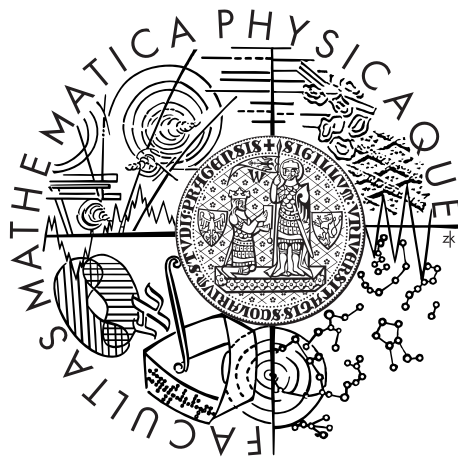


Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

DISERTAČNÍ PRÁCE



Daniel Sprinzl

Dynamika spinově polarizovaných nosičů náboje v polovodičích.

Katedra chemické fyziky a optiky

Vedoucí disertační práce: *Doc. RNDr. Petr Němec, Ph.D.*

Studijní obor: *F-6 Kvantová optika a optoelektronika*

Název práce: *Dynamika spinově polarizovaných nosičů náboje v polovodičích*

Autor: *Daniel Sprinzl*

Katedra: *Katedra chemické fyziky a optiky*

Vedoucí disertační práce: *Doc. RNDr. Petr Němec, Ph.D.*

e-mail vedoucího: *petr.nemec@mff.cuni.cz*

Abstrakt: *Práce se zabývá studiem dynamiky spinově polarizovaných nosičů náboje v CdTe metodami ultrarychlé laserové spektroskopie. Pomocí přechodné absorpce byla detailně studována relaxace spinu v p-CdTe. Na základě kvantitativní shody s modelovým výpočtem rychlostních konstant spinové relaxace dominuje pro elektrony D'yakonov-Perel'ův spinový relaxační mechanismus. Výpočty též potvrdily, že za pokojové teploty se vzrůstající koncentrací dislokací ve vzorku přebírá dominantní roli pro spinovou relaxaci elektronů mechanismus Elliot-Yafetův. Dále byl v CdTe pomocí Kerrový a Faradayovy rotace zkoumán vliv teploty, magnetického pole, intenzity excitace, n-dopování a mechanického napětí na spinovou koherenci nosičů náboje a jejich precesi (g faktor). V n-CdTe bylo s klesající teplotou a v závislosti na n-dopování pozorováno výrazné prodloužení doby spinové koherence nosičů náboje až o dva řády. Naopak magnetické pole a mechanické napětí vede v n-CdTe k jejímu potlačení.*

Klíčová slova: *ultrarychlá laserová spektroskopie, spinová relaxace, CdTe.*

Title: *Spin dynamics of charge carriers in semiconductors*

Author: *Daniel Sprinzl*

Department: *Department of Chemical Physics and Optics*

Supervisor: *Doc. RNDr. Petr Němec, Ph.D.*

Supervisor's e-mail address: *petr.nemec@mff.cuni.cz*

Abstract: *This doctoral thesis deals with the dynamics of spin polarized charge carriers in bulk CdTe investigated by techniques of ultrafast laser spectroscopy. The spin relaxation in p-CdTe was studied in detail using transient absorption technique. Based on a comparison with theoretical calculations the D'yakonov-Perel mechanism was found to be the dominant spin relaxation mechanism in high quality CdTe crystals. In CdTe crystals with increasing concentration of dislocations the Elliot-Yafet mechanism starts to play an important role as was demonstrated both experimentally and theoretically. Time resolved Faraday and Kerr rotation technique was used to investigate the charge carriers spin coherence and precession (g factor) in CdTe under the influence of temperature, magnetic field, pump intensity, n-type doping and sample strain load. A strong extension of low-temperature spin coherence time of charge carriers up to two orders of magnitude was observed for optimally n-doped samples. On the other hand application of magnetic field or stress leads to the suppression of spin coherence in n-CdTe.*

Keywords: *ultrafast laser spectroscopy, spin relaxation, CdTe*

Zde bych rád krátce poděkoval všem, kteří mi během mého doktorského studia pomáhali.

Na prvním místě bych chtěl poděkovat vedoucímu své dizertační práce doc. Petru Němcovi, zejména za jeho trpělivost, motivující a optimistický přístup, pomoc při řešení problémů během experimentální činnosti a v neposlední řadě za množství podnětných konzultací a připomínek, mnohdy konstruktivně kritických, ale o to cennějších, protože nejen tuto práci posouvaly vpřed. Rád bych poděkoval také prof. Petru Malému, vedoucímu oddělení kde tato práce vznikala, za vstřícný přístup a všestrannou podporu. Rád bych také poděkoval doc. Františku Trojánkovi zejména za ochotu a péči vyvíjet a vylepšovat software pro nezbytnou automatizaci experimentů, Mirkovi Šimurdovi za poskytnutí užitečného softwaru na usnadnění zpracování experimentálních dat a Miroslavu Duškovi za technickou podporu v laboratoři. Výborný, skoro rodinný, kolektiv, ve kterém jsem většinu doktorského studia strávil, však kromě výše uvedených lidí tvořili i kolegové a studenti, kterým bych zde chtěl také velmi poděkovat za příjemnou pracovní atmosféru. Zejména Petře Horodyské, Janě Preclíkové, Evě Rozkotové, Nadě Tesařové, Tomášovi Ostatnickému, Karlu Neudertovi, Karlu Žídkovi a Braňovi Dzurňákovi.

Poděkování patří též doc. Romanu Grillovi a Petru Horodyskému za poskytnutí experimentálních dat, Eduardu Belasovi za poskytnutí CdTe vzorků a Jiřímu Fryštickému a Jindřichu Walterovi za přípravu ztenčených vzorků.

Závěrem bych chtěl také za veškerou podporu poděkovat své rodině.

Předmluva

Spinově polarizované nosiče náboje v kovech a polovodičích jsou předmětem intenzivního výzkumu již více než 20 let zejména v oblasti tzv. *spintroniky*, neboli elektroniky využívající vlastností spinů - vlastních magnetických momentů nosičů náboje. Zajímavou vlastností spinů, vyplývající z jejich kvantově-mechanické podstaty, je, že se mohou nacházet pouze v určitých kvantových stavech, případně v jejich koherentních superpozicích. A právě na těchto koherentních superpozicích je založená velmi slibně se rozvíjející oblast kvantového počítání. Například elektron se svým spinem může být představitelem tzv. „q-bitu“, tedy jednotky informace v kvantovém počítání. Dalším příkladem může být využití spinové koherence nosičů náboje v návrhu nových zařízení, například spinového pole řízeného tranzistoru. Na druhé straně lze též spiny nosičů náboje, resp. jim odpovídající vlastní magnetické momenty, využít k celé řadě nekoherentních aplikací. Nejznámější je zřejmě využití při uchovávání informace na počítačových pevných discích, případně v beznapěťových paměťových modulech MRAM. U všech stávajících aplikací využívajících spinově polarizované nosiče náboje je však potřeba pokračovat v jejich zdokonalování, případně v hledání nových aplikací a v souvislosti s tím též pokračovat v základním výzkumu spinově polarizovaných nosičů náboje.

V předkládané disertační práci jsou shrnuty výsledky výzkumu vlastností spinově polarizovaných nosičů náboje v polovodiči CdTe, který jsem prováděl během svého doktorského studia na Matematicko-fyzikální fakultě Univerzity Karlovy v Praze. Cílem práce bylo studium spinové koherence nosičů náboje v objemovém polovodiči CdTe, zejména určení dob spinové koherence nosičů náboje, určení dominantních spinově relaxačních mechanismů a dále studium vlivu mechanického napětí a zejména n-dopování na výše uvedené vlastnosti s využitím metod ultrarychlé laserové spektroskopie.

Disertační práce je rozdělena do devíti kapitol. V první kapitole zopakujeme dobře známé vlastnosti spinu a podíváme se na možnosti aplikace spinově polarizovaných nosičů

náboje v kovech a zejména v polovodičích. Ve druhé kapitole se budeme věnovat spinově polarizovaným nosičům náboje v polovodičích, konkrétně jejich optické generaci, popisu jejich koherence a nejčastěji uvažovaným spinově relaxačním mechanismům. Ve třetí kapitole shrneme základní charakteristické rysy spinové koherence v polovodičích, zejména se zaměřením na nejčastěji studovaný GaAs, a dále doposud publikované výsledky související se spinovou koherencí v CdTe.

Ve čtvrté kapitole popíšeme experimentální techniky ultrarychlé laserové spektroskopie, které byly v této práci použity ke studiu spinově polarizovaných nosičů náboje. Jde zejména o časově rozlišenou metodu přechodné absorpce, čtyřvlonné směšování v auto-difrakční konfiguraci, Kerrovu a Faradayovu rotaci a dále metodu rezonančního spinového zesílení. V páté kapitole jsou popsány vzorky CdTe studované v této práci. Kromě jejich přehledu je zde uvedena jejich charakterizace a též popsána i jejich příprava.

V šesté kapitole se snažíme určit dominantní spinový relaxační mechanismus elektronů v p-CdTe v závislosti na teplotě a koncentraci dislokací ve vzorku. Je zde popsán způsob určování spinových relaxačních mechanismů, resp. jsou zde srovnány experimentálně pozorované hodnoty rychlostních konstant spinové relaxace s teoretickými výpočty vlivem jednotlivých uvažovaných spinově relaxačních mechanismů. V sedmé kapitole je experimentálně studován vliv n-dopování, teploty a intenzity excitace na spinovou koherenci nosičů náboje v n-CdTe. Osmá kapitola je věnována vlivu mechanického napětí na spinovou koherenci nosičů náboje v p-CdTe i n-CdTe. V deváté části výsledky obdržené z kapitol 6, 7 a 8 shrneme.

Obsah

Předmluva	7
Obsah	9
1 Spintronika	13
1.1 Spin	13
1.2 Základní koncepty spintroniky	14
1.3 Spintronika v kovech	15
1.4 Spintronika v polovodičích	16
2 Spinově polarizované nosiče náboje v polovodičích	19
2.1 Optická generace spinově polarizovaných nosičů náboje	19
2.1.1 Pásová struktura objemového polovodiče	20
2.1.2 Výběrová pravidla optických přechodů v objemovém polovodiči	21
2.2 Popis spinové koherence v polovodičích: doby T_1 , T_2 , T_2^* , τ_S	22
2.3 Mechanismy spinové relaxace	25
2.3.1 Mechanismus Elliott-Yafetův (EY)	25
2.3.2 Mechanismus D'yakonov-Perel'ův (DP)	27
2.3.3 Mechanismus Bir-Aronov-Pikusův (BAP)	30
2.3.4 Hyperjemná interakce	31
3 Spinová relaxace v polovodičích - vybrané publikované výsledky	33
3.1 GaAs a jiné polovodiče	33
3.1.1 Dominantní mechanismy a doby spinové relaxace	34
3.1.2 g faktor elektronu	41
3.2 CdTe	41

3.2.1	Doby spinové relaxace	41
3.2.2	g faktor elektronu	42
4	Vybrané experimentální techniky pro studium spinově polarizovaných nosičů náboje	43
4.1	Metoda excitace a sondování	44
4.1.1	Měření přechodné absorpce v transmisní a reflexní geometrii	45
4.1.2	Časově rozlišená Faradayova a Kerrova rotace	54
4.1.3	Rezonanční spinové zesílení	59
4.2	Čtyřvlonné směšování v autodifrakční konfiguraci	65
5	Vzorky CdTe	67
5.1	Základní parametry CdTe	67
5.2	Příprava vzorků	68
5.3	Přehled studovaných vzorků	69
5.3.1	p-tytové vzorky	69
5.3.2	n-tytové vzorky	73
6	Spinový relaxační mechanismus elektronů v p-CdTe	75
6.1	Jak určit dominantní mechanismus spinové relaxace	75
6.2	Měření dob spinové relaxace τ_s	78
6.2.1	Teplotní závislost	78
6.2.2	Vliv koncentrace dislokací	80
6.3	Měření doby relaxace momentu hybnosti τ_p	81
6.3.1	Určení τ_p z pohyblivosti nosičů náboje	82
6.3.2	Určení τ_p z experimentu autodifrakce	85
6.4	Výpočet doby relaxace momentu hybnosti τ_p	88
6.4.1	Piezoelektrický rozptyl	88
6.4.2	Rozptyl na deformačním potenciálu	89
6.4.3	Rozptyl na PO-fononech	90
6.4.4	Rozptyl na ionizovaných nečistotách	91
6.4.5	Výsledky výpočtů	92
6.5	Výpočty dob spinové relaxace τ_s pro různé mechanismy spinové relaxace	96
6.5.1	Mechanismus Elliott-Yafetův	97

6.5.2	Mechanismus D'yakonov-Perel'ův	98
6.5.3	Mechanismus Bir-Aronov-Pikusův	99
6.5.4	Výsledky výpočtů	100
6.6	Výpočet doby relaxace momentu hybnosti τ_p vlivem dislokací	112
6.6.1	Rozptyl na deformačním poli hranové dislokace	113
6.6.2	Rozptyl na nabitě hranové dislokaci	114
6.6.3	Výsledky výpočtů	114
6.7	Výpočty dob spinové relaxace τ_s s uvážením dislokací	116
6.7.1	Výsledky výpočtů	118
6.8	Závěr	121
7	Vliv dopování na dynamiku spinově polarizovaných nosičů náboje v CdTe	123
7.1	Měření rozfázování spinů pomocí Kerrovy rotace v n-CdTe	123
7.1.1	Závislost T_2^* a g faktoru na n-dopování	125
7.1.2	Závislost T_2^* a g faktoru na teplotě	129
7.1.3	Závislost T_2^* na intenzitě excitace	132
7.2	Měření rozfázování spinů pomocí Kerrovy rotace v p-CdTe	134
7.2.1	Závislost T_2^* a g faktoru na teplotě	134
7.3	Měření rozfázování spinů pomocí rezonančního spinového zesílení v n-CdTe	137
7.3.1	Experimentální data RSA	138
7.3.2	Model	140
7.3.3	Analýza dat	141
7.4	Diskuse	142
7.4.1	p-CdTe	143
7.4.2	n-CdTe	145
7.4.3	RSA	148
7.5	Závěr	148
8	Vliv mechanického napětí na spinovou koherenci v CdTe	151
8.1	Určení velikosti mechanického napětí za nízkých teplot	151
8.1.1	Absorpční spektra vzorků s mechanickým napětím a bez něj	153
8.1.2	Výpočet velikosti zakázaného pásu a vazebné energie excitonů	153

8.1.3	Výpočet velikosti mechanického napětí ze štěpení základního stavu excitonu	154
8.2	Měření rozfázování spinů v CdTe s mechanickým napětím	157
8.2.1	Doba spinové koherence T_2^* a g faktor v p-CdTe	158
8.2.2	Doba spinové koherence T_2^* a g faktor v n-CdTe	162
8.3	Diskuse vlivu mechanického napětí na spinovou koherenci nosičů náboje . .	165
8.4	Závěr	167
9	Shrnutí a závěr	169
	Příloha A	175
	Příloha B	179
	Příloha C	183
	Literatura	187

Kapitola 1

Spintronika

Od konce 80. let minulého století se z klasické elektroniky začíná vyčleňovat nový obor s názvem *spintronika*. Název tohoto v současné době dynamicky se rozvíjejícího oboru je převzat z anglického názvu *spintronics*, který vznikl zkrácením delšího názvu *spin-based electronics* [1]. Jak tedy název napovídá, tato část „na spinech založené elektroniky“ se obecně snaží využít vhodných fyzikálních vlastností a chování spinů k nejrůznějším aplikacím. Dříve než zde budou stručně představeny základní rysy, koncepty, vize a některé zajímavé aplikace spintroniky, je třeba popsat jakýsi základní kámen spintroniky – *spin*.

1.1 Spin

K vysvětlení rozporu mezi předpovědí kvantové mechaniky a pozorovanými výsledky Stern-Gerlachova experimentu na parách stříbra, zavedli Uhlenbeck a Goudsmita roku 1925 následující hypotézu o vlastním impulsmomentu elektronu [2]. Ta tvrdí, že elektron je částice s nenulovým vlastním impulsmomentem (*spinem*) \mathbf{s} , jehož projekce do libovolného směru může nabývat pouze dvou hodnot: $\pm 1/2$ (v jednotkách \hbar). S tímto mechanickým momentem je spojen i vlastní magnetický moment

$$\boldsymbol{\mu} = 2\mu_0\mathbf{s}, \quad (1.1)$$

kde μ_0 je Bohrov magneton daný vztahem

$$\mu_0 = \frac{e\hbar}{2m_0}, \quad (1.2)$$

přičemž e je náboj elektronu, \hbar redukovaná Planckova konstanta a m_0 klidová hmotnost elektronu.

O dva roky později, tedy 1927, formuluje Pauli nerelativistickou teorii spinu, zejména zahrnutím spinových interakcí do hamiltoniálu částice. V hamiltoniánu se proto objevují dva následující členy:

$$-\hat{\mu} \cdot \vec{B} + \hat{V}. \quad (1.3)$$

První člen popisuje interakci spinu, jakožto magnetického momentu, s externím magnetickým polem \vec{B} . Operátor vlastního magnetického momentu $\hat{\mu}$ je dán jako:

$$\hat{\mu} = \frac{\mu \hat{s}}{s}, \quad (1.4)$$

kde \hat{s} je příslušný spinový operátor. Například pro částice se spinem 1/2 obsahuje spinový operátor Pauliho matice. Druhý člen ve vztahu (1.3) potom zahrnuje případné další spinově závislé interakce, např. spin-spinové. Ty však jdou již za rámec nerelativistické kvantové mechaniky.

O rok později, 1928, Dirac formuluje relativistickou rovnici pro elektron, čímž pokládá základ relativistické teorie spinu. Vyplyvá z ní nejen původ spinu jakožto relativistického jevu, ale též další důležité spinové interakce, kromě spin-spinových také spin-orbitální interakce – vazba mezi spinem částice a jejím orbitálním pohybem.

Ačkoliv byl spin zaveden v souvislosti s elektronem, není elektron jedinou částicí která má spin. Ukazuje se, že každé elementární částici lze přiřadit určitou hodnotu spinu, která je pro danou částici charakteristickou konstantnou stejně jako náboj či hmotnost. Například proton, neutron, mion a kvarky mají spin 1/2, Ω^- hyperon má spin 3/2, ale jsou i částice se spinem 0 – π -mezony či K-mezony, s celočíselným spinem např. ρ -mezon 1, graviton 2 a další mnohem bizarnější, jako třeba $\Delta(2420)$ se spinem 11/2.

Ne se všemi se však v současné spintronice setkáme. Nejčastěji narazíme na nosiče náboje se spinem, zejména elektrony, případně díry pokud jde o polovodiče. Dalšími objekty, které jsou pro spintroniku svým spinem významné, jsou potom složitější celky skládané z elementárních částic. Příkladem mohou být jádra atomů s nenulovým výsledným spinem v souvislosti s relaxací spinu elektronu v polovodičích nebo magnetické ionty jakožto důležitý stavební prvek tzv. magnetických polovodičů.

1.2 Základní koncepty spintroniky

Základní myšlenkou spintroniky je snaha využít obecně spinů k uchovávací, transportu a zpracování informace. Nejjednodušeji může být výše uvedené tvrzení demon-

strováno právě na spinu elektronu. Průmět spinu elektronu totiž může nabývat pouze dvou hodnot $\pm 1/2$, resp. má dva vlastní stavy. O těchto stavech se často hovoří jako o stavu „spin nahoru“ a „spin dolů“. Narozdíl od současné elektroniky, kde je implementace logické úrovně dána zejména nulovostí/nenulovostí napětí, je ve spintronice možnost logickou „0“ a „1“ implementovat např. pomocí spinového stavu elektronu. Spin elektronu tedy může představovat bit informace. Co je ale zajímavější, že spin může existovat nejen jako „spin nahoru“/„spin dolů“ ale i v superpozici těchto stavů. Spin elektronu je tedy jakýsi prototyp tzv. kvantového bitu, zkráceně q-bitu, který je základní jednotkou informace pro výpočty pomocí kvantových algoritmů. Výzkum kvantových počítačů je však zatím stále v brzkém počátku a na aplikace spintroniky v tomto směru si zřejmě budeme ještě muset nějaký čas počkat.

1.3 Spintronika v kovech

Co již ale po delší dobu funguje, jsou aplikace spintroniky v oblasti uchovávání informace. Zmíníme zde dvě nejznámější aplikace.

První z nich je založena na jevu gigantické magnetorezistence (GMR) [3, 4], která byla objevena koncem 80. let minulého století a za kterou byla mimo jiné v roce 2007 udělena Nobelova cena za fyziku. Jde v podstatě o citlivý senzor magnetického pole, který je zabudován v čtecí hlavě pevného disku v počítači. Fyzikální princip senzoru využívajícího jevu gigantické magnetorezistence je popsán přehledně např. v [5]. Jednotlivé bity jsou na pevném disku reprezentovány orientací magnetizace jednotlivých magnetických domén. Ty však musely mít vzhledem k citlivosti čtecích hlaviček s cívkou určitou minimální velikost, aby bylo možné uloženou informaci přečíst, resp. vůbec detekovat, což podstatně omezovalo kapacitu pevných disků. Hlavním významem nových čtecích hlaviček založených na GMR je, že právě díky nové architektuře čtecí hlavičky a jevu GMR umožnily detekovat mnohem slabší magnetická pole. Důsledkem bylo, spolu s vylepšením systému zápisu dat, podstatné zmenšení velikosti magnetické domény pro uchování bitu, a tedy mohlo dojít k obrovskému zvýšení hustoty zápisu dat na pevné disky v posledních desetiletích.

Druhou důležitou aplikací jsou paměti typu MRAM (z angl. *Magnetic Random Access Memory*). Tyto paměti, v porovnání se stávajícími paměťovými moduly závislými na napájení, mají tu výhodu, že jsou schopny uchovat informaci i pokud dojde k vypnutí

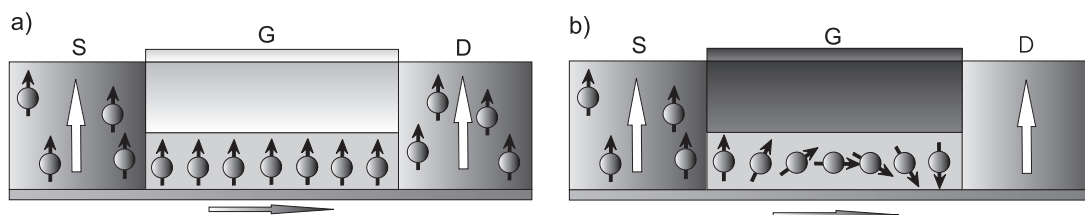
napájení paměťového modulu. Fyzikální princip, který využívá tunelovacího magnetického jevu, je popsán přehledně např. v [5]. Zatímco v roce 2004 byly k dispozici maximálně 256 kB moduly, v současné době se již běžně komerčně prodávají např. 4 MB moduly firmou Freescale Semiconductors [6]. Nespornou výhodou je právě uchování obsahu paměti i při náhlém výpadku napětí či vypnutí. Další výhodou je možnost integrace těchto pamětí přímo na čip procesoru, což by mohlo vést ke zvýšení výkonu, díky zvýšení rychlosti komunikace mezi pamětí a procesorem. Na druhou stranu výroba těchto modulů je nákladná a dosti komplikovaná, už kvůli potřebě zabudovat do daného čipu jak feromagnetické tak polovodičové prvky. Poměrem cena/kapacita tedy zatím nemohou vážněji konkurovat stávajícím paměťovým modulům s kapacitami v řádu GB.

1.4 Spintronika v polovodičích

Aplikace spintroniky v oblasti zpracování informace, ať již oblast kvantového počítání či další návrhy součástek podobných např. tranzistorům, jsou založené na možnosti připravit elektron s definovaným spinovým stavem a následně pomocí externích polí tento spinový stav definovaně měnit. Aniž bych zde zacházel do podrobností, lze spin, magnetický moment, ovlivnit nejen vnějším magnetickým polem, ale díky spin-orbitální interakci i vnějším elektrickým polem. Vnější pole tedy mohou v principu definovaně ovlivnit spinový stav elektronu v daném materiálu.

Pokud bychom měli např. izolovaný elektron, se spinem v daném vlastním stavu, a nepůsobili bychom na něj žádným externím polem, zůstával by pořád v původním spinovém stavu. V okamžiku, kdy ale nedokážeme úplně odstranit veškeré interakce elektronu v daném spinovém stavu s okolím, může dojít ke změně spinového stavu, vlivem různých spinových relaxačních mechanismů, o kterých se podrobně zmíníme v podkapitole 2.3. Obecně lze zavést dobu spinové koherence jako dobu, po které budeme ještě schopni předpovědět spinový stav elektronu, je-li v čase $t=0$ v definovaném spinovém stavu. Pak můžeme říci, že čím více bude náš elektron se spinem interagovat s okolím, tím pravděpodobnější bude náhodná změna jeho spinového stavu a tím kratší doba spinové koherence.

Oproti kovům mají polovodiče mnohem menší koncentraci vlastních nosičů, což znamená i mnohem menší ovlivňování našeho testovacího elektronu se spinem rušivými vlivy okolí, hlavně okolními nosiči. To má ovšem za důsledek, že oproti kovům, může být v po-



Obr. 1.1: Schématický obrázek návrhu spinového FET. Velké svislé šipky představují směr magnetizace feromagnetických elektrod S a D, malé šipky spiny elektronů a vodorovná šipka pod obrázkem směr proudu. Bez přiloženého napětí na elektrodu G je tranzistor otevřen a), s přiloženým napětím se uzavře b).

lovodičích dosaženo mnohem delší doby spinové koherence [7]. Pro zajímavost můžeme uvést, že v polovodičích může dosáhnout až stovek ns , konkrétně $130 ns$ v n-dopovaném GaAs za nízké teploty [8]. Další výhodou polovodičů, případně nízkodimenzionálních polovodičových struktur, je, že jejich vlastnosti, a mezi jinými i dobu spinové koherence, lze významně ovlivnit. Toho lze obecně dosáhnout buď přímo při výrobě, jako například různým dopováním, zaváděním pnutí v důsledku různých mřížových parametrů částí polovodičových struktur, anebo následně pomocí externích polí, elektrického či magnetického, případně mechanického napětí.

Jako příklad pro demonstraci požadavků spintronických aplikací na dobu spinové koherence a vlastnosti spinově polarizovaných nosičů náboje zejména v polovodičích, bych zde uvedl návrh spinového polem řízeného tranzistoru [1]. Jde o obdobu klasického polem řízeného tranzistoru, jehož schématické znázornění lze nalézt v obr. 1.1. Dvě feromagnetické elektrody S a D jsou spojeny polovodičovým kanálem.

Je-li mezi elektrody S a D přiloženo napětí, jsou z S elektrody injektovány do polovodičového kanálu spinově polarizované elektrony. Ty se šíří polovodičovým kanálem k elektrodě D, přičemž vlivem spin-orbitální interakce konají precesní pohyb danou frekvencí. To, zda je tranzistor „otevřen“ či „uzavřen“, závisí na vzájemné orientaci spinů na konci polovodičového kanálu a orientace magnetizace feromagnetické elektrody D. Je-li orientace souhlasná, je tranzistor „otevřen“ a spinově polarizované nosiče jaksí mohou bez problémů vstoupit do D elektrody. Pokud je vzájemná orientace opačná, elektroda D klade díky jevu gigantické magnetorezistence mnohem větší odpor proudu tvořeným nosiči náboje s opačným spinem a tranzistor je „uzavřen“. V závislosti na vzájemné orientaci spinu elektronu a magnetizace D elektrody tedy získáme stav s velkým resp. malým odporem, obdobně jako u klasického FET tranzistoru. Přiložením napětí na hradlo G můžeme ve vhodném polovodičovém materiálu ovlivnit sílu spin-orbitální interakce,

kteřá je v tomto případě zodpovědná za spinovou precesi. Je-li navíc přiloženo napětí vhodné velikosti, dostaneme na konci polovodičového kanálu spiny s opačnou orientací než bez přiloženého napětí. Máme tedy obdobu klasického tranzistoru - stav s malým/velkým odporem (ideálně proud prochází/neprochází) v závislosti na přiloženém napětí.

Tento spinový FET by měl oproti klasickému FET několik výhod, předně rychlost a menší energetickou náročnost. Obojí souvisí s tím, že je mnohem jednodušší a rychlejší otočit spin elektronu, než vytlačit všechny elektrony z polovodičového kanálu jako v případě klasického polem řízeného tranzistoru. Navíc u spinového FET lze v principu měnit orientaci magnetizace feromagnetických elektrod S i D, což by umožňovalo mít rekonfigurovatelnou logiku, resp. měnit například typ hradla fyzicky umístěného na jednom místě dle potřeb a to i během procesu zpracování informace. Bohužel se zatím nepodařilo sestrojít funkční prototyp.

Nicméně je z tohoto návrhu vidět, že je nejdříve potřeba zajistit dvě věci: účinnou injekci spinově polarizovaných elektronů do polovodičového kanálu a dostatečně dlouhou dobu spinové koherence. Vzhledem ke konečné rychlosti šíření elektronu v polovodičovém kanálu a jeho konečné délce musí být doba spinové koherence dostatečně dlouhá. Navíc, aby mohly úspěšně fungovat logické obvody založené na těchto SFET hradlech, musí být doba spinové koherence elektronů dostatečně dlouhá aby spinová polarizace přežila průchod potřebným počtem hradel. Účinná injekce spinově polarizovaných nosičů náboje přímo z feromagnetu do polovodiče je zatím stále problém, protože při přímé injekci z feromagnetu, kde jsou elektrony přirozeně spinově polarizovány, se spinová polarizace nezachovává. Jedním z řešení je použít místo feromagnetu magnetické polovodiče. Jsou to polovodiče, které mají v mříži zabudované magnetické ionty (např. Mn se spinem 5/2). Ty vykazují pod Curieovou teplotou feromagnetické vlastnosti a umožňují injekci spinově polarizovaných nosičů náboje do dalšího polovodičového materiálu s dostatečným zachováním spinové polarizace. Problémem zatím zůstává, že teplota přechodu magnetického polovodiče do feromagnetického stavu je zatím stále příliš nízká (např. v GaMnAs v současné době 180 K [9]).

Jak je tedy z požadavků na SFET vidět, je tedy cílem výzkumu v oblasti spintroniky hledání vhodných polovodičových materiálů s dostatečně dlouhou dobou spinové koherence a vhodný způsob, jakým připravit spinově polarizované nosiče náboje v polovodičích.

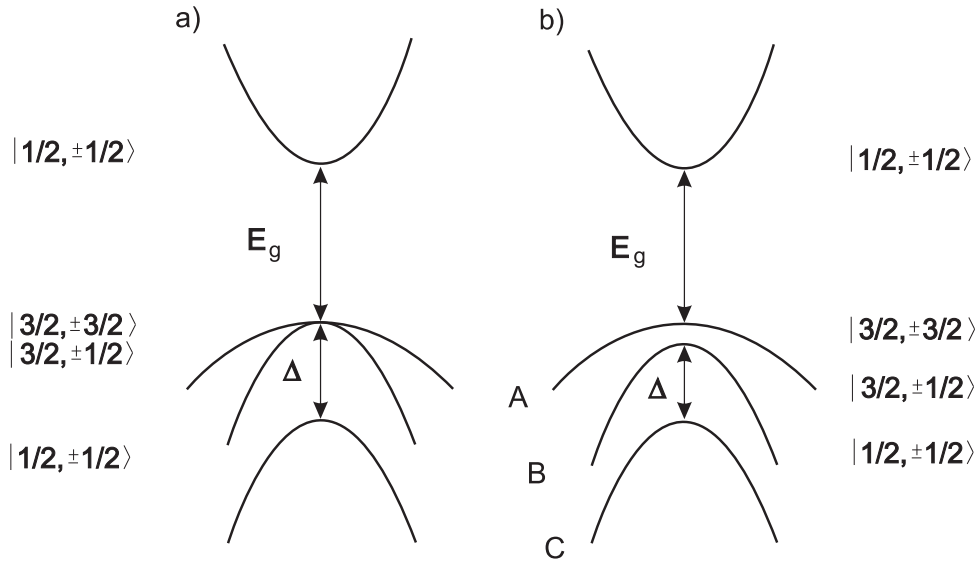
Kapitola 2

Spinově polarizované nosiče náboje v polovodičích

V této kapitole se zaměříme na spinově polarizované nosiče náboje zejména v ob-
jemových polovodičích. Popíšeme zde, jakým způsobem lze spinově polarizované nosiče
náboje v polovodiči připravit, jakým způsobem lze popsat jejich relaxaci a dále příčiny
této relaxace.

2.1 Optická generace spinově polarizovaných nosičů náboje

V budoucích aplikacích bude zřejmě v přípravě spinově polarizovaných nosičů v po-
lovodičích využita zejména spinová injekce z feromagnetických polovodičů [1, 8]. Pro vý-
zkum spinově polarizovaných nosičů náboje však existuje ještě jiná možnost, jak je při-
pravit přímo ve zkoumaném vzorku - a to tzv. metoda optické generace [8]. Tato metoda
je založena na výběrových pravidlech pro mezipásovou absorpci kruhově polarizovaného
světla v určitých polovodičích (např. GaAs). Při použití vhodné vlnové délky umožňuje
generovat až 50% spinovou polarizaci nosičů náboje. Dříve než se detailněji podíváme
na výběrová pravidla pro mezipásové přechody, je potřeba popsat pásovou strukturu po-
lovodiče.



Obr. 2.1: Pásová struktura objemového polovodiče kubické a) a hexagonální b) struktury v okolí středu Brillouinovy zóny. Stavy elektronu, označené $|J, J_z\rangle$, lze popsat momentem hybnosti J s průmětem J_z do směru kvantování. E_g je velikost energie zakázaného pásu, Δ velikost energie spin-orbitálního štěpení.

2.1.1 Pásová struktura objemového polovodiče

K určení pásové struktury polovodiče je zapotřebí vyřešit úlohu o elektronu pohybujícím se v periodickém potenciálu. Periodicita potenciálu je dána periodicitou základních buněk tvořících polovodičový krystal, resp. pravidelným uspořádáním atomů v mříži. Z řešení víme, že elektron lze popsat tzv. Blochovou funkcí. Důsledkem je také vznik energetických páسů a s tím souvisejících zakázaných páсů, resp. fakt, že energie elektronu pohybujícího se v periodickém potenciálu může nabývat energií pouze z omezených intervalů hodnot. Optické vlastnosti jsou dány zejména posledním zaplněným pásem, tzv. valenčním, a prvním nezaplňeným pásem, tzv. vodivostním. Schématickou pásovou strukturu v okolí bodu Γ můžeme vidět na obr. 2.1. U binárních kubických polovodičů s iontovou vazbou jako např. GaAs, je valenční pás tvořen převážně z p-stavů aniontů, zatímco vodivostní pás je tvořen z s-stavů kationtů. Oba pásy tedy mají obdobnou symetrii jako orbitály, ze kterých pochází. Vezmeme-li v úvahu spin, a zanedbáme-li spin-orbitální interakci, máme dvakrát degenerovaný vodivostní pás (s-stav), a šestkrát degenerovaný valenční pás (p-stav). Vezmeme-li však v úvahu spin-orbitální interakci, která svazuje spin a orbitální úhlový moment hybnosti elektronu, dojde k sejmutí degenerace ve valenčním pásu. Stavy ve valenčním pásu je potom nutné charakterizovat celkovým úhlovým momentem hybnosti $J = L + S = 3/2$, kde $L = 1$ je orbitální moment hybnosti p-stavu, a $S = 1/2$ je spin.

Stavy ve valenčním pásu lze tedy charakterizovat celkovým úhlovým momentem a jeho průmětem $|J, J_z\rangle$, přičemž tyto stavy jsou tvořeny lineární kombinací vlnových funkcí tvořících p-orbital (s různým průmětem orbitálního momentu) a spinové části (spinor nahoru/dolů) [10]. Výsledkem je v bodě Γ čtyřikrát degenerovaný pás těžkých $|3/2, \pm 3/2\rangle$ a lehkých děr $|3/2, \pm 1/2\rangle$ a dvakrát degenerovaný pás děr odštěpených spin-orbitální interakcí $|1/2, \pm 1/2\rangle$. Ve vodivostním pásu je situace jednodušší, protože orbitální úhlový moment s-stavu je 0. Spin-orbitální interakce se zde neprojeví a výsledkem je dvakrát spinově degenerovaný pás $|1/2, \pm 1/2\rangle$. Má-li navíc polovodič hexagonální strukturu, dojde ještě vlivem krystalického pole k sejmutí degenerace lehkých a těžkých děr, jak je znázorněno na obr. 2.1b. Typicky se potom pásy značí A těžké, B lehké a C díry odštěpené spin-orbitální interakcí.

