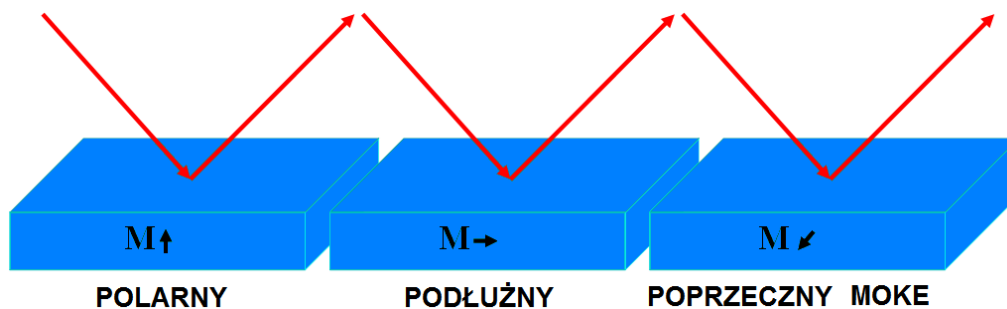


Fig. 12.1: Schemat przedstawiający trzy konfiguracje magnetoptycznego efektu Kerra

światła: polarnej, podłużnej i poprzecznej co zostało schematycznie przedstawione na rysunku 12.1. Kiedy wektor namagnesowania jest prostopadły do powierzchni odbijającej i równoległy do płaszczyzny padania efekt nazywamy polarnym Magnetoptycznym efektem Kerra.

Jeśli wektor namagnesowania jest równoległy zarówno do powierzchni odbijającej jak i do płaszczyzny padania wiązki światła wtedy efekt taki nazywamy podłużnym Magnetoptycznym efektem Kerra. Podłużne ustawienie powoduje że liniowo spolaryzowane światło padające staje się eliptycznie spolaryzowane, zmiana polaryzacji jest proporcjonalna do składowej namagnesowania równoległej do powierzchni odbijającej i płaszczyzny padania wiązki.

Eliptycznie spolaryzowane światło odbite ma w pierwszym rzędzie dwie składowe prostopadłe wektora \vec{E} , mianowicie stałą Kerra k i współczynnik odbicia r . Stała Kerra jest zazwyczaj dużo mniejsza od stałej odbicia.

Konfiguracja kiedy wektor namagnesowania jest równoległy do powierzchni odbijającej jak i prostopadły do płaszczyzny padania wiązki światła to mamy do czynienia z poprzecznym Magnetoptycznym efektem Kerra.

W tym układzie zamiast zmiany polaryzacji odbitego światła mierzone jest współczynnik odbicia. Zmiana współczynnik odbicia jest proporcjonalna do składowej namagnesowania prostopadłej do płaszczyzny padania wiązki i równoległej do powierzchni odbicia. Jeśli składowa namagnesowania jest zwrócona w prawo do płaszczyzny padania to wektor Kerra dodaje się do wektora amplitudy Fresnela i intensywność odbitego światła wynosi $|r + k|^2$, jeśli zaś namagnesowanie jest zwrócone w lewo to intensywność odbitego światła wynosi $|r - k|^2$.

Jeśli mamy próbkę namagnesowaną w kierunku z (np. jednodomenową). Cosinusy kierunkowe β_1 i β_2 są równe zero i jedynie cosinus β_3 jest różny od zera [140]. Przewodnictwo w takiej próbce będzie się przedstawiało następującym tensorem:

$$\vec{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_0 & -\sigma_1 & 0 \\ \sigma_1 & \sigma_0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{pmatrix} \quad (12.8)$$

gdzie

$$\sigma_0 = \frac{e^2 \hbar}{8\pi^2 m^2} \frac{1}{3} \sum_{m>n} \int_V \frac{\delta(\omega_{mn} - \omega)}{\omega} \left| \int u_m * \nabla u_n d\tau_0 \right|^2 d\vec{k} \quad (12.9)$$

a

$$\sigma_1 = \beta_3 \frac{e^2 \hbar}{4\pi^3 m^2} \sum_{m>n} \int_V \frac{1}{\omega_{mn}^2 - \omega^2} Q_{mn}(\vec{k}) d\vec{k} \quad (12.10)$$

a tensor polaryzowalności wynosi:

$$\vec{\alpha} = \begin{pmatrix} \alpha_0 & -\alpha_1 & 0 \\ \alpha_1 & \alpha_0 & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_0 \end{pmatrix} \quad (12.11)$$

gdzie:

$$\alpha_0 = \frac{e^2 \hbar}{4\pi^3 m^2} \frac{1}{3} \sum_{m>n} \int_V \frac{\omega_{mn}}{\omega^2(\omega_{mn}^2 - \omega^2)} \times \left| \int u_m * \nabla u_n d\tau_0 \right|^2 d\vec{k} - \frac{e^2 n}{m\omega^2} \quad (12.12)$$

$$\alpha_1 = -\beta_3 \frac{e^2 \hbar}{8\pi^2 m^2} \sum_{m>n} \int_V \frac{\delta(\omega_{mn} - \omega)}{\omega^2} Q_{mn}(\vec{k}) d\vec{k} \quad (12.13)$$