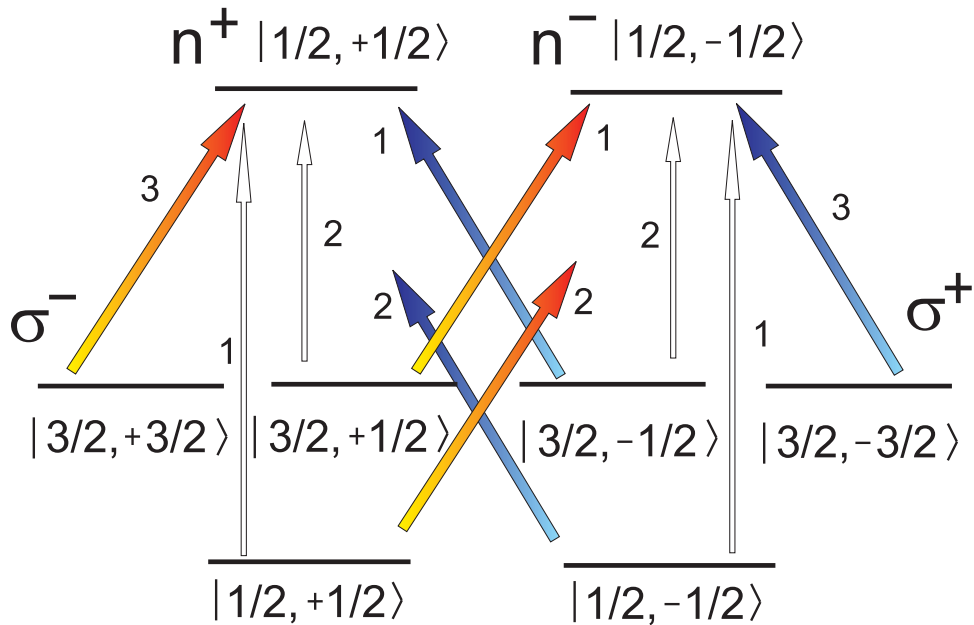
2.1.2 Výběrová pravidla optických přechodů v objemovém polovodiči

O tom zda je v polovodiči daný optický přechod mezi stavy Ψ_i a Ψ_f povolený, rozhoduje v dipólové aproximaci nenulovost příslušného maticového elementu dipólového operátoru $|\langle \Psi_f | \vec{e} \cdot \hat{p} | \Psi_i \rangle|$, kde \vec{e} je polarizační vektor. Pravděpodobnost tohoto přechodu je potom dána kvadrátem maticového elementu. Podívejme se tedy, jak vypadají příslušné pravděpodobnosti přechodů z valenčního do vodivostního pásu v objemové polovodiči. Vezmeme-li v úvahu polarizační vektor lineárně $\vec{e} = \vec{x}$ a levo-/pravotočivě kruhově polarizovaného světla $\vec{e} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{x} \pm i\vec{y})$, lze příslušné pravděpodobnosti snadno spočítat, např. [10, 11]. Schematicky jsou výběrová pravidla znázorněna na obr. 2.2.

Zadefinujeme stupeň spinové polarizace elektronů P jako:

$$P = \frac{n^+ - n^-}{n^+ + n^-}, \quad (2.1)$$

kde n^+ (n^-) je počet elektronů s průmětem spinu ve směru (proti směru) excitačního svazku. Podíváme-li se na výběrová pravidla, tak pokud naladíme vlnovou délku excitačního svazku tak, že nezasáhne pás děr odštěpených spin-orbitální interakcí, generujeme např. levotočivě kruhově polarizovaným světlem třikrát více elektronů s průmětem spinu proti směru excitačního svazku než v jeho směru. Stupeň spinové polarizace elektronů tak může dosáhnout až 50 %. Pokud by vlnová délka excitačního svazku byla natolik malá, resp. energie fotonu natolik velká, že bychom excitovali i elektrony z pásu spin-orbitálně odštěpených děr, byl by výsledný stupeň spinové polarizace nulový. Podíváme-li



Obr. 2.2: Výběrová pravidla přímých mezipásových optických přechodů v polovodiči typu GaAs. Modré šipky odpovídají levotočivě (σ^+), červené pravotočivě (σ^-) a bílé lineárně polarizovanému světlu. Čísla u šipek potom udávají relativní pravděpodobnosti jednotlivých přechodů

se na výběrová pravidla pro lineárně polarizované světlo, zjistíme, že ať excitujeme z pásu spin-orbitálně odštěpených děr nebo ne, spinová polarizace je vždy nulová.

Pravotočivě (levotočivě) kruhově polarizovaný foton σ^- (σ^+) nese úhlový moment hybnosti -1 ($+1$). Na výběrová pravidla, resp. povolené přechody tedy může být také nahlíženo jako na přechody, při kterých se zachovává průmět celkového úhlového momentu hybnosti.

Metoda optické generace tedy umožňuje díky spin-orbitální interakci při použití kruhově polarizovaného světla generovat částečně spinově polarizovanou populaci nosičů náboje. V okamžiku excitace totiž tvoříme nejen částečně spinově polarizované elektrony ve vodivostním pásu, ale zároveň i díry ve valenčním pásu.

2.2 Popis spinové koherence v polovodičích: doby T_1 , T_2 , T_2^* , τ_S

Pokud použijeme metodu optické generace v polovodiči, je důležité si uvědomit následující: a) před excitací elektronů z valenčního do vodivostního pásu je typicky spinová

polarizace elektronů nulová, b) generovaná spinová populace nosičů je nerovnovážná. Nevyhnutelně tedy, jako každý nerovnovážný systém, má i nerovnovážná spinová populace foto-excitovaných nosičů náboje tendenci vrátit se do rovnovážného stavu. U výše uvedeného příkladu, kdy se jedná o soubor spinově polarizovaných nosičů náboje, dochází jednak ke ztrátě spinové koherence a také k rekombinaci nosičů.

Aniž bychom zde zacházeli do podrobností rekombinace a rekombinačních mechanismů, zavedeme rekombinační čas τ_r (resp. dobu života nosičů náboje) jako dobu, kdy počet foto-excitovaných nosičů náboje poklesne na hodnotu $1/e$.

Podívejme se ale podrobněji na popis spinové koherence. K její ztrátě dochází vlivem určitých spinových relaxačních mechanismů, kterým se budeme věnovat dále. Za předpokladu, kdy tyto relaxační mechanismy vedou k exponenciálnímu průběhu spinové polarizace (resp. makroskopické magnetizace), lze spinovou koherenci popsat pomocí dvou časových konstant T_1 a T_2 [7]. Dobu T_1 nazýváme dobou spinové relaxace (resp. dobou podélné spinové koherence) a dobu T_2 dobou spinového rozfázování (resp. dobou příčné spinové koherence). Tyto časy jsou definovány v rámci Bloch-Torreyových rovnic (2.2), popisujících precesi, útlum a difúzi magnetizace \mathbf{M} v magnetickém poli $\mathbf{B}(t) = B_0\hat{\mathbf{z}} + \mathbf{B}_1(t)$ se statickou podélnou komponentou B_0 (typicky se volí směr osy $\hat{\mathbf{z}}$) a příčným obecně časově závislým polem \mathbf{B}_1 kolmým k $\hat{\mathbf{z}}$:

$$\begin{aligned}\frac{\partial M_x}{\partial t} &= \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{B})_x - \frac{M_x}{T_2} + D\nabla^2 M_x, \\ \frac{\partial M_y}{\partial t} &= \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{B})_y - \frac{M_y}{T_2} + D\nabla^2 M_y, \\ \frac{\partial M_z}{\partial t} &= \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{B})_z - \frac{M_z - M_z^0}{T_1} + D\nabla^2 M_z,\end{aligned}\tag{2.2}$$

kde $\gamma = \mu_B g/\hbar$ je gyromagnetický poměr (μ_B je Bohrov magneton a g příslušný g faktor), D je difúzní koeficient, $M_z^0 = \chi B_0$ je rovnovážná magnetizace a χ statická susceptibilita.

Ačkoliv mohou být procesy spinové relaxace a rozfázování, typicky s exponenciálním poklesem magnetizace, mnohdy značně komplexní na to, aby byly popsány pouze dvěma parametry, standardně se toto zavedení dob T_1 a T_2 pomocí fenomenologických Bloch-Torreyho rovnic používá a to i z důvodu, že tvoří důležitý styčný bod pro srovnání s výsledky mikroskopické teorie.

Význam obou dob můžeme demonstrovat např. na jednoduchém dvouhladinovém systému — na elektronu (souboru elektronů) v magnetickém poli. V přítomnosti mag-

netického pole dojde k rozštěpení hladin pro elektron se spinem „nahoru“ a „dolu“ (např. ve valenčním pásu). Pokud zde fotoexcitací vytvoříme elektron, vytvoříme koherentní superpozici obou stavů, která bude podle kvantové mechaniky oscilovat mezi oběma stavy s danou frekvencí (Larmorova precese [10]) až do doby, než dojde ke ztrátě vzájemné fáze obou stavů. A právě tuto ztrátu vzájemné koherence charakterizuje doba T_2 . V případě souboru elektronů se spinem, které konají precesní pohyb v příčném magnetickém poli, lze na dobu T_2 nahlížet klasicky jako na dobu potřebnou k utlumení příčné magnetizace (dané spiny elektronů) vlivem fluktuací v precesních frekvencích (např. skoková změna fáze, nehomogenita precesní frekvence). Oproti tomu doba T_1 je doba potřebná k relaxaci podélné magnetizace, tedy k tomu aby spinová populace dosáhla termální rovnováhy s mříží. Toho lze docílit překlopením spinů, přičemž v magnetickém poli, je toto překlopení doprovázeno výměnou energie např. s mříží, protože stavy „nahoru“ a „dolu“ mají různé energie. Můžeme se tedy setkat pro dobu T_1 i s názvem doba překlopení spinu a označením τ_s (angl. *spin-flip time*).

Pokusme se nyní podívat na srovnání dob T_1 a T_2 . V izotropních látkách a látkách s kubickou mříží platí $T_1 = T_2$ pokud je splněna podmínka $\gamma B_0 \ll 1/\tau_c$ [7], kde τ_c je tzv. korelační nebo interakční čas, resp. $1/\tau_c$ je rychlost změny efektivního rozfázovacího magnetického pole. V elektronických systémech je τ_c dáno převážně dobou rozfázování momentu hybnosti τ_p či dobou interakce elektronu s fonony či dírami. Tyto časy jsou však typicky na časové škále pod pikosekundu, takže rovnost $T_1 = T_2$ je za těchto podmínek splněna až do magnetických polí o síle několik tesla. Dodejme jen, že v případě anizotropních systémů výše uvedená rovnost neplatí, a situace je komplikovanější [7].

Při výpočtu některých spinových relaxačních mechanismů, o nichž bude řeč dále, nelze navíc doby T_1 a T_2 striktně rozlišit. Používá se proto často v literatuře [7, 11, 12, 13] zejména při výpočtech, ale i v experimentálních pracích, pro obě doby označení τ_s a hovoří se bez jakési diskriminace buď o relaxaci nebo rozfázování.

Kromě zavedených značení T_1 , T_2 či τ_s se v literatuře často pro popis spinové koherence zavádí doba označená T_2^* . Lépe popisuje reálný soubor spinově polarizovaných nosičů náboje v polovodičích, protože v sobě zahrnuje i vliv nehomogenních rozšíření na dobu T_2 příčné spinové koherence, podrobněji např. [7, 10]. Typicky se uvádí relace $1/T_2^* \approx 1/T_2 + 1/T_{nehom}$, kde $1/T_{nehom}$ je příspěvek nehomogenních rozšíření. Příkladem může být obecně závislost doby spinové relaxace či g faktoru (resp. precesní frekvence spinu) na kvaziimpulzu nosiče náboje, což vede v důsledku k nehomogennímu rozšíření, protože

doby T_1, T_2 jsou váženy přes termální distribuci nosičů náboje. Obecně platí $T_2^* \leq T_2$, i když např. pro vodivostní elektrony je velmi dobrou aproximací právě rovnost $T_2^* = T_2$.

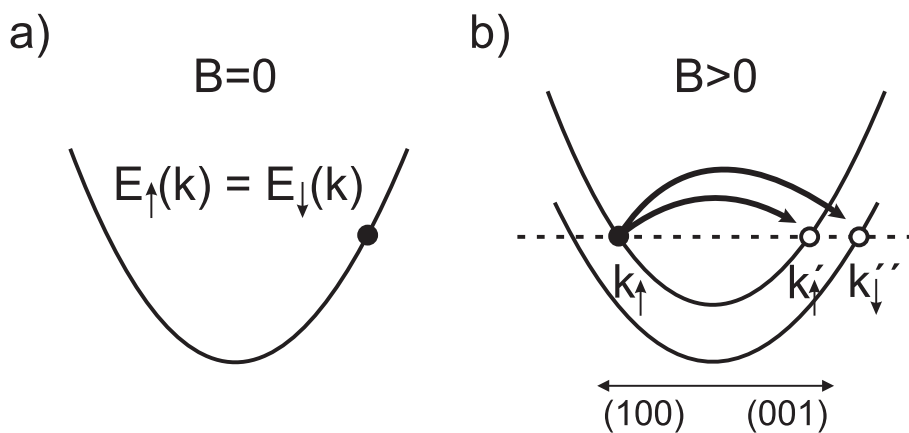
Někteří autoři [8] navíc do doby T_2^* zahrnují i dobu života nosičů náboje τ_r a dobu T_2^* pak nazývají dobou života spinu (*spin lifetime*) nebo prostě jenom dobou spinové koherence, i když přesnější název by asi měl být efektivní doba spinové koherence. Pro T_2^* pak platí relace $1/T_2^* \approx 1/T_2 + 1/T_{nehom} + 1/\tau_r$. Ačkoliv se toto zahrnutí doby života může zdát z pohledu teorie divné a jaksi nekonzistentní, má to určitou logiku. A to zejména z hlediska aplikací, kdy je jedno zda je informace uložená ve spinovém stavu (spinové polarizaci) dříve zničena změnou spinového stavu (překlopením spinu), nebo případnou rekombinací příslušného nosiče náboje. Budeme-li tedy v této práci (zejména v kapitolách 7 a 8) hovořit o době T_2^* , budeme jí nazývat prostě spinovou koherencí a zahrneme do ní i dobu života nosičů náboje.

2.3 Mechanismy spinové relaxace

Z předchozí části máme základní představu, jakým způsobem lze popsat ztrátu spinové koherence v polovodičích, resp. návrat nerovnovážné spinové populace zpět do rovnovážného stavu. Nyní se zaměříme na to, proč k tomuto jevu dochází. Obecně lze říci, že za tento proces mohou interakce nosiče náboje se spinem s okolním prostředím, tzv. spinové relaxační mechanismy. Existuje jich celá řada [7, 8, 11], např. D'yakonov-Perel'ův, Elliott-Yafetův, Bir-Ahronov-Pikusův spinový relaxační mechanismus, které jsou pojmenované většinou po lidech, kteří na ně poprvé poukázali. Z dalších mechanismů jmenujme hyperjemnou interakci, případně magnetický rozptyl, který je též formou výměnné interakce mezi spinem (nejčastěji elektronu) a cizím atomem s magnetickým momentem v mříži, tzv. magnetickou nečistotou [7]. V běžných nemagnetických polovodičích se však magnetický rozptyl příliš neuvažuje a standardně se berou v úvahu první čtyři jmenované spinové relaxační mechanismy, na které se podíváme detailněji.

2.3.1 Mechanismus Elliott-Yafetův (EY)

Jedním z důležitých spinových relaxačních mechanismů je tzv. Elliott-Yafetův spinový relaxační mechanismus, na který poukázal nejdříve Elliott (1954) a později Yafet (1963). Pokud vezmeme v úvahu pásovou strukturu polovodiče se středem symetrie (např. Si, Ge) v nulovém vnějším magnetickém poli a zanedbáme-li spin-orbitální interakci, jsou



Obr. 2.3: Spektrum vodivostních elektronů v okolí Γ bodu v polovodiči se středem symetrie: a) v nulovém magnetickém poli, b) v nenulovém magnetickém poli. Dokonce i v nenulovém magnetickém poli existuje nenulová pravděpodobnost změny pseudospinového stavu, např. pro elastický rozptyl mezi směry (100) a (001) jak je schématicky znázorněno na obrázku b).

stavy elektronů ve vodivostním pásu dvakrát spinově degenerované přes celou Brillouinovu zónu. Příslušnou vlnovou funkci lze separovat na část prostorovou (resp. od orbitálního momentu hybnosti) a spinovou. Elliott a Yafet poukázali na fakt, že vezme-li se v úvahu spin-orbitální interakce, zůstávají sice stavy elektronů dvakrát (pseudospinově) degenerované, ale díky provázání orbitálního a spinového momentu hybnosti již nelze jejich vlnovou funkci separovat na část prostorovou a spinovou. Jinak řečeno, vlnové funkce elektronu nejsou již vlastními funkcemi spinu a vlnová funkce elektronu obsahuje kombinaci obou spinových stavů. Pokud tedy např. při srážce elektron změni svoji vlnovou funkci, existuje určitá nenulová pravděpodobnost, že i při této elastické spinově nezávislé srážce dojde ke změně spinového stavu. Tato situace bez vnějšího magnetického pole je schématicky znázorněna na obr. 2.3a. Podívejme se, jak se situace změní, umístíme-li tento polovodič do vnějšího magnetického pole. Zanedbáme-li spin-orbitální interakci, dojde k sejmutí degenerace a vodivostní pás se rozštěpí na dva pásy, z nichž každý odpovídá čistému spinovému stavu. Uvážíme-li opět spin-orbitální interakci, zruší se opět „spinová čistota“ v obou pásích. Pásy se pak neliší spinem ale lépe tzv. pseudospinem a opět existuje nenulová pravděpodobnost změny pseudospinu i při elastické srážce elektronu, jak je znázorněno na obr. 2.3b.

S neseparovatelností spinové části vlnové funkce a s tím související různou orientací pseudospinu vyplývá ještě další věc. Nelze totiž nalézt globální osu kvantování vhodnou pro všechny k -vektory, díky čemuž nelze dobu T_1 přiřadit pouze změně obsazení spinových

stavů.

Podstatou EY spinového relaxačního mechanismu tedy je současně vliv spin-orbitální interakce a rozptyl elektronů. Z názoru je tedy patrné, že čím bude četnost srážek větší, tím kratší bude i doba spinové koherence, a skutečně, doba spinové koherence je pro tento mechanismus přímo úměrná korelačnímu času τ_c (viz podkapitola 2.2 nebo podrobněji [7, 11, 8]), resp. pro případ polovodičů době rozfázování momentu hybnosti nosičů náboje τ_p :

$$\tau_s^{EY} \propto \tau_p. \quad (2.3)$$

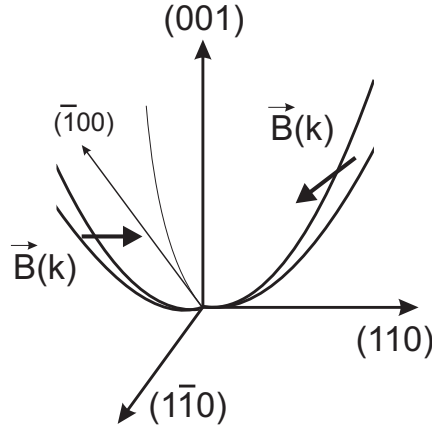
Ačkoliv tento mechanismus dominuje zejména v kovech, setkáme se s ním i u polovodičů. Jde totiž o dominantní spinový relaxační mechanismus děr [14] a v případě polovodičů s úzkým zakázaným pásem se silnou spin-orbitální interakcí (např. InSb) též elektronů. Může se též projevit v polovodičích s velkým počtem defektů, případně za nízkých teplot [7].

2.3.2 Mechanismus D'yakonov-Perel'ův (DP)

Později, v roce 1971, M. I. D'yakonov a V. I. Perel' navrhli pro volné nosiče náboje v polovodiči další důležitý spinově relaxační mechanismus, který vychází z vlastností polovodiče s krystalovou strukturou typu sfalerit (*zinc-blende*). Patří sem polovodiče, které nemají střed inverzní symetrie. Jsou to zpravidla polovodiče, které mají dva druhy atomů v mříži. Patří sem například polovodiče typu GaAs, jako např. GaSb, InSb, GaN, InP, CdTe, ZnTe a další. Nepřítomnost středu symetrie má za následek, že dokonce i bez přítomnosti vnějšího magnetického pole jsou spinové stavy mimo Γ bod rozštěpené [8]. Důvodem tohoto štěpení je jeden z projevů důležitého relativistického efektu – spin-orbitální interakce. Spin relativisticky se pohybujícího elektronu cítí vnitřní krystalické elektrické pole právě jako efektivní magnetické pole. Rozštěpení stavů elektronů ve vodivostním pásu je v jejich hamiltoniánu popsáno členem:

$$H(\mathbf{k}) = \frac{1}{2}g\mu\mathbf{B}(\mathbf{k})\cdot\sigma = \frac{1}{2}\hbar\mathbf{\Omega}(\mathbf{k})\cdot\sigma, \quad (2.4)$$

kde $\mathbf{\Omega}(\mathbf{k})$ je výsledný vektor Larmorovy precese, σ Pauliho matice a $\mathbf{B}(\mathbf{k})$ je efektivní krystalové magnetické pole. Toto pole je značně nehomogenní co do velikosti i směru. Například 100 meV nad minimem vodivostního pásu dosahuje až 1000 T. Závislost na směru demonstruje obr. 2.4. Pro určité směry k-vektoru elektronu, např. $(\bar{1}00)$, může



Obr. 2.4: Rozštěpení stavů elektronu se spinem ve vodivostním pásu pro polovodič typu GaAs bez středu symetrie. Rozštěpení, resp. efektivní krystalové magnetické pole $\vec{\mathbf{B}}(\mathbf{k})$, je závislé na velikosti a směru k-vektoru vzhledem ke krystalografickým rovinám. Např. pohybuje-li se elektron ve směru (110), míří toto pole ve směru (110), pohybuje-li se ve směru (100), je toto pole nulové.

být toto magnetické pole dokonce nulové, nezávisle na velikosti k-vektoru, zatímco pro jiné směry k-vektoru můžeme dostat vzájemně různě orientovaná pole. S různou orientací efektivního magnetického pole souvisí také fakt, že již nelze nalézt globální směr pro kvantování spinu a tedy jednoznačně přiřadit dobu T_1 změně obsazení stavů. Následkem je nerozlišitelnost dob T_1 a T_2 . Vygenerujeme-li tedy v polovodiči shodně spinově polarizované elektrony, pro názornost necht' všechny mají stejný k-vektor, pak budou všechny spiny rotovat stejně vlivem efektivního magnetického pole příslušného danému k-vektoru. Při srážkách elektronů s okolím se může změnit k-vektor co do velikosti i směru. To ale znamená, že spin elektronu s novým k-vektorem bude obecně rotovat s jinou frekvencí kolem efektivního pole příslušejícího novému k-vektoru, což povede časem k zániku původní spinové polarizace. Zde je celkem zajímavé, že pokud dochází k častějším srážkám elektronů, tedy změně k-vektoru, změně osy rotace i precesní rychlosti, proces rozfázování se tím zpomaluje. A opravdu, doba spinové koherence je pro tento mechanismus nepřímě úměrná korelačnímu času τ_c (viz podkapitola 2.2 nebo podrobněji [7, 8, 11]), resp. pro případ polovodičů době rozfázování momentu hybnosti nosičů náboje τ_p :

$$\tau_s^{EY} \propto 1/\tau_p. \quad (2.5)$$

Tedy ve srovnání s EY mechanismem závisí DP mechanismus na době rozfázování momentu hybnosti (např. frekvenci srážek) inverzně. Který mechanismus dominuje, záleží na konkrétní situaci, resp. materiálu a teplotě. Obecně se dá říci, že DP mechanismus dominuje pro polovodiče s širším zakázaným pásem a pro vyšší teploty.

V případě polovodičových nanostruktur, např. v kvantových jámách [8], lze navíc dobu spinové koherence zapříčiněnou relaxačním mechanismem DP částečně ovlivnit. Než si však řekneme jak, je potřeba se vrátit k podstatě DP relaxačního mechanismu a to k nepřítomnosti středu inverze.

K porušení inverzní symetrie mohou vést dvě hlavní příčiny. O první z nich se hovoří jako o inverzní asymetrii krystalu, tzv. *bulk inversion asymmetry* (BIA), a představuje jakousi vrozenou asymetrii. Ta souvisí s uspořádáním atomů v mříži příslušné krystalové struktury daného materiálu (např. sferalit). Důvodem vzniku efektivního krystalové magnetické pole je v hamiltoniánu člen popisující spinorbitální interakci. Označuje se jako Dresselhausův člen (*Dresselhaus term*) a má tvar:

$$H_{SO} = \frac{\hbar}{4m^2c^2} \nabla V(\mathbf{r}) \times \mathbf{p} \cdot \boldsymbol{\sigma}, \quad (2.6)$$

kde $V(\mathbf{r})$ je krystalový potenciál, \mathbf{p} je operátor momentu hybnosti a $\boldsymbol{\sigma}$ jsou Pauliho matice. Důležité zde je, že $-\nabla V(\mathbf{r})$ představuje efektivní elektrické pole v příslušném polovodiči, které se relativisticky transformuje jako magnetické pole do klidové soustavy spojené s elektronem.

Druhou příčinou porušení inverzní symetrie může být strukturní asymetrie, tzv. *structural inversion asymmetry* (SIA), tedy nesymetrie daná strukturou. Nejnázornějším příkladem je asi přiložení vnějšího elektrického pole. Dalším příkladem může být vznik vnitřních efektivních elektrických polí. Ta typicky pochází od modifikace krystalového potenciálu, která může vzniknout vlivem geometrie a složení kvantové jámy, například díky různé orientaci vrstev, nesymetričnosti či gradientu složení. A opět díky spinorbitální interakci dochází ke vzniku efektivního magnetického pole. Příslušný člen popisující vliv těchto efektivních elektrických polí se v hamiltoniánu nazývá Rashbův člen (*Rashba term*) a má tvar:

$$H_{SO} = \alpha(\mathbf{r}) \times \mathbf{p} \cdot \boldsymbol{\sigma}, \quad (2.7)$$

kde veličina $\alpha(\mathbf{r})$ souvisí s efektivním elektrickým polem a míří ve směru, ve kterém je inverzní symetrie porušena, například směr růstu v nesymetrické kvantové jámě.

Podíváme-li se na oba příspěvky zjistíme, že zatímco Dresselhausův člen je prakticky neměnný, lze Rashbův člen ovlivnit ať již staticky (přípravou struktury) nebo dynamicky (zapnutím externího elektrického pole). To má za důsledek, že lze ovlivnit výsledné efektivní magnetické pole, které je součtem obou výše uvedených příspěvků. Z toho vyplývají dva důležité závěry. První z nich je, že právě pomocí vnějšího elektrického pole lze díky

Rashba členu ovlivnit rychlost precese spinu elektronu, která je základem funkce tranzistoru SFET (viz obr. 1.1). Druhým závěrem pak je, že ve vhodně navržené struktuře mohou mít oba příspěvky opačné znaménko. Ale nejen to, mají-li navíc i přibližně stejnou velikost může dojít k vzájemnému vyrušení obou členů, tedy k potlačení DP spinového relaxačního mechanismu a výraznému prodloužení doby spinové koherence.

Ačkoliv se v této práci nebudeme zabývat přímo kvantovými jámami, je z výše uvedeného kvalitativního pohledu na DP spinový relaxační mechanismus patrný jeho význam a důležitost pro navrhované spintronicke aplikace.

2.3.3 Mechanismus Bir-Aronov-Pikusův (BAP)

Dalším důležitým mechanismem, jakým může docházet k relaxaci spinů elektronů je tzv. Bir-Aronov-Pikusův spinový relaxační mechanismus, který byl navržen roku 1975 [13]. Podstatou tohoto mechanismu je rozptyl elektronu na nepolarizovaných dírách v polovodiči za účasti výměnné interakce. Výměnná interakce mezi elektronem a dírou je v hamiltoniánu elektronu dána jako:

$$H = AS\mathbf{J}\delta(\mathbf{r}), \quad (2.8)$$

kde A je úměrné výměnnému integrálu mezi stavy ve valenčním a vodivostním pásu, \mathbf{J} je operátor úhlového momentu díry, \mathbf{S} operátor spinu elektronu obsahující Pauliho matice a \mathbf{r} relativní pozice elektronu a díry. Jak je z tohoto vztahu patrné, tato interakce svazuje operátory popisující úhlový moment hybnosti elektronu a díry. Při rozptylu elektronu na díře si tedy obě částice mohou vzájemně pozměnit úhlový moment hybnosti vlivem výměnné interakce. Pro elektron to znamená překlopení spinu, pro díru obecně změnu spinového stavu s podmínkou zachování průmětu celkového úhlového momentu hybnosti obou částic do nějakého momentálního směru kvantování. Např. v GaAs elektron s průmětem spinu $1/2$ nemůže takto interagovat s dírou s průmětem spinu $+3/2$, protože by potom díra musela mít průmět spinu $+5/2$ což nelze. Elektron (který potom bude mít spin $-1/2$) může ale bez problémů interagovat s dírou s průmětem spinu $-3/2$, $-1/2$ a $1/2$.

Podstatnou součástí tohoto relaxačního mechanismu je, že spiny děr vlivem silného míchání stavů lehkých a těžkých děr ve valenčním pásu relaxují velmi rychle, a tedy, že spinově polarizované elektrony takto interagují v podstatě s rezervoárem stále spinově nepolarizovaných děr.

Detailní postup výpočtu doby spinové relaxace elektronu vlivem tohoto spinového relaxačního mechanismu uvedeme později v kapitole 6.

2.3.4 Hyperjemná interakce

Posledním často uvažovaným spinovým relaxačním mechanismem je tzv. hyperjemná interakce. Jde o interakci mezi spinem nosiče náboje a spinovými momenty jednotlivých jader atomů tvořících krystalovou mříž. Ta může být tvořena atomy, podle typu polovodiče, jednoho (např. Si, Ge), dvou (GaAs, CdTe ...) i více chemických prvků. Každý prvek se pak zpravidla v přírodě vyskytuje ve formě různých izotopů, lišících se počtem neutronů v jádře. A protože neutron má též nenulový spin, mohou mít různé izotopy různý celkový spin. Pokud je celkový spin nenulový, přísluší danému atomu určitý magnetický moment. Tyto výsledné magnetické momenty od jednotlivých jader potom ovlivňují spin elektronu, jak ukázali D'yakonov a Perel' v roce 1973. Efektivní hamiltonián má tvar [7]:

$$H = \frac{8\pi}{3} \frac{\mu_0}{4\pi} g_0 \mu_B \sum_i \hbar \gamma_{n,i} \mathbf{S} \cdot \mathbf{I}_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i), \quad (2.9)$$

kde μ_0 je permeabilita vakua, g_0 je g faktor volného elektronu, μ_B Bohrov magneton, i označení jádra na pozici \mathbf{R}_i , \mathbf{S} a \mathbf{I}_i jsou spinové operátory elektronu a jádra v jednotkách \hbar a $\gamma_{n,i}$ gyromagnetické poměry jader. Spin elektronu ve stavu popsaném vlnovou funkcí $\psi(\mathbf{r})$ potom cítí magnetické pole

$$B_n = \frac{2\mu_0}{3} \frac{g_0}{g} \sum_i \hbar \gamma_{n,i} \mathbf{I}_i |\psi(\mathbf{R}_i)|^2, \quad (2.10)$$

kde g je efektivní g faktor elektronu. Spiny elektronů tedy v tomto magnetickém poli opět konají precesní pohyb. Vlivem prostorové nehomogenity a časových fluktuací magnetického pole od spinů jader potom dochází k jejich rozfázování. Typicky je počet jader ovlivňujících spin jednoho elektronu řádově 10^4 až 10^6 v případě vázaného elektronu a velikost magnetického pole od těchto jader až ~ 1 T v případě úplné spinové polarizace jader. V porovnání s intenzitou magnetického pole, které způsobuje DP spinový relaxační mechanismus, je pole od spinů jader řádově menší. Ale i tak je hyperjemná interakce občas dominantní nad DP mechanismem, zvláště v případech, kdy je DP mechanismus potlačen. Takovým případem jsou například elektrony vázané na donorech [15] nebo elektrony omezené v nanokrystalu [16]. Lze ale nalézt i výpočty pro vodivostní elektrony [17].

Kapitola 3

Spinová relaxace v polovodičích - vybrané publikované výsledky

Jak již bylo v předchozích kapitolách zmíněno, jedním z klíčových parametrů pro případné aplikace spintroniky je doba spinové koherence a s tím související mechanismy spinové relaxace. V této kapitole se tedy pokusíme shrnout charakteristické rysy procesu spinové relaxace v různých polovodičových materiálech. Podíváme se zejména na vliv teploty a dopování polovodiče. Nejdříve se zaměříme na polovodičové materiály v čele s GaAs a v další části se pak budeme detailněji věnovat doposud publikovaným výsledkům o spinové relaxaci v CdTe.

3.1 GaAs a jiné polovodiče

Nejčastěji zkoumaným a jakýmsi prototypovým materiálem ve výzkumu polovodičů je, jak po experimentální tak teoretické stránce, bezpochyby GaAs. A není tomu jinak ani v případě spinové relaxace v polovodičích. Z experimentálního hlediska je to zapříčiněno zejména možností opticky generovat spinově polarizované nosiče náboje, které lze potom studovat celou řadou experimentálních technik, z nichž některým se budeme detailněji věnovat v kapitole 4. Například techniky laserové spektroskopie umožňují studovat děje na časových škálách až v řádu pikosekund či stovek femtosekund, což odpovídá charakteristickým časům pro velmi rychlou spinovou relaxaci elektronů a děr.

3.1.1 Dominantní mechanismy a doby spinové relaxace

Ačkoliv nelze zavést nějaké univerzální pravidlo, kdy v tom kterém polovodiči dominuje určitý spinový relaxační mechanismus, přece jen se pozorují jisté trendy [7]. Podívejme se na vodivostní elektrony. Tak například Elliot-Yafetův (EY) mechanismus je důležitý v polovodičích s úzkým zakázaným pásem a velkým spin-orbitálním štěpením, zatímco D'yakon-Perel'ův (DP) mechanismus dominuje v polovodičích se středně širokým zakázaným pásem a při vyšších teplotách. V silně p-typových polovodičích pak za nízké teploty dominuje Bir-Aronov-Pikusův (BAP) mechanismus a DP při vyšších teplotách. V slabě p-typových pak dominuje DP dokonce i za nízké teploty. V případě vázaných elektronů je potom účinným spinově relaxačním mechanismem hyperjemná interakce. Naproti tomu spinová relaxace děr v polovodičích je způsobena EY mechanismem. V objemových III-V nebo II-VI polovodičích je doba spinové relaxace děr, typicky sub-pikosekundová, rovna přibližně době rozfázování momentu hybnosti děr $\tau_s \approx \tau_p$ vlivem silného míchání stavů lehkých a těžkých děr ve valenčním pásu. Jsou-li však tyto stavy děr ve valenčním pásu rozštěpené, například v 2D systémech, může být doba spinové relaxace děr podstatně delší.