12.4 Dodatek C

12.4.1 Wyznaczanie oporności Hallowskiej

Napięcie hallowskie zostało zmierzone metodą stała prądowa w dwóch kierunkach pola i prądu w magnesie nadprzewodzącym do 13 T w szerokim zakresie temperatur (1.5 K-180 K). Następnie wyznaczono średnie napięcie hallowskie, eliminując w ten sposób wpływ dodatkowego napięcia związanego z niesymetrycznym rozłożeniem kontaktów. Napięcie hallowskie uśredniono wg następującej relacji:

$$V_{xy} = \frac{V_{xy}(I+, B+) + V_{xy}(I-, B-) - V_{xy}(I-, B+) - V_{xy}(I+, B-)}{4}, \quad (12.14)$$

gdzie I+, I- oznaczają odpowiednio dodatni i ujemny kierunek natężenia przyłożonego prądu stałego a B+, B- oznaczają dodatni i ujemny kierunek pola magnetycznego [141]. Uśrednienie to nie eliminuje wpływu zjawisk termicznych na wartość napięcia hallowskiego, są one jednak w przypadku naszych badań nieistotnie małe. Korzystając z wyznaczonych wg wzoru 12.14 wartości napięcia hallowskiego wyznaczono oporność hallowską wg następującej relacji:

$$\rho_{xy} = \frac{V_{xy}}{d}. \quad (12.15)$$

12.4.2 Wyznaczanie oporności właściwej

Napięcie przewodnictwa po zarejestrowaniu w czasie pomiaru zostało uśrednione w następujący sposób:

$$V_{xx} = \frac{V_{xx}(I+) - V_{xx}(I-)}{2}, \quad (12.16)$$

gdzie $V_{xx}(I+)$ i $V_{xx}(I-)$ są odpowiednio wartościami zmierzonego napięcia przewodnictwa przy przyłożonym dodatniej i ujemnej wartości natężenia prądu. Pomiary zostały przeprowadzone w obydwu kierunkach pola magnetycznego od -13 T do 13 T.

Następnie została wyznaczona oporność właściwa:

$$\rho = \frac{V_{xx}ad}{I_x l}, \quad (12.17)$$

gdzie a , d są odpowiednio szerokością i grubością próbki a l jest odległością między mierzonymi kontaktami prądowymi.

12.5 Dodatek D

12.5.1 Kody źródłowe programu Minuit

W dodatku tym przedstawiono kody źródłowe programu Minuit użytego do uzyskania wartości normalnej i anomalnej stałej Halla. W tabeli 12.2 przedstawiony jest główny program minimalizacyjny, zaś w tabeli 12.3 przedstawiona jest procedura przystosowana do potrzeb analizy wykonanej na potrzeby przeprowadzonych badań Anomального Efektu Halla.

Tab. 12.2: Główny program do minimalizacji Minuit napisany w Fortranie, wyznaczający normalną stałą Halla R0, anomalną stałą R1. Program ten pozwala na zafiksowanie wartości parametru opcja FIX. MIGRAD jest procedurą minimalizacyjnymi [135, 136]

```

PROGRAM MNEXAM
IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-H, O-Z)
EXTERNAL FCN
DIMENSION NPRM(3), VSTRT(3), STP(3)
CHARACTER*10 PNAM(3)
DATA NPRM / 1 , 2 , 3 /
DATA PNAM / 'R0', 'R1', 'Q0'/
DATA VSTRT/ 0.01, 0.01 , 0.0 /
DATA STP / 0.001, 0.001, 0.01 /
DATA ZERO, ONE, THREE, FOUR, FIVE / 0., 1., 3., 4., 5. /
C OPEN
(UNIT=6, FILE='DSDQ.OUT', STATUS='unknown', FORM='FORMATTED')
CALL MNINIT(5, 8, 7)
DO 11 I= 1, 3
CALL MNPARAM(NPRM(I), PNAM(I), VSTRT(I), STP(I), ZERO, ZERO, IERFLG)
IF (IERFLG .NE. 0) THEN
WRITE (6, '(A, I)') ' UNABLE TO DEFINE PARAMETER NO.', I
STOP
ENDIF
11 CONTINUE
CALL MNSETI('Stale Halla')
C Request FCN to read in data (IFLAG=1)
C CALL MNEXCM(FCN, 'FIX', ONE, 1, IERFLG, 0)
CALL MNEXCM(FCN, 'CALL FCN', ONE, 1, IERFLG, 0)
CALL MNEXCM(FCN, 'SET PRINT', THREE, 1, IERFLG, 0)
CALL MNEXCM(FCN, 'MIGRAD', ZERO, 0, IERFLG, 0)
CALL MNEXCM(FCN, 'MINOS', ZERO, 0, IERFLG, 0)
CALL MNEXCM(FCN, 'MIGRAD', ZERO, 0, IERFLG, 0)
CALL MNEXCM(FCN, 'MINOS', ZERO, 0, IERFLG, 0)
C Request FCN to write out results (IFLAG=1)
CALL MNEXCM(FCN, 'CALL FCN', THREE, 1, IERFLG, 0)
STOP
END

```

Tab. 12.3: Procedura pozwalająca na wczytanie plików z danymi namagnesowania i oporności Hallowskiej, oraz wyznaczenie parametrów normalnej i anomalnej stałej Halla z równania $\rho_{xy} = R_0 B + \mu_0 R_S M$

```

SUBROUTINE FCN(NPAR, GIN, F, X, IFLAG)
IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-H, O-Z)
DIMENSION X(*), GIN(*), xp(6000), xb(6000), yp(6000), yb(6000)
character*12 fname1, fname2, fname7, fname8
SAVE
R0=X(1)
R1=X(2)
Q0=X(3)
IF (IFLAG .NE. 1) GO TO 300
C data input and output
write(*, *)'Wpisz nazwe zbioru z qh: '
read(*, '(a12)') fname1
write(*, *)'Wpisz nazwe zbioru MA : '
read(*, '(a12)') fname2
write(*, *)'Wpisz nazwe zbioru wyjsciowego dla porownania qh :'
read(*, '(a12)') fname7
write(*, *)'Wpisz nazwe zbioru wyjsciowego z R0, R1, Q0: '
read(*, '(a12)') fname8
write (*, *)'Podaj wartosc gestosci:'
read (*, *) g
open(unit=1, file=fname1, status='unknown')
open(unit=2, file=fname2, status='unknown')
open(unit=7, file=fname7, status='unknown')
open(unit=8, file=fname8, status='unknown')
C Wczytanie danych z pliku i zamiana jednostek M z cgs na SI
npoint=0
do 1000 i=1, 5000
C read(1, *, end=1100) xp(i), z1, z2, z3, yp(i)
read(1, *, end=1100) xp(i), yp(i)
read(2, *, end=1100) xb(i), yb(i)
yb(i)=yb(i)*g*1E3
npoint=npoint+1
1000 continue
1100 continue
write(*, *)npoint
300 continue
C calculate
CHISQ=0
do 1400, i=1, npoint
CHISQ = CHISQ+(yp(i)-R0*xb(i)-Q0-R1*yb(i))**2
1400 continue
F = CHISQ
if (iflag.ne.3)RETURN
do 1500 i=1, npoint
1500 write(7, *) xp(i), yp(i), R0*xb(i)+R1*yb(i)+Q0
END