O tom, který spinově relaxační mechanismus dominuje, rozhodují rychlostní konstanty pro jednotlivé relaxační mechanismy. Typicky se spočítají rychlostní konstanty (resp. doby spinové relaxace) pro jednotlivé uvažované mechanismy $1/\tau_s^{mech.}$. Dominantním relaxačním mechanismem je potom ten mechanismus, který má největší rychlostní konstantu (resp. nejkratší dobu spinové relaxace). Výsledná rychlostní konstanta pro spinovou relaxaci $1/\tau_s$ často odpovídá rychlostní konstantě dominantního mechanismu, jsou-li rychlostní konstanty ostatních mechanismů v porovnání s ním zanedbatelné. Nejdou-li však zanedbat, definuje se výsledná rychlostní konstanta vztahem:

$$\frac{1}{\tau_s} = \sum_{mech.} \frac{1}{\tau_s^{mech.}}, \quad (3.1)$$

tedy jako součet rychlostních konstant všech uvažovaných spinově relaxačních mechanismů.

Věnujme se nejprve spinové relaxaci děr v objemovém polovodiči. Jak již bylo zmíněno výše, doba spinové relaxace děr je velmi krátká a přibližně odpovídá době mezi srážkami děr. To je dáno tím, že degenerované stavy lehkých a těžkých děr jsou v okolí bodu Γ poměrně silně spinově promíchané, resp. příslušná vlnová funkce popisující lehkou či

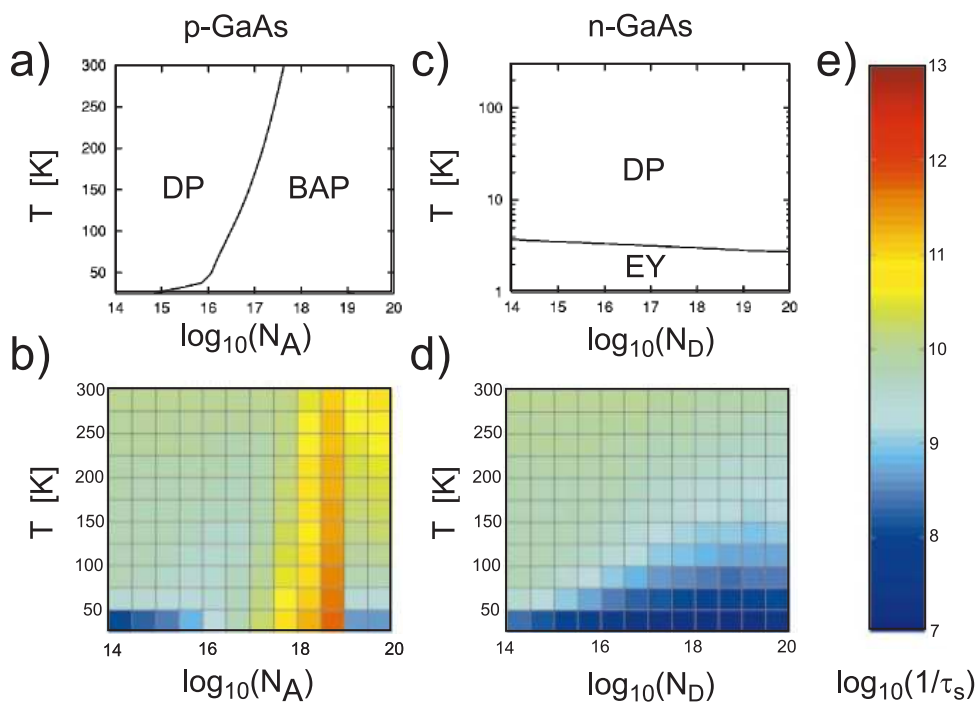
těžkou díru s určitým pseudospinem má v sobě zastoupeny v nezanedbatelné míře oba spinové stavy. Proto se při srážce, kdy se změní vlnová funkce, může velmi často změnit i pseudospin, neboli dojde k tomu, co se nazývá spinovou relaxací děr. V objemových materiálech se často uvádí, že spinovou relaxaci děr lze, alespoň vzhledem k časovému rozlišení experimentu (typicky kolem 100 fs) zanedbat. Toto tvrzení můžeme podpořit např. výsledkem měření na nedopovaném objemovém GaAs za pokojové teploty, kdy byla pozorována doba spinové relaxace děr 110 fs [14]. Pokud, např. v kvantových jámách, dojde k sejmutí degenerace lehkých a těžkých děr, může doba spinové relaxace děr dosáhnout řádu ps [18], nebo dokonce ns [19] v závislosti na teplotě, dopování a architektuře kvantové jámy. Jako příklad bych zde uvedl dokonce i objemový hořčíkem dopovaný p-typový GaN [20], který má wurtzitickou strukturu. V bodě Γ tedy nejsou pásy lehkých a těžkých děr degenerované (viz obr. 2.1b) což prodlužuje dobu spinové relaxace děr, která v tomto případě dosáhla 120 ps .

V objemovém materiálu typu GaAs tedy takřka okamžitě po foto-generaci elektronů a děr díry spinově zrelaxují a zbydou tedy nepolarizované díry a částečně spinově polarizované elektrony.

Poměrně obsáhlá teoretická studie spinových relaxačních dob vodivostních elektronů je pro objemové polovodiče typu GaAs, konkrétně GaAs, GaSb, InAs, InSb, uvedena v [21]. Pro každý materiál vzali autoři v úvahu tři hlavní spinové relaxační mechanismy DP, EY a BAP a spočítali příslušné spinové relaxační doby v závislosti na teplotě a dopování jak pro n-typ tak pro p-typ. Uveďme zde jejich hlavní výsledky a závěry pro GaAs znázorněné v obr. 3.1.

p-GaAs

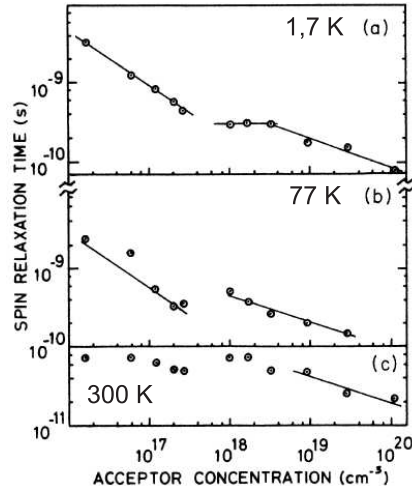
V obr. 3.1a jsou v závislosti na teplotě a koncentraci typických akceptorů N_A znázorněny oblasti s vyznačením dominantního spinově relaxačního mechanismu v p-GaAs. Pro lehce dopované vzorky je dominantním spinovým relaxačním mechanismem DP a to i za nízké teploty. S rostoucím dopováním však v nízkých teplotách začíná postupně převládat BAP, který pro silněji dopované vzorky nakonec převládne i za pokojové teploty. Křivka v grafu, která obě oblasti odděluje, odpovídá množině bodů $\{N_A, T\}$, v nichž se příslušné rychlostní konstanty DP a BAP mechanismu rovnají. Výsledná rychlostní konstanta pro tytéž podmínky (teplota, dopování) jako v obr. 3.1a je znázorněna pro p-GaAs v obr. 3.1b. Červená barva odpovídá největší rychlostní konstantě (resp. nejrychlejší



Obr. 3.1: Spinová relaxace v p-tytovém a n-tytovém GaAs pro různé teploty a dopování [21]. Na obrázku a) jsou pro p-GaAs, resp. c) pro n-GaAs, znázorněny oblasti s vyznačením dominantního spinového relaxačního mechanismu. Křivka v obrázku a), resp. c), popisuje hranici, tedy teplotu a dopování, při které mechanismy na obou jejích stranách předpovídají stejnou dobu spinové relaxace. Výsledná doba spinové relaxace v závislosti na dopování a teplotě je potom znázorněna v obrázku b) pro p-GaAs, resp. d) pro n-GaAs, v barevné škále definované obrázkem e).

spinové relaxaci), tmavě modrá potom nejmenší rychlostní konstantě (resp. nejpomalejší spinové relaxaci) podle obr. 3.1e.

Jak ale vypadá srovnání experimentu a teorie? V literatuře lze najít celou řadu experimentálních výsledků na p-GaAs (např. odkazy v poznámce č. 83 v souhrnném článku [7] nebo též str. 112 v [11]). Pro srovnání zde uvedeme výsledky systematické závislosti doby spinové relaxace elektronu při teplotách 2 a 300 K (obr. 3.2), která byla pomocí Hanlee efektu studována na sadě vzorků s p-dopováním v rozmezí 10^{16} až 10^{20} cm^{-3} [22]. Při pokojové teplotě doba spinové relaxace elektronů postupně s rostoucím p-dopováním mírně klesá od 80 k 20 ps, což je ve velmi dobré shodě s teoretickou předpovědí (obr. 3.1b). Za nízké teploty byl v experimentu s rostoucím p-dopováním pozorován pokles doby spinové relaxace od cca 4 ns ke 100 ps (obr. 3.2). Tento pokles kvalitativně podporuje dominantnost BAP relaxačního mechanismu při nízké teplotě. Shoda experimentálních dat s teoretickou předpovědí je již pouze řádová a to pouze v oblasti dopování 10^{16} až 10^{17} cm^{-3} .



Obr. 3.2: Doba spinové relaxace τ_s elektronu v p-typovém GaAs pro různé teploty (a) 1,7 K, b) 77 K a c) 300 K) v závislosti na koncentraci dopování 10^{16} až 10^{20} cm^{-3} [22]. Proložené přímky v pravé části obrázků odpovídají svojí směrnici teoretické závislosti τ_s na koncentraci akceptorů vlivem BAP mechanismu v případě degenerované statistiky. Levá křivka v b) pak odpovídá teoretické závislosti τ_s na koncentraci akceptorů vlivem BAP mechanismu v případě nedegenerované statistiky. Levá a prostřední přímka v a) jsou pouze spojnice bodů.

Zde může být problém s aproximacemi nezbytnými pro teoretický model použitý v [21] (použita pouze Boltzmanova statistika) a odlišností parametrů měřeného vzorku od parametrů použitých výpočtem (koncentrace majoritních a minoritních příměsí, příslušné ionizační energie a další materiálové parametry). Dalším problémem výpočtu v p-typech je nalezení kvantitativního vztahu pro příspěvek BAP mechanismu v okolí přechodu děr mezi nedegenerovaným a degenerovaným režimem (viz nefyzikální skok v obr. 3.1b okolo koncentrace 10^{19} cm^{-3}). Výše uvedený teoretický model také nezahrnuje ostatní relaxační mechanismy, především hyperjemnou interakci, která může významně ovlivnit spinovou relaxaci zejména za nízkých teplot, jak bylo pozorováno např. v $\text{p-Al}_{0.07}\text{Ga}_{0.93}\text{As}$ (doba spinové relaxace 500 ps při 5 K) [23]. Nicméně v p-GaAs experimentální výsledky při nízkých teplotách potvrzují dominanci BAP mechanismu s dobou spinové relaxace elektronu závislou na koncentraci dopování [22] nebo např. v [24] (300 ps při teplotě 2 K pro dopování $N_A \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, zcela v souladu s obr. 3.2).

Podívejme se ještě na některé další p-typové, případně nedopované, objemové polovodiče typu GaAs. Např. v nedopovaném GaAs lze nalézt i pro pokojovou teplotu různé teoretické doby spinové relaxace, v [25] 100 ps, v [26] 20 ps. Experimentálně pozorovaná doba spinové relace 83 ps v nedopovaném GaAs [27] je tedy v dobrém řádovém souhlasu.

V nedopovaném InAs byla za pokojové teploty pozorována, v porovnání s GaAs mírně kratší, doba spinové relaxace 19 ps [28] ve velmi dobré shodě s teoretickou předpovědí danou dominujícím DP relaxačním mechanismem. Podstatně delší doba spinové relaxace byla za pokojové teploty předpovězena v nedopovaném GaN, konkrétně 100 ns [25].

Pro určení dominantního spinového relaxačního mechanismu, jak probereme detailněji v podkapitole 6.1, jsou důležité teplotní závislosti dob spinové relaxace. Ty byly experimentálně studovány např. v p-GaAs [29], v InAs [30] nebo ZnO [31]. Zatímco v InAs se doba spinové relaxace (v rozmezí teplot $77 - 300\text{ K}$) pohybuje kolem 10 až 20 ps , v ZnO byla pozorována (od 300 K až do nízkých teplot) delší doba spinové koherence T_2^* v rozsahu 200 ps až 2 ns s maximem pro teplotu 30 K .

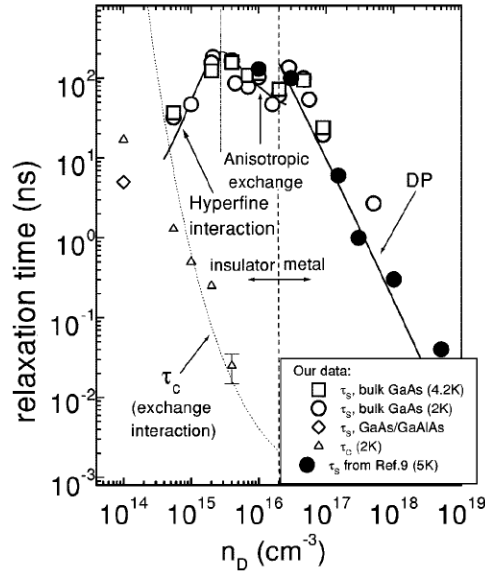
Pokusíme-li se tedy nějakým způsobem stručně shrnout charakteristické doby spinové relaxace elektronů v p-typových objemových materiálech typu GaAs, můžeme tak učinit zhruba následovně. Typicky se hodnota experimentálně měřených dob spinové relaxace elektronů v nedopovaných či p-typových objemových polovodičích pohybuje v řádu 10 až 100 ps , za pokojové teploty, za nízké teploty potom v řádu 100 ps až jednotek ns .

n-GaAs

Studium spinové relaxace v n-typových polovodičích se dostalo více do popředí zájmu, když byl roku 1998 publikován článek [32], ve kterém autoři v n-GaAs za nízké teploty pozorovali výrazně delší dobu spinové koherence elektronů než v p-GaAs za stejných experimentálních podmínek. V porovnání s p-typem byla tato doba až o 3 řády delší a dosahovala až 130 ns ! Navíc bylo demonstrováno, že takto spinově polarizované nosiče lze přiloženým elektrickým polem transportovat na vzdálenost stovek mikrometrů, což začínalo být aplikačně zajímavé.

Ale vezměme to popořádku, a vraťme se nejdříve k teoretické práci [21] resp. obr. 3.1, obdobně jako v případě p-GaAs.

V obr. 3.1c jsou v závislosti na teplotě a koncentraci typických donorů N_D znázorněny oblasti s vyznačením dominantního spinově relaxačního mechanismu v n-GaAs. Pro vyšší teploty zde dominuje DP. Pouze pro velmi nízké teploty v řádu jednotek K dominuje EY. Poznamenejme jen, že y-ová teplotní škála je zde v porovnání s ostatními obrázky (3.1a, 3.1b, 3.1d) v logaritmickém měřítku, kvůli znázornění hranice mezi oblastmi s dominancí DP a EY mechanismu. Tato hranice je znázorněná křivkou v grafu, která obě oblasti odděluje. Opět odpovídá množině bodů $\{N_D, T\}$, v nichž se příslušné rychlostní konstanty



Obr. 3.3: Doba spinové relaxace τ_s elektronu v n-tyovém GaAs pro nízké teploty v závislosti na koncentraci dopování 10^{14} až 10^{19} cm^{-3} [33]. Proložené přímky odpovídají teoretickým závislostem dle jednotlivých relaxačních mechanismů.

DP a EY mechanismu rovnají. Jak je z obrázku patrné, na dopování prakticky nezávisí. Výsledná rychlostní konstanta pro tytéž podmínky (teplota, dopování) jako v obr. 3.1c je znázorněna pro n-GaAs v obr. 3.1d. Modro-zelená barva odpovídá největší rychlostní konstantě (resp. nejrychlejší spinové relaxaci), tmavě modrá potom nejmenší rychlostní konstantě (resp. nejpomalejší spinové relaxaci) opět podle obr. 3.1e. Tento model tedy pro nízké teploty předpovídá dramatické zmenšení rychlostní konstanty (resp. prodloužení doby spinové relaxace).

Opět se tyto výsledky pokusíme srovnat s experimentem. Zajímavá jsou zejména nízkoteplotní data, zvláště potom závislost na dopování. Tyto data lze nalézt např. v [32], a zejména potom v [33]. Nejvýraznějším rysem doby spinové relaxace je zde právě silná závislost na koncentraci dopování (obr. 3.3). S rostoucím dopováním od 10^{14} cm^{-3} roste postupně doba spinové relaxace z hodnoty v řádu jednotek ns . Stále roste, až přibližně pro dopování $3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ dosáhne svého maxima kolem 180 ns . S dále rostoucím dopováním následuje mírný pokles zhruba na 50 ns pro dopování kolem $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Pro ještě vyšší dopování začíná doba spinové relaxace dramaticky klesat, pro koncentraci $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ o více než 3 řády. Jako hlavní spinové relaxační mechanismy jsou zde uvedeny hyperjemná interakce se spiny jader mřížky pro nízké koncentrace dopování v oblasti nárůstu doby spinové relaxace, anizotropní výměnná interakce elektronů vázaných na do-

norech pro oblast mírného poklesu doby spinové relaxace a DP mechanismus pro oblast strmého poklesu doby spinové relaxace s rostoucím dopováním. Tyto mechanismy, kromě DP, nebyly při výpočtech spinové relaxace elektronu v n-GaAs v obr. 3.1c,d uvažovány.

Tyto závislosti dob spinové relaxace na koncentraci dopování za nízké teploty byly detailně studovány v objemových polovodičích pouze v n-GaAs, ZnSe [34] a GaN [35], částečně pak i v n-InAs [36]. Koncentrace dopování pro dosažení maximální doby spinové relaxace, stejně jako její maximální hodnota, se mezi těmito jednotlivými materiály řádově liší, nejdelší doba spinové relaxace je ale pozorována v n-GaAs, jak je popsáno výše.

Srovnáme-li opět experimentální výsledky s výpočty dob spinové relaxace v n-GaAs danými v obr. 3.1d, zjistíme, že teoretická předpověď, ač při nízkých teplotách dává řádově správná čísla pro nízké koncentrace dopování, udává podstatně delší doby pro dopování nad cca 10^{16} cm^{-3} .

Doby spinové koherence změřené při různých teplotách, případně teplotní závislosti, lze pro n-GaAs nalézt např. v [32], pro n-InSb v [37] a pro InP:Fe v [38].

Shrneme tedy opět stručně doby spinové relaxace v n-typových objemových polovodičích. Za pokojové teploty se tato doba pohybuje typicky v řádu 10 až 100 ps podobně jako v p-typovém polovodiči. S klesající teplotou však může pro určité vhodné koncentrace dopování dojít k výraznému prodloužení až o 3 řády (případ n-GaAs).

Nízkodimenzionální struktury

Ačkoliv se v této práci budeme zabývat výhradně objemovými materiály, můžeme zde pro zajímavost a jako vhodné doplnění zmínit alespoň okrajově nízkodimenzionální struktury.

Zajímavé je porovnání doby spinové relaxace v objemovém materiálu a kvantových jámách alespoň kvalitativně. Při pokojové teplotě odpovídá doba spinové relaxace ve velmi širokých jámách objemovému materiálu. Začneme-li ale jámu zmenšovat, začne se doba spinové relaxace zkracovat. Toto bylo pozorováno např. v kvantových jámách GaAs [39], kdy doba spinové relaxace s klesající šířkou jámy poklesla od hodnoty pro objemový polovodič kolem 100 ps až na 10 ps pro velmi úzkou jámu. Nicméně stejně jako v objemovém n-GaAs dochází v okolí určité vhodné koncentrace dopování za nízké teploty k prodloužení doby spinové relaxace, jak bylo velmi hezky demonstrováno např. v [40].

Zmíníme se také o kvantových tečkách nebo též jinak polovodičových nanokrystalech. Zde díky omezení nosičů náboje v malé oblasti dochází k absenci některých spinově

relaxačních mechanismů, zejména DP mechanismu. Doby spinové relaxace zde proto mohou být podstatně delší. Např. v kvazisférických nanokrystalech CdS [41] byla dokonce za pokojové teploty pozorována doba spinové relaxace 5 ns.

3.1.2 g faktor elektronu

Landeho g faktor elektronu je jedním ze základních parametrů polovodiče, který popisuje velikost Zeemanova rozštěpení elektronových stavů v magnetickém poli. V polovodičích se však vlivem spin-orbitální interakce jeho hodnota liší od g faktoru volného elektronu ve vakuu ($g = 2,0023$). V závislosti na materiálu pak může spin-orbitální interakce g faktor změnit, a to od velkých kladných čísel až po velká záporná čísla. Jelikož různé teoretické modely jsou schopny g faktor předpovědět, slouží pak jeho přesná experimentální měření jako poměrně citlivý test správnosti výpočtů pásových struktur [42]. Pro zajímavost uvedme např. hodnoty g faktoru elektronů za nízké teploty pro některé polovodiče [42]: GaAs $-0,44$, InP $1,20$ nebo efektivní g faktor v (Ga,Mn)As $0,3$ [43]. V uvedených odkazech lze též najít příslušné teplotní závislosti.

3.2 CdTe

Výše uvedená rešerše měla za úkol alespoň nastínit charakteristické rysy problematiky spinové relaxace zejména v objemových polovodičích typu GaAs. Z této skupiny byl schválně vyčleněn polovodič CdTe, kterému se tato práce věnuje a na který se v této podkapitole podíváme podrobněji. Podívejme se tedy, jak je to s relevantními výsledky v CdTe.

3.2.1 Doby spinové relaxace

V současné době se výzkum polovodičových materiálů zaměřuje především na nízkodimenzionální struktury. Stejně tak je tomu i v případě zkoumání spinové relaxace v CdTe, kde jednoznačně převládají výsledky z kvantových jam a kvantových teček. Naproti tomu poměrně málo informací je v současné době známo o spinové relaxaci v objemovém CdTe.

Objemové CdTe

Zde existuje pouze jeden experimentální článek z roku 2000 [44]. Pomocí tzv. Kerrovy rotace (experimentální technika, která bude popsána v podkapitole 4.1.2) zde byla za pokojové teploty pozorována doba spinové relaxace elektronů $2,5 \text{ ps}$. Je tedy vidět, že v objemovém CdTe nebyla doposud spinová relaxace systematicky studována.

Kvantové jámy založené na CdTe

Podstatně větší pozornost byla věnována studiu spinové relaxace v kvantových jámách. Z výsledků uvedme alespoň dobu spinové koherence elektronů za nízké teploty 30 ns v CdTe/(Cd,Mg)Te [45], 20 ns v CdTe/(Cd,Mg)Te [46] nebo 34 ns ve vícenásobných jámách CdTe/(Cd,Mg)Te [47]. Z dalších zajímavých experimentů uvedme například studium spinové dynamiky trionů v kvantových jámách CdTe/(Cd,Mg)Te [48, 49] či intrinického spinového Hallova jevu v kvantových jámách CdTe/HgTe [50].

Kvantové tečky založené na CdTe

V kvantových tečkách z CdTe převládají dvě skupiny studovaných objektů. První skupinou jsou kvantové tečky CdTe připravené samoorganizovaným růstem, které jsou již delší dobu studovány experimentálně, např. [51] nebo [52], kde byla pozorována doba spinové relaxace excitonu $4,8 \text{ ns}$. Druhou skupinou jsou potom kvantové tečky obsahující manganové ionty, které zatím, pokud je mi známo, byly zatím studovány pouze teoreticky [53, 54].

3.2.2 g faktor elektronu

Zatímco spinová relaxace v objemovém CdTe je celkem neprozkoumaná, s experimentálními výsledky g faktoru elektronu je již situace o něco lepší.

Teplotní závislost g faktoru elektronu v nedopovaném CdTe v rozsahu teplot $4 - 240 \text{ K}$ lze najít v [42]. Pro nízkou teplotu má g faktor hodnotu $-1,65$ a jeho teplotní závislost lze aproximovat kvadratickou funkcí $g(T) = -1,653 + 4 \times 10^{-4} T + 2,8 \times 10^{-6} T^2$. Teplotní závislost g faktoru elektronu v nedopovaném CdTe v poněkud omezenějším rozsahu teplot $4 - 66 \text{ K}$ lze najít v [55]. Přesnost výsledků měření je zde podstatně větší vzhledem k použití paramagnetické rezonance. Pro nízkou teplotu je zde uvedena hodnota $-1,682$ a teplotní závislost lze nafitovat lineární funkcí $g(T) = -1,682 + 2,97 \times 10^{-4} T$.

Kapitola 4

Vybrané experimentální techniky pro studium spinově polarizovaných nosičů náboje

Jak již název této kapitoly napovídá, uvedeme zde vybrané experimentální techniky pro studium spinově polarizovaných nosičů náboje v polovodičích. Jak vyplývá z předchozí kapitoly, pohybují se spinové relaxační doby nosičů náboje i na velmi krátkých časových škálách řádu až stovek fs . Proto, chceme-li studovat spinovou relaxaci přímo v časové oblasti, potřebujeme nějaké experimentální techniky, které nám umožní takto rychlé děje sledovat. Zde jsou vhodné především techniky ultrarychlé laserové spektroskopie, které jsou díky extrémně krátkým laserovým pulzům schopny dosáhnout potřebného časového rozlišení, potřebného pro měření vývoje populace spinově polarizovaných nosičů náboje.

Tyto techniky mají několik velkých výhod. Za prvé, jsou zpravidla nedestruktivní. To znamená, že na daném vzorku v daném místě lze studovat daný jev i opakovaně za různých experimentálních podmínek. Za druhé, lze je velice dobře využít nejen ke studiu spinově polarizovaných nosičů náboje, ale zároveň i k jejich generaci pomocí tzv. optické generace, jak o ní bylo pojednáno v kapitole 2. Lze tedy spinovou relaxaci v daném materiálu studovat čistě opticky, bez nutnosti spinové injekce např. z feromagnetické látky a podobně.

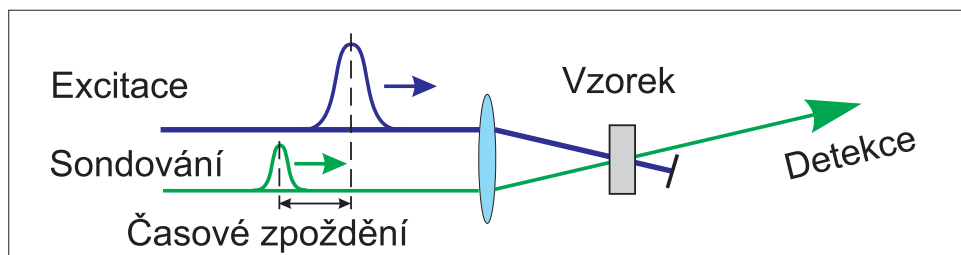
Kromě časově rozlišené luminiscence, kterou se zde nebudeme zabývat, se pro měření dob spinové relaxace používá hojně metoda excitace a sondování v různých variantách. Protože tato metoda tvoří hlavní experimentální nástroj této práce, budeme se jí zabývat

podrobněji.

4.1 Metoda excitace a sondování

Princip metody excitace a sondování můžeme názorně vysvětlit s pomocí obr. 4.1.

Dopadne-li na vzorek laserový excitační pulz s vhodným plošným výkonem v pulzu, dojde vlivem interakce toho záření se vzorkem obecně k vyvedení vzorku z termodynamické rovnováhy. Pokud nebyl plošný výkon v pulzu příliš velký, aby došlo k trvalým změnám, případně destrukci vzorku, snaží se vzorek vrátit zpět do původního stavu termodynamické rovnováhy. Při tomto procesu dochází k relaxaci zejména optických vlastností vzorku, například absorpčního koeficientu či indexu lomu. Míru změny těchto vlastností pak lze sledovat pomocí tzv. sondovacího pulzu. Ten dopadá s určitým časovým zpožděním na stejné místo na vzorku, ale na rozdíl od excitačního je podstatně slabší. Stav vzorku v čase po excitaci, který odpovídá časovému zpoždění mezi dopadem sondovacího a excitačního pulzu, se potom určitým způsobem reflektuje ve vlastnostech sondovacího pulzu, typicky v jeho intenzitě či polarizačním stavu. Pokud měníme časové zpoždění mezi oběma pulzy, můžeme tak získat informace o stavu vzorku v různé době od okamžiku excitace. A právě to nám umožňuje studovat dynamiky dějů vyvolaných ve vzorku excitačním pulzem.



Obr. 4.1: Ukázka principu metody excitace a sondování při měření v transmisní geometrii. Silný excitační a slabý časově zpožděný sondovací pulz jsou čočkou fokusovány na vzorek. Změna vzorku vyvolaná excitačním pulzem se projeví změnou vlastností sondovacího pulzu, který je po průchodu vzorkem detekován. V reflexní geometrii se detekuje sondovací pulz od vzorku odražený.

Pro použití této metody na zkoumání určitého relaxačního procesu ve studovaném materiálu jsou velmi důležité dva faktory, konkrétně časové rozlišení experimentu a maximální dosažitelné časové zpoždění. Není-li znám přesný tvar časové obálky použitých pulzů, je spodní hranice časového rozlišení dána přibližně délkou delšího z obou pulzů. Nelze tedy studovat rychlejší děje. Druhým faktorem je maximální časové zpoždění mezi

pulzy. V případě příliš pomalé relaxace studované vlastnosti vzorku se může stát, že změna vzorku vyvolaná excitačním pulzem se prakticky přes celé dostupné časové zpoždění nezmění. Nelze tedy studovat řádově delší děje v porovnání s maximálním dostupným časovým zpožděním, které je zpravidla dáno experimentálním vybavením.

Nicméně i toto omezení maximálním časovým zpožděním mezi excitačním a sondačním pulzem lze obejít, například v časově rozlišené Faradayově či Kerrově rotaci. Hovoří se pak o tzv. rezonančním spinovém zesílení, o kterém se zmíníme v závěru této kapitoly v podkapitole 4.1.3.

Nyní se však již podívejme konkrétně na jednotlivé varianty metody excitace a sondování, které byly v této práci použity.

4.1.1 Měření přechodné absorpce v transmisní a reflexní geometrii

První a asi nejnázornější variantou je měření přechodné absorpce v transmisní geometrii. Dříve než zde ukážeme konkrétní experimentální uspořádání použité v této práci, popíšeme nejdříve princip této metody a způsob, jakým s její pomocí lze studovat dynamiku spinově polarizovaných nosičů náboje v polovodičích.

Princip metody

Typicky se se tato metoda používá k měření dynamik foto-excitovaných nosičů náboje, například v polovodičích. Lze použít jak dvoubarevný experiment (tzv. nedegenerovaná metoda) tak i jednobarevný experiment (tzv. degenerovaná metoda). V případě dvoubarevného experimentu mají excitační a sondační svazek různé vlnové délky. To lze zařídit celou řadou způsobů, od synchronizace dvou laserových systémů až po využití různých jevů z oblasti nelineární optiky, jako např. generace vyšších harmonických frekvencí, kontinua a podobně. Zde se však omezíme pouze na metodu degenerovanou, kdy má sondační svazek stejnou vlnovou délku jako svazek excitační, jelikož sondační pulz vzniká typicky odštěpením z pulzu excitačního pomocí děliče svazku.

Je-li energie fotonů excitačního svazku větší než velikost zakázaného pásu v daném polovodiči, bude excitační pulz při průchodu vzorkem částečně absorbován. Důsledkem této absorpce je generace elektron-děrových párů a následná změna absorpčního koeficientu α o hodnotu $\Delta\alpha$. Je-li d tloušťka vzorku, dojde ke změně absorpce vzorku o hodnotu $\Delta\alpha d$.

Změní se tedy propustnost vzorku, což se projeví změnou intenzity prošlého sondovacího pulzu. S tím jak nosiče náboje v závislosti na čase opět rekombinují, mění se obsazení stavů v valenčním i vodivostním pásu, diferenciální absorbance, propustnost a tedy i intenzita prošlého sondovacího pulzu. A právě z časové závislosti diferenciální absorbance lze získat informace o dynamice nosičů náboje, např. o zmíněné době života či o době spinové relaxace, jak popíšeme dále.

Označme I_0 intenzitu sondovacího pulzu, I_0^t intenzitu sondovacího pulzu prošlého vzorkem bez přítomnosti excitačního pulzu, $I_0^{te}(t)$ intenzitu prošlého sondovacího pulzu v závislosti na zpoždění po excitačním pulzu. Pro příslušné transmitance sondovacího pulzu T a $T^e(t)$ bez a s excitačním pulzem platí:

$$T = \frac{I_0^t}{I_0} = e^{-\alpha_0 d}, \quad (4.1)$$

$$T^e(t) = \frac{I_0^{te}(t)}{I_0} = e^{-(\alpha_0 + \Delta\alpha(t))d}, \quad (4.2)$$

kde α_0 je lineární absorpce vzorku. Z podílu obou vztahů lze získat výraz pro diferenciální absorbanci:

$$\Delta\alpha d(t) = -\ln \frac{I_0^{te}(t)}{I_0^t}. \quad (4.3)$$

Z experimentu dostáváme většinou tzv. diferenciální transmitanci $\frac{\Delta T}{T}(t)$ definovanou vztahem:

$$\frac{\Delta T}{T}(t) = \frac{T^e(t) - T}{T}, \quad (4.4)$$

kde $T^e(t)$ (T) je propustnost vzorku s (bez) přítomnosti excitačního pulzu. V případě slabých excitačních pulzů, lze ukázat (např. [5]), že změna absorbance je až na znaménko přibližně rovna diferenciální transmitanci:

$$\Delta\alpha d(t) \approx -\frac{\Delta T}{T}(t). \quad (4.5)$$

Nyní je potřeba podívat se na diferenciální absorbanci z teoretického hlediska a určit, jaké informace můžeme z této veličiny získat. Tato problematika je velmi přehledně popsána např. v [56]. Změna absorpčního koeficientu může být v principu způsobena několika jevy: plněním fázového prostoru nebo též mnohačasticovými jevy, jako je re-normalizace zakázaného pásu nebo vliv Coulombické interakce. Tyto příspěvky k diferenciální absorbanci mohou mít různá znaménka a zpravidla i dynamiky. Vzhledem k obtížnosti teoretického popisu problematiky mnohačasticových jevů (viz např. [57]) se

zde omezíme pouze na změnu absorpčního koeficientu $\Delta\alpha$ vlivem plnění fázového prostoru. Foto-excituje-li elektrony do vodivostního pásu, tyto elektrony (obdobně jako díry ve valenčním pásu) obsazují určité stavy. Vzhledem k Pauliho vylučovacímu principu však s přibývajícím koncentrací elektronů ve vodivostním pásu ubývá volných míst, které mohou elektrony obsadit. Čím více tedy excitační pulz foto-excituje elektrony do valenčního pásu, tím méně se sondovací pulz absorbuje. Obdobně by měla vyznít kvalitativní úvaha pro děrové stavy ve valenčním pásu, kde je po excitaci také méně volných děrových stavů, kam by šla sondovacím pulzem foto-excitovaná díra umístit, resp. ve valenčním pásu po foto-excitaci zbývá méně elektronů, které by bylo možné foto-excitovat do vodivostního pásu. S dostatečným opodstatněním lze vliv valenčního pásu, resp. děr, zanedbat [58]. Změna absorpčního koeficientu, resp. diferenciální absorbance, je pak dána přibližně jako $\Delta\alpha d \approx Sdn$, kde S je účinný průřez absorpce a n je počet, resp. koncentrace elektronů ve vodivostním pásu. Uvážíme-li vztah (4.5), lze tedy časový vývoj diferenciální transmise svázat přímo s koncentrací foto-excitovaných elektronů [56]:

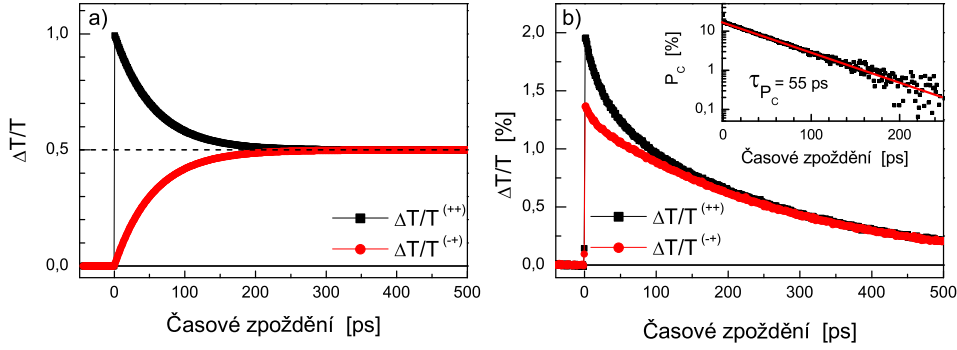
$$\frac{\Delta T}{T}(t) \approx Sdn(t), \quad (4.6)$$

a určit např. dobu jejich života τ_r .

K obdobnému závěru lze pro tzv. diferenciální reflektivitu dospět při analýze výše popsané metody v reflexní geometrii, kdy kvůli neprůsvitnosti vzorku měříme intenzitu odraženého sondovacího svazku. Analogicky definujeme diferenciální reflektivitu $\Delta R/R$ jako podíl rozdílu $\Delta R = R^e - R$ intenzit odraženého sondovacího svazku s a bez excitace a odražené intenzity sondování bez excitace. Zde je analýza poněkud komplikovanější (např. [59]), protože změna absorpčního koeficientu vede díky Kramers-Krönigovým relacím též ke změně indexu lomu, který ovlivňuje intenzitu odraženého sondovacího svazku. Nicméně i zde lze v nejnižší aproximaci brát signál diferenciální reflektivity za úměrný koncentraci foto-excitovaných elektronů.

Využití při měření spinové relaxace

Metodu excitace a sondování v transmisní geometrii (a její modifikací v reflexní geometrii), lze velmi výhodně použít právě pro měření dob spinové relaxace vodivostních elektronů v polovodičích. Podstatou je měření diferenciálních transmitancí s kruhově polarizovanými excitačními svazky spolu s využitím metody optické generace spinově polarizovaných elektronů. Uveďme nejprve kvalitativní analýzu.



Obr. 4.2: Dynamiky diferenciální transmittance pro souhlasnou (- -) a opačnou (-+) vzájemnou točivost kruhově polarizovaného excitačního a sondovacího svazku. Obrázek a) popisuje vývoj dynamik v modelové situaci měření pro excitaci elektronů pouze z pásu těžkých děr a se zanedbáním rekombinace elektronů, resp. s jejich nekonečně dlouhou dobou rekombinace. V obrázku b) jsou pak experimentálně změřené dynamiky diferenciální transmittance na p-typovém vzorku CdTe při pokojové teplotě. Ve vloženém obrázku je v logaritmické škále znázorněna dynamika stupně kruhové polarizace signálu (daná jako podíl rozdílu a součtu obou dynamik). Ta již není zatížena rekombinací jako jednotlivé změřené dynamiky a její časový vývoj lze velmi pěkně proložit mono-exponenciálním dozíváním s časovou konstantou, která je úměrná době spinové relaxace.

Excitujeme-li vzorek např. pravotočivě kruhově polarizovaným světlem σ^- generujeme podle výběrových pravidel (viz obr. 2.2) třikrát více elektronů s průmětem spinu $+1/2$ než s průmětem spinu $-1/2$ do směru kvantování. Směrem kvantování je v našem případě směr šíření excitačního svazku. Spiny s průmětem $1/2$ nazýváme dočasně prostě spin nahoru, spiny s průmětem $-1/2$ spin dolů. Předpokládejme zde chvíli pro názornost velmi zidealizovanou situaci (obr. 4.2a), že při excitaci kruhově polarizovaným světlem se foto-excituji pouze elektrony s jedním druhem spinu, např. že levotočivě generujeme jen elektrony se spiny dolů. Uvažme navíc situaci velmi malého časové zpoždění, kdy sondovací pulz dopadá téměř okamžitě po excitačním pulzu a zanedbejme rekombinaci elektronů. Nechť tedy byl excitační pulz pravotočivě kruhově polarizován.

Dopadne-li na vzorek sondovací pulz opět s pravotočivou kruhovou polarizací, má tendenci foto-excitovat preferenčně opět elektrony se spinem nahoru. Jenže zde zafunguje právě efekt plnění fázových stavů. Protože ve vodivostním pásu jsou stavy elektronů se spinem nahoru již částečně obsazené, je zde tedy méně volných stavů se spinem nahoru a sondovací pulz se méně absorbuje, více ho projde a diferenciální transmittance dosáhne nějaké určité hodnoty (černá křivka v obr. 4.2a). Pokud ale má sondovací pulz opačnou

kruhovou polarizaci (tj. v našem případě levotočivou σ^+) než excitační, snaží se preferenčně foto-excitovat elektrony se spinem dolů. Ty ale ve vodivostním pásu nejsou, je zde tedy dostatek stavů, kam mohou být excitovány. Sondovací pulz se tedy absorbuje naprosto stejně, jako bez přítomnosti excitačního pulzu (neboť v této idealizaci ho již foto-excitované elektrony s opačným spinem neovlivní), což má za následek, že diferenciální transmitance je nulová (červená křivka v obr. 4.2a).

Populace spinů nahoru a dolů má tendenci se vlivem různých relaxačních mechanismů postupně vyrovnat, neboli zrelaxovat. Podívejme se dále na naší modelovou situaci, kdy sondovací pulz dopadá na vzorek až po určité době, tedy kdy již část foto-excitovaných elektronů se spinem nahoru zrelaxovala. Zmenšil se tedy počet elektronů se spinem nahoru a zároveň se zvětšil počet se spinem dolů. Shodně kruhově polarizovaný sondovací pulz (vzhledem k excitačnímu) zjistí, že elektronů se spinem nahoru je méně, a že je více volných stavů, kam je lze excitovat. Diferenciální transmitance tedy poklesne. Opačně kruhově polarizovaný sondovací pulz (vzhledem k excitačnímu) již ale vidí najednou ve vodivostním pásu nějaké obsazené stavy se spinem dolů, a opět díky plnění fázových stavů, se sondovací pulz méně absorbuje, což vede již k nenulové diferenciální transmitanci.

Pokud se budeme na situaci dívat dále v různých časových zpožděních, diferenciální transmitance pro stejnou (opačnou) helicitu bude klesat (poroste), až do chvíle, kdy dojde k vyrovnání populací elektronů se spinem nahoru a dolů. Je pak vidět, že v tom okamžiku budou diferenciální transmitance pro stejnou i opačnou točivost sondování stejné.

S tím jak tedy spin elektronu ve vodivostním pásu relaxuje, blíží se k sobě postupně hodnoty obou diferenciálních transmitancí, jak je znázorněno v obr. 4.2a. V časovém vývoji obou dynamik diferenciálních transmitancí je tedy určitým způsobem obsažen vývoj populací elektronů se spiny nahoru a dolů a tedy i spinová relaxace.

Opusťme tento modelový případ a podívejme se, jaká je situace v reálném experimentu. Zde již musíme vzít v úvahu reálná výběrová pravidla pro absorpci kruhově polarizovaného světla, rekombinaci elektronů a také vliv dalších příspěvků k diferenciální transmitanci, jiných než v důsledku plnění fázových stavů. Pokud ale plnění fázových stavů převládá, mohou reálné dynamiky diferenciální transmitance vypadat typicky jako v obr. 4.2b. Předně oproti výše uvedenému jednoduchému modelu nezačíná dynamika pro opačné kruhové točivosti (označená „-+“) z nulové hodnoty pro nulové časové zpoždění. To je právě důsledek výběrových pravidel, kdy již od začátku jsou ve vodivostním pásu zastoupeny elektrony s oběma spinovými stavy v poměru 3:1. Druhým podstatným

rozdílem je, že obě dynamiky sice konvergují ke společné hodnotě, ale zároveň též klesají. To je důsledek přirozené rekombinace elektronů, kdy klesá počet elektronů ve vodivostním pásu. Dochází tak ke slábnutí efektu plnění fázových stavů a tedy i poklesu hodnot diferenciální transmitance, jak je vidět z obrázku.

Nyní se pokusme tyto kvalitativně popsané dynamiky popsat kvantitativně [5, 56]. Označme, stejně jako v podkapitole 2.1.2, $n^+(t)$ počet excitovaných elektronů s průmětem $J_z = 1/2$ do směru excitačního svazku a $n^-(t)$ počet excitovaných elektronů s průmětem $J_z = -1/2$. Označme dále S_1 účinný průřez absorpce z pásu těžkých děr a S_2 z pásu děr lehkých. Pro diferenciální transmitanci lze psát:

$$\frac{\Delta T^{(--)}}{T}(t) = d(S_1 n^+(t) + S_2 n^-(t)), \quad (4.7)$$

$$\frac{\Delta T^{(++)}}{T}(t) = d(S_1 n^-(t) + S_2 n^+(t)), \quad (4.8)$$

kde indexy u diferenciální transmitance značí po řadě točivost kruhové polarizace excitačního a sondovacího svazku („-“ ... σ^- , „+“ ... σ^+). Pro rozdíl a součet diferenciálních transmitancí s opačnou točivostí sondování platí:

$$\frac{\Delta T^{(--)}}{T}(t) - \frac{\Delta T^{(++)}}{T}(t) = d(S_1 - S_2)(n^+(t) - n^-(t)), \quad (4.9)$$

$$\frac{\Delta T^{(--)}}{T}(t) + \frac{\Delta T^{(++)}}{T}(t) = d(S_1 + S_2)(n^+(t) + n^-(t)), \quad (4.10)$$

a pro jejich podíl:

$$\frac{\frac{\Delta T^{(--)}}{T}(t) - \frac{\Delta T^{(++)}}{T}(t)}{\frac{\Delta T^{(--)}}{T}(t) + \frac{\Delta T^{(++)}}{T}(t)} = \left(\frac{S_1 - S_2}{S_1 + S_2} \right) \left(\frac{n^+(t) - n^-(t)}{n^+(t) + n^-(t)} \right) = \frac{1}{2} P(t), \quad (4.11)$$

kde $P(t)$ je stupeň spinové polarizace elektronů definovaný vztahem (2.1) a kde jsme navíc dosadili za S_1 ze vztahu $S_1 = 3S_2$. Ten platí pro účinné průřezy absorpce objemového polovodiče s kubickou strukturou, protože účinné průřezy absorpce jsou úměrné příslušným pravděpodobnostem přechodů (viz obr. 2.2).

Dále se podíváme na počty (případně koncentrace) vodivostních elektronů s oběma spiny. Jejich populace lze v jednoduchém modelu popsat pomocí kinetických rovnic. Změna počtu elektronů $n^+(t)$ za jednotku času je dána jednak úbytkem v důsledku rekombinace a dále změnami v důsledku překlopení spinu: přírůstek díky překlopení průmětu spinu z opačného směru a úbytek překlopením do opačného směru. Analogicky

též pro počet elektronů $n^-(t)$:

$$\frac{dn^+(t)}{dt} = -\frac{n^+(t)}{\tau_r} - \frac{n^+(t)}{\tau_s} + \frac{n^-(t)}{\tau_s}, \quad (4.12)$$

$$\frac{dn^-(t)}{dt} = -\frac{n^-(t)}{\tau_r} + \frac{n^+(t)}{\tau_s} - \frac{n^-(t)}{\tau_s}, \quad (4.13)$$

kde τ_r je doba života elektronu ve vodivostním pásu a τ_s relaxační doba spinu. Řešení mají, např. pro počáteční podmínku $n^+(t=0) : n^-(t=0) = 3 : 1$, což odpovídá excitaci σ^- pouze z pásu lehkých a těžkých děr, tvar:

$$n^+(t) = \frac{n_{tot}}{4} (2 + e^{-\frac{2t}{\tau_s}}) e^{-\frac{t}{\tau_r}}, \quad (4.14)$$

$$n^-(t) = \frac{n_{tot}}{4} (2 - e^{-\frac{2t}{\tau_s}}) e^{-\frac{t}{\tau_r}}, \quad (4.15)$$

kde n_{tot} je celkový počet elektronů ve vodivostním pásu. Pro velikost rozdílu a součtu diferenciálních transmitancí s opačnými točivostmi kruhových polarizací excitace a sondování pak lze s pomocí vztahů (4.9), (4.10), (4.14) a (4.15) psát:

$$\frac{\Delta T^{(--)}(t)}{T} - \frac{\Delta T^{(++)}(t)}{T} \propto n_{tot} e^{-\frac{2t}{\tau_s}} e^{-\frac{t}{\tau_r}}, \quad (4.16)$$

$$\frac{\Delta T^{(--)}(t)}{T} + \frac{\Delta T^{(++)}(t)}{T} \propto n_{tot} e^{-\frac{t}{\tau_r}}. \quad (4.17)$$

Ve výše uvedeném vztahu pro rozdíl diferenciálních transmitancí se již objevuje souvislost mezi dobou spinové relaxace τ_s a veličinami měřenými v experimentu. Ze vztahu dále vyplývá, že samotný rozdíl dynamik diferenciálních transmitancí obsahuje navíc člen popisující rekombinaci elektronů, tedy že jejich rozdíl neklesá pouze spinovou relaxací ale i vlivem rekombinace elektronů (srovnej s obr. 4.2). Na druhé straně součet obou dynamik je spinově nezávislý a klesá pouze díky rekombinaci elektronů. Časová závislost na rekombinaci nosičů náboje se tedy dá velmi elegantně odstranit vydělením obou vztahů. Definujeme tedy stupeň polarizace signálu diferenciální transmitance P_C vztahem:

$$P_C(t) \equiv \frac{\frac{\Delta T^{(--)}(t)}{T} - \frac{\Delta T^{(++)}(t)}{T}}{\frac{\Delta T^{(--)}(t)}{T} + \frac{\Delta T^{(++)}(t)}{T}} = \frac{1}{4} e^{-\frac{2t}{\tau_s}}. \quad (4.18)$$

Dynamika stupně kruhové polarizace signálu diferenciální transmitance by tedy měla mono-exponenciálně klesat (viz obr. 4.2b) s dobou doznívání τ_{P_C} , která je poloviční dobou spinové relaxace τ_s . Stupeň polarizace signálu diferenciální transmitance může dosáhnout

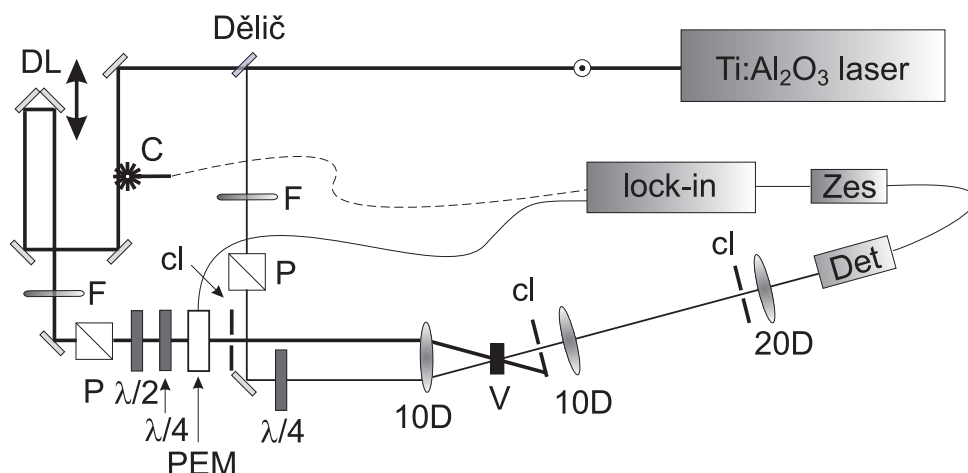
na počátku až hodnoty 0,25 a postupně klesá k 0 s probíhající spinovou relaxací. Dá se ukázat, že pokud k diferenciální absorpci přispívají kromě plnění fázových stavů i další spinově necitlivé procesy [60, 61], může být počáteční hodnota i nižší než 0,25.

Z analýzy této metody dále vyplývá, že stejný výsledek obdržíme i v případě, že měníme kruhovou polarizaci excitačního svazku při konstantní kruhové polarizaci sondovacího svazku. Z toho důvodu nezáleží na absolutních polarizacích excitace a sondování, pouze na vzájemných točivostech, zda jsou souhlasné či opačné. V experimentální části tedy budeme dynamiky se souhlasnou točivostí označovat $(++)$ a s opačnou točivostí $(+-)$ bez ohledu na to, který svazek měnil helicitu. Nebude-li uvedeno jinak, měníme zpravidla helicitu v excitačním svazku.

V případě reflexní geometrie, můžeme obdobným postupem, jako pro případ transmisní geometrie, odvodit stupeň polarizace signálu diferenciální reflektivity analogický vztahu (4.18), pouze se zamění diferenciální transmitance pro příslušně kruhově polarizované svazky za diferenciální reflektivity, jak je detailně rozebráno v [59]. Stupeň polarizace signálu diferenciální reflektivity opět mono-exponenciálně klesá s dobou dozívání úměrnou době spinové relaxace, stejně jako v případě diferenciální transmitance.

Experimentální uspořádání

Experimentální uspořádání je znázorněno na obr. 4.3. Zdrojem laserového záření je pulzní laserový systém Tsunami 3960 od firmy Spectra Physics. S opakovací frekvencí 82 MHz produkuje přibližně 100 fs pulzy laditelné ve spektrální oblasti 720 – 900 nm. Laserový svazek je vhodným děličem rozdělen na silný excitační a slabší sondovací svazek tak, abychom případně s použitím spektrálně plochých (šedých) filtrů docílili v místě vzorku požadovaný výkon v obou svazcích. Sondovací svazek však musí být znatelně slabší než excitační, aby vzorek příliš neovlivňoval, pouze sondoval. Typicky se volí intenzita sondovacího svazku alespoň 10× menší než intenzita excitačního svazku. V excitačním svazku, nicméně obecně může být i v sondovacím svazku, je umístěna optická zpožďovací dráha. Ta je tvořena koutovým odražečem na lineárním motorizovaném posuvu. Změnou polohy koutového odražeče se u excitačního svazku zkrátí (prodlouží) jeho dráha, v důsledku čehož může na vzorek dopadnout sondovací pulz s definovanou prodlevou po excitačním pulzu (případně mu předcházet). V experimentu pak máme konkrétně k dispozici dráhu umožňující zavést časové zpoždění až 4 ns s nejmenším krokem přibližně 4 fs. K nastavení zvolené polarizace v obou svazcích slouží pasivní polarizační prvky, jako pola-



Obr. 4.3: Experimentální uspořádání pro měření přechodné absorpce v transmisní geometrii. Laserový svazek z pulzního laserového systému Tsunami je rozdělen děličem na excitační a sondovací svazek. Relativního časového zpoždění pulzů obou svazků vůči sobě lze docílit pomocí zpoždovací dráhy - DL. Oba svazky s definovanou polarizací dále dopadají na vzorek, sondovací svazek prochází dále do detektoru. C - přerušovač svazku; $\lambda/4$ a $\lambda/2$ - fázové destičky; P - polarizátor; cl - měnitelná clonka; V - vzorek; 10D a 20D - čočky s ohniskovými vzdálenostmi 10 cm a 5 cm; Det - detektor; Zes - předzesilovač; lock-in - zařízení pro fázově citlivou detekci. V případě modulace svazku pomocí fotoelastického modulátoru (PEM) odstraníme z excitačního svazku mechanický přerušovač.

rizátory a fázové destičky, případně aktivní optické prvky jako fotoelastický modulátor. Ten umožňuje pravidelně s frekvencí 50 kHz (100 kHz) měnit plynule výstupní polarizaci mezi levo- a pravo-točivou kruhovou polarizací (resp. na sebe kolnými lineárními polarizacemi). Oba svazky, nyní již s definovanou polarizací, jsou potom fokusovány čočkou na vzorek umístěný v heliovém kryostatu s uzavřeným cyklem, který umožňuje zchlazení vzorku až na zhruba 7 K. Měřicí hlavu kryostatu se vzorkem lze navíc zasunout mezi pólové nástavce elektromagnetu (Walker Scientific HV-4H), který umožňuje vystavit vzorek příčnému magnetickému poli až $\sim 0,7 T$. Po průchodu vzorkem je excitační svazek odclonen a prošlý sondovací svazek je opět pomocí čoček fokusován na detektor s křemíkovou fotodiodou. Signál z detektoru je dále zesílen a zaveden do fázově citlivého zesilovače od firmy Stanford Research Inc., model SR830 DSP. K měření se používá tzv. fázově citlivé detekce (detailnější popis lze nalézt např. v [62]). K tomu je potřeba svazek periodicky modulovat. To lze zařídit např. pomocí mechanického přerušovače s frekvencí v řádu jednotek kHz, anebo přímo fotoelastickým modulátorem. Výhoda fotoelastického modulátoru je ta, že nám umožňuje změřit přímo dynamiku rozdílu diferenciálních transmitancí pro opačné helicity (tedy čítec vztahu (4.18)), a to s poměrem signál/šum podstatně lepším než bychom obdrželi z rozdílu jednotlivě změřených dynamik (++) a

(+−). Je-li použit fotoelastický modulátor, vyjmemme mechanický přerušovač z excitačního svazku.

Experimentální uspořádání pro reflexní geometrii je principiálně úplně stejné, pouze detekční část aparatury v sondovacím svazku za vzorkem, je nyní postavena v sondovacím svazku odraženém od vzorku.

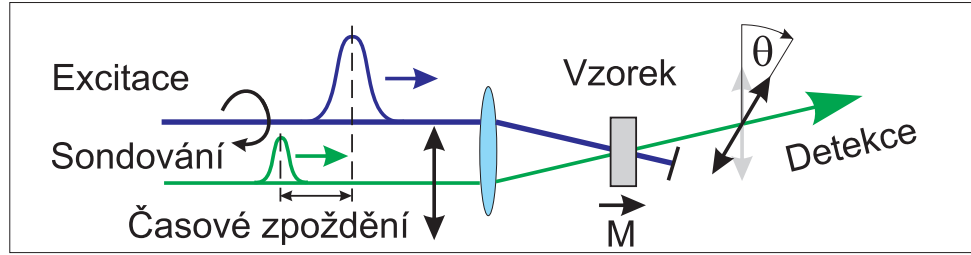
4.1.2 Časově rozlišená Faradayova a Kerrova rotace

Další experimentální technikou využívající princip excitace a sondování, ale oproti výše diskutované diferenciální reflektivitě či transmitanci využívajícího jiného fyzikálního jevu, je časově rozlišená Faradayova rotace, případně její varianta v reflexní geometrii nazývaná časově rozlišená Kerrova rotace. Podstatou obou těchto metod jsou obecně účinky magnetického pole na polarizační stav světla. Nejsnáze představitelná je zřejmě aplikace vnějšího magnetického pole např. přiložením magnetu. V polovodičích však může hrát důležitou roli i vnitřní magnetické pole, které může pocházet od magnetických momentů příměsí (např. Mn v GaAs) nebo též od vlastních magnetických momentů nosičů náboje - spinů. A právě vliv makroskopické spinové polarizace nosičů náboje na polarizační stav sondovacího svazku tedy umožňuje, pomocí sledování časového vývoje polarizačního stavu sondovacího svazku po interakci se vzorkem, studovat spinovou dynamiku.

Princip metody

Podívejme se nejprve na časově rozlišenou Faradayovu rotaci, např. [10, 63]. Tato metoda je založena na Faradayově jevu, kdy vlivem podélného magnetického pole dochází při průchodu lineárně polarizovaného světla materiálem ke stáčení roviny jeho polarizace [64]. Podstatou tohoto jevu je rozdílnost indexů lomů pro levo- a pravotočivě kruhově polarizované světlo ve vzorku zapříčiněná magnetickým polem. Vstupní lineární polarizaci lze brát též jako superpozici opačných kruhových polarizací. Při průchodu vzorkem potom dochází vlivem různých indexů lomů pro obě kruhové polarizace k zavedení fázového rozdílu, což se při výstupu ze vzorku projeví právě jako otočení roviny původní lineární polarizace. Dá se ukázat, že pro malé úhly stočení roviny polarizace je úhel stočení Θ přímo úměrný intenzitě magnetického pole B , resp. obráceně, pro ne příliš silná magnetická pole, lze vztah mezi úhlem stočení a intenzitou magnetické pole považovat za lineární.

Jakým způsobem je tento jev využit ke zkoumání dynamiky spinové polarizovaných



Obr. 4.4: Princip měření Faradayovy rotace. Po dopadu kruhově polarizovaného excitačního pulzu na vzorek, dojde ve vzorku k vytvoření makroskopické magnetizace \vec{M} od spinově polarizovaných fotoexcitovaných nosičů náboje. Tato magnetizace má za následek stáčení roviny polarizace lineárně polarizovaného sondovacího pulzu. Změnou časového zpoždění sondovacího pulzu vůči excitačnímu pak lze studovat vývoj magnetizace, resp. dynamiku spinově polarizovaných nosičů náboje.

nosičů náboje si můžeme kvalitativně vysvětlit s pomocí obr. 4.4. Uvažme opět, že zkoumáme vzorek polovodiče typu GaAs ve kterém lze použít metodu optické generace spinově polarizovaných nosičů náboje. Po absorpci excitačního pulzu vzorkem generujeme ve vzorku částečně spinově polarizovanou populaci nosičů náboje (jak elektronů, tak i děr). Díky nim máme ve vzorku makroskopickou magnetizaci \vec{M} ve směru osy svazku. A právě tato makroskopická magnetizace zde hraje roli magnetického pole zodpovědného za stočení roviny polarizace sondovacího pulzu. Určení velikosti úhlu stočení je potom, pomocí tzv. polarizačního můstku popsáno dále, převedeno na měření intenzit polarizačně rozštěpeného sondovacího pulzu.

Zvětšujeme-li postupně časové zpoždění mezi excitačním a sondovacím pulzem, dochází vlivem rozfázování spinů nosičů náboje ve vzorku k poklesu celkové magnetizace a tedy i jejího průmětu do směru sondovacího svazku. S rostoucím časovým zpožděním se tedy úhel Θ zmenšuje až na nulovou hodnotu, kdy dojde k úplné ztrátě spinové koherence fotoexcitovaných nosičů náboje. Dynamika signálu Faradayovy rotace má v ideálním případě bez externího magnetického pole exponenciální charakter doznívání [10, 63]:

$$\text{signál } FR \equiv \Delta\Theta(t) \propto Ae^{-\frac{t}{T_2^*}}, \quad (4.19)$$

kde A je amplituda signálu Faradayovy rotace a T_2^* je příslušná doba spinové koherence.

Reálný signál bývá zpravidla komplikovanější [59], protože úhel stočení roviny polarizace sondovacího svazku ovlivňují, kromě magnetických momentů nosičů náboje, i nosiče náboje samotné. Vzhledem ke Kramers-Krönigovým relacím dochází při foto-excitaci nosičů náboje a následné změně absorpčního koeficientu také ke změně indexu lomu zkoumaného materiálu, což také ovlivňuje polarizační stav prošlého sondovacího pulzu. Obecně

lze úhel stočení vyjádřit ve tvaru:

$$\Theta = f_{\Theta} M, \quad (4.20)$$

kde M je magnetizace v materiálu a f_{Θ} faktor závisující na optických parametrech materiálu. Vzhledem k tomu, že při foto-excitaci spinově polarizovaných nosičů náboje a jejich následnému rozfázování a rekombinaci dochází také ke změně optických vlastností zkoumaného materiálu, lze pro změnu stočení polarizační roviny psát:

$$\Delta\Theta(t) = f_{\Theta}\Delta M(t) + \Delta f_{\Theta}(t)M. \quad (4.21)$$

Kromě signálu úměrnému změně magnetizace tedy detekujeme ještě jakousi „optickou“ složku, která přispívá k otočení polarizace vlivem např. rozdílných indexů lomu pro obě kruhové polarizace v důsledku foto-excitovaných nosičů náboje.

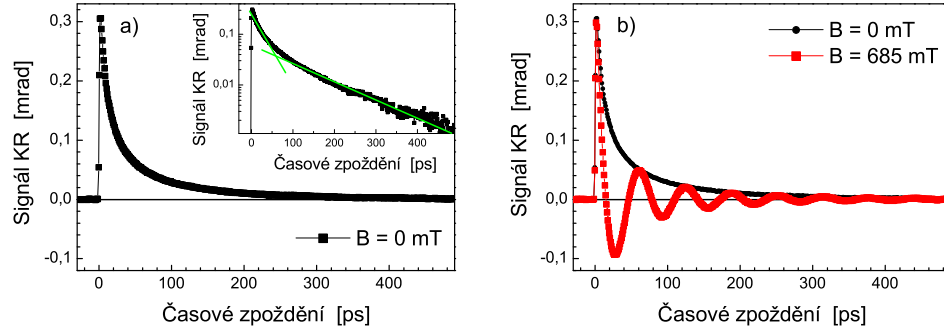
Lze-li optickou složku zanedbat, je signál Kerrovy rotace, resp. úhel stočení roviny polarizace sondovacího svazku, úměrný celkové magnetizaci. Z příslušné dynamiky pak lze určit dobu spinové koherence nosičů náboje, typicky podle vztahu (4.19). I v tomto případě však signál může obsahovat více složek, pokud k celkové magnetizaci přispívá více skupin nosičů náboje (volné/vázané elektrony, díry, apod.) s různými dobami spinové koherence.

V reflexní geometrii, kdy detekujeme úhel stočení roviny polarizace odraženého sondovacího svazku, je obdobou Faradayovy rotace tzv. Kerrova rotace (podrobně např. [59]). Analýza signálu, resp. způsob, jakým lze z měření Kerrovy rotace získat doby spinové koherence nosičů náboje, je však stejný jako v případě výše uvedené Faradayovy rotace.

Externí magnetické pole

Z výše uvedených technik, ať již z Faradayovy či Kerrovy rotace, tedy lze zjistit doby spinové koherence nosičů náboje. Rozšířením těchto experimentálních technik o externí magnetické pole působící na vzorek lze získat další cenné informace. Jde např. o Landého g faktory nosičů náboje popisující spinovou precesi ve zkoumaném materiálu.

Spinově polarizované foto-excitované nosiče náboje vytváří ve vzorku magnetizaci, která míří ve směru excitačního svazku, tedy podélnou magnetizaci. Její velikost, resp. velikost průmětu do směru sondovacího svazku, ovlivňuje úhel stočení roviny polarizace sondovacího pulzu. Zapneme-li externí příčné magnetické pole, začnou kolem něj spiny nosičů náboje vykonávat precesní pohyb. Tedy i celá magnetizace bude rotovat kolem příčného magnetického pole tak, že bude střídavě mířit do a proti směru excitačního

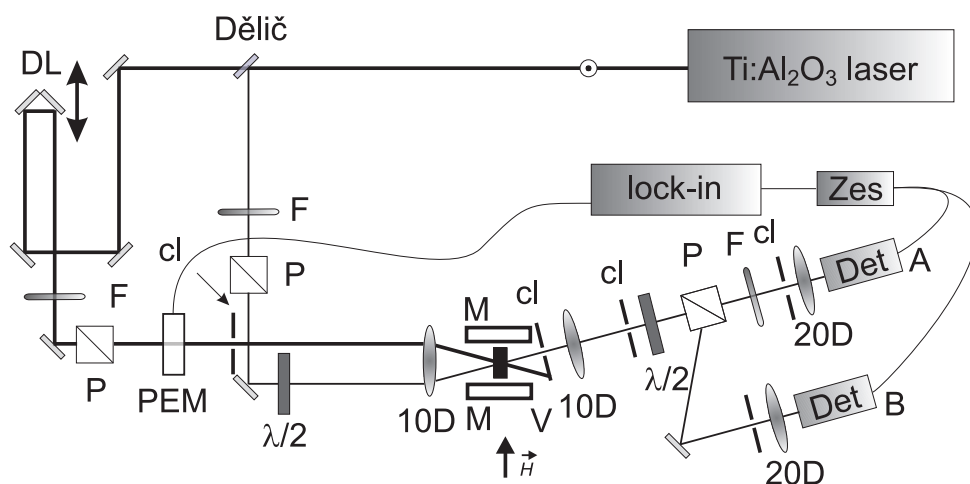


Obr. 4.5: Vliv externího příčného magnetického pole na signál Kerrovy rotace (KR). V obrázku a) je znázorněn signál KR bez příčného magnetického pole. Vložený graf téhož signálu ale v logaritmické škále potom poukazuje naznačenými přímkami na složitější než mono-exponenciální průběh signálu. V obrázku b) je červenou barvou znázorněn průběh signálu KR v příčném magnetickém poli. Pro srovnání je v témže grafu černou barvou naznačen i signál bez příčného magnetického pole. Data pochází ze vzorku p-typového CdTe měřeného při teplotě 100 K pomocí fotoelastického modulátoru.

svazku. Vzhledem k malému rozdílu úhlů mezi excitačním a sondovacím svazkem cca 6° se tedy bude periodicky měnit průmět magnetizace nosičů náboje do směru sondovacího svazku. Důsledkem bude oscilující stáčení úhlu roviny polarizace sondovacího pulzu, signál tedy navíc získá oscilační charakter:

$$\text{signál} \equiv \Delta\Theta(t) \propto Ae^{-\frac{t}{T_2^*}} \cos\left(\frac{g\mu_B Bt}{\hbar}\right), \quad (4.22)$$

kde A je amplituda signálu, T_2^* doba spinové koherence, g je Landého g faktor, μ_B je Bohrov magneton, B intenzita příčného magnetického pole a \hbar redukovaná Planckova konstanta. Ukázku signálu z měření pomocí Kerrovy rotace, kdy je vzorek vystaven působení příčného magnetického pole, můžeme vidět na obr. 4.5. V obr. 4.5a je znázorněna dynamika signálu Kerrovy rotace bez příčného magnetického pole. Ve vloženém grafu je totéž ale v logaritmické škále. Jak je z obrázku patrné, ve srovnání s teoretickou předpovědí v nejnižší aproximaci mono-exponenciálního doznívání, mívá signál zpravidla komplikovanější průběh, zde např. dvou-exponenciální, jak je pro názornost naznačeno přímkami. V obr. 4.5b je potom ve stejném měřítku jako v obr. 4.5a znázorněna tatáž dynamika KR bez (černá křivka) a s nenulovým příčným magnetickým polem (červená křivka). Zde je názorně vidět, jakým způsobem příčné magnetické pole nutí spiny nosičů náboje (resp. jejich celkovou magnetizaci) konat precesní pohyb. Z příslušné úhlové frekvence lze následnou analýzou určit g faktor.



Obr. 4.6: Experimentální uspořádání pro měření Faradayovy rotace. Laserový svazek z pulzního laserového systému Tsunami je rozdělen děličem na excitační a sondovací svazek. Relativního časového zpoždění pulzů obou svazků vůči sobě lze docílit pomocí zpožďovací dráhy - DL. Oba svazky s definovanou polarizací dále dopadají na vzorek, sondovací svazek prochází dále do detekční části. Zde je úhel stočení roviny polarizace pomocí citlivého polarizačního můstku převeden na měření rozdílu intenzit detekovaných detektory A a B. K měření se používá fotoelastický modulátor (PEM) a fázově citlivá detekce. P - polarizátor; $\lambda/2$ - fázová destička; cl - měnitelná clonka; V - vzorek umístěný v kryostatu zasunutém v elektromagnetu; M - cívky elektromagnetu s vyznačeným směrem magnetického pole; 10D a 20D - čočky s ohniskovými vzdálenostmi 10 cm a 5 cm; Det - detektor; Zes - předzesilovač; lock-in - zařízení pro fázově citlivou detekci.

Experimentální uspořádání

Experimentální uspořádání pro měření Faradayovy rotace je znázorněno na obr. 4.6. Charakterem je velmi podobné experimentálnímu uspořádání pro měření přechodné absorpce v transmisi, liší se pouze mírně odlišným nastavením polarizací obou svazků a v detekční části, kde je umístěn tzv. polarizační můstek, jehož schéma je znázorněno v obrázku. Jde o převedení měření úhlu stočení roviny polarizace na měření intenzit záření. Lineárně polarizovaný sondovací pulz je po průchodu vzorkem rozdělen polarizačním děličem do dvou identických detektorů tak, aby bez přítomnosti excitačního pulzu dopadala do obou detektorů stejná intenzita záření. Stočí-li se rovina polarizace sondovacího pulzu po průchodu vzorkem, dojde k nestejnomyšernému rozdělení intenzit do obou detektorů a dostaneme nenulový rozdíl signálů z obou detektorů. Dá se ukázat [10, 59], že pro malé úhly stočení roviny polarizace (typicky v řádu $mrad$) je signál rozdílu přímo úměrný úhlu stočení a jeho hodnota v rad je dána vztahem:

$$\Theta \approx \frac{I_1 - I_2}{2(I_1^0 + I_2^0)}, \quad (4.23)$$

kde $I_1 - I_2$ je rozdíl intenzit z obou detektorů vlivem excitačního svazku a $I_{1,2}^0$ jsou intenzity měřené oběma detektory bez excitačního svazku.