```

BIBLIOGRAFIA

- [1] R.R. Gałazka. *Inst. Phys. Conf. Ser.*, 43:133, 1979.
- [2] R. R. Gałazka and J. Kossut. Semimagnetic semiconductors. In O. Madelung, editor, *Semiconductors*, volume 17b of *Landolt-Börnstein, New Series, Group III*, chapter 5, pages 302–318. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1982.
- [3] E.I. Rashba. *Physica E*, 34:31, 2006.
- [4] J. Gaj. *Postępy Fizyki*, 45:125, 1994.
- [5] T. Story, P.J.T. Eggenkamp, C.H. Swuste, H.J.M. Swagten, W.J.M de Jonge, and L.F. Lemmens. *Phys. Rev. B*, 45:1660, 1992.
- [6] P.J.T. Eggenkamp, H.J.M. Swagten, T. Story, V.I. Litvinov, C.H. Swuste, and W.J.M de Jonge. *Phys. Rev. B*, 51:15250, 1995.
- [7] J. Sinova, T. Jungwirth, and J. Cerne. *International Journal of Modern Physics B*, 18:1083, 2004.
- [8] T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert, and D. Ferrand. *Science*, 287:1019, 2000.
- [9] D.E. Leyden. *Fundamentals of X-ray spectrometry as Applied to Energy Dispersive Techniques*. Tracor Xray, Inc., 1984.
- [10] T. Wojtowicz, W.L. Lim, X. Liu, J.K. Furdyna M. Dobrowolska, K.M. Yu, W. Walukiewicz, X. Chen, S.M. Wang, G.B. Kim, M. Cheon, and H. Luo. In *Bull. of American Phys. Soc. 48, March Meeting of the APS, March 3-7, Austin, Texas, 2003*.
- [11] A. Oleś. *Metody doświadczalne fizyki ciała stałego*. WNT, 1998.
- [12] http://en.wikipedia.org/wiki/Particle_Induced_X-ray_Emission.
- [13] http://en.wikipedia.org/wiki/Rutherford_backscattering_spectroscopy.
- [14] *User's Manual 7000 Series Lake Shore*. Lake Shore Cryotronics, Inc., 1996.
- [15] <http://en.wikibooks.org/wiki/Microtechnology/Semiconductors>.
- [16] Maeng-Je Seong. *National Renewable Energy Laboratory*.
- [17] C. Kittel. *Wstęp do fizyki ciała stałego*. PWN, 1999.
- [18] T. Story. PhD thesis, Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk, Warszawa, 1988.

- [19] R. R. Gałazka, J. Kossut, and T. Story. Ii-vi and i-vii compounds; semimagnetic compounds. In U. Rössler, editor, *Semiconductors*, Landolt-Börnstein, New Series, Group III/41. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1999.
- [20] R.A. Hein and E.M. Swiggard. *Phys. Rev. Lett.*, 24:53, 1970.
- [21] M.P. Matilur, D.W. Deis, C.K. Jones, A. Patterson, and W.J. Carr Jr. *J. Appl. Phys.*, 42(4):1693, 1971.
- [22] M.H. Cohen, L.M. Falicov, and S. Golin. *IBM Journal*, July:215, 1964.
- [23] Y.W. Tung and M.L. Cohen. *Phys. Rev.*, 180:823, 1969.
- [24] W. Dobrowolski, J. Kossut, and T. Story. Ii-vi and iv-vi diluted magnetic semiconductors new bulk materials and low dimensional structures. In K.H.J. Buschow, editor, *Handbook of Magnetism Materials*. Elsevier Sciences B.V., 2003.
- [25] M. Górska T. Story, G. Karczewski. *Acta Phys. Pol. A*, 77:179, 1990.
- [26] T. Story, G. Karczewski, L. Świerkowski, and R. R. Gałazka. *Phys. Rev. B*, 42:10477, 1990.
- [27] P. Łazarczyk, M.V. Radchenko, G.V. Lashkarev, T. Story, K. Dybko, and R.R. Gałazka. *Semicond. Sci. Technol.*, 13:989, 1998.
- [28] http://en.wikipedia.org/wiki/Indium_antimonide.
- [29] D. Long. *Energy bands in semiconductors*. Interscience publishers, New York, 1968.
- [30] T. Wojtowicz, G. Cywiński, W.L. Lim, X. Liu, M. Dobrowolska, J.K. Furdyna, K.M. Yu, W. Walukiewicz, G.B. Kim, M. Cheon, X. Chen, S.M. Wang, and H. Luo. *Appl. Phys. Lett.*, 82:4310, 2003.
- [31] T. Wojtowicz, W.L. Lim, X. Liu, G. Cywiński, M. Kutrowski, L.V. Titova, K. Yee, M. Dobrowolska, J.K. Furdyna, K.M. Yu, W. Walukiewicz, G.B. Kim, M. Cheon, X. Chen, S.M. Wang, H. Luo, I. Vurgaftman, and J.R. Meyer. *Physica E*, 20:325, 2004.
- [32] R.P. Panguluri, B. Nadgorny, T. Wojtowicz, W.L. Lim, X. Liu, and J.K. Furdyna. *Appl. Phys. Lett.*, 84.
- [33] T. Story, R.R. Gałazka, R. B. Frankel, and P. A. Wolf. *Phys. Rev. Lett.*, 56:777, 1986.
- [34] S.J.E.A. Eltink, H.J.M. Swagten, N.M.J. Stoffels, and W.J.M. de Jonge. *J. Magn. Mater.*, 83:483, 1990.
- [35] M. Escorne, A. Mauger, J.L. Tholence, and R. Triboulet. *Phys. Rev. B*, 29:6306, 1984.
- [36] V.K. Dugaev and V.I. Litvinov. *Phys. Rev. B*, 41:788, 1990.

- [37] I. Kuryliszyn-Kudelska, W. Dobrowolski, M. Arciszewska, V. Domukhovski, V.K. Dugaev, V.E. Slynko, E.I. Slynko, and I.M. Fita. *Semicond.Sci.Technol.*, 21:1083, 2006.
- [38] R.R. Gałazka, J. Spałek, A. Lewicki, B.C. Crooker, G. Karczewski, and T. Story. *Phys. Rev. B*, 43:11093, 1991.
- [39] R.W. Cochrane, F.T. Hedgcock, and J.O. Storm-Olsen. *Phys. Rev. B*, 8:4262, 1973.
- [40] T. Dietl, H. Ohno, and F. Matsukura. *Phys. Rev. B*, 63:195205, 2001.
- [41] T. Dietl. *Semicond. Sci. Technol.*, 17:377, 2002.
- [42] T. Dietl. *Acta Phys. Pol. A*, 111:27, 2007.
- [43] I. Kudelska. PhD thesis, Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk, Warszawa, 2004.
- [44] J.A. Gaj. *Acta Phys. Pol. A*, page 463, 1988.
- [45] S. von Molnar and T. Kasuya. *Phys. Rev. Lett.*, 21:1757, 1968.
- [46] A. Oiwa, S. Katsumoto, A. Endo, M. Hirasawa, Y. Iye, H. Ohno, F. Matsukura, A. Shen, and Y. Sugawara. *Solid State Comm.*, 103:209, 1997.
- [47] A. Van Esch, L. Van Bockstal, J. De Boeck, G. Verbanck, A.S. van Sternbergen, P.J. Wellman, B. Grietens, R. Begaerts, F. Herlach, and G. Borghs. *Phys. Rev. B*, 56:13103, 1997.
- [48] F. Matsukura, H. Ohno, A. Shen, and Y. Sugawara. *Phys. Rev. B*, 57:R2037, 1998.
- [49] E.L. Nagaev. *Phys.Rep.*, 346:387, 2001.
- [50] Sh.U. Yuldashev, H. Im, T.W. Kang, S.H. Lee, Y. Sasaki, X. Liu, J.K. Furdyna, and Y.D. Woo. *J.Kor.Phys.Soc.*, 45:572, 2004.
- [51] H. Ohno. *Science*, 281:951, 1998.
- [52] B. Grandidier, J.P. Nys, C. Delerue, D. Stiévenard, Y. Higo, and M. Tanaka. *Appl. Phys. Lett.*, 77:4001, 2000.
- [53] E.H. Hwang and S. Das Sarma. *Phys. Rev. B*, 72:035210, 2005.
- [54] M.P. López-Sancho and L. Brey. *Phys. Rev. B*, 68:113201, 2003.
- [55] P. Majumdar and P. B. Littlewood. *Nature*, 395:479, 1998.
- [56] C. Timm, M.E. Raikh, and F. von Oppen. *Phys. Rev. Lett.*, 94:036602, 2005.
- [57] M. Csontos, T. Wojtowicz, X. Liu, M. Dobrowolska, B. Janko, J.K. Furdyna, and G. Mihaly. *Phys. Rev. Lett.*, 95:227203, 2005.
- [58] L. Chien and C. R. Westgate, editors. *The Hall Effect and Its Applications*. Plenum, New York, 1980.

- [59] E.M. Pugh. *Phys. Rev.*, 36:1503, 1930.
- [60] Smith and Sears. *Phys. Rev.*, 34:1466, 1929.
- [61] R. Karplus and J.M. Luttinger. *Phys. Rev.*, 95:1154, 1954.
- [62] J. Smith. *Physica*, 21:877, 1955.
- [63] J. Smith. *Physica*, 24:39, 1958.
- [64] J.M. Luttinger. *Phys. Rev.*, 112:739, 1958.
- [65] W. Kohn and J.M. Luttinger. *Phys. Rev.*, 108:590, 1957.
- [66] L. Berger. *Phys. Rev. B*, 2:4559, 1970.
- [67] V.K. Dugaev, A. Crepieux, and P. Bruno. *Phys. Rev. B*, 64:104411, 2001.
- [68] T. Dietl, F. Matsukura, H. Ohno, J. Cibert, and D. Ferrand. *Recent Trends in Theory of Physical Phenomena in High Magnetic Fields(Kluwer, Dordrecht, 2003)*, page 197, 2003.
- [69] T. Jungwirth, Q. Niu, and A.H. MacDonald. *Phys. Rev. Lett.*, 88(20):207208, 2002.
- [70] A. Crepieux and P. Bruno. *Phys. Rev. B*, 64:014416, 2001.
- [71] P. Bruno, V.K. Dugaev, and M. Taillefumier. *Phys. Rev. Lett.*, 93(9):096806.
- [72] Z. Fang, N. Nagaosa, K.S. Takahashi, A. Asamitsu, R. Mathieu, T. Ogasawara, H. Yamada, M. Kawasaki, Y. Tokura, and K. Terakura. *Science*, 302:92, 2003.
- [73] S.A. Baily and M.B. Salamon. *Phys. Rev. B*, 71:104407.
- [74] Y. Kats, I. Genish, L. Klein, J.W. Reiner, and M.R. Beasley. *Phys. Rev. B*, 70:180407.
- [75] N.P. Ong and Wei-Li Lee. In *FOUNDATIONS OF QUANTUM MECHANICS IN THE LIGHT OF NEW TECHNOLOGY ISQM - Tokyo '05 Proceedings of the 8th International Symposium*, page 121, 2005.
- [76] L. Berger. *Phys. Rev. B*, 5:1862, 1972.
- [77] S.K. Lyo and T. Holstein. *Phys. Rev. Lett.*, 29:423, 1972.
- [78] N.A. Sinitsyn, Q. Niu, and A.H. MacDonald. *Phys. Rev. B*, 73:075318, 2006.
- [79] J. Smit. *Phys. Rev. B*, 8:2349, 1973.
- [80] <http://www.mi.infm.it/manini/berryphase.html>.
- [81] J.J.Stokes. *Differential Geometry*. Willey, 1969.
- [82] M. Dima. *JETP Letters*, 72:541, 2000.