Při měření Faradayovy rotace lze s výhodou využít fotoelastického modulátoru (PEM) ve čtvrtvlnném módu obdobně jako při měření přechodné transmise popsané v předcházející části. V kombinaci s fázově citlivým závěsem dosahuje PEM lepšího poměru signál/šum v porovnání s měřením s mechanickým přerušovačem a fázovými destičkami.

Experimentální uspořádání pro časově rozlišenou Kerrovu rotaci je téměř identické s výše popsáním experimentálním uspořádáním pro Faradayovu rotaci, pouze detekční část včetně polarizačního můstku je postavena ve směru sondovacího svazku odraženého od vzorku.

4.1.3 Rezonanční spinové zesílení

Dříve než zde představíme experimentální techniku rezonančního spinového zesílení, vrátíme se kousek zpět ke kvalitativní analýze experimentálních aspektů měření metody excitace a sondování obecně. Jak již bylo zmíněno v úvodní části kapitoly o této metodě, pro její použitelnost na studium dynamiky zkoumaného jevu je velmi důležitá souhra charakteristických časových konstant daného jevu a charakteristických (většinou omezeně měnitelných) časových konstant daného experimentálního zařízení. Pod zkoumaným jevem si můžeme představit např. měřený signál diferenciální transmitance či signál Faradayovy/Kerrovu rotace, který doznívá s nějakou charakteristickou dobou T . Tato doba však musí jaksí spadnout do intervalu časových dob, které je měřicí aparatura (+ následná analýza měření) schopna zvládnout.

Prvním charakteristickým časovým parametrem experimentu je délka laserových pulzů t_{pulz} , která určuje spodní hranici T . Prakticky tedy nelze studovat děje rychlejší. Výjimkou jsou speciální případy pokud je znám tvar pulzu, pak lze použít dekonvoluci na měřený signál a spodní hranici T mírně vylepšit, i když opět pouze omezeně.

Druhým kritickým parametrem experimentálního uspořádání je délka optické zpoždovací dráhy, přesněji maximální plynule dosažitelné časové zpoždění Δt_{max} mezi excitačním a sondovacím pulzem. Doznívá-li měřený signál na časové škále řádově větší než umožňuje daná zpoždovací dráha změřit, je změřený signál prakticky konstantní a nelze tedy určit přesnou hodnotu T popisující jeho doznívání. Lze zpravidla stanovit pouze dolní odhad pro T , resp. říci, že doznívá pomaleji než několikanásobek Δt_{max} .

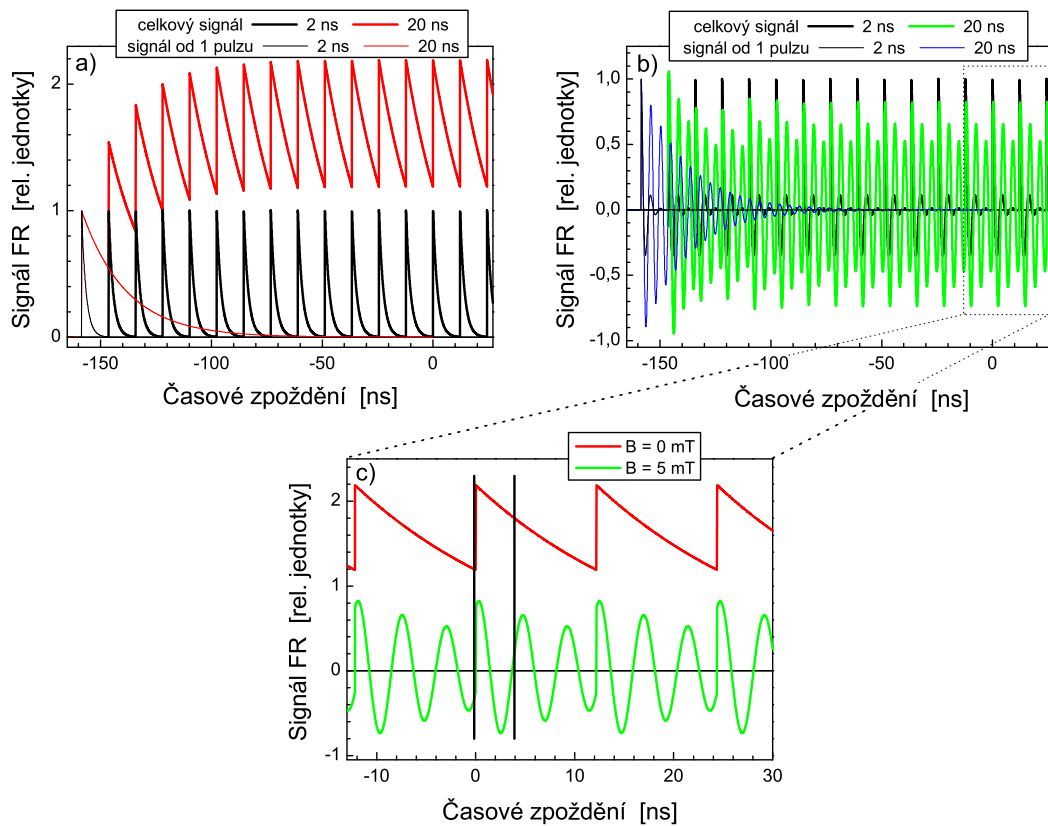
Třetím důležitým časovým parametrem experimentálního uspořádání, souvisejícím

s opakovací frekvencí laseru, je časová vzdálenost mezi dvěma po sobě jdoucími pulzy t_{rep} . Je-li tato doba srovnatelná nebo dokonce kratší než doba doznívání signálu T , začne docházet v měřeném signálu k (obvykle nepříjemným) komplikacím, které si ukážeme na následujícím modelovém příkladu.

Mějme fiktivní mono-exponenciálně tlumený signál Faradayovy rotace (FR) s amplitudou rovnou 1 a charakteristickou časovou konstantou T rovnou 2 a 20 ns. Dále uvažme reálné parametry naší experimentální aparatury, zejména časovou vzdáleností mezi pulzy $t_{rep} = 12,195$ ns danou opakovací frekvencí laseru 82 MHz a délku zpožděvací dráhy cca 1 m s odpovídající dobou $\Delta t_{max} = 4$ ns.

Podívejme se nejprve na experimentálně nejpříjemnější situaci bez magnetického pole pro $T = 2$ ns, tj. křivky černé barvy v obr. 4.7a. Doba doznívání signálu FR je v porovnání s opakovací dobou pulzů t_{rep} natolik malá, že celý signál od prvního excitačního pulzu (tenká černá čára) prakticky stihne klesnout k 0 před dopadem následujícího excitačního pulzu. Výsledný signál (tlustá černá čára) je potom opakující se sled signálů stejných jako od prvního pulzu. Fyzikální význam je takový, že všechny spiny nosičů náboje stihnou během dopadu dvou po sobě jdoucích excitačních pulzů zrelaxovat. V případě, že během této doby všechny spiny zrelaxovat nestihnou, dodává následující excitační pulz navíc nové spinově polarizované nosiče náboje. Výsledná magnetizace od všech nosičů náboje je tedy potom dána jejich součtem. Této situaci pro $T = 20$ ns odpovídá signál znázorněný v témže obrázku červenou barvou. Tenkou čarou je znázorněn průběh signálu od jednoho excitačního pulzu, silnou čarou potom vývoj celkového signálu, který se postupně načítá až dosáhne ustáleného průběhu. Zde konkrétně pro časové zpoždění 0 ns, již lze zanedbat příspěvek od prvního pulzu, který dopadl na vzorek v časovém zpoždění cca -160 ns. Přesněji můžeme zvolit kritérium tak, že podle doby T je nutné uvážit určitý počet pulzů tak, aby zanedbáním příspěvků od všech dřívějších, byla pro $\Delta t = 0$ absolutní chyba menší než promile amplitudy od jednotlivého excitačního pulzu. Odvození tohoto kritéria je uvedeno v příloze A, pro tento modelový případ stačí uvážit 13 předchozích excitačních pulzů, jak je znázorněno v obrázku. Z obrázku je dále vidět, jakým způsobem se oba signály v ustáleném stavu liší.

V obr. 4.7b je znázorněna naprosto analogicky jako v obr. 4.7a varianta tohoto modelového experimentu FR, ale tentokrát v nenulovém příčném magnetickém poli. Další zvolené parametry jsou g faktor s hodnotou $g = 1,6$ a magnetické pole $B = 5$ mT. Podívejme se nejprve na černé křivky, které popisují signál pro $T = 2$ ns. Tenká černá křivka po-



Obr. 4.7: Modelový příklad měřeného signálu FR s časovou konstantou T (resp. dobou spinové koherence) 2 a 20 ns a) bez a b) s externím příčným magnetickým polem. V obrázku a) je tenkými čarami znázorněn průběh měřeného signálu po dopadu prvního a pouze od prvního pulzu. Silná čára stejné barvy (černá/červená) potom odpovídá změřenému signálu pro danou časovou konstantu (2/20 ns). V obrázku b) je tenkými čarami (černá/modrá) znázorněn průběh měřeného signálu po dopadu prvního a pouze od prvního pulzu, je-li navíc vzorek v příčném magnetickém poli B . Silná čára (černá/pro odlišení zelená) potom odpovídá změřenému signálu pro danou časovou konstantu (2/20 ns). V obrázku c) je znázorněn detail měřených signálů bez (červeně) a s (zeleně) magnetickým polem pro $T = 20$ ns z obrázků a) a b). Strmé skokové změny v červené křivce bez magnetického pole odpovídají absolutním hodnotám časových zpoždění pro dopady jednotlivých excitačních pulzů na vzorek. Svislé černé čáry potom graficky vymezují měřitelnou oblast časového zpoždění $\Delta t_{max} = 4$ ns. Počet pulzů před nulovým časovým zpožděním v obrázku a) i b) je zvolen tak, aby pro nulové časové zpoždění byla hodnota chyby signálu vzniklého nasčítáváním od jednotlivých pulzů (vzhledem k rychlosti doznívání T) menší než promile amplitudy signálu jednoho pulzu.

pisuje signál od prvního pulzu, tlustá černá potom celkový časový průběh signálu. Opět nedochází k překrývání signálů od sousedních excitačních pulzů a oproti signálu bez magnetického pole získá signál pouze oscilační charakter.

Situace se ale komplikuje, pokud signál jednotlivého pulzu doznívá s konstantou $T = 20 \text{ ns}$. Signál od prvního excitačního pulzu je znázorněn tenkou modrou čarou. Fyzikální význam je opět takový, že pro malou hodnotu T stihnou spinově polarizované nosiče náboje do okamžiku dopadu následujícího pulzu zrelaxovat, resp. ztratit koherenci při otáčení vlivem příčného magnetického pole. V případě dlouhé doby doznívání ($T = 20 \text{ ns}$), generuje každý další excitační pulz novou skupinu spinově polarizovaných nosičů náboje. Výsledkem je tedy skupina různě velkých exponenciálně tlumených magnetizací, které se točí s frekvencí závislou na magnetickém poli B avšak s různými fázovými posunutími (závisí na vztahu g faktoru, B a Δt_{rep}). Výsledná magnetizace je dána jejich vektorovým součtem a tedy v čase se může měnit. Tomu odpovídá i příslušný časový průběh signálu FR znázorněný silnou zelenou čarou.

Pro lepší přehlednost jsou detaily časových průběhů výsledného výše uvažovaného signálu pro $T = 20 \text{ ns}$ znázorněny v obr. 4.7c. Červená křivka odpovídá situaci bez magnetického pole jako v obr. 4.7a, zelená křivka potom situaci s nenulovým magnetickým polem jako v obr. 4.7b. Je zřejmé že signál se periodicky opakuje s periodou t_{rep} . Ze změřeného průběhu signálu však můžeme změřit pouze asi třetinu (Δt_{max}), což souvisí s omezenou délkou optické zpoždovací dráhy, jak je naznačeno v obr. 4.7c svislými černými čarami. Určení časové konstanty T ze signálu pouze na tomto úseku je prakticky nemožné, protože bychom ho museli fitovat součtem 14 exponenciálních funkcí, v případě s magnetickým polem navíc modulovaných cosinovým průběhem.

Dlouhá doba doznívání signálu, vzhledem k časové vzdálenosti mezi laserovými excitačními pulzy, tedy představuje problém. Jedním z řešení tohoto problému je použít vydělovač pulzů, resp. snížit opakovací frekvenci laseru. Například při puštění pouze každého n -tého (např. 1000) excitačního pulzu, bychom tento problém odstranili. Bohužel za to zaplatíme snížením střední intenzity excitačního/sondovacího svazku n -krát, čímž se můžeme dostat pod detekční limit detektorů (zhoršení poměru signál/šum či dokonce signál menší než šum).

Principiálně řešitelný problém, nicméně experimentálně poněkud bezúspěšná situace. Ne však pro modifikovanou Faradayovu (Kerrovu rotaci) - tzv. rezonanční spinové zesílení.

Princip metody

Jak bylo uvedeno výše, pomocí samotné Faradayovy či Kerrovy rotace (FR/KR) lze určit přesně dobu spinové koherence v případě, kdy signál od excitačního pulzu stihne do příchodu následujícího úplně odeznít. Naproti tomu rezonanční spinové zesílení (RSA) [32] umožňuje určit dobu spinové koherence v situaci, kdy je tato doba srovnatelná nebo delší než časová vzdálenost následujících excitačních pulzů. Například v článku [32], byla právě pomocí RSA určena doba spinové koherence elektronů v GaAs 130 ns za nízké teploty.

Jádrem principu RSA je opět měření signálu FR/KR, ale ne jako závislosti na časovém zpoždění mezi excitačním a sondovacím pulzem, ale jako závislosti na intenzitě příčného magnetického pole. Experimentální uspořádání tedy zůstává stejné, pouze zvolíme nějaké pevné časové zpoždění excitačního a sondovacího pulzu a signál měříme v závislosti na intenzitě příčného magnetického pole buzeného elektromagnetem.

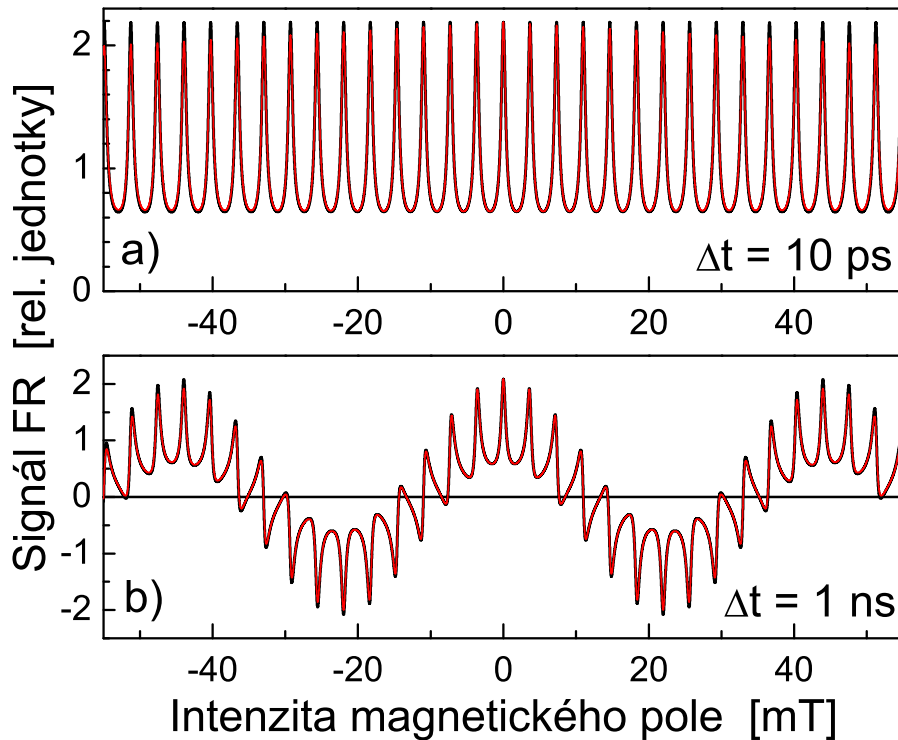
Signál RSA bude mít tvar daný vztahem:

$$\text{signál}(B) = \sum_{n=0}^m \Theta(nt_{rep}) A e^{-\frac{\Delta t + nt_{rep}}{T_2^*}} \cos\left(\frac{g\mu_B(\Delta t + nt_{rep})}{\hbar} B\right), \quad (4.24)$$

kde opět sčítáme všechny relevantní příspěvky i od předchozích m excitačních pulzů. Podívejme se tedy jak takový signál RSA vypadá a jakým způsobem z něj lze určit dobu spinové koherence.

Uveďme opět tvar modelového signálu pro situaci, kdy použijeme metodu RSA při měření signálu Faradayovy rotace na vzorek CdTe s přibližnou hodnotou g faktoru 1,6 a fiktivní dobou spinové koherence 20 ns. Signál spočteme ze vztahu (4.24), přičemž bereme $m = 13$, což pro dané hodnoty Δt a parametru $t_{rep} = 12,195$ ns odpovídá zvolenému kritériu absolutní chyby $Err < 0,001$ (viz příloha A).

Výsledky jsou vykresleny v obr 4.8a pro hodnotu časového zpoždění $\Delta t = 10$ ps a v obr. 4.8b pro $\Delta t = 1$ ns. V obrázku jsou vždy černá a červená křivka. Věnujme se nejprve černé křivce v obr 4.8a. Signál obsahuje charakteristické rezonance (odtud název *rezonanční* spinové zesílení) pro určité hodnoty magnetického pole. Že jde opravdu o rezonance naznačují i hodnoty maxim v porovnání se zvolenou amplitudou signálu od jednoho excitačního pulzu $A = 1$. Vzhledem ke krátkému času $\Delta t = 10$ ps je signál od pulzu $n = 0$ kladný, a pro vhodné magnetické pole tedy způsobí spinová precese magnetizací od předchozích pulzů sčítání signálů ve fázi. Podíváme-li se na černou křivku v obr 4.8b pro časové zpoždění $\Delta t = 1$ ns zjistíme, že některé rezonance signálu změnilo znaménko.



Obr. 4.8: Modelový příklad měřeného signálu Faradayovy rotace metodou RSA v CdTe pro časové zpoždění Δt a) 10 ps a b) 1 ns. Černé křivky odpovídají situaci, kdy doba spinové koherence není závislá na intenzitě magnetického pole $T_2^* \neq T_2^*(B)$. Červené křivky odpovídají signálu s empirickou modelovou závislostí $T_2^*(B)$ popsanou v textu, kdy s rostoucí intenzitou doba spinové koherence klesá.

Tato změna souvisí s tím, že během 1 ns dochází postupně i k rotaci magnetizace od pulzu $n=0$, což mění celkový rezonanční obrazec¹.

Černé křivky, jak v obr. 4.8a, tak i v obr. 4.8b, odpovídají zidealizované situaci, kdy doba spinové koherence nezávisí na magnetickém poli. V reálném experimentu však doba spinové koherence s rostoucím magnetickým polem klesá, což se projeví v rezonančním

¹Správný průběh modelového signálu v obr. 4.8a,b se absencí jemnější oscilační struktury mezi rezonancemi liší od modelového obrázku (obr. 4.6 v [65]) pro CdTe, kde byly použity podobné hodnoty parametrů ($g=1,4$, $T_2^*=130$ ns). Rozdíl je podrobně diskutován v příloze A. Můžeme však stručně říci, že nezahrnutí všech relevantních příspěvků k signálu RSA (tj. od předcházejících excitačních pulzů) vede právě ke vzniku jemnější oscilační struktury. Jsou-li správně započteny všechny relevantní příspěvky, tato jemná oscilační struktura vymizí.

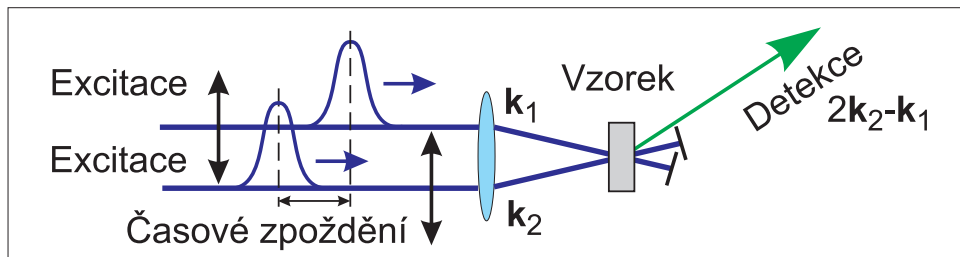
obrazci. Vzhledem k tomu že tato závislost na intenzitě magnetického pole v CdTe není známa, můžeme pro ilustraci v modelu použít např. empirickou exponenciální závislost. Nechť tedy doba spinové koherence poklesne 10× pro hodnotu magnetického pole $B = 1 \text{ T}$, jak bylo přibližně pozorováno v případě ZnO [31]. Signál s uvážením vlivu magnetického pole na dobu spinové koherence je pro porovnání znázorněn v obr. 4.8a i obr. 4.8b červenými křivkami. Je vidět, že s rostoucím magnetickým polem se hodnoty maxim v absolutní hodnotě zmenšují, což odpovídá experimentu (např. obr. 3 v [32]).

Dobu spinové koherence pak lze určit fitováním signálu pomocí vztahu (4.24). S rostoucím magnetickým polem se vlivem závislosti doby spinové koherence na magnetickém poli zvětšuje šířka rezonančních maxim. Z fitování jednotlivých rezonančních maxim pak lze detailní analýzou určit i závislost doby spinové koherence na magnetickém poli.

4.2 Čtyřvlnné směšování v autodifrakční konfiguraci

Výše popsané experimentální techniky pro studium spinové koherence zde doplníme ještě o jednu zajímavou experimentální techniku, která byla v této práci použita. Jde o jednu z variant čtyřvlnného směšování, které je další z poměrně mocných experimentálních technik ultrarychlé laserové spektroskopie. Ačkoliv může být čtyřvlnné směšování (FWM – z angl. *Four Wave Mixing*) použito také ke studiu spinové koherence, zde byla použita tzv. autodifrakční konfigurace [58] za účelem určení dob rozfázování nosičů náboje. Přesněji jsme se pomocí této metody snažili určit dobu rozfázování momentu hybnosti nosičů náboje τ_p , která je klíčovým parametrem pro určování některých spinových relaxačních mechanismů v kapitole 6.

S pomocí obr. 4.9 nejprve stručně popíšeme princip FWM metody v autodifrakční konfiguraci v transmisní geometrii. Dva lineárně polarizované laserové pulzy stejné intenzity s vlnovými vektory \vec{k}_1 a \vec{k}_2 dopadnou na dané místo na vzorku. Vzhledem ke koherentnosti obou pulzů (vznikají rozdělením jediného laserového pulzu) dojde v místě dopadu ke vzniku dvou koherentních polarizací od obou pulzů, resp. polarizační mřížky. Na této mřížce současně pulz s vektorem \vec{k}_2 difraguje do směru $\vec{k}_d = 2\vec{k}_2 - \vec{k}_1$. V tomto směru se tedy objeví nový světelný svazek, jehož zdrojovým členem je právě interferenční člen polarizace ve vzorku. Pokud by druhý pulz dopadl na vzorek s časovým zpožděním Δt větším než doba rozfázování T_2 polarizace vyvolané prvním pulzem, došlo by také u obou pulzů ke vzniku polarizace v látce, ale tyto by nebyly vzájemně koherentní. Nedošlo by



Obr. 4.9: Princip měření FWM v autodifrakční konfiguraci v transmisní geometrii. Po dopadu excitačního a sondovacího pulzu na vzorek dojde ve vzorku ke vzniku polarizací. Jsou-li vzájemně koherentní, vznikne polarizační mřížka na které dochází k difrakci sondovacího pulzu.

tak k interferenci a neobjevil by se difragovaný signál do směru \vec{k}_d . Z měření časově integrované intenzity difragovaného pulzu do tohoto směru v závislosti na časovém zpoždění Δt mezi dopadem prvního a druhého excitačního pulzu lze tedy určit dobu rozfázování T_2 . Časově integrovaná energie difragovaného signálu klesá typicky mono-exponenciálně s rostoucím časovým zpožděním Δt a charakteristická konstanta tohoto doznívání je právě $T_2/2$ v případě homogenního rozšíření, resp. $T_2/4$ v případě rozšíření nehomogenního [58].

Kapitola 5

Vzorky CdTe

Všechny zde studované vzorky CdTe byly připraveny ve Fyzikálním ústavu Matematicko-fyzikální fakulty Univerzity Karlovy, který se již dlouhou dobu zabývá přípravou vysoce kvalitních krystalů polovodičů skupiny II-VI založených na CdTe: $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, $\text{Cd}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Te}$ a zejména potom samotného CdTe. Nezanedbatelnou motivací pro přípravu kvalitních krystalů CdTe, kromě následného získávání celé řady cenných experimentálních dat, je i jejich komerční uplatnění jakožto substrátů pro $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ infračervené detektory. Ačkoliv tedy tyto vzorky nebyly původně určeny přímo pro zkoumání spinových vlastností nosičů náboje, naskytla se možnost zkoumat poměrně ucelený soubor vzorků tohoto polovodiče, který má navíc shodnou krystalovou strukturu jako GaAs. Lze v něm tedy pomocí metody optické generace připravit spinově polarizované nosiče náboje a tedy i pomocí experimentálních technik, popsanych v předcházející kapitole, studovat spinové dynamiky. V této kapitole jsou tedy popsány základní charakteristiky studovaných vzorků. Vzorky jsou dále pro větší přehlednost rozděleny do skupin podle typu vzorků, případně typů experimentů prováděných na dané skupině vzorků. Nejprve však popíšeme proces přípravy vzorků a uvedeme základní charakteristiky CdTe.

5.1 Základní parametry CdTe

CdTe je typický zástupce polovodičů typu II-VI se stejnou krystalickou strukturou jako např. GaAs. Atomy, jak kadmia tak telluru, jsou uspořádány v mříži se základní kubickou plošně centrovanou buňkou, přičemž jeden druh atomů je vůči druhému posunut o $1/4$ tělesové úhlopříčky. Velikostí zakázaného pásu kolem $1,5 \text{ eV}$ se řadí k polovodičům

energie zakázaného pásu (300 K)	1,53 eV
energie spin-orbitálního štěpení	0,95 eV
efektivní hmotnost elektronu	0,095 m_0
efektivní hmotnost těžké díry	0,81 m_0
efektivní hmotnost lehké díry	0,12 m_0
absorpční koeficient $\alpha(E = E_g)$	$2 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$
mřížová konstanta	0,6481 nm
hustota	$5,85 \text{ g cm}^{-3}$

Tab. 5.1: Hodnoty vybraných parametrů CdTe [66].

se střední hodnotou velikosti zakázaného pásu. Teplotní závislost velikosti zakázaného pásu $E_g(T)$ je empiricky velmi dobře popsána tzv. Varshniho vztahem [67]:

$$E_g(T) = E_0 - \frac{aT^2}{b + T}, \quad (5.1)$$

kde E_0 je velikost zakázaného pásu při nulové teplotě, T je teplota a parametry nabývají hodnot $E_0 = 1,6077 \text{ eV}$, $a = 3,72 \times 10^{-4} \text{ eV/K}$, $b = 110,0 \text{ K}$.

V tabulce 5.1 jsou uvedeny vybrané fyzikální parametry.

5.2 Příprava vzorků

Krystaly CdTe jsou připravovány vertikální krystalizací v teplotním gradientu (*vertical gradient freeze method*). Zdrojové chemické prvky čistoty 5N až 7N jsou ve zvoleném poměru smíchány, v ochranné atmosféře zataveny do vhodné ampule a v peci roz-taveny. Postupným kontrolovaným chladnutím s gradientním průběhem teploty začíná v chladnější části docházet k postupné krystalizaci, jak je detailně popsáno např. v [68].

Takto připravené záměrně nedopované krystaly mají typicky p-typový charakter s koncentrací nosičů náboje $10^{14} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ [69]. Dopování např. indiem se ukázalo jako možná cesta k přípravě n-typového krystalu. Nicméně šlo takto získat poměrně slabý n-typový krystal s koncentrací nosičů náboje řádově do 10^{13} cm^{-3} . K dosažení silnějších n-typů se ukázala klíčová následná temperace krystalu v parách kadmia [70], což umožnilo získání n-typů s koncentrací nosičů náboje až v řádu 10^{17} cm^{-3} . K dispozici tedy jsou jak p-typové, tak n-typové vzorky s typickým přibližným rozměrem $5 \times 5 \times 1 \text{ mm}^3$ podle toho, jak byl který krystal rozřezán.

Pro optická měření nejsou však takto hrubě připravené vzorky vhodné. Hlavním problémem je drsnost povrchu, který zůstává po řezání značně poničen. Vzhledem k do-

statečné tloušťce vzorků cca 1 mm lze tento problém snadno odstranit odleptáním poníčené vrstvy. Dostáváme tak z hlediska dalšího dělení první typ vzorků - neztenčené vzorky s leptaným povrchem. Ty lze studovat pouze v experimentech, kdy měříme v reflexní geometrii. Důvodem je vysoká hodnota absorpčního koeficientu v CdTe, kterému odpovídá střední absorpční délka zhruba 0,5 μm . Při dané tloušťce vzorku ($\sim 1 \text{ mm}$) tedy prakticky žádné fotony s energií větší než je šířka zakázaného pásu neprojdou skrz vzorek a nelze proto použít transmisní geometrii.

Vzhledem k jednodušší situaci v interpretaci experimentálních dat měřených v transmisní geometrii byla část vzorků uzpůsobena tak, aby je bylo možno měřit i v experimentech v transmisní geometrii. V optických dílnách MFF UK byly vzorky ztenčeny leštěním, případně dále leptáním, a to na tloušťky řádově v jednotkách μm . Vznikl tak druhý typ vzorků - ztenčené vzorky s možností různých opracování povrchů (leštění/leptání). Tyto vzorky již lze měřit v transmisní geometrii, nicméně za cenu nesamostatnosti vzorku, tedy vzorek musí být přilepen na vhodný průsvitný substrát, typicky s tloušťkou kolem 1 mm.

5.3 Přehled studovaných vzorků

V tabulce 5.2 je přehledně uveden seznam vzorků, které byly v této práci studovány. U vzorků jsou dále uvedeny všechny jejich důležité parametry. Kromě názvu vzorku jsou zde uvedeny údaje o krystalu, ze kterého vzorek pochází, zda jde o p-typ či n-typ, zda jde o neztenčený vzorek (B) či ztenčený (tenký), jaká je koncentrace nosičů náboje (v cm^{-3}) za pokojové teploty a jaká je povrchová úprava vzorku. U ztenčených vzorků je uveden údaj o úpravě obou ploch povrchů vzorku a navíc materiál substrátu a tloušťka vzorku (v μm). Podívejme se tedy na studované vzorky podrobněji.

5.3.1 p-typové vzorky

Neztenčené p-typové vzorky

Vzorek F36 představuje typický vzorek záměrně nedopovaného objemového CdTe. Vzorek pochází z krystalu F36, který vykazuje p-typový charakter s koncentrací nosičů náboje přibližně 10^{16} cm^{-3} , typickou pro daný krystal.

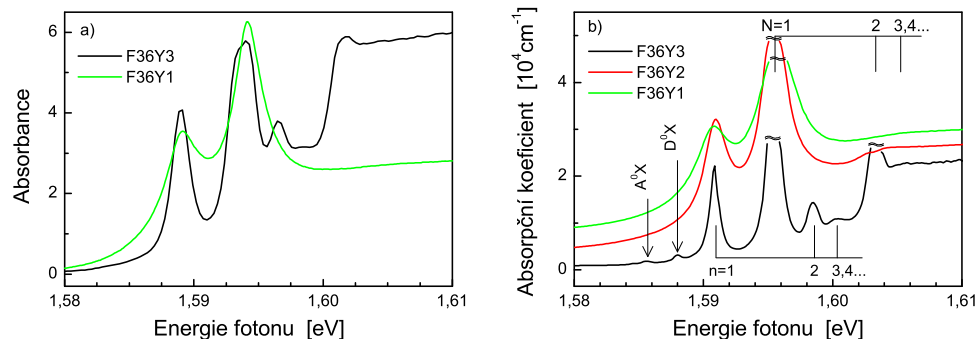
vzorek	krystal	n/p	typ	koncentrace	povrch	substrát	t
F36	F36	p	B	$\approx 10^{16}$	leptaný	-	-
F36J8	F36	n	B	$1,5 \times 10^{13}$	leptaný	-	-
E36C1A	E36	n	B	$3,7 \times 10^{14}$	leptaný	-	-
E34A1A	E34	n	B	$1,3 \times 10^{15}$	leptaný	-	-
E29D1C	E29	n	B	$3,9 \times 10^{15}$	leptaný	-	-
SR21K6	SR21	n	B	$1,4 \times 10^{16}$	leptaný	-	-
F38G3	F38	n	B	$4,9 \times 10^{16}$	leptaný	-	-
F38B2E	F38	n	B	$6,6 \times 10^{16}$	leptaný	-	-
F38F2	F38	n	B	$3,2 \times 10^{17}$	leptaný	-	-
F36Y1	F36	p	tenký	$\approx 10^{16}$	leštěný-leštěný	křemen	1,1
F36Y2	F36	p	tenký	$\approx 10^{16}$	leptaný-leštěný	křemen	1,3
F36Y3	F36	p	tenký	$\approx 10^{16}$	leptaný-leptaný	křemen	2,5
F36K12	F36	p	tenký	$7,1 \times 10^{15}$	leptaný-leptaný	SF11	2,2
F38G1	F38	n	tenký	$3,2 \times 10^{17}$	leptaný-leptaný	SF11	1,1

Tab. 5.2: Přehled studovaných vzorků CdTe. V tabulce jsou po řadě uvedeny: název vzorku; krystal, ze kterého vzorek pochází; zda jde o p- či n-typ; typ vzorku (neztenčený - B, tenký); koncentrace nosičů náboje v cm^{-3} za pokojové teploty; úprava povrchu. U ztenčených vzorků dále materiál substrátu a tloušťka vzorku t v μm . Přibližné údaje u koncentrací pochází z jiného vzorku téhož krystalu. Koncentrace byly poskytnuty pracovníky FÚ MFF UK [71].

Ztenčené p-typové vzorky

Další skupinu vzorků tvoří ztenčené p-typové vzorky. Všechny pochází z téhož krystalu F36, stejně jako neztenčený vzorek popsáný výše. Ztenčení vzorku je poměrně technicky náročný proces. Nejprve je potřeba vzorek ztenčit leštěním. Bohužel i jemné leštění má neblahý vliv na vrchní vrstvu vzorku, v níž zůstává krystalová mříž dosti poničená, resp. obsahuje větší množství dislokací. Chceme-li připravit opticky kvalitnější vzorek, je potřeba leštěním poničenou vrstvu z obou stran odleptat.

Odleptáním obou, pouze jedné a žádné z vrstev vznikla skupina vzorků F36Y3, F36Y2 a F36Y1, u kterých bylo jako substrát použito křemenné sklo. V obr. 5.1 jsou uvedena změřená absorpční spektra těchto vzorků. Podívejme se nejprve na obr 5.1b [72]. Zde je vynesena absorpční koeficient CdTe pro jednotlivé vzorky při teplotě 4 K. Hodnota absorpčního koeficientu u všech vzorků se nad hranou zakázaného pásu (cca 1,606 eV při 4 K) pohybuje kolem hodnoty $2 \times 10^4 cm^{-1}$. V oblasti pod hranou zakázaného pásu se však tato spektra výrazně liší především v ostrosti, resp. šířce, absorpčních excitonových rezonancí. Právě šířka těchto rezonancí přímo souvisí s kvalitou vzorku, tedy přesněji s koncentrací dislokací. Z obou stran odleptaný vzorek F36Y3 obsahuje podstatně menší množství hranových dislokací (10^4 až 10^5 dislokací na cm^2) než pouze leštěný vzorek

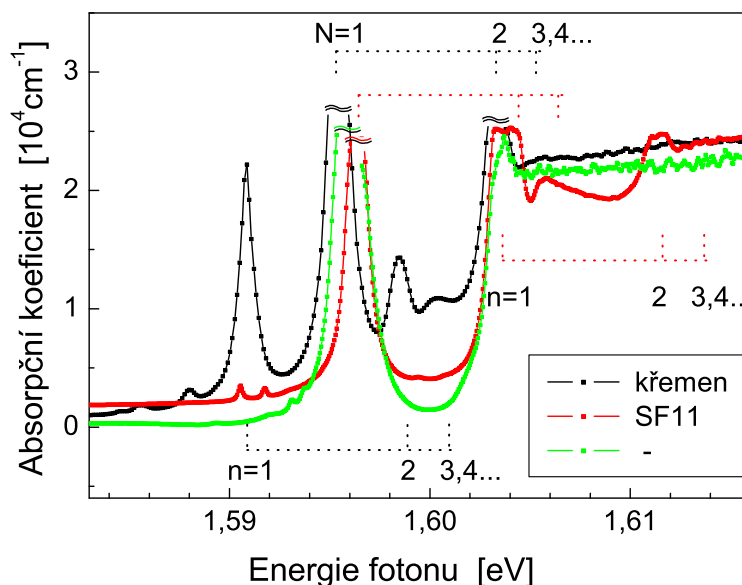


Obr. 5.1: Absorpční spektra ztenčených p-typových vzorků na křemenném substrátu. V obrázku a) je znázorněna absorpce měřená se vzorky v kryostatu v experimentálním uspořádání pro časově rozlišené experimenty. Reálná teplota vzorku je cca 25 K. V obrázku b) je znázorněn spektrální průběh absorpčního koeficientu při teplotě 4 K [72]. Kromě absorpce excitonu vázaného na neutrálním akceptoru a donoru (A^0X , D^0X) jsou zde viditelné dvě série excitonových čar označených n a N . Vodorovnými vlnkami je naznačeno nevykreslení celých excitonových rezonancí. Křivky jsou pro lepší přehlednost vertikálně posunuty.

F36Y1 (10^7 až 10^8 dislokací na cm^2) [72]. To vede k podstatně užším excitonovým rezonancím. Vlnky v obrázku nad polohou určitých rezonancí naznačují useknutí příslušného píku z grafických důvodů. Pro větší přehlednost jsou navíc křivky pro vzorky F36Y2 a F36Y1 posunuty vertikálně.

V obr. 5.1a je vynesena absorpce vzorků F36Y1 a F36Y3 změřená přímo v experimentálním uspořádání, ve kterém byly následně studovány spinové dynamiky. Ze známé hodnoty absorpčního koeficientu pak z těchto měření lze určit tloušťku studovaných vzorků, uvedenou v tabulce 5.2. V porovnání s obr. 5.1b jsou pozorované šířky excitonových rezonancí větší a excitonové resonance jsou v energiích posunuty směrem k nižším energiím. Důvodem větší šířky je jednak horší spektrální rozlišení použité měřicí aparatury a také vyšší teplota. Vyšší teplota má za následek i posun poloh excitonových rezonancí podle změny energie zakázaného pásu s teplotou, popsanou vztahem (5.1). Z tohoto posunu pak lze zpětně určit skutečnou teplotu vzorku v kryostatu (cca 25 K), která je v tomto případě díky ne příliš dobrému tepelnému kontaktu mezi chladícím prstem kryostatu, substrátem, lepidlem a vzorkem vyšší než teplota chladícího prstu kryostatu (nejnižší dosažitelná cca 7 – 10 K).

Vraťme se však ještě zpět k obr 5.1b, konkrétně ke spektru absorpčního koeficientu vzorku F36Y3 znázorněného černou čarou. Kromě absorpce excitonu vázaného na ne-



Obr. 5.2: Absorpční spektra ztenčených p-typových vzorků na různých substrátech při teplotě 4 K. Černá křivka odpovídá vzorku F36Y3 se substrátem z křemenného skla, červená křivka vzorku F36K12 na substrátu ze skla SF11 a zelená samonosnému vzorku AF15, tj. bez substrátu [73]. Různé mechanické napětí vlivem rozdílných délkových roztažností vzorku a substrátů vede k různému posunu a rozštěpení excitonových absorpčních rezonancí na dvě série označené n a N . Tyto série jsou znázorněny přerušovanými čarami, přičemž barevně je rozlišena příslušnost k danému spektru. Vzorek AF15 není namáhán mechanickým napětím, rozštěpení zde není. Vodorovnými vlnkami je naznačeno nevykreslení celých excitonových rezonancí.

utrálním akceptoru a donoru (A^0X , D^0X) jsou zde viditelné dvě série excitonových čar označených n a N . Zdvojení je důsledkem rozštěpení energie zakázaného pásu vlivem mechanického napětí, které vzniká s klesající teplotou kvůli různým teplotním roztažnostem křemenného substrátu a CdTe.

Posledním tenkým p-typovým vzorkem je vzorek F36K12 pocházející z krystalu F36, ale tentokrát se substrátem ze skla SF11. Tento materiál byl vybrán díky přibližně stejné hodnotě teplotní délkové roztažnosti při pokojové teplotě v porovnání s CdTe. Cílem bylo připravit vzorek, který by při zchlazení nebyl namáhán mechanickým napětím. O výsledném mechanickém napětí však rozhoduje i teplotní průběh koeficientů délkových teplotních roztažností, které nejsou, pokud je mi známo, v případě skla SF11 k dispozici. Sice se nepodařilo mechanické napětí eliminovat, zato se podařilo získat mechanické napětí přibližně stejné hodnoty jako u křemenného skla, ale tentokrát s opačnou polaritou. Srovnání nízkoteplotních absorpčních spekter vzorků F36K12 a F36Y3 je uvedeno

v obr. 5.2.

Tyto dva výše zmiňované vzorky lze potom využít ke studiu vlivu mechanického napětí (tahu, tlaku) na spinovou relaxaci. Této problematice, stejně jako určení velikosti mechanického napětí, se budeme detailněji věnovat v kapitole 8.

5.3.2 n-typové vzorky

Neztenčené n-typové vzorky

V tabulce 5.2 je uvedena sada neztenčených n-typových vzorků, které mají koncentrace nosičů náboje v rozsahu 10^{13} až 10^{17} cm^{-3} . Na těchto vzorcích je v kapitole 7 zkoumán zejména vliv koncentrace nosičů náboje, resp. dopování vzorku, na spinovou koherenci nosičů náboje.

Ztenčené n-typové vzorky

Pro měření v transmisní geometrii byl připraven i jeden n-typový ztenčený vzorek. Jde o vzorek F38G1, který je ekvivalentní vzorku F38F2. Oba vzorky pochází z krystalu F38 a liší se pouze přilepením ztenčeného vzorku na substrát ze skla SF11.

Kapitola 6

Spinový relaxační mechanismus elektronů v p-CdTe

V této kapitole se podrobněji podíváme na spinovou relaxaci elektronů v p-CdTe. Cílem této kapitoly je nejenom změřit příslušné doby spinové relaxace, ale též určit, jaký spinový relaxační mechanismus je za tuto relaxaci zodpovědný. Za tímto účelem nejdříve uvedeme obecnou strategii určování dominantních spinově-relaxačních mechanismů v polovodičích, která je založená na konfrontaci experimentálně zjištěných výsledků s teoretickým výpočtem. V další části potom budou popsány na jedné straně experimentální výsledky a dále teoretické výpočty na straně druhé, s následnou diskusí.

6.1 Jak určit dominantní mechanismus spinové relaxace

Podívejme se však nejprve na způsob, jakým se dominantní spinově-relaxační mechanismy (SRM) určují. Obecně lze říci, že v daných experimentálních podmínkách lze za dominantní SRM považovat ten mechanismus, jehož teoreticky předpovězená doba spinové relaxace (SR) nejlépe odpovídá pozorované experimentální hodnotě. Přesněji je potřeba uvážit příspěvky všech SRM, které dají určitou výslednou hodnotu doby spinové relaxace $1/\tau_s^{teor.}$ (resp. výslednou rychlostní konstantu spinové relaxace Γ_s):

$$1/\tau_s^{teor.} = 1/\tau_s^{mech.1} + 1/\tau_s^{mech.2} + 1/\tau_s^{mech.3} + \dots, \quad (6.1)$$

$$\Gamma_s^{teor.} = \Gamma_s^{mech.1} + \Gamma_s^{mech.2} + \Gamma_s^{mech.3} + \dots, \quad (6.2)$$

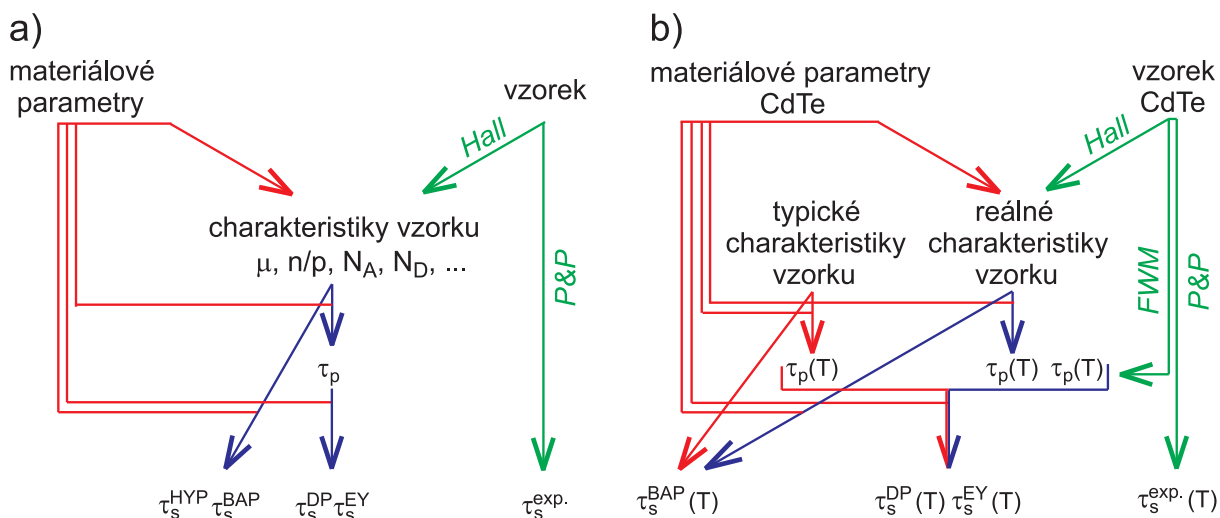
kde mech.1, 2, 3 ... jsou uvažované SRM, τ_s jejich doby spinové relaxace a Γ_s příslušné rychlostní konstanty definované jako $\Gamma_s = 1/\tau_s$.

Výsledná hodnota je potom porovnávána s experimentem. V případě, že lze příspěvky ke spinové relaxaci ode všech ostatních SRM až na jeden zanedbat, lze tento mechanismus prohlásit za dominantní v daných experimentálních podmínkách. Zdůraznění daných experimentálních podmínek je zde opravdu na místě, protože v témže polovodičovém vzorku mohou např. při různých teplotách dominovat jiné SRM, stejně jako mohou jiné SRM dominovat při téže teplotě v různě dopovaných vzorcích téhož polovodiče (viz např. podkapitola 3.1.1).

Dalším důležitým nástrojem pro určování dominantního SRM je srovnání kvalitativní lokální závislosti doby spinové relaxace na určitém experimentálním parametru mezi experimentem a teorií. Nejdříve uveďme pro názornost příklad, např. závislost doby SR na teplotě. Řekněme, že v okolí teploty 200 K změříme detailně závislost doby SR na teplotě. Obdržíme tak nějakou kvalitativní závislost doby SR (např. mocinnou závislost) na teplotě a tu lokálně porovnáváme se závislostmi, které předpovídají jednotlivé SRM. Obdobným příkladem může být závislost doby SR v n-GaAs za nízké teploty [33], kde sledovaným experimentálním parametrem je koncentrace donorů. Z těchto příkladů je snad názorněji vidět princip. Pokud lze z teorie určit u posuzovaných SRM jejich kvalitativní závislost doby SR na určitém experimentálním parametru, lze toho následně, pokud jsou tyto závislosti pro různé SRM různé, využít k určení příslušného dominantního SRM. Problém zde může nastat, pokud více SRM vykazuje stejnou teoretickou závislost na vybraném experimentálním parametru nebo pokud vykazuje každý různou, ale přispívá více než jeden SRM. Navíc je zde potřeba provést dostatečný počet lokálních měření pro příslušnou parametrizaci doby SR. To může být spojeno např. s problémy dostatečného počtu vzorků, které jsou k dispozici (v případě závislosti na dopování, to se ovšem netýká této kapitoly).

V ideálním případě, pro jednoznačné určení dominantního SRM, by měla mezi experimentem a teorií souhlasit jak lokální kvalitativní závislost na experimentálních parametrech tak i kvantitativní výsledky dob spinové relaxace.

K určení dominantního SRM je tedy potřeba spočítat a změřit dobu spinové relaxace. Na obr. 6.1a je znázorněna obecná strategie pro určení dominantního SRM pro zde uvažované mechanismy DP, EY, BAP a případně i hyperjemnou interakci (HYP) (viz podkapitola 2.3). Toto schéma platí obecně pro polovodiče [11] a v lehce obměněné



Obr. 6.1: Schéma znázorňující strategii určování dominantních spinově-relaxačních mechanismů (SRM), resp. výpočtů příslušných dob spinové relaxace pro dané SRM. V obrázku a) je znázorněno obecné schéma, v obrázku b) potom jeho aplikace pro náš konkrétní případ CdTe. Zelené šipky odpovídají jednotlivým experimentům, červené čáry/šipky teoretickým vstupům nebo výpočtům bez experimentálních vstupů a modré šipky výpočtům s experimentálními vstupy. Bližší komentář lze nalézt v textu.

podobě i pro kovy, pokud vyloučíme BAP mechanismus (zde nejsou díry, pouze elektrony) a určíme-li pohyblivost, resp. τ_p , elektronů např. z měření elektrické vodivosti. Zde nám však jde pouze o polovodiče. Zelené šipky odpovídají experimentům, modré a červené pak výpočtům s a bez vstupu experimentálních dat z experimentů popsaných v obrázku. Na začátku tedy máme k dispozici příslušné materiálové konstanty a vzorek studovaného materiálu. Nejprve se, např. pomocí metody excitace a sondování (P&P), změří příslušné doby spinové relaxace ve zvolených experimentálních podmínkách. Dále je potřeba vzorek charakterizovat, zejména klíčové je určení pohyblivosti nosičů náboje. Tu lze určit, stejně jako další charakteristiky (koncentrace nosičů náboje, koncentrace akceptorů, donorů, příslušné ionizační energie, ...) následnou analýzou měření Hallova napětí (Hall). Z pohyblivosti lze spočítat dobu rozfázování momentu hybnosti nosičů náboje τ_p a na jejím základě následně dobu SR pro mechanismy DP a EY (jak bude popsáno níže). Známe-li charakteristiky vzorku, lze též spočítat i dobu SR pro ostatní SRM (např. BAP, hyperjemná interakce). Na obr. 6.1b je potom znázorněná strategie, která zde byla použita pro p-CdTe. Parametrem T v závorce u jednotlivých relaxačních dob je naznačeno měření v rozsahu teplot od cca 25 K až do pokojové teploty, částečně též se snahou využít lokálních kvalitativních závislostí relaxačních dob právě na teplotě, jak bylo zmíněno výše. Může zde být předesláno, že v obrázku b) je situace komplikována

určením experimentální hodnoty doby rozfázování momentu hybnosti τ_p pro nízké teploty, nicméně stále jde o situaci principiálně shodnou s obr 6.1a.

Pojďme tedy postupně rozebrat obr. 6.1b a podívat se na jednotlivé kroky vedoucí k určení dominantního spinově relaxačního mechanismu.

6.2 Měření dob spinové relaxace τ_s

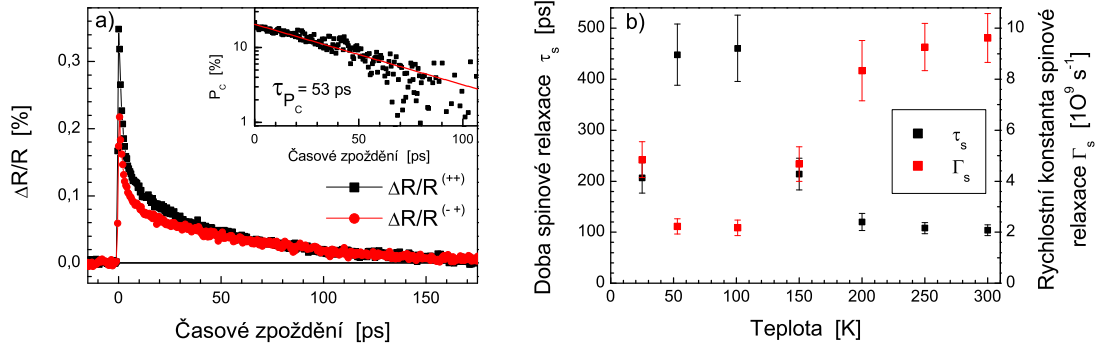
Nejprve je potřeba získat experimentální data, tedy změřit doby spinové relaxace. K tomu lze s výhodou použít experimentální techniky ultrarychlé laserové spektroskopie, zde konkrétně měření přechodné absorpce v transmisní a reflexní geometrii, které jsou popsány v podkapitole 4.1.1.

Jak již bylo zmíněno výše, fakt, který spinově relaxační mechanismus v daném materiálu dominuje, závisí jak na materiálových charakteristikách vzorku, tak i na experimentálních podmínkách. Tyto závislosti se zde pokusíme demonstrovat na dvou případech. Prvním případem vlivu experimentálních podmínek na dominantní SRM bude závislost na teplotě vzorku, druhým případem vlivu charakteristik vzorku bude při pokojové teplotě závislost na koncentraci dislokací.

6.2.1 Teplotní závislost

Vliv teploty na spinovou relaxaci byl studován na vzorku záměrně nedopovaného, nicméně v důsledku přípravy krystalu, přirozeně p-typového CdTe, konkrétně neztenčený vzorek F36. Pro tento typ experimentu by byl ideální ztenčený vzorek, který by bylo možno měřit v transmisní geometrii vzhledem k lepšímu poměru signál/šum v porovnání s reflexní geometrií. Bohužel však není k dispozici žádný ztenčený vzorek, který by pro nižší teploty nebyl navíc ovlivněn mechanickým napětím v důsledku rozdílných teplotních roztažností substrátu a CdTe. Proto bylo nutné použít reflexní geometrii, tedy měřit diferenciální reflektivity.

Příklad měření doby spinové relaxace pomocí diferenciální reflektivity při teplotě 300 K je znázorněn v obr. 6.2a. Dynamika diferenciální reflektivity je nejprve změřena pro souhlasné a opačné helicity kruhově polarizovaného excitačního a sondovacího pulzu. Dále je pomocí fotoelastického modulátoru změřen rozdíl těchto křivek, podstatně přesněji, než by šel určit odečtením změřených dynamik $\Delta R^{(++)}$ a $\Delta R^{(+-)}$. Dynamiky jsou dále zpracovány jak je popsáno v podkapitole 4.1.1. Vydělením rozdílu obou dynamik



Obr. 6.2: Teplotní závislost doby spinové relaxace elektronů v p-CdTe. V obrázku a) jsou znázorněny typické měřené dynamiky diferenciální reflektivity pro shodnou a opačnou helicitu polarizace excitačního a sondovacího svazku, $T = 300\text{ K}$. Vložený obrázek v logaritmické škále znázorňuje mono-exponenciální průběh doznívání příslušného stupně polarizace signálu P_c s příslušnou dobou doznívání (zde konkrétně 53 ps). V obrázku b) je potom vynesena teplotní závislost experimentálně změřené doby spinové relaxace τ_s (černé body) s odpovídající rychlostní konstantou $\Gamma_s = 1/\tau_s$ (červené body).

jejich součtem získáme dynamiku stupně polarizace signálu P_c . Ta je v logaritmické škále znázorněna ve vloženém obrázku. Lze ji nafitovat mono-exponenciálním poklesem s časovou konstantou τ_{P_c} , která odpovídá polovině doby spinové relaxace τ_s . Analogicky jsou provedena měření dynamik diferenciální reflektivity s následnou analýzou pro nižší teploty. U všech měření je vždy vlnová délka laseru naladěna 20 meV nad hranu zakázaného pásu při dané teplotě a výkon excitačního svazku odpovídá plošné hustotě energie v pulzu $1,4\text{ }\mu\text{J}/\text{cm}^2$, což odpovídá koncentraci foto-excitovaných nosičů náboje $5 \times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$.

Tato teplotní závislost doby spinové relaxace je vynesena v obr. 6.2b černými body. Často bývá výhodné, zejména v případě součinnosti více SRM zároveň, pracovat raději než s dobami spinové relaxace τ_s s rychlostními konstantami spinové relaxace Γ_s , protože výsledná rychlostní konstanta je pak podle vztahu (6.2) dána součtem jednotlivých rychlostních konstant. V obr. 6.2b jsou hodnoty rychlostní konstanty spinové relaxace Γ_s znázorněny červenými body. Chyby v určení doby spinové relaxace byly stanoveny na základě opakovaných měření případně i na jiných místech vzorku. Pro pokojovou teplotu má relativní chyba hodnotu přibližně 10 %, pro nižší teploty dosahuje 15 až 20 %.

Shrneme-li výše uvedené měření, vykazují dobu spinové relaxace elektronů v p-CdTe nemonotónní průběh, přičemž nejprve s klesající teplotou roste až po teplotu kolem 100 K

a dále pak s klesající teplotou klesá.

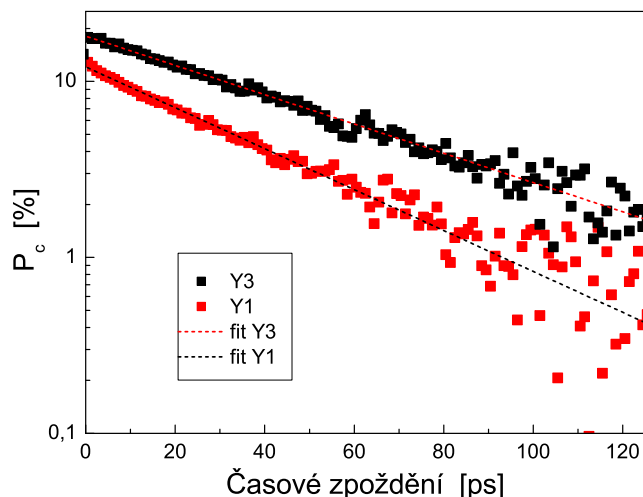
6.2.2 Vliv koncentrace dislokací

Vliv koncentrace dislokací na spinovou relaxaci byl, narozdíl od měření v předchozí podkapitole, studován pouze za pokojové teploty. Stejně jako v předcházejícím měření byly i zde použity vzorky pocházející z krystalu F36, tedy p-typové záměrně nedopované CdTe. Konkrétně šlo o ztenčené vzorky F36Y1 a F36Y3, které jsou podrobněji charakterizovány v podkapitole 5.3.1. Tyto vzorky se liší zejména způsobem opracování povrchu, resp. koncentrací dislokací. Zatímco pouze leštěný povrch vzorku F36Y1 obsahuje velké množství dislokací, ve vzorku F36Y3 je vrchní vrstva vzorku s krystalovou mříží narušenou leštěním odleptána, čímž je zde podstatně snížena koncentrace dislokací [72].

K experimentálnímu určení dob spinové relaxace byla, stejně jako v předchozí podkapitole u teplotní závislosti, použita metoda přechodné absorpce. Narozdíl od předchozího měření v reflexní geometrii zde byla využita díky ztenčení vzorků transmisní geometrie. Postup měření je ale identický jako výše: změříme dynamiky diferenciálních transmittancí pro excitační a sondovací pulz se souhlasnými a opačnými helicitami a následně podle vztahu (4.18) určíme stupeň polarizace signálu P_c . Experimentální detaily, stejně jako změřené dynamiky, lze nalézt v [72] případně v [56]. Zmiňme zde alespoň naladění vlnové délky laseru 20 meV nad hranu zakázaného pásu a plošnou hustotu energie v excitačním pulzu $\sim 1 \mu J/cm^2$. Zde uvedeme pouze výsledné dynamiky stupně polarizace signálu P_c pro oba vzorky, které jsou v logaritmické škále znázorněné v obr. 6.3. Obě dynamiky doznívají mono-exponenciálně s časovými konstantami 52 ps u vzorku F36Y3 a 36 ps u vzorku F36Y1. Následně tedy dostáváme, na základě analýzy měření z podkapitoly 4.1.1, dobu spinové relaxace 104 ps ve vzorku F36Y3, resp. 72 ps v F36Y1, s relativními chybami do 10 %.

Tyto vzorky nejsou za pokojové teploty namáhány mechanickým napětím v důsledku rozdílných délkových teplotních roztažností, protože vzorky byly na substrát lepeny při pokojové teplotě. Nabízí se tedy porovnat toto měření v transmisní geometrii na vzorku F36Y3 s měřením v reflexní geometrii na vzorku F36 z podkapitoly 6.2.1 a to za jinak stejných experimentálních podmínek. Doba spinové relaxace měřená metodou přechodné absorpce za pokojové teploty v transmisní i reflexní geometrii je v rámci chyby stejná, jak vyplývá z porovnání výše uvedených hodnot s daty v obr. 6.2.

Výsledek tohoto experimentu se závislostí na koncentraci dislokací tedy lze prozatím



Obr. 6.3: Závislost stupně kruhové polarizace signálu P_c diferenciální transmitance na časovém zpoždění mezi excitačním a sondovacím pulzem znázorněná v logaritmické škále. Černé body odpovídají vzorku F36Y3, červené vzorku F36Y1 a čárkované čáry představují mono-exponenciálně dozívající fit s časovými konstantami 52 a 36 ps, $T=300$ K.

shrnout konstatováním, že ve vzorku s větší koncentrací dislokací je pozorována kratší doba spinové relaxace. Jak z hlediska spinových relaxačních mechanismů tento poněkud překvapivý výsledek interpretovat, stejně jako vysvětlení, proč je zde nazván „překvapivým“, prozatím spolu s teoretickou analýzou odložíme na závěr této kapitoly.

Nyní se ale vraťme zpět ke schématu na obr. 6.1b. Máme tedy k dispozici experimentální hodnoty dob spinové relaxace a zbývá je tedy porovnat s teoretickými hodnotami pro jednotlivé spinové relaxační mechanismy.

6.3 Měření doby relaxace momentu hybnosti τ_p

Pro určení dob spinové relaxace elektronů v důsledku EY a DP SRM je potřeba nejprve určit dobu rozfázování momentu hybnosti elektronů τ_p (kap. 3 v [11], [8]), protože tyto mechanismy jsou, narozdíl např. od BAP, na této veličině závislé – viz vztahy (2.3) a (2.5), resp. (6.19) a (6.21). Jak tedy tuto veličinu určit?

Při určování dominantních spinových relaxačních mechanismů se zpravidla experimentálně určuje doba rozfázování momentu hybnosti nosičů náboje z měření Hallova napětí, přesněji ze změřené pohyblivosti nosičů náboje (kap. 3 v [11], [21, 29, 30, 31, 74, 75])

a to jak v objemových materiálech, tak nanostrukturách. Z experimentu lze určit Hallovskou pohyblivost μ_{Hall} , která souvisí přes Hallův faktor r_{Hall} s transportní pohyblivostí μ_{tr} :

$$\mu_{Hall} = r_{Hall} \mu_{tr}. \quad (6.3)$$

Transportní pohyblivost je potom přímo svázána s hledanou dobou rozfázování momentu hybnosti nosičů náboje τ_p vztahem:

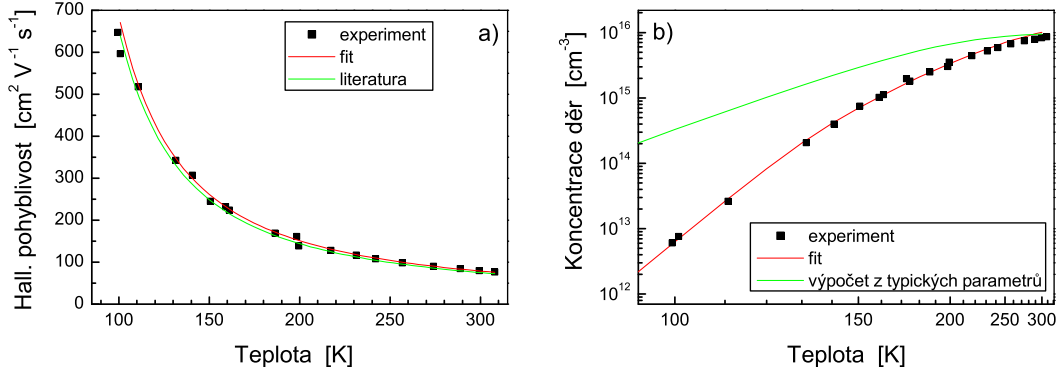
$$\mu_{tr} = \frac{e}{m_{ef}} \tau_p, \quad (6.4)$$

kde e je velikost náboje elektronu a m_{ef} efektivní hmotnost nosiče náboje (elektronu/díry). Abychom tedy určili τ_p , je potřeba se dopracovat k transportní pohyblivosti, jak vyplývá z výše uvedených vztahů. To lze v principu dvěma způsoby. Buď z teorie spočítat transportní pohyblivost (případně přímo τ_p) a následně určit τ_p a nebo transportní pohyblivost určit na základě Hallovské pohyblivosti.

6.3.1 Určení τ_p z pohyblivosti nosičů náboje

Nejprve se podíváme, zda tedy i v našem případě p-CdTe jde doba τ_p určit z měření Hallovské pohyblivosti, jak je v obr. 6.1b znázorněno zelenou šipkou (Hall). Zajímat nás bude zejména teplotní závislost pohyblivosti s cílem určit pohyblivost pro ty teploty, pro které máme experimentálně stanovené doby spinové relaxace a navíc pro stejný vzorek. Příslušné měření bohužel nebylo provedeno přímo na vzorku F36, ale na jiném typickém vzorku z téhož krystalu F36. Nicméně dá se předpokládat, že náš vzorek F36 bude mít stejné vlastnosti.

Experimentální výsledky (převzaté z [76]) jsou znázorněny v obr. 6.4. V obr. 6.4b je znázorněna teplotní závislost koncentrace nosičů náboje (tedy děr), ke které se vrátíme později v podkapitole 6.4.4. V obr. 6.4a je černými body vynesena teplotní závislost Hallovské pohyblivosti určená z experimentu. Zelená křivka představuje teplotní závislost pohyblivosti ve tvaru $\mu_{Hall} = 57[\exp(252/T) - 1]$, je převzatá literatury (obr. 11.14 v [77]) a velmi dobře popisuje experimentální data z p-CdTe publikovaná tamtéž. Tvar této závislosti je dán příslušným dominantním rozptylovým mechanismem pro nosiče náboje, kterým je v tomto teplotním rozsahu rozptyl na polárních optických fononech [21]. Červená křivka potom představuje fit experimentálních dat z obrázku funkcí $\mu_{Hall} = a 57[\exp(252/T) - 1]$. Od zelené křivky se tedy liší pouze multiplikačním faktorem a , zde



Obr. 6.4: Výsledky měření teplotní závislosti Hallovské pohyblivosti a) a koncentrace děr b) v p-CdTe v teplotním rozsahu 100 – 300 K. Zelená křivka v obrázku b) odpovídá spočtené teplotní závislosti z typických charakteristik vzorku (viz podkapitoly 6.4.4 a 6.4.5). Experimentální data jsou převzatá z [76].

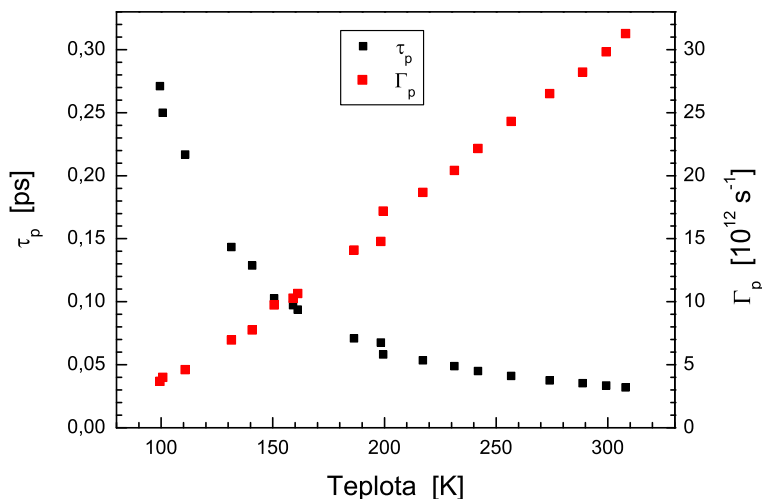
$a = 1,05$. Změřené hodnoty pohyblivosti jsou tedy v dobrém souladu s publikovanými výsledky.

Diskuse

K následnému určení transportní pohyblivosti je potřeba znát Hallův faktor r_{Hall} . Pokud vezmeme v úvahu, že ve studovaném rozsahu teplot 100 – 300 K dominuje rozptyl na polárních optických fononech a zanedbáme-li příspěvky od ostatních rozptylových mechanismů, lze za Hallův faktor vzít teoretickou hodnotu příslušející právě polárním optickým fononům [74], tj. $45 \pi / 128 \approx 1,1$. V literatuře lze pro CdTe pro rozsah teplot 80 – 400 K najít hodnotu Hallova faktoru mírně menší 1,04 [78]. Použijeme tedy tuto hodnotu. Vezmeme-li dále v úvahu efektivní hmotnost těžkých děr¹ v CdTe $m_{hh} = 0,81 m_0$ [66], kde m_0 je klidová hmotnost elektronu, lze podle vztahů (6.3) a (6.4) spočítat dobu rozfázování momentu hybnosti děr τ_p . Teplotní závislost $\tau_p(T)$ spočtenou z experimentálních dat Hallovské pohyblivosti z obr. 6.4a lze nalézt v obr. 6.5 znázorněnou černými body. Červené body pak představují příslušnou rychlostní konstantu Γ_p , tedy převrácenou hodnotu τ_p .

Jak je z obr. 6.5 patrné, doba rozfázování momentu hybnosti s klesající teplotou

¹Příspěvek lehkých děr k celkové pohyblivosti lze v prvním přiblížení zanedbat. Mají sice větší pohyblivost, ale je jich podstatně méně než těžkých děr [76].



Obr. 6.5: Teplotní závislost doby rozfázování momentu hybnosti děr τ_p (černé body) a příslušné rychlostní konstanty Γ_p (červené body) v p-CdTe v teplotním rozsahu 100 – 300 K.

narůstá. Vykazuje charakteristickou teplotní závislost (jako pohyblivost – od níž se liší pouze konstantou), která souvisí s populací polárních optických fotonů v závislosti na teplotě a která potvrzuje dominantnost příslušného rozptylového mechanismu. S klesající teplotou, kdy klesá populace fononů, dochází ke srážkám s nosiči náboje méně častěji a doba rozfázování momentu hybnosti tedy narůstá až do chvíle, kdy začne převažovat jiný rozptylový mechanismus, zpravidla rozptyl na ionizovaných nečistotách [21].

Shrneme-li opět tuto podkapitolu, tak tedy v teplotním rozsahu 100 – 300 K známe dobu rozfázování momentu hybnosti děr. Zde zůstávají dvě otázky, jak to vypadá pro teploty pod 100 K a dále, jak nám může pomoci doba rozfázování momentu hybnosti děr, pokud chceme studovat spinovou relaxaci elektronů?

Druhou otázku vyřešíme jednoduše tím, že za jistých okolností lze tvrdit, že doba rozfázování momentu hybnosti elektronů bude odpovídat době rozfázování momentu hybnosti děr. Toto bude platit, pokud půjde např. o rozptyl na polárních optických fononech. Srážka s polárním optickým fononem totiž vždy znamená významnou změnu k-vektoru jak pro elektron tak pro díru, i když jsou jejich efektivní hmotnosti rozdílné. Lze tedy tvrdit, že foto-excitovaný elektron se bude s polárním optickým fononem srážet stejně často jako díra a tedy i příslušné doby rozfázování momentu hybnosti budou stejné. Toto však platí pro teploty od cca 100 K výše, kdy rozptyl na polárních optických fononech dominuje.