- [83] J. Ye, J.B. Kim, A.J. Millis, B.I. Shraiman, P. Majumdar, and Z. Tesanovic. *Phys. Rev. Lett.*, 83:3737, 1999.
- [84] T. Jungwirth, J. Sinova, J. Masek, J. Kucera, and A.H. MacDonald. *Rev. Mod. Phys.*, 78:809, 2006.
- [85] F.D.M. Haldane. *Phys. Rev. Lett.*, 93:206602, 2004.
- [86] T.S. Nunner, N.A. Sinitsyn, M.F. Borunda, V.K. Dugaev, A.A. Kovalev, Ar. Abanov, C. Timm, T. Jungwirth, Jun ichiro Inoue, and A.H. MacDonald and J. Sinova. *Phys. Rev. B*, 76:235312, 2007.
- [87] A. Fert. *Le Journal de Physique-Lettres*, 35, 1974.
- [88] G. Bergmann. *Physics Today*, page 25, August 1979.
- [89] F.E. Maranzana. *Phys. Rev.*, 160:421, 1967.
- [90] A.M. Saundauer. *Phys. Stat. Sol. A*, 111, 1989.
- [91] P. Łazarczyk, T. Story, R.R. Gałazka, W. Mac, M. Herbich, and A. Stachow-Wójcik. *J. Magn. Magn. Mater.*, 176:233, 1997.
- [92] A. Gozlan, C. Berger, G. Fourcaudot, R. Omari, J.C. Lasjaunias, and J.J. Prejean. *Phys. Rev. B*, 44:575, 1991.
- [93] B. Brodowska, W. Dobrowolski, M. Arciszewska, E.I. Slynko, and V.K. Dugayev. *Journal of Alloys and Compounds*, 423:205, 2006.
- [94] B. Brodowska, I. Kuryliszyn-Kudelska, M. Arciszewska, K. Dybko, V. Domukhovskii, W. Dobrowolski, V.E. Slynko, E.I. Slynko, and V.K. Dugaev. *przyjęte do druku w Materials Science*.
- [95] W. Allen, E.G. Gwinn, T.C. Kreutz, and A.C. Gossard. *Phys. Rev. B*, 70:125320, 2004.
- [96] N. Manyala, Y. Sidis, J.F. Ditusa, G. Aeppli, D.P. Young, and Z. Fisk. *Nature Materials*, page 1103, 21 March 2004.
- [97] H. Toyosaki, T. Fukumura, Y. Yamada, K. Nakajima, T. Chikyow, T. Hasegawa, H. Koinuma, and M. Kawasaki. *Nature Materials*, 3:221, 2004.
- [98] S.H. Chun, Y.S. Kim, H.K. Choi, I.T. Jeong, W.O. Lee, K.S. Suh, Y.S. Oh, K.H. Kim, Z.G. Khim, J.C. Woo, and Y.D. Park. *Phys. Rev. Lett.*, 98:026601, 2007.
- [99] A.A. Burkov and L. Balents. *Phys. Rev. Lett.*, 91:057202, 2003.
- [100] S.G. Yang, T. Li, B.X. Gu, Y.W. Du, H.Y. Sung, S.T. Hung, C.Y. Wong, and A.B. Pakhomov. *Appl. Phys. Lett.*, 83:3746, 2003.
- [101] A. Gerber, A. Milner, A. Finkler, M. Karpovski, and L. Goldsmith. *Phys. Rev. B*, 69:224403, 2004.

- [102] C.L. Canedy, G.Q. Gong, J.Q. Wang, and G. Xiao. *J. Appl. Phys.*, 79:6126, 1996.
- [103] F.J. Blatt. *Fizyka zjawisk elektronowych w metalach i półprzewodnikach*. PWN, 1973.
- [104] S. von Molnar and S. Methfessel. *J. Appl. Phys.*, 38:959, 1967.
- [105] Y.D. Park, A. Wilson, A.T. Hanbicki, J.E. Mattson, T. Ambrose, G. Spanos, and B.T. Jonker. *Appl. Phys. Lett.*, 78:2739, 2001.
- [106] D.-H. Shin, S.K. Kim, S.D. Kim, J.K. Rhee, J.J. Harris, D.K. Maude, and J.-C. Portal. *Phys. Stat. Sol.*, 223:649, 2001.
- [107] I. Kuryliszyn, T. Wojtowicz, X. Liu, J.K. Furdyna, W. Dobrowolski, J.M. Broto, M. Goiran, O. Portugall, H. Rakoto, and B. Raquet. *Acta Phys. Pol. A*, 102:659, 2002.
- [108] D. Hammer, J. Wu, and C. Leighton. *Phys. Rev. B*, 69:134407, 2004.
- [109] S. J. May, A. J. Blattner, and B. W. Wessels. *Phys. Rev. B*, 70:073303, 2004.
- [110] W. Heimbrodtt, P.J. Klar, S. Ye, M. Lampalzer, C. Michel, S.D. Baranovskii, P. Thomas, and W. Stolz. *J. of Superconduct.*, 18:315, 2005.
- [111] M. Csontos, T. Wojtowicz, X. Liu, M. Dobrowolska, B. Janko, J. K. Furdyna, and G. Mihaly. *Phys. Rev. Lett.*, 95:227203, 2005.
- [112] M.T. Beal-Monod and R.A. Weiner. *Phys. Rev.*, 170:552, 1968.
- [113] F. Matsukura, M. Sawicki, T. Dietl, D. Chiba, and H. Ohno. *Physica E*, 21:1032, 2004.
- [114] J. Jaroszyński. PhD thesis, Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk, Warszawa, 1990.
- [115] M. Sawicki. PhD thesis, Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk, Warszawa, 1990.
- [116] T. Andrearczyk. PhD thesis, Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk, Warszawa, 2002.
- [117] M. Foygel and A.G. Petukhov. *Materials Science, in press, e-print: <http://arxiv.org/abs/cond-mat/0702474v1>*.
- [118] B. Annie, D'Santhoshinia, and S.N. Kaul. *J. Magn. Magn. Mater.*, 272.
- [119] T. Jungwirth, M. Abolfath, J. Sinova, J. Kucˇera, and A.H. MacDonald. *Appl. Phys. Lett.*, 81:4029, 2002.
- [120] I. Kuryliszyn, T. Wojtowicz, X. Liu, J.K. Furdyna, W. Dobrowolski, J.-M. Broto, O. Portugall, H. Rakoto, and B. Raquet. *J. of Superconduct.*, 16:63, 2003.
- [121] X.R. Wang and X.C. Xie. *Europhys. Lett.*, 38:55, 1997.
- [122] S.V. Barabash and D. Stroud. *Appl. Phys. Lett.*, 79:979, 2001.

- [123] A.A. Abrikosov. *Europhys.Lett.*, 49:789, 2000.
- [124] R. Xu, A. Husmann, T.F. Rosenbaum, M.-L. Saboungi, J.E. Enderby, and P.B. Littlewood. *Nature*, 390:57, 1997.
- [125] S.I. Budko, P.C. Canfield, C.H. Mielke, and A.H. Lacerdo. *Phys. Rev. B*, 57:13624, 1998.
- [126] S.A. Bulgadaev and F.V. Kusmartsev. *Phys.Lett.A*, 342:188, 2005.
- [127] M.M. Parish and P.B. Littlewood. *Nature*, 426:162, 2003.
- [128] A. A. Abrikosov. *Phys. Rev. B*, 58:2788, 1998.
- [129] A. Gerber, I. Kishon, I.Ya. Korenblit, O. Riss, A. Segal, and M. Karpovski. *Phys. Rev. Lett.*, 99:027201, 2007.
- [130] P.G. de Gennes and J. Friedel. *J. Phys. Chem. Solids*, 4:71, 1957.
- [131] M.E. Fisher and J.S. Langer. *Phys. Rev. Lett.*, 20:665, 1968.
- [132] C. Haas. *Phys. Rev.*, 168:531, 1968.
- [133] P.B. Littlewood. *Acta Phys. Pol. A*, 97:7, 1999.
- [134] K. Racka, I. Kuryliszyn, M. Arciszewska, W. Dobrowolski, J-M. Broto, O. Portugall, H. Rakoto, B. Raquet, V. Dugaev, E.I. Slynko, and V.E. Slynko. *J. of Superconduct.*, 16 (2):289, 2003.
- [135] F. James. *MINUIT Function Minimization and Error Analysis version 94.1*. CERN, 1998.
- [136] F. James and M. Roos. *Computer Physics Communications*, 10:343, 1975.
- [137] D. Chiba, F. Matsukura, and H. Ohno. *Appl. Phys. Lett.*, 89:162505, 2006.
- [138] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen-Van-Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas. *Phys. Rev. Lett.*, 61:2472, 1988.
- [139] M. McCormack, S. Jin, TH. Tiefel, RM. Fleming, JM. Phillips, and R. Ramesh. *Appl. Phys. Lett.*, 64:3045, 1994.
- [140] P.N. Argyres. *Phys. Rev.*, 97:334, 1955.
- [141] W. Girit and J. Raułuszkiewicz. *Halotrony.Zastosowanie zjawiska Halla w praktyce*. PWN, Warszawa, 1961.