Tím se také dostáváme k první otázce, jak je to pro teploty pod 100 K. Z obr. 6.5 a zejména potom z obr. 6.4a je patrné, že data pod teplotou 100 K chybí. Zde je obecně známý problém v experimentu při transportních měřeních na p-typových materiálech, konkrétně ve funkčnosti kontaktů pro nízké teploty, typicky pod 60 – 100 K.

Pokud tedy chceme nějakým způsobem experimentálně určit dobu rozfázování momentu hybnosti nosičů náboje v námi studovaném p-CdTe i pod teplotou 100 K, je potřeba zkusit použít jinou experimentální techniku.

6.3.2 Určení τ_p z experimentu autodifrakce

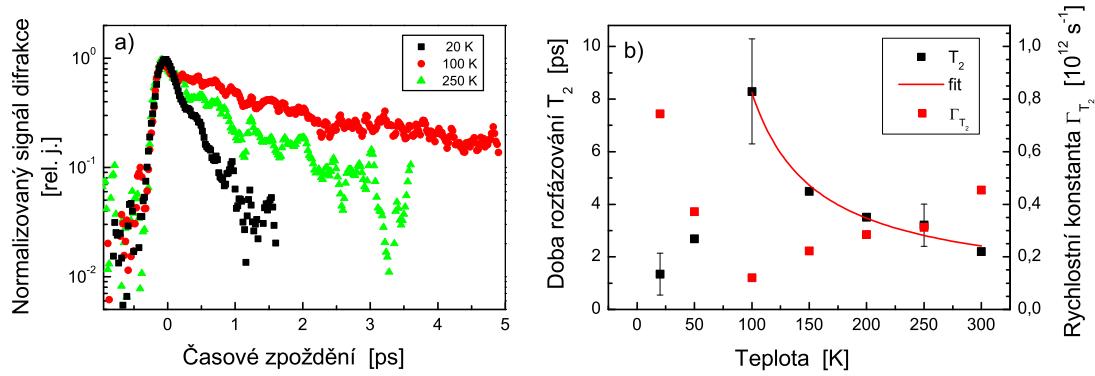
K tomuto účelu byla použita metoda čtyřvlenného směšování v autodifrakční konfiguraci v transmisní geometrii, která je stručně popsána v podkapitole 4.2 a která je v obr. 6.1b znázorněna zelenou šipkou (FWM).

Širším cílem tohoto experimentu bylo studovat dobu rozfázování volných nosičů náboje a excitonů v p-CdTe, konkrétně ve ztenčených vzorcích s různými koncentracemi dislokací. Tyto výsledky jsou publikovány a detailně popsány v článku [79]. Z nich zde však popíšeme pouze výsledky relevantní pro tuto kapitolu, tedy spinovou relaxaci elektronů v p-CdTe.

Zejména jde o teplotní závislost doby rozfázování volných nosičů náboje ve vzorku, který by co nejlépe odpovídal vzorku F36, kde byla změřena teplotní závislost doby spinové relaxace. Doba rozfázování volných nosičů náboje však byla měřena pouze ve vzorcích F36Y3 a F36Y1. Vzorek F36Y1 obsahuje oproti vzorku F36 (a F36Y3) větší koncentraci dislokací díky svému neleptanému povrchu. Vhodnější se tedy zdá použít data ze vzorku F36Y3 i za cenu mírné nesystematičnosti, kterou okomentujeme dále v diskusi.

Data z měření rozfázování volných nosičů náboje lze nalézt v obr. 6.6. Při těchto měřeních je vždy vlnová délka laseru naladěna 12 meV nad hranu zakázaného pásu při dané teplotě a výkon excitačního svazku odpovídá plošné hustotě energie v pulzu 11 nJ/cm². V obr. 6.6a jsou znázorněny vybrané normované dynamiky signálu autodifrakce. Tyto dynamiky doznívají mono-exponenciálně s časovou konstantou τ , která je s dobou rozfázování T_2 svázána vztahem $\tau = T_2/4$, protože jde o systém s nehomogenním rozšířením [58]. Doba rozfázování T_2 (černé body) je potom spolu s příslušnou rychlostní konstantou Γ_{T_2} (červené body) znázorněna v závislosti na teplotě v obr. 6.6b. Doba T_2 nejprve s klesající teplotou roste a pro teplotu pod cca 100 K opět klesá.

Příspěvek od rozptylu na polárních optických fononech k rozfázování nosičů náboje



Obr. 6.6: Teplotní závislost signálu autodifrakce. V obrázku a) je znázorněn normalizovaný signál autodifrakce pro vybrané teploty, v obrázku b) potom příslušné doby rozfázování T_2 (černé body) a odpovídající rychlostní konstanty Γ_{T_2} (červené body). Červená čára odpovídá fitu teplotní závislosti T_2 vztahem (6.5) s $c=0,087 \text{ ps K}^{-1/2}$.

může být podle [21] modelován jako:

$$T_2 = c\sqrt{T} \left(e^{\frac{\Theta}{T}} - 1 \right), \quad (6.5)$$

kde T je teplota mříže, Θ je energie LO fononu vyjádřená v jednotkách teploty a c konstanta úměrnosti. Tato závislost má pouze jeden fitovací parametr, protože energie LO-fononu v CdTe je dobře známá a nabývá hodnoty 21 meV [80]. Dobrá shoda mezi fitem a daty v obr. 6.6b potvrzuje, že zrychlení doby rozfázování s rostoucí teplotou je způsobeno rozptylem volných nosičů náboje na optických fononech. Na druhé straně, doba rozfázování T_2 s rostoucí teplotou mříže pod teplotu 100 K roste, což je způsobeno rozptylem volných nosičů náboje na ionizovaných nečistotách [21].

Diskuse

Teplotní závislost T_2 je velmi podobná právě teplotní závislosti Hallovske pohyblivosti μ_{Hall} v CdTe [77], kde je pozorován podobný typický průběh s maximem kolem $40 - 150 \text{ K}$ (podle kvality vzorku). Hallovska pohyblivost souvisí s dobou τ_p mezi srážkami pomocí vztahů (6.3) a (6.4). Dosazení doby rozfázování T_2 za dobu τ_p ale vede k hodnotám pohyblivosti v řádu $10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, což je asi $10\times$ více než typická hodnota pro krystaly podobné kvality. Tento rozdíl může být například způsoben tím, že zatímco T_2 popisuje rozptyl na mikroskopických vzdálenostech, je τ_p relevantní pro makroskopická transportní

měření. Jinými slovy, důvod může být ten, že alespoň jeden další rozptylový mechanismus přispívá k τ_p , který je relevantní pro transportní vlastnosti, ale jehož vliv je mnohem menší v případě experimentu autodifrakce [81]. Příkladem může být rozptyl na nerovnostech rozhraní, který je zodpovědný za rozdíl mezi T_2 a τ_p v kvantových jámách [81]. Jiným zdrojem rozdílu mezi T_2 a τ_p může být rozdílná pravděpodobnost rozptylu na optických fononech pro nosiče náboje, které přispívají k autodifrakci a měření Hallovske pohyblivosti. V experimentu autodifrakce jsou nosiče náboje generovány opticky u dna pásů a proto je jejich distribuční funkce odlišná od distribuční funkce nosičů náboje v termální rovnováze s mříží, které přispívají k měření Hallovske pohyblivosti.

Výše uvedená teplotní závislost T_2 z autodifrakce byla změřena na vzorku F36Y3. Zde jsme se dopustili drobné nesystematičnosti plynoucí ze zatížení vzorku F36Y3 mechanickým napětím pro nízké teploty. Ideální by bylo měřit autodifrakci na vzorku který je i pro nízké teploty bez mechanického napětí. Takový vzorek bohužel nemáme k dispozici, použili jsme tedy vzorek F36Y3. Data T_2 z autodifrakce a τ_p z pohyblivosti se při jinak charakterově stejné teplotní závislosti liší i pro pokojovou teplotu, kdy je vzorek bez mechanického napětí. Můžeme z toho tedy usoudit, že mechanické napětí není dramaticky (ve smyslu řádů) zodpovědné za rozdíl T_2 z autodifrakce a τ_p z pohyblivosti. Dále je tedy možné jeho zanedbání i pro teploty pod 100 K a nízkoteplotní hodnoty T_2 následně brát jako řádový odhad τ_p pro vzorek F36. Nicméně takto získané hodnoty τ_p v řádu jednotek ps jsou poměrně velké v porovnání s typickými hodnotami v řádu desítek až stovek fs z experimentů na jiných polovodičích [58].

Nyní se můžeme vrátit zpět k zelené šipce „FWM“ v obr. 6.1 a uvedenou podkapitolu shrnout. Pro teploty pod 100 K, kde v p-CdTe nelze použít standardní postup určení doby τ_p z měření pohyblivosti, se nám tedy s pomocí FWM v autodifrakční konfiguraci podařilo určit alespoň řádový odhad doby rozfázování momentu hybnosti nosičů náboje τ_p v p-CdTe pro danou teplotní oblast.

I přes tento částečný úspěch nám tedy k získání přesnějších hodnot nezbyvá, než se teplotní závislost doby rozfázování momentu hybnosti nosičů náboje, zejména pro nízké teploty, pokusit spočítat.

6.4 Výpočet doby relaxace momentu hybnosti τ_p

Při výpočtu doby relaxace momentu hybnosti elektronu budeme postupovat stejně jako autoři v [21], kde je τ_p počítáno taktéž za účelem určení dominantních spinových relaxačních mechanismů elektronů v III-V objemových polovodičích, konkrétně GaAs, GaSb, InAs a InSb. Vezmeme-li v úvahu shodnost krystalové struktury polovodiče CdTe a GaAs, lze příslušné vztahy použít i pro výpočet doby rozfázování momentu hybnosti elektronů v CdTe, ačkoliv jde o polovodič typu II-VI.

Postupně tedy budeme brát jednotlivé mechanismy přispívající k rozfázování momentu hybnosti elektronů, rozptyl na optických fononech (τ_p^{po}), rozptyl na ionizovaných nečistotách (τ_p^{ii}), piezoelektrický rozptyl (τ_p^{pe}) a rozptyl na deformačním potenciálu akustických fononů (τ_p^{dp}). Rozptyl na neutrálních nečistotách, který je však řádově slabší než na ionizovaných nečistotách, zanedbáme. Níže uvedené výpočty budou navíc provedeny za zjednodušených podmínek: (a) pro vodivostní elektrony použijeme klasickou Boltzmannovskou statistiku, elektrony budeme považovat za termalizované s mříží s jejich střední energií $k_B T$, (b) budeme uvažovat parabolické pásy, resp. použijeme parabolickou aproximaci, (c) k určení výsledné doby rozfázování momentu hybnosti τ_p použijeme Mathiesenovo pravidlo:

$$1/\tau_p = 1/\tau_p^{po} + 1/\tau_p^{ii} + 1/\tau_p^{pe} + 1/\tau_p^{dp}, \quad (6.6)$$

případně ve tvaru:

$$\Gamma_p = \Gamma_p^{po} + \Gamma_p^{ii} + \Gamma_p^{pe} + \Gamma_p^{dp}, \quad (6.7)$$

kde $\Gamma_p^{mech.}$ jsou příslušné rychlostní konstanty definované jako $\Gamma_p = 1/\tau_p$.

Za výše uvedených zjednodušení se tedy nyní můžeme pokusit jednotlivé příspěvky spočítat.

6.4.1 Piezoelektrický rozptyl

Doba rozfázování momentu hybnosti vlivem piezoelektrického rozptylu je dána ([21] v CGS) v SI vztahem:

$$\tau_p^{pe} = \frac{280\sqrt{\pi}}{3} \frac{\hbar}{\sqrt{h c R k_B T}} \left(\frac{m_0}{m_c}\right)^{1/2} \frac{h c R a_0}{e^2 h_{14}^2 (4/c_t + 3/c_l)}, \quad (6.8)$$

kde R , k_B a h (\hbar) jsou po řadě Rydbergova, Boltzmannova, Planckova (redukovaná) konstanta, c rychlost světla ve vakuu, m_0 klidová hmotnost elektronu, m_c efektivní hmotnost

elektronu u dna vodivostního pásu, T teplota mříže, a_0 Bohrovův poloměr, e velikost náboje elektronu, h_{14} piezoelektrická konstanta a c_l/c_t je longitudinální/transverzální elastická konstanta definovaná pomocí elastických konstant c_{ij} jako:

$$c_l = (3c_{11} + 2c_{12} + 4c_{44}) / 5, \quad (6.9)$$

$$c_t = (c_{11} - c_{12} + 3c_{44}) / 5. \quad (6.10)$$

Hodnota piezoelektrické konstanty je pro CdTe $h_{14} = 3,94 \times 10^8 \text{ Vm}^{-1}$ [82]. S použitím elastických konstant $c_{11} = 5,6 \times 10^{10} \text{ Nm}^{-2}$, $c_{12} = 3,9 \times 10^{10} \text{ Nm}^{-2}$ a $c_{44} = 2,0 \times 10^{10} \text{ Nm}^{-2}$ [83] dostáváme podle (6.9) a (6.10) $c_l = 6,5 \times 10^{10} \text{ Nm}^{-2}$, a $c_t = 1,5 \times 10^{10} \text{ Nm}^{-2}$. Efektivní hmotnost elektronů u dna vodivostního pásu je v CdTe $m_c = 0,095 m_0$ [66]. Vezmeme-li dále v úvahu hodnoty základních fyzikálních konstant [84] ($R = 1,097 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$, $k_B = 1,381 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$, $h = 6,626 \times 10^{-34} \text{ Js}$, $c = 2,998 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$, $m_0 = 9,110 \times 10^{-31} \text{ kg}$, $a_0 = 5,292 \times 10^{-11} \text{ m}$, $e = 1,602 \times 10^{-19} \text{ C}$), lze již ze vztahu (6.8) spočítat teplotní závislost doby rozfázování momentu hybnosti elektronu v CdTe zapříčiněnou piezoelektrickým rozptylem.

6.4.2 Rozptyl na deformačním potenciálu

Doba rozfázování momentu hybnosti vlivem rozptylu na deformačním potenciálu je dána ([21] v CGS) v SI vztahem:

$$\tau_p^{dp} = \frac{8\sqrt{\pi}}{3} \frac{\hbar (hcR)^{3/2}}{E_1^2 (k_B T)^{3/2}} \left(\frac{m_0}{m_c}\right)^{3/2} a_0^3 c_l, \quad (6.11)$$

kde R , k_B a h (\hbar) jsou po řadě Rydbergova, Boltzmannova, Planckova (redukováná) konstanta, c rychlost světla ve vakuu, m_0 klidová hmotnost elektronu, m_c efektivní hmotnost elektronu u dna vodivostního pásu, T teplota mříže, a_0 Bohrovův poloměr, c_l longitudinální elastická konstanta definovaná výše a E_1 deformační potenciál.

V literatuře lze nalézt různé hodnoty deformačního potenciálu v CdTe, např. přehledně shrnuté v [85], které se pohybují v rozsahu $-4,5 \text{ eV}$ až $-2,7 \text{ eV}$. Pro výpočet tedy zvolíme přibližně střední hodnotu $E_1 = -3,5 \text{ eV}$, která velmi pěkně odpovídá dvěma nezávislým experimentálním výsledkům ($-3,55 \text{ eV}$ a $-3,44 \text{ eV}$). Nyní již lze ze vztahu (6.11) spočítat teplotní závislost doby rozfázování momentu hybnosti elektronu v CdTe zapříčiněnou rozptylem na deformačním potenciálu.

6.4.3 Rozptyl na PO-fononech

Příspěvek od polárních optických fononů je dán ([21] v CGS) v SI vztahem:

$$\tau_p^{po} = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \frac{\hbar}{\sqrt{h c R k_B T}} \frac{\epsilon_r^0 \epsilon_r^\infty}{\epsilon_r^0 - \epsilon_r^\infty} \left(\frac{m_0}{m_c}\right)^{1/2} \frac{e^{\Theta_l/T} - 1}{\Theta_l/T} G^{(1)} e^{-\xi}, \quad (6.12)$$

kde R , k_B a h (\hbar) jsou po řadě Rydbergova, Boltzmannova, Planckova (redukováná) konstanta, c rychlost světla ve vakuu, $\epsilon_r^0 / \epsilon_r^\infty$ statická a vysokofrekvenční relativní permitivita, m_0 klidová hmotnost elektronu, m_c efektivní hmotnost elektronu u dna vodivostního pásu, T teplota mříže, Θ_l energie LO-fononu vyjádřená v jednotkách teploty a $G^{(1)} e^{-\xi}$ funkce závislá na teplotě a koncentraci volných nosičů náboje.

Hodnoty statické i vysokofrekvenční relativní permitivity $\epsilon_r^0 = 10,4$ a $\epsilon_r^\infty = 7,1$ lze pro CdTe nalézt např. v [66]. Parametr Θ_l lze určit vydělením energie LO-fononu Boltzmannovou konstantou. V CdTe má LO-fonon frekvenci $\nu_{LO} = 5,08 \text{ THz}$, resp. energii 21 meV , tedy parametr $\Theta_l = 244 \text{ K}$. Zbývá určit hodnotu funkce $G^{(1)} e^{-\xi}$. Tu lze určit v závislosti na poměru energie LO-fononu ($h\nu_{LO}$) a střední energie nosiče náboje ($k_B T$) v kombinaci s poměrem plazmové frekvence (ν_p) a frekvence LO-fononu (ν_{LO}) [86]. Plazmová frekvence je dána vztahem:

$$\nu_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{ne^2}{\epsilon_0 \epsilon_r^\infty m_{ef}}}, \quad (6.13)$$

kde n je koncentrace nosičů náboje (v našem případě děr) a m_{ef} efektivní hmotnost nosiče náboje u dna (valenčního) pásu, v našem případě p-CdTe díry s hmotností $m_v = 0,81 m_0$ [66]. Pro pokojovou teplotu, kdy máme ve vzorku největší koncentraci děr cca $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, je poměr ν_p/ν_{LO} menší než 0,2. S klesající teplotou, jak klesá koncentrace děr, klesá i plazmová frekvence a poměr ν_p/ν_{LO} se blíží k nule. Hodnoty funkce $G^{(1)} e^{-\xi}$ se pro pokojovou teplotu pro poměry ν_p/ν_{LO} rovné 0 a 0,2 příliš neliší (viz obr. 2 v [86]). Lze tedy v našem případě pro všechny uvažované teploty použít hodnoty funkce $G^{(1)} e^{-\xi}$ odečtené z obr. 2 v [86] pro poměr ν_p/ν_{LO} rovný 0 s odhadnutou chybou do 20%. Hodnoty pro vybrané teploty jsou uvedeny v tabulce 6.1. Hodnoty pro ostatní teploty byly určeny lineární interpolací. S jejich pomocí již lze ze vztahu (6.12) spočítat teplotní závislost doby rozfázování momentu hybnosti elektronu $\tau_p^{po}(T)$ v CdTe zapříčiněnou rozptylem na PO-fononech.

T	300	275	250	225	200	175	150	125	100	75	50	25	10
z	0,81	0,89	0,97	1,08	1,22	1,39	1,62	1,95	2,44	3,25	4,87	9,75	24,4
f	0,70	0,67	0,65	0,64	0,63	0,63	0,64	0,66	0,72	0,85	1,2	2,36*	3,3**

Tab. 6.1: Hodnoty funkce $G^{(1)}e^{-\xi}$ v závislosti na teplotě. T značí teplotu v K , z odpovídá poměru $h\nu_{LO}/k_B T$ a f značí hledanou funkci $G^{(1)}e^{-\xi}$. * – extrapolovaná hodnota z obr. 2 v [86], ** – limitní hodnota pro nedegenerovanou statistiku za nízkých teplot $\frac{3}{8}\sqrt{\pi z}$ [87].

6.4.4 Rozptyl na ionizovaných nečistotách

Doba rozfázování momentu hybnosti vlivem rozptylu na ionizovaných nečistotách je dána ([21] v CGS) v SI vztahem:

$$\tau_p^{ii} = \frac{1}{3\pi^{3/2}} \frac{(\epsilon_r^0)^2/a_0^3}{2N_m + n} \frac{\hbar (k_B T)^{3/2}}{(h c R)^{5/2}} \left(\frac{m_c}{m_0}\right)^{1/2} \int_0^\infty \frac{x^3 e^{-x}}{g(n, T, x)} dx, \quad (6.14)$$

kde R , k_B a h (\hbar) jsou po řadě Rydbergova, Boltzmannova, Planckova (redukováná) konstanta, ϵ_r^0 statická relativní permitivita, a_0 Bohrovův poloměr, N_m koncentrace minoritních nečistot, n koncentrace volných nosičů náboje, c rychlost světla ve vakuu, m_0 klidová hmotnost elektronu, m_c efektivní hmotnost elektronu u dna vodivostního pásu, T teplota mříže, x bezrozměrný faktor $x = E/(k_B T)$, kde E je energie nosiče náboje, a funkce $g(n, T, x)$ je dána:

$$g(n, T, x) = \ln(1 + b) - \frac{b}{1 + b}, \quad (6.15)$$

přičemž b je:

$$b = \frac{1}{2\pi} \frac{\epsilon_r^0}{a_0^3 n} \left(\frac{k_B T}{h c R}\right)^2 \frac{m_c}{m_0} x. \quad (6.16)$$

Opomeneme-li ve vztahu (6.14) integrál, který bude spočten numericky, komplikuje nám výpočet ještě neznalost koncentrace minoritních příměsí N_m a dále koncentrace volných nosičů náboje n , která je navíc funkcí teploty a vystupuje též v integrálu. Je tedy třeba nějakým způsobem tyto neznámé určit.

Typické charakteristiky vzorku

První z možností, jak je naznačeno v obr. 6.1b je použít nějaké typické charakteristiky vzorku, tedy odhadnuté parametry, na základě kterých jde určit teplotní závislost koncentrace volných nosičů náboje n . Známe-li koncentraci majoritních příměsí N_M , minoritních příměsí N_m a typickou aktivační energii E_i majoritní příměsi, lze koncentraci

volných nosičů náboje určit ze vztahu:

$$\frac{n(n + N_m)}{N_M - N_m - n} = \frac{1}{8} \left(\frac{2m_{ef}k_B T}{\pi \hbar^2} \right)^{3/2} e^{\left(\frac{-E_i}{k_B T} \right)}, \quad (6.17)$$

kde m_{ef} je efektivní hmotnost majoritního nosiče náboje (elektronu nebo díry). Tato situace odpovídá nejjednoduššímu modelu, kdy majoritní nosiče od poskytovatelů majoritních nosičů náboje s aktivační energií E_i jsou kompenzované minoritními nosiči náboje od plně ionizovaných poskytovatelů minoritních nosičů náboje. Např. v [21] byly tímto způsobem studovány SRM v p- i n-typových polovodičích v závislosti na koncentraci majoritních příměsí N_M . Hodnota N_m přitom byla fixována na $N_m = 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ a typická aktivační energie E_i byla spočtena ze vztahu:

$$E_i = \frac{h c R}{(\epsilon_r^0)^2} \frac{m_{ef}}{m_0}. \quad (6.18)$$

Můžeme tedy postupovat stejným způsobem. Z hodnot $N_M = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $N_m = 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ a $E_i = 102 \text{ meV}$ tedy spočteme teplotní závislost koncentrace volných nosičů náboje a následně $\tau_p^{ii}(T)$.

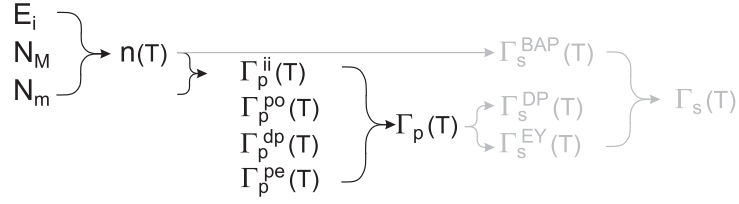
Reálné charakteristiky vzorku

Druhou možností je pokusit se zjistit reálné charakteristiky vzorku, tedy N_m a $n(T)$, nejlépe pro vzorek F36, kde byla měřena teplotní závislost doby spinové relaxace. Pro vzorek F36 sice tyto údaje přímo nemáme, nicméně můžeme je nahradit ekvivalentním vzorkem typického p-CdTe z téhož krystalu F36, kde byla měřena Hallovska pohyblivost a kde byla též určena teplotní závislost koncentrace děr, znázorněná na obr. 6.4b.

Máme tedy k dispozici teplotní závislost koncentrace děr, ale opět pouze v teplotním rozsahu 100 – 300 K. V nejjednodušším modelu popsaném výše, lze experimentálně určenou teplotní závislost koncentrace děr pomocí vztahu (6.17) nařítovat (viz obr. 6.4b.), což vede k hodnotám $N_M = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $N_m = 7 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ a $E_i = 130 \text{ meV}$. Ze vztahu (6.17) pak lze určit koncentraci děr i pro teploty pod 100 K a následně pomocí vztahů (6.14) – (6.16) spočítat teplotní závislost $\tau_p^{ii}(T)$, tedy doby rozfázování momentu hybnosti elektronu v CdTe zapříčiněnou rozptylem na ionizovaných nečistotách.

6.4.5 Výsledky výpočtů

Nyní již máme k dispozici všechny potřebné vztahy k výpočtu doby rozfázování momentu hybnosti τ_p pro elektron v CdTe, resp. příslušné rychlostní konstanty Γ_p . Při výpoč-



Obr. 6.7: Schéma výpočtu Γ_p . Šedou barvou jsou znázorněny souvislosti s výpočty dalších veličin popisujících spinovou relaxaci.

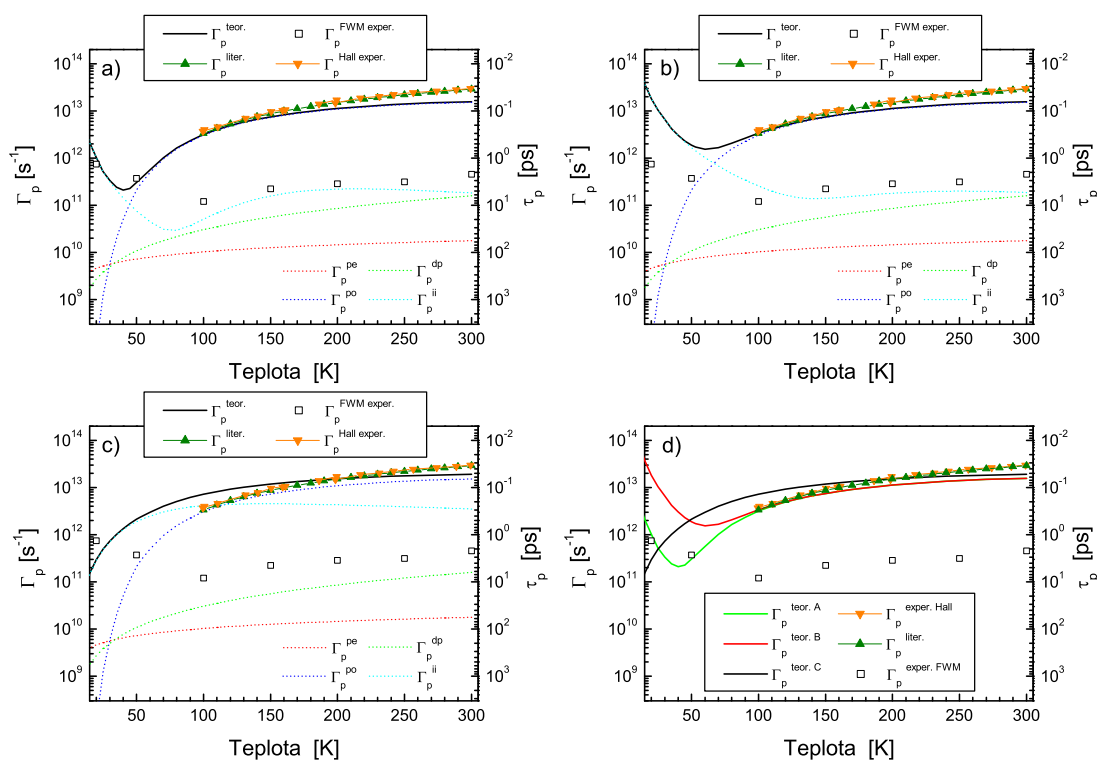
tu budeme postupovat podle schématu v obr. 6.7. Nejprve spočteme na základě parametrů E_i , N_M a N_m teplotní závislost koncentrace děr $n(T)$ ze vztahu (6.17). S pomocí $n(T)$ lze dále podle výše uvedených vztahů (6.8), (6.11), (6.12) a (6.14) spočítat doby rozfázování momentu hybnosti pro jednotlivé mechanismy, a následně s pomocí vztahu (6.1), resp. (6.2), určit výslednou teplotní závislost rychlostní konstanty rozfázování momentu hybnosti $\Gamma_p(T)$ pro elektron v p-CdTe.

Klíčovým prvkem v této části výpočtů je, jak vyplývá ze schématu v obr. 6.7 a hlavně z podkapitoly 6.4.4, zřejmě teplotní závislost koncentrace děr. Protože nejsou k dispozici experimentální data $n(T)$ pro teploty pod 100 K, musíme k jejich výpočtu nutně vyjít z parametrů E_i , N_M a N_m . Otázkou je, jak tyto parametry zvolit. Zde se budeme zabývat třemi případy, které se postupně budou blížit realitě experimentu. V prvním případě použijeme typické parametry, ve druhém případě se budeme snažit respektovat experimentální výsledky $n(T)$ a konečně ve třetím případě i experimentální podmínky při měření doby spinové relaxace.

V prvním případě, budeme postupovat naprosto analogicky jako autoři v [21], kdy vezmeme parametr $N_m = 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $E_i = 102 \text{ meV}$ spočteme ze vztahu (6.18) a hodnotu $N_M = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ zvolíme jako typickou hodnotu pro námi studované vzorky p-CdTe (viz tabulka 5.2). Teplotní závislost koncentrace děr je pro srovnání s experimentem znázorněna v obr. 6.4b zelenou čarou. Výsledky výpočtu $\Gamma_p(T)$ jsou znázorněny v obr. 6.8a.

Ve druhém případě, se pokusíme respektovat experimentálně zjištěnou teplotní závislost koncentrace děr. Parametry E_i , N_M a N_m zvolíme tak, aby spočtené hodnoty $n(T)$ odpovídaly experimentálním hodnotám, resp. teplotní závislost děr nafitujeme. Fit experimentálních dat vztahem (6.17), znázorněný v obr. 6.4b červenou čarou, vede k hodnotám parametrů $N_M = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $N_m = 7 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ a $E_i = 130 \text{ meV}$. Odpovídající výsledky výpočtu $\Gamma_p(T)$ jsou znázorněny v obr. 6.8b.

Třetí a důležitý případ, který bude detailněji rozebrán dále v případě výpočtu spinové relaxace vlivem BAP SRM, vychází z předchozího případu. Ke koncentraci děr je ale navíc ještě přičtena koncentrace foto-excitovaných děr $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, což souvisí s experimentální technikou pro měření spinové relaxace, která je popsána v podkapitole 6.2. Výsledky výpočtu $\Gamma_p(T)$ jsou pro tento případ znázorněny v obr. 6.8c.



Obr. 6.8: Spočtené rychlostní konstanty rozfázování momentu hybnosti elektronu v p-CdTe pro 3 různé situace materiálně-experimentálních podmínek: a) typické parametry CdTe, b) CdTe s reálnou teplotní závislostí koncentrace děr, c) rozšíření b) o foto-excitované díry. V obrázku a)-c) jsou tenkými přerušovanými čarami znázorněny teplotní závislosti rychlostních konstant jednotlivých mechanismů (Γ_p^{pe} – piezoelektrický rozptyl, Γ_p^{dp} – rozptyl na deformačním potenciálu, Γ_p^{po} – rozptyl na PO fononech, Γ_p^{ii} – rozptyl na ionizovaných nečistotách) vedoucích k rozfázování momentu hybnosti elektronu. Silná černá čára ($\Gamma_p^{teor.}$) pak odpovídá výsledné teplotní závislosti. Ta je zde dále porovnána s rychlostními konstantami získanými na základě dat pohyblivosti z literatury ($\Gamma_p^{liter.}$), z experimentu autodifrakce ($\Gamma_p^{FWM \text{ exper.}}$) a z měření Hallovské pohyblivosti ($\Gamma_p^{Hall \text{ exper.}}$). V obrázku d) jsou potom výsledky a)-c) porovnány. Křivky $\Gamma_p^{teor. A, B, C}$ odpovídají pořadí černým křivkám z obrázků a)-c).

Diskuse

Podívejme se tedy na spočtené výsledky v obr. 6.8a-c. Rychlostní konstanty jednotlivých mechanismů (Γ_p^{pe} , Γ_p^{dp} , Γ_p^{po} , Γ_p^{ii}), přispívajících k rozfázování momentu hybnosti, jsou zde znázorněny tenkými přerušovanými čarami. Výsledná rychlostní konstanta Γ_p je pak dána jejich součtem a v obrázku jí odpovídá silná černá čára. Jak je z obrázků patrné, piezoelektrický rozptyl a rozptyl na deformačním potenciálu (oba nezávislé na $n(T)$) lze zanedbat. Dominantním rozptylovým mechanismem je pro všechny tři uvažované varianty rozptyl na polárních optických fononech (taktéž nezávisí na $n(T)$) pro teploty nad 100 K a rozptyl na ionizovaných nečistotách pro teploty pod 50 – 70 K, což kvalitativně odpovídá publikovaným výsledkům na jiných polovodičových materiálech, např. [21, 30, 74]. Pro porovnání jsou dále v obrázcích znázorněny pomocí bodů hodnoty rychlostních konstant získaných jinak než přímým výpočtem. Černé prázdné body odpovídají rychlostní konstantě $\Gamma_p^{FWM\ exper.}$ určené z experimentu FWM v autodifrakční konfiguraci. Barevné trojúhelníky potom odpovídají rychlostním konstantám $\Gamma_p^{Hall\ exper.}$ a $\Gamma_p^{liter.}$ určeným na základě pohyblivosti z Hallovského experimentu a literatury. V obr. 6.8d jsou pak jednotlivé způsoby výpočtu rychlostní konstanty Γ_p rozfázování momentu hybnosti elektronu v p-CdTe vzájemně porovnány. Zelená křivka odpovídá výpočtu v obrázku a), červená v obrázku b) a černá v obrázku c), závislosti Γ_p značené symboly jsou identické jako v a)-c).

Výsledky výpočtu Γ_p velmi pěkně souhlasí s Hallovským experimentem i literaturou, zejména v obr. 6.8a,b pro teploty cca 100 – 200 K. Pro vyšší teploty roste spočtená hodnota pomaleji v porovnání s hodnotou určenou na základě Hallovského experimentu, nicméně pro pokojovou teplotu se liší maximálně faktorem cca 2. Vysvětlení tohoto rozdílu zatím není zcela jasné. Znamená to ale, že pro pokojovou teplotu vychází spočtená doba τ_p , resp. doba mezi srážkami nosičů náboje, větší než reálně určená ze změřené pohyblivosti. To může např. souviset s tím, že výpočet provádíme pro ideální krystal, ale měření v reálném krystalu, kde může vlivem nedokonalostí krystalu docházet k častějším srážkám nosičů náboje a tedy výsledná doba τ_p bude kratší než spočtená. Alternativou může být též nezahrnutí rozptylového mechanismu nosič-nosič do výpočtu, což zejména pro vyšší koncentrace nosičů náboje, tedy vyšší teploty, může vést k větší hodnotě výpočtem určeného τ_p v porovnání s experimentální hodnotou určenou z Hallovské pohyblivosti. Poměrně dobré shody, cca v rámci faktoru 2, je pro teploty 100 – 300 K též dosaženo v obr. 6.8c, kdy ve vzorku navíc foto-excituje dodatečné nosiče náboje, které ovšem nenecháme

zrekombinovat, resp. po foto-excitaci necháme systém jaksí zamrznout.