SPIS RYSUNKÓW

2.1	Schematycznie przedstawiona wiązka promieniowania rentgenowskiego wzbudzająca elektrony z powłok K, L. Elektrony z tych powłok zostają wybite a wakansje po nich zajmują elektrony z wyższych powłok elektronowych emitując przy tym promieniowanie wtórne. Powłoki i elektrony z nich pochodzące zostały zaznaczone kolorami: K - czerwonym, L - fioletowym, M - zielonym	12
2.2	TRACOR XRAY SPECTRACE 5000. Skolimowana wiązka promieniowania rentgenowskiego zaznaczona kolorem czerwonym pada na próbkę, część promieniowania pochodzącego od wzbudzonych atomów trafia do detektora.	13
2.3	Połączona metoda c-PIXE/RBS pozwalająca na jednoczesną analizę struktury krystalicznej sieci półprzewodnika oraz analizę domieszki [10].	14
2.4	Odbicie promieniowania rentgenowskiego od płaszczyzn równoległych oddległych od siebie o d. Różnica dróg $ABC = 2d\sin\theta$ (Prawo Bragga)	15
2.5	Schemat przedstawiający metodę odbiciowej dyfrakcji elektronów wysokiej energii (RHEED). Wysoko energetyczne elektrony są wyrzucane ze źródła pod kątem 5° do powierzchni próbki, ulegają dyfrakcji na strukturze krystalicznej po czym wpadają do detektora po czym są rejestrowane.	16
3.1	Diagram blokowy układu pomiarowego do pomiarów napięcia hallowskiego i napięcia przewodnictwa w zakresie pól 0-13 T i w zakresie temperatur 1.5-180 K.	17
4.1	Diagram blokowy 7000 Lake Shore AC Susceptometer/DC Magnetometer.	19
4.2	Schematyczny przekrój poprzeczny cewki pierwotnej i cewek wtórnych.	21
4.3	Schemat układu do badania Magnetoptycznego Efektu Kerra w Laboratoire National des Champs Magnétiques Pulsés w Tuluzie.	24
5.1	Przerwy energetyczne w funkcji stałej sieci dla półprzewodników należących m.in. do grup IV-VI [15].	27
5.2	Przerwy energetyczne w funkcji stałej sieci dla półprzewodników należących do grup III-V (porównanych z zależnością dla diamentu, krzemu i germanu) [16].	28
5.3	Struktura przestrzenna typu NaCl, kolorem niebieskim zaznaczone zostały aniony telluru, szare koła reprezentują zaś aniony cyny bądź germanu podstawiane przez mangan lub pierwiastki ziem rzadkich.	29
5.4	Zależność wartości stałej sieci od zawartości manganu w (a) $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ i (b) $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ [19]	30
5.5	Porównanie widma rozpraszania rentgenowskiego wykonanego techniką XRD dla próbki (a) $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 960_12 z widmem wzorca GeTe, (b) $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$ 971_12 z widmem wzorca GeTe	31
5.6	Schematycznie przedstawiona struktura pasmowa związków IV-VI pokazująca pasmo przewodnictwa oraz pasma lekkich i ciężkich dziur.	32
5.7	Komórka elementarna typu blendy cynkowej.	34

5.8	(a) Struktura pasmowa InSb w kierunku $\langle 111 \rangle$ i $\langle 100 \rangle$ (linia przerywana). (b) Struktura pasmowa GaAs, typowa dla półprzewodników z grupy III–V w kierunku $\langle 111 \rangle$ i $\langle 100 \rangle$. V_1 -pasmo ciężkich dziur, V_2 -pasmo lekkich dziur, V_3 -pasmo rozszczepione s-o [29]	34
5.9	Schemat warstw (a)InMnSb/InSb/CdTe(InSb) i (b)GaMnAs/GaAs wyhodowanych metodą MBE.	35
5.10	Oscylacje RHEED obserwowane podczas wzrostu niskotemperaturowej warstwy InSb oraz warstwy $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}/\text{InSb}/\text{CdTe}$	36
5.11	Typowe wyniki analizy c-PIXE/RBS dla warstw $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}/\text{InSb}/\text{CdTe}$	37
6.1	Podatność magnetyczna w funkcji temperatury z widocznym przejściem ferromagnetycznym dla $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$ i $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$	38
6.2	Podatność magnetyczna w funkcji temperatury z widocznym przejściem ferromagnetycznym dla $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$, $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$	39
6.3	Odwrotność podatności dla $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$ i $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$	41
6.4	Namagnesowanie w funkcji przyłożonego pola magnetycznego dla próbki $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 3501 M1.	43
6.5	Namagnesowanie w funkcji temperatury dla tellurku cyny z manganem i pierwiastkami ziem rzadkich	44
6.6	Namagnesowanie w funkcji przyłożonego pola magnetycznego dla próbek $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ $x=0.045$ i $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$ $x=0.47$, $y=0.004$	45
6.7	Namagnesowanie w funkcji przyłożonego pola magnetycznego dla próbek $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}/\text{InSb}/\text{CdTe}$ o $x=0.2$ i $x=0.28$, wstawka w postaci mniejszego grafu przedstawia zależność namagnesowania od temperatury dla tych próbek.	46
6.8	Namagnesowanie w funkcji przyłożonego pola magnetycznego dla próbki $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$, mniejsza ramka pokazuje dwie najwyższe temperatury, dla najwyższej temperatury obserwujemy małe namagnesowanie	47
6.9	Zależność kąta Kerrowskiego Θ od pola magnetycznego wyznaczonego z pomiarów Magnetooptycznego zjawiska Kerra dla próbki $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}/\text{InSb}/\text{CdTe}$ 20902C, $x=0.02$ dla różnych temperatur.	47
6.10	Dopasowanie funkcji Brillouina–Gaja do zmierzonej wartości kąta Kerrowskiego proporcjonalnego do namagnesowania dla najniższej temperatury w obszarze ferromagnetycznym.	48
7.1	Konfiguracja Hallowska pozwalająca na jednoczesny pomiar napięcia halla V_{xy} i przewodnictwa V_{xx}	49
7.2	Zależność oporu od temperatury dla $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ z widocznym maksimum lokalnym w okolicy temperatury Curie typowy dla materiałów magnetycznych	52
7.3	Zależność oporu od temperatury dla $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$, widocznym maksimum lokalnym w okolicy temperatury Curie typowy dla materiałów magnetycznych	53
7.4	Zależność oporu od temperatury dla $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x(\text{Eu}, \text{Yb})_y\text{Te}$, brak maksimum w okolicy T_C , widoczne zachowanie metaliczne dla próbek z małą zawartością manganu i przejście do zachowania półprzewodnikowego dla próbek z zawartością manganu 38 % i 47 %	54
7.5	Zależność oporu od temperatury dla $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}/\text{InSb}/\text{CdTe}$	55