Naproti tomu se teplotní závislosti Γ_p pro jednotlivé spočtené případy pro teploty pod 100 K liší, jak je patrné z obr. 6.8d. Za to může zejména závislost Γ_p^{ii} na materiálových parametrech vzorku. Například na koncentraci N_m minoritních nečistot. Pro teploty pod 100 K je koncentrace děr menší než $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (viz obr. 6.4b) a vzhledem k hodnotě E_i s klesající teplotou (dle použitého modelu, varianta v obr. 6.8b) poměrně rychle klesá. Dá-li se n oproti N_m ve vztahu (6.14) zanedbat, pak Γ_p^{ii} je při nízké teplotě prakticky úměrné² koncentraci N_m . Opačným extrémem je varianta c), kdy koncentrace foto-excitovaných nosičů náboje, podstatně větší než koncentrace N_m , závislost Γ_p^{ii} na N_m prakticky vymaže.

Pokusíme se tedy shrnout výsledky výpočtu rozfázování momentu hybnosti elektronu v p-CdTe. Spočtené hodnoty rychlostní konstanty Γ_p odpovídají velmi dobře hodnotám určeným jak z literatury tak i experimentálně pro teploty nad 100 K, kde jsou tyto hodnoty k dispozici. Dá se tedy předpokládat, že i spočtené hodnoty pro teploty pod 100 K jsou v rámci modelu ve všech třech uvažovaných variantách hodnot materiálových parametrů smysluplné a lze jimi nahradit dřívější řádový odhad $\Gamma_p^{FWM \text{ exper.}}$ pro nízké teploty.

Ve stejném teplotním rozsahu (25 – 300 K), jako byla měřena teplotní závislost doby spinové relaxace v p-CdTe, tedy máme k dispozici teplotní závislost Γ_p , resp. τ_p . S jejich pomocí nyní můžeme spočítat předpověď doby spinové relaxace elektronu vlivem EY a DP spinového relaxačního mechanismu.

6.5 Výpočty dob spinové relaxace τ_s pro různé mechanismy spinové relaxace

Postupně tedy spočteme dobu spinové relaxace pro jednotlivé uvažované spinové relaxační mechanismy. V úvahu vezmeme tři relevantní spinové relaxační mechanismy pro p-typové polovodiče, Elliot-Yafetův, D'yakonov-Perel'ův a Bir-Aronov-Pikusův, které jsou popsány v podkapitole 2.3. Hyperjemnou interakci, která se výrazněji projevuje pouze u vázaných elektronů [7], můžeme, stejně jako autoři v [21], v případě volných elektronů zanedbat.

²Závislost integrálu v (6.14) na n je poměrně slabá, pokud je n menší než typická koncentrace N_m .

6.5.1 Mechanismus Elliott-Yafetův

Nejdříve se podíváme na Elliot-Yafetův spinový relaxační mechanismus (EY). Dobu spinové relaxace elektronů τ_s^{EY} , zapříčiněnou tímto mechanismem, lze pro nedegenerovaný polovodič a Boltzmannovskou statistiku spočítat dle vztahu [21]:

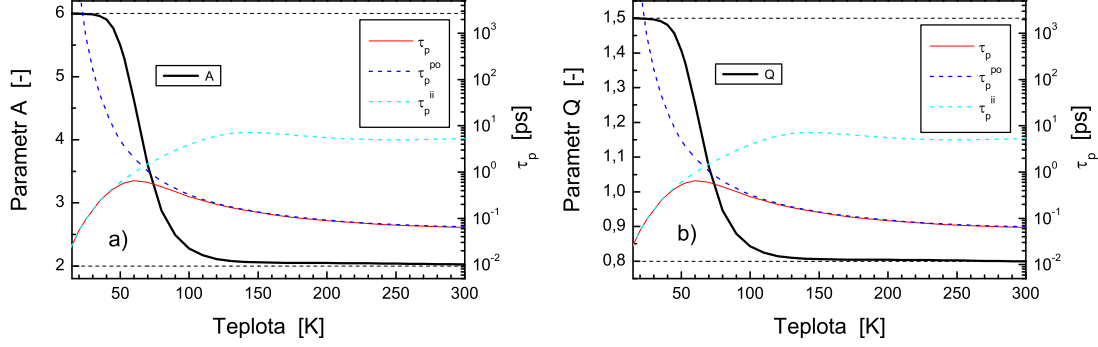
$$\frac{1}{\tau_s^{EY}} = A \left(\frac{k_B T}{E_g} \right)^2 \eta^2 \left(\frac{1 - \eta/2}{1 - \eta/3} \right)^2 \frac{1}{\tau_p}, \quad (6.19)$$

kde k_B je Boltzmannova konstanta, T teplota, E_g šířka zakázaného pásu při dané teplotě, τ_p doba rozfázování momentu hybnosti a η je dáno jako $\eta = \Delta/(E_g + \Delta)$, přičemž Δ je energie spin-orbitálního štěpení valenčního pásu. A je bezrozměrná konstanta, která nabývá hodnot v rozmezí 2 – 6 v závislosti na dominantním mechanismu rozfázování momentu hybnosti.

Vezmeme-li v úvahu hodnotu spin-orbitálního štěpení valenčního pásu $\Delta = 0,95 \text{ eV}$ [66] a teplotní závislost šířky zakázaného pásu danou vztahem (5.1), lze bezrozměrný parametr η jako funkci teploty snadno spočítat. Použijeme-li dále výše spočtené hodnoty τ_p , zbývá se ve vzorci vypořádat pouze s konstantou A . Jednou z možností je postupovat jako autoři v [21] a použít průměrnou hodnotu, tedy $A = 4$. Druhou možností je pro různé teploty brát hodnotu $A(T)$ takovou, která odpovídá dominantnímu mechanismu rozfázování momentu hybnosti při teplotě T . Hodnotu konstanty A pro jednotlivé mechanismy rozfázování momentu hybnosti lze nalézt např. v [11], konkrétně $A = 2$ pro rozptyl na krystalové mříži (kam patří i polární optické fonony) a $A = 6$ pro rozptyl na ionizovaných nečistotách. Chceme tedy nalézt takovou funkci $A(T)$, která by v závislosti na dominantním rozptylovém mechanismu nabývala při dané teplotě správné hodnoty. To lze zařídit např. zavedením funkce:

$$A(T) = \tau_p(T) \sum_{mech.} \frac{A^{mech.}}{\tau_p^{mech.}(T)} \approx \tau_p(T) \left(\frac{A^{po}}{\tau_p^{po}(T)} + \frac{A^{ii}}{\tau_p^{ii}(T)} \right), \quad (6.20)$$

kde jsme nakonec, s přihlédnutím k obr. 6.8a-c, vzali v úvahu pouze dominantní mechanismy rozfázování momentu hybnosti, resp. rozptyl na polárních optických fononech a ionizovaných nečistotách. A se tedy správně blíží hodnotě $A^{ii} = 6$ pro nízké teploty a hodnotě $A^{po} = 2$ pro pokojovou teplotu (viz obr. 6.9a). Nyní již můžeme podle vztahu (6.19) spočítat teplotní závislost doby spinové relaxace elektronu vlivem EY SRM, resp. příslušnou rychlostní konstantu $\Gamma_s^{EY} = 1/\tau_s^{EY}$.



Obr. 6.9: V obrázku a) a b) jsou silnou černou čarou postupně znázorněny teplotní závislosti parametrů A a Q daných vztahy (6.20) a (6.23). Tenké černé čáry představují v obou obrázcích příslušné limitní hodnoty parametrů. Barevné přerušované čáry odpovídají v obou obrázcích jednotlivým teplotním závislostem dob od uvažovaných mechanismů rozfázování momentu hybnosti (τ_p^{po} – PO fonony, τ_p^{ii} – ionizované nečistoty), červená tenká čára pak výsledné hodnotě τ_p . Teplotní průběhy τ_p , τ_p^{po} a τ_p^{ii} zde odpovídají obr. 6.8b.

6.5.2 Mechanismus D'yakonov-Perel'ův

Obdobně budeme postupovat i v případě D'yakonova-Perel'ova spinového relaxačního mechanismu (DP). Dobu spinové relaxace elektronů τ_s^{DP} , zapříčiněnou tímto mechanismem, lze za stejných předpokladů jako pro EY, tj. pro nedegenerovaný polovodič a Boltzmannovskou statistiku, spočítat dle vztahu [21]:

$$\frac{1}{\tau_s^{DP}} = Q\alpha^2 \frac{(k_B T)^3}{\hbar^2 E_g} \tau_p, \quad (6.21)$$

kde k_B a \hbar jsou Boltzmannova a Planckova redukovaná konstanta, T teplota, E_g šířka zakázaného pásu při dané teplotě, τ_p doba rozfázování momentu hybnosti a α je dáno jako:

$$\alpha \approx \frac{4\eta}{\sqrt{3 - \eta}} \frac{m_c}{m_0}, \quad (6.22)$$

přičemž η je zavedeno v předchozí podkapitole a m_c a m_0 jsou efektivní a klidová hmotnost elektronu. Poslední neznámá Q představuje bezrozměrný parametr, který nabývá hodnot v rozmezí 0,8 – 2,7, opět v závislosti na dominantním mechanismu rozfázování momentu hybnosti. Namísto použití průměrné hodnoty pro celý rozsah teplot se pokusíme nalézt přesnější závislost $Q(T)$, která by korespondovala s dominantními mechanismy rozfázování momentu hybnosti při dané teplotě. Hodnotu konstanty Q pro jednotlivé mechanismy

rozfázování momentu hybnosti lze nalézt např. v [11], konkrétně $Q = 0,8$ pro rozptyl na polárních optických fononech a pro piezoelektrický rozptyl, $Q = 1,5$ pro rozptyl na ionizovaných nečistotách a $Q = 2,7$ pro rozptyl na deformačním potenciálu. Zavedeme tedy funkci $Q(T)$, stejným způsobem jako výše funkci $A(T)$, vztahem:

$$Q(T) = \tau_p(T) \sum_{mech.} \frac{Q^{mech.}}{\tau_p^{mech.}(T)} \approx \tau_p(T) \left(\frac{Q^{po}}{\tau_p^{po}(T)} + \frac{Q^{ii}}{\tau_p^{ii}(T)} \right), \quad (6.23)$$

kde jsme nakonec, s přihlédnutím k obr. 6.8a-c, vzali v úvahu pouze dominantní mechanismy rozfázování momentu hybnosti, resp. rozptyl na polárních optických fononech a ionizovaných nečistotách. Q se tedy správně blíží hodnotě $Q^{ii} = 1,5$ pro nízké teploty a hodnotě $Q^{po} = 0,8$ pro pokojovou teplotu (viz obr. 6.9b). Nyní již můžeme podle vztahu (6.21) spočítat teplotní závislost doby spinové relaxace elektronu vlivem DP SRM, resp. příslušnou rychlostní konstantu $\Gamma_s^{DP} = 1/\tau_s^{DP}$.

6.5.3 Mechanismus Bir-Aronov-Pikusův

V případě výpočtu BAP spinového relaxačního mechanismu je výpočet mírně komplikovanější. Opět budeme postupovat stejně jako autoři v [21].

Nejdříve je potřeba určit, zda při dané koncentraci akceptorů N_A jde o nedegenerovaný nebo degenerovaný polovodič. To lze, porovnáme-li koncentraci N_A s kritickou koncentrací akceptorů N_C , která odpovídá přechodu mezi nedegenerovaným ($N_A < N_C$) a degenerovaným ($N_A > N_C$) režimem. N_C lze určit podle Mottova kritéria $N_C \approx (0,26/a_H)^3$, kde $a_H = a_0 \epsilon_r^0 (m_0/m_v)$. Pro těžké díry v CdTe tedy dostáváme hodnotu $N_C \approx 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Ta je tedy podstatně větší než typická koncentrace $N_A \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ve zde studovaných vzorcích a pro výpočet τ_s^{BAP} tedy lze použít následující vztah pro nedegenerovaný případ:

$$\frac{1}{\tau_s^{BAP}}(\epsilon) = \frac{2 a_B^3}{\tau_0 v_B} \left(\frac{2 \epsilon}{m_c} \right)^{1/2} \left[n_{a,f} |\psi(0)|^4 + \frac{5}{3} n_{a,b} \right], \quad (6.24)$$

kde ϵ je energie elektronu ve vodivostním pásu, $n_{a,f}$ ($n_{a,b}$) koncentrace volných (vázaných) děr, $|\psi(0)|^2$ Sommerfeldův faktor daný jako:

$$|\psi(0)|^2 = \frac{2 \pi}{\kappa} \left(1 - e^{-2\pi/\kappa} \right)^{-1}, \quad \kappa = \sqrt{\frac{\epsilon}{E_B}}, \quad (6.25)$$

a parametry E_B , a_B , v_B a τ_0 jsou dány na základě materiálových konstant následujícími relacemi:

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{3 \pi \Delta_{exc}^2}{64 E_B \hbar}, \quad (6.26)$$

$$a_B = \left(\frac{m_0}{m_R} \right) \epsilon_r^0 a_0, \quad (6.27)$$

$$v_B = \frac{\hbar}{m_R a_B}, \quad (6.28)$$

$$E_B = \left(\frac{m_R}{m_0} \right) \frac{\hbar c R}{(\epsilon_r^0)^2}, \quad (6.29)$$

přičemž m_c a m_v jsou efektivní hmotnosti elektronu a díry, m_R jejich redukovaná hmotnost $m_R^{-1} = m_c^{-1} + m_v^{-1}$ a Δ_{exc} je energie štěpení základního stavu excitonu vlivem výměnné interakce (*exchange splitting of the exciton ground state*). Hodnoty Δ_{exc} jsou pro různé materiály včetně CdTe srovnány v tabulce 6.2.

materiál	GaAs	GaSb	InAs	InSb	CdTe
Δ_{exc} [μeV]	50	24	neznámé	neznámé	70
E_i [meV]	43	15	25	22	102

Tab. 6.2: Srovnání vybraných parametrů CdTe s materiály studovanými v [21]. Δ_{exc} je energie štěpení základního stavu excitonu vlivem výměnné interakce a E_i typická aktivační energie akceptoru pro příslušný p-typový materiál daná vztahem (6.18). Hodnota Δ_{exc} pro CdTe je převzatá z [88].

Ačkoliv ve vztahu (6.24) zatím nikde nevystupuje teplota mříže T , spočtený výraz na ní závisí skrze koncentrace volných (případně i vázaných) děr. To je také další důvod, jak je naznačeno v obr. 6.7, proč jsme se v předchozích podkapitolách teplotní závislosti koncentrace děr detailněji zabývali. Ze vztahu (6.24) spočteme $1/\tau_s^{BAP}$ v závislosti na energii elektronu. Abychom však mohli spinovou relaxaci vlivem BAP mechanismu porovnat s výpočty DP a EY, které jsou již termálně vážené (přes Boltzmannovskou distribuci elektronů), je potřeba v případě BAP mechanismu střední hodnotu pro danou teplotu T spočítat:

$$\left\langle \frac{1}{\tau_s^{BAP}} \right\rangle (T) = \frac{2}{\sqrt{\pi} (k_B T)^{3/2}} \int_0^\infty \frac{1}{\tau_s^{BAP}(\epsilon)} \sqrt{\epsilon} e^{-\epsilon/k_B T} d\epsilon, \quad (6.30)$$

kde je použita Boltzmannovská statistika pro vodivostní elektrony. Pokud vezmeme v úvahu teplotní závislost koncentrace volných (případně vázaných) děr můžeme tedy výše uvedeným postupem spočítat dobu spinové relaxace elektronu $\left\langle \frac{1}{\tau_s^{BAP}} \right\rangle$ vlivem BAP spinového relaxačního mechanismu, resp. příslušnou rychlostní konstantu Γ_s^{BAP} spinové relaxace.

6.5.4 Výsledky výpočtů

Nyní se již zdá, že máme definované všechny potřebné vztahy a můžeme tedy spočítat předpovědi doby spinové relaxace elektronu, resp. rychlostní konstanty, pro jednotlivé spinové relaxační mechanismy. Známe-li teplotní závislost rychlostní konstanty rozfázování

	varianta	1	2	3	4	5
$n(T)$	způsob: data z: obr.:	měření EXP 6.4b	výpočet LIT 6.4b	výpočet LIT 6.4b	výpočet fit EXP 6.4b	výpočet fit EXP + foto-excitace bez obr.
$\tau_p(T)$	způsob: data z: obr.:	měření EXP 6.5, 6.8	měření LIT 6.8	výpočet podle $n(T)$ 6.8a	výpočet podle $n(T)$ 6.8b	výpočet podle $n(T)$ 6.8c
$\Gamma_s(T)$	obr.:	6.10a	6.10b	6.11a	6.11b	6.12

Tab. 6.3: Varianty výpočtů teplotní závislosti rychlostní konstanty spinové relaxace Γ_s v p-CdTe. V každé z 5 variant je udáno, jakým způsobem byly získány teplotní závislosti koncentrace děr $n(T)$ a τ_p . EXP značí Hallův experiment, LIT literaturu. U variant 3 – 5 bylo τ_p spočteno na základě primárně spočtené $n(T)$. Pro lepší orientaci jsou doplněny odkazy na příslušné obrázky.

momentu hybnosti Γ_p , je výpočet rychlostních konstant spinové relaxace elektronu vlivem DP a EY SRM poměrně přímočarý. U BAP mechanismu však nastanou mírné komplikace.

Otázkou zde je, jak zvolit nebo určit teplotní závislost koncentrace volných a vázaných děr. Problém zde nepředstavují ani tak volné díry, jejichž teplotní závislostí jsme se v předchozích podkapitolách detailně zabývali, jako právě určení koncentrace vázaných děr. Pokud bychom vzali v úvahu pouze vázané díry pocházející od akceptorových příměsí, lze zřejmě za koncentraci vázaných děr považovat koncentraci neionizovaných akceptorů. Koncentraci vázaných děr tedy budeme brát jako rozdíl koncentrace akceptorů N_A a koncentrace volných děr n_f . Můžeme zde předeslat, že vliv vázaných děr na spinovou relaxaci je za nízkých teplot asi 100× slabší. Nelze je však zanedbat, protože při teplotách pod 100 K koncentrace volných děr prudce klesá a důležitou roli mohou hrát právě vázané díry, konkrétně v BAP spinovém relaxačním mechanismu, jak bude ukázáno dále.

Pojďme se tedy podívat, jak to tedy v námi studovaném p-CdTe vypadá se spinovou relaxací elektronu po teoretické stránce. Zejména nás zajímá, zda-li teoretická předpověď bude odpovídat změřeným experimentálními hodnotám. Za tímto účelem bylo spočteno, obdobně jako v případě výpočtu Γ_p v podkapitole 6.4.5, několik variant, které se postupně blíží podmínkám v experimentu a které postupně probereme.

Tyto varianty jsou naznačeny v tabulce 6.3. U každé z variant je uveden způsob určení pro spinovou relaxaci klíčových parametrů $n(T)$ a $\tau_p(T)$, zda byla data získána na základě měření či výpočtu a zda jde o data z Hallůvského experimentu (EXP) nebo literatury (LIT). Tabulka je doplněna referencemi na jednotlivé obrázky včetně výsledné rychlostní konstanty Γ_s . Jak je uvedeno v tabulce, výsledky výpočtů Γ_s jsou pro jednotlivé varianty znázorněny v obr. 6.10, obr. 6.11 a obr. 6.12.

V obrázcích je zachováno následující konzistentní značení. Experimentální hodnoty rychlostní konstanty spinové relaxace měřené metodou přechodné absorpce v reflexní geometrii jsou znázorněny černými čtverečky. Silné barevné čáry odpovídají spinovým rychlostním konstantám: červená Γ_s^{DP} , zelená Γ_s^{EY} , tmavě modrá Γ_s^{BAP} , světle modrá Γ_s^{BAP} pouze od volných děr a černá výsledné Γ_s , kde v Γ_s^{BAP} uvažujeme vázané, volné, případně foto-excitované díry. Dvojice červených (zelených) přerušovaných čar udávají oblast možných hodnot pro Γ_s^{DP} (Γ_s^{EY}), pokud nespecifikujeme dominantní mechanismus rozfázování momentu hybnosti nosičů náboje³.

A nyní již k jednotlivým variantám.

1 – Výpočet na základě měření dat z Hallovského experimentu

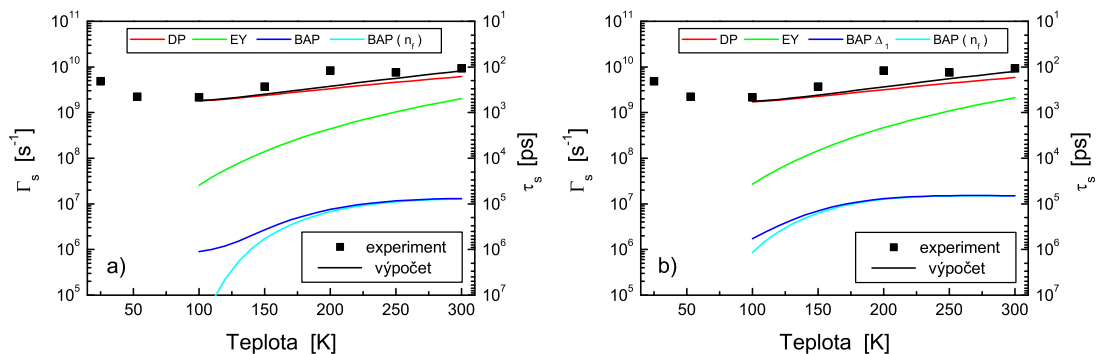
V této variantě vycházíme z experimentálních dat v obr. 6.4a,b. Při výpočtu Γ_s^{DP} a Γ_s^{EY} vyjdeme ze závislosti $\tau_p(T)$ (obr. 6.5) spočtené na základě měřené Hallovské pohyblivosti (obr. 6.4a). Konstanty A a Q jsou zde zvoleny $A = 2$, $Q = 0,8$, tedy předpokládáme, že vzhledem k teplotnímu rozsahu $100 - 300\text{ K}$ je dominantním rozptylovým mechanismem pro rozfázování momentu hybnosti rozptyl na PO-fononech. Při výpočtu Γ_s^{BAP} vyjdeme z teplotní závislosti koncentrace děr změřené z Hallovského experimentu (obr. 6.4b). Ty považujeme za volné a jimi daná teplotní závislost Γ_s^{BAP} označená v obr. 6.10a „BAP (n_f)“ je v něm znázorněna světle modrou křivkou. Zatímco pro teplotu nad 200 K lze vliv vázaných děr zcela zanedbat, pod teplotou 150 K je již při výpočtu Γ_s^{BAP} zanedbat nelze. Výslednou teplotní závislost rychlostní konstanty Γ_s spinové relaxace lze nalézt v obr. 6.10a znázorněnou černou křivkou.

Výsledná teplotní závislost Γ_s poměrně pěkně odpovídá experimentálním hodnotám. Podle těchto výpočtů je tedy dominantním spinovým relaxačním mechanismem DP a to v celém teplotním intervalu $100 - 300\text{ K}$. EY a BAP jsou přibližně o řád, resp. tři řády, slabší, nicméně s rostoucí teplotou nelze EY úplně zanedbat (viz rozdíl červené a černé křivky).

2 – Výpočet na základě dat z literatury

Tato varianta je velmi podobná předchozí variantě. Předně ale pro výpočet Γ_s^{DP} a Γ_s^{EY} vyjdeme ze závislosti $\tau_p(T)$ (obr. 6.8), spočtené na základě experimentálních dat Hallovské

³Podobným způsobem byly prezentovány výsledky v [21], kde zvolili střední hodnotu a připustili 50% chybu.



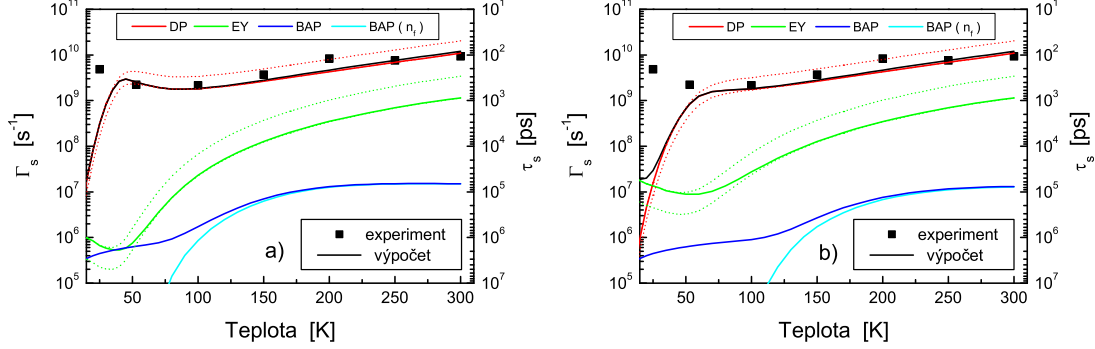
Obr. 6.10: Srovnání experimentálních hodnot teplotní závislosti Γ_s a) s výpočtem na základě experimentálních vstupů a b) s výpočtem na základě hodnot z literatury b).

pohyblivosti publikované v literatuře (obr. 6.4a). Konstanty A a Q jsou zde zvoleny $A = 2$, $Q = 0,8$ stejně jako v předchozí variantě. Pro výpočet Γ_s^{BAP} bychom též z literatury potřebovali teplotní závislosti koncentrace děr $n(T)$. Tato závislost je ale zřejmě silně závislá na vzorku a jeho kvalitě. Proto si zde vypůjčíme pro výpočet Γ_s^{BAP} teplotní závislost koncentrace děr z varianty 3 (obr. 6.4b), tedy pro jakýsi typický vzorek p-CdTe (jehož parametry jsou diskutovány v podkapitole 6.4.4). Můžeme tedy opět v teplotním rozsahu 100 – 300 K spočítat příslušné rychlostní konstanty Γ_s^{DP} , Γ_s^{EY} , Γ_s^{BAP} a Γ_s , které jsou znázorněny v obr. 6.10b.

Zde je situace velmi podobná jako ve variantě 1. Dominantním spinově relaxačním mechanismem je opět DP. Závislosti pro DP a EY jsou prakticky stejné jako ve variantě 1, protože změřená pohyblivost velmi pěkně souhlasila s příslušnými daty v literatuře. BAP je zde stejně jako v předchozí variantě asi o tři řády slabší. Zde se však, díky pozvolnějšímu poklesu $n(T)$ s klesající teplotou, vliv vázaných děr projeví až při nižší teplotě, což je dáno parametry vzorku při výpočtu $n(T)$.

V první a druhé variantě jsme mohli určit Γ_p pouze v rozsahu teplot 100 – 300 K, protože pro teploty pod 100 K jsme neměli k dispozici τ_p pro výpočet Γ_s^{DP} a Γ_s^{EY} , ani $n(T)$ pro výpočet Γ_s^{BAP} . Neměli jsme tedy experimentální hodnoty Γ_s s čím porovnat. Tento nedostatek se pokusíme v následujících variantách odstranit.

Jak je naznačeno v tabulce 6.3, teplotní závislost $\tau_p(T)$ bude vždy počítána z teplotní závislosti koncentrace děr $n(T)$. Je tedy potřeba určit $n(T)$ v rozsahu teplot cca 25 –



Obr. 6.11: Srovnání experimentálních hodnot teplotní závislosti Γ_s a) s modelovým výpočtem na základě typických parametrů vzorku popsanych v textu, resp. částečně podle [21], a b) s výpočtem, který respektuje experimentálně změřenou teplotní závislost koncentrace děr.

300 K. To lze spočítat pouze za předpokladu, že přijmeme určitý model pro volné nosiče náboje, který svazuje jejich koncentraci se základními materiálovými parametry vzorku, zejména koncentracemi majoritních a minoritních příměsí a jejich aktivačními energiemi (podrobně viz podkapitoly 6.4.4 a 6.4.5). Otázkou tedy je, jak příslušné parametry zvolit.

3 – Typický vzorek CdTe

V této variantě budeme postupovat stejně jako autoři v [21] (viz podkapitola 6.4.4). Zvolíme parametry pro typický vzorek a spočteme $n(T)$ (obr. 6.4b) a následně $\tau_p(T)$ (obr. 6.8a). U výpočtu EY a DP pak s použitím vztahů (6.20) a (6.23) zvolíme takové konstanty A a Q , které odpovídají dominantnímu relaxačnímu mechanismu momentu hybnosti. Spočteme Γ_s^{DP} , Γ_s^{EY} , dále Γ_s^{BAP} a následně Γ_s . Výsledky jsou znázorněny v obr. 6.11a.

Pro teploty nad 100 K je situace kvalitativně stejná jako v předchozích dvou variantách, dominuje DP, mechanismy EY a BAP jsou o jeden, resp. tři, řády slabší. Zajímavá je situace pro teploty pod 100 K, kdy v tomto případě překvapivě dominuje DP. BAP, který zde přispívá zejména díky vázaným díram, jak plyne z porovnání tmavě a světle modré křivky v obr. 6.11a, je oproti tomu o více než jeden řád slabší. Tato situace je v p-typových polovodičích také možná (viz obr. 4 v [21]), v p-GaAs např. jen pro koncentrace akceptorů menší než 10^{15} cm^{-3} . Podíváme-li se na materiálové parametry v tabulce 6.2, může být v p-CdTe v porovnání s p-GaAs v rámci použitého modelu BAP mírně favorizován díky větší hodnotě Δ_{exc} (viz vztah (6.26)), ale zároveň poměrně silně potlačen,

díky podstatně větší aktivační energii E_i , tedy rychlejšímu poklesu koncentrace volných děr s klesající teplotou.

V této variantě teplotní závislost Γ_s s dominantním DP spinovým relaxačním mechanismem velmi pěkně odpovídá experimentálním hodnotám v rozsahu teplot 40 – 300 K. Pro teploty pod 40 K však začíná Γ_s prudce klesat, což nesouhlasí s experimentální hodnotou pro teplotu 25 K, která naopak roste.

4 - Studované vzorky CdTe

Teplotní závislost koncentrace volných děr v předchozí variantě se ovšem liší od experimentálních výsledků na zde studovaných vzorkách (obr. 6.4b). Proto jsme se pokusili vstupní parametry N_A , N_D a E_i (podrobně v podkapitole 6.4.5) modelu teplotní závislosti volných děr z předchozí varianty upravit tak, aby vedly k teplotní závislosti koncentrace děr měřené experimentálně. Mezivýsledkem je tedy spočtená teplotní závislost koncentrace volných děr znázorněná v obr. 6.4b červenou křivkou a teplotní závislost τ_p z obr. 6.8b. Z toho pak lze spočítat příslušné teplotní závislosti Γ_s^{EY} , Γ_s^{DP} , Γ_s^{BAP} a Γ_s , které jsou znázorněny v obr. 6.11b.

Pro teploty nad 100 K je situace kvalitativně stejná jako v předchozí variantě 3, dominuje DP, mechanismy EY a BAP jsou asi o jeden řád, resp. tři řády, slabší. Pro teplotu pod 100 K dominuje také DP, ale situace je nepříznivější než v předchozí variantě. Spočtené Γ_s se začíná s experimentálními daty rozcházet již u cca 60 K přičemž pod touto teplotou opět poměrně rychle klesá. V porovnání s předchozí variantou je v této oblasti DP asi o řád slabší, naopak EY přibližně o řád posílil, a to dokonce natolik, že pro teploty pod 25 K by měl dominovat. To je poněkud v rozporu s očekáváním od p-typového polovodiče. Za nízké teploty naopak dominuje EY v n-typových polovodičích. Pro takto nízké teploty však již může jít o systematické nepřesnosti plynoucí z použitého modelu pro teplotní závislost koncentrace volných nosičů náboje (zde děr), případně z omezení se na jednoduchou statistiku nosičů náboje.

Shrneme-li výsledky prvních 4 variant tak nad teplotou 100 K všechny 4 varianty předpovídají hodnoty Γ_s v dobré shodě s experimentálními daty. To je dáno částečně díky slabému BAP mechanismu a zejména díky nezávislosti τ_p na koncentraci děr, protože dominantní mechanismus pro rozfázování momentu hybnosti nosičů náboje je zde rozptýl na polárních optických fononech⁴.

⁴Pokud při výpočtu Γ_p^{po} zanedbáme závislost funkce $G^{(1)}e^{-\xi}$ na koncentraci děr, protože hodnota této

Nicméně, zatím se ani v jedné z počítaných variant nepodařilo dosáhnout uspokojivé shody mezi výpočtem a experimentem pro měření při nízké teplotě, resp. teplotě 25 K. Dokonce naopak, upravíme-li parametry modelového vzorku (varianta 3), tak aby lépe odpovídal studovanému vzorku (varianta 4) dojde při nízkých teplotách spíše ke zhoršení (viz obr. 6.11).

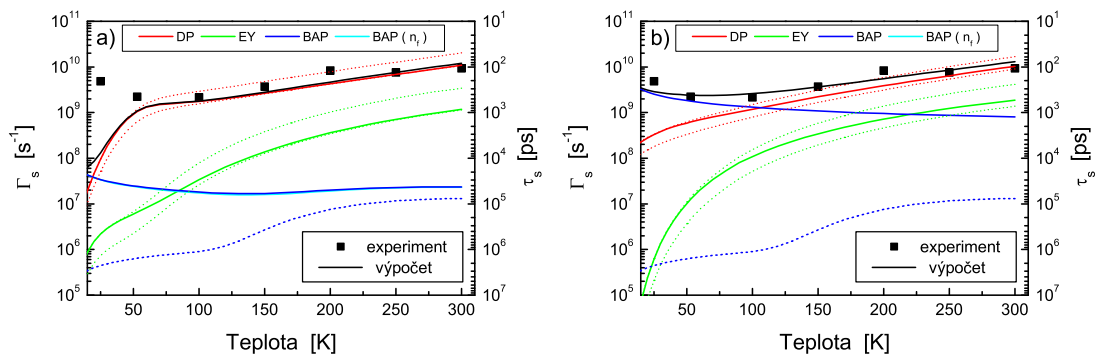
5 - Studované vzorky CdTe s uvážením foto-excitace děr

V této podkapitole se zaměříme na možnost, zda by nízkoteplotní experimentální data mohla být vysvětlena na základě posílení spinového relaxačního mechanismu BAP vlivem foto-excitovaných nosičů náboje, resp. děr. Zatímco předchozí výpočetní varianty (a vlastně i experimentální určení teplotních závislostí Hallovské pohyblivosti i koncentrace děr) se zabývaly polovodičem v termodynamické rovnováze, podmínky při měření experimentální hodnoty Γ_s jsou odlišné. Vzhledem k použité metodě musí být studovaný systém (vzorek p-CdTe) vyveden z termodynamické rovnováhy, konkrétně foto-excitací nosičů náboje. V ideálním případě by v experimentu koncentrace foto-excitovaných nosičů náboje měla být zanedbatelná vzhledem ke koncentraci nosičů náboje ve vzorku bez foto-excitace. Na druhou stranu existuje v experimentu spodní limit koncentrace foto-excitovaných nosičů náboje, abychom vzhledem k poměru signál/šum detekovali měřitelný signál. V našem případě byla v experimentu použita taková intenzita excitačního svazku, která odpovídá cca koncentraci foto-excitovaných nosičů náboje v řádu 10^{17} cm^{-3} , která se v tomto případě blíží spodní únosné hranici⁵. S koncentrací foto-excitovaných nosičů náboje se tedy dostáváme nad úroveň koncentrace děr ve studovaném vzorku při pokojové teplotě a je třeba je vzít v úvahu.

Zde narazíme na první problém, systém není v termodynamické rovnováze a vyvíjí se, resp. dochází, kromě jiných možných jevů, zejména k rekombinaci foto-excitovaných nosičů náboje. Příslušný výpočet časově závislého vývoje však jde za rámec této práce. Abychom mohli použít k analýze této situace stejný postup jako v předchozích variantách, nezbyvá než zavést určitá zjednodušení. Předpokládejme tedy, že ihned po foto-excitaci dojde k termalizaci nosičů náboje a po ní systém zamrzne, tedy nebude docházet k rekombinaci nosičů náboje ani k jejich difúzi. Tato situace je ekvivalentní podmínkám, kdy

funkce se zde mění velmi zvolna, jak je patrné z tabulky 6.1.

⁵Částečně lze jít s koncentrací foto-excitovaných nosičů náboje i níže, ovšem ne neomezeně a navíc za cenu rychle vzrůstající časové náročnosti měření.



Obr. 6.12: Srovnání experimentálních hodnot teplotní závislosti Γ_s s modelovým výpočtem, kdy respektujeme experimentální teplotní závislost koncentrace vlastních děr a navíc uvažujeme