8.1	Zależność oporności Hallowskiej od pola magnetycznego dla $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $x=0.12$, $T=4.2$ K. Widoczne nałożenie dwóch zjawisk liniowego zjawiska Halla (widocznego wyraźnie po nasyceniu namagnesowania) i Anomального zjawiska widocznego dla słabych pól magnetycznych	57
8.2	Schematyczne przedstawienie rozpraszania typu skew-scattering	60
8.3	Schematyczne przedstawienie rozpraszania typu side jump	61
8.4	Schematyczne przedstawienie zdobywania fazy przez wektor poruszający się po sferze [80]	62
9.1	Teoretycznie wyznaczone zachowanie magnetooporu w polu magnetycznym B skierowanym prostopadle do ruchu nośników ładunku.	67
9.2	Podstawione do zaproponowanej przez Littlewooda i Majumdera teorii wyniki wzięte z literatury[55].	71
10.1	Zależność oporności hallowskiej od pola magnetycznego dla $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$, $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$ widoczny Anomalny Efekt Halla poniżej temperatury przejścia.	74
10.2	Zależność oporności hallowskiej od pola magnetycznego dla $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, widoczny Anomalny Efekt Halla poniżej temperatury przejścia.	75
10.3	Zależność anomalnej stałej Halla od temperatury dla związków $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x(\text{Er}, \text{Eu})_y\text{Te}$. Na wykresie zostały przedstawione wartości stałej Halla wyznaczone metodą minimalizacji po parametrach.	76
10.4	Zależność anomalnej stałej Halla od temperatury dla związków $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x(\text{Yb}, \text{Eu})_y\text{Te}$. Na wykresie zostały przedstawione wartości stałej Halla wyznaczone metodą minimalizacji po parametrach.	77
10.5	Oporność właściwa w funkcji pola magnetycznego dla próbki $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}/\text{CdTe}$ 20902D, $x=0.028$	78
11.1	Magnetoopór dla temperatur powyżej i poniżej przejścia ferromagnetyk paramagnetyk dla $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ M1 $x=0.075$	80
11.2	Magnetoopór dla temperatur powyżej i poniżej przejścia ferromagnetyk paramagnetyk dla $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ II $x=0.12$	81
11.3	Magnetoopór dla temperatur powyżej i poniżej przejścia ferromagnetyk paramagnetyk dla $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Er}_y\text{Te}$ $x=0.062$ $y=0.001$	82
11.4	Magnetoopór dla temperatur powyżej i poniżej przejścia ferromagnetyk paramagnetyk dla $\text{Sn}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$ $x=0.13$ $y=0.01$	83
11.5	Magnetoopór dla temperatur powyżej i poniżej przejścia ferromagnetyk paramagnetyk dla $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 960 ₂ $x=0.045$	84
11.6	Magnetoopór dla temperatur powyżej i poniżej przejścia ferromagnetyk paramagnetyk dla $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Yb}_y\text{Te}$ $x=0.47$ $y=0.004$	85
11.7	Magnetoopór dla temperatur powyżej i poniżej przejścia ferromagnetyk paramagnetyk dla $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Eu}_y\text{Te}$ $x=0.087$ $y=0.038$	86
11.8	Magnetoopór dla $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ 20902 D, $x=0.028$ dla wybranych temperatur	87
11.9	Zależność parametru związanego z magnetooporem $C = \frac{\Delta\rho}{\rho} / (\frac{m}{m_{sat}})^2$ od parametru charakteryzującą koncentrację nośników w teoretycznej komórce magnetycznej $n\xi_0^3$	88
12.1	Schemat przedstawiający trzy konfiguracje magnetoptycznego efektu Kerra	96

SPIS TABEL

3.1	Specyfikacja układu do pomiarów transportowych.	18
4.1	Specyfikacja magnetometru Lake Shore.	20
5.1	Zawartość manganu oraz pierwiastków ziem rzadkich w badanych związkach IV–VI	29
5.2	Temperatury wzrostu warstwy InMnSb w badanych wielo-warstwach półprzewodnikowych $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ /InSb/CdTe(InSb)	36
6.1	Własności magnetyczne związków IV–VI wyznaczone z pomiarów podatności magnetycznej	42
7.1	Własności transportu elektronowego związków IV–VI z manganem w obszarze paramagnetycznym dla $T=50\text{K}$ dla związków na bazie SnTe i 180K dla związków z bazą GeTe	51
7.2	Własności transportu elektronowego związków IV–VI z manganem w obszarze paramagnetycznym dla $T=50\text{K}$ dla związków na bazie SnTe i 180K dla związków z bazą GeTe	51
7.3	Własności transportu elektronowego dla $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ /InSb/CdTe(InSb) i $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ /GaAs w fazie paramagnetycznej dla $T=50\text{K}$	53
10.1	Wartości normalnej stałej Halla R_H wyznaczone w obszarze paramagnetycznym z danych pomiarowych, oraz średnia wartość R_0 wyznaczona z minimalizacji po parametrach dla wszystkich próbek poza $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 960_2, dla której to zostało wykonane dopasowanie liniowe.	75
11.1	Wartości wektora Fermiego i średniej drogi swobodnej, oraz ich iloczynu dla próbek użytych do analizy magnetooporu w okolicy przejścia ferromagnetyk paramagnetyk.	84
12.1	Wartości czynnika odmagnesowania dla wybranych kształtów w układzie SI i CGS	95
12.2	Główny program do minimalizacji Minuit napisany w Fortranie, wyznaczający normalną stałą Halla R_0 , anomalną stałą R_1 . Program ten pozwala na zafiksowanie wartości parametru opcja FIX. MIGRAD jest procedurą minimalizacyjnymi [135, 136]	99
12.3	Procedura pozwalająca na wczytanie plików z danymi namagnesowania i oporności Hallowskiej, oraz wyznaczenie parametrów normalnej i anomalnej stałej Halla z równania $\rho_{xy} = R_0B + \mu_0R_S M$	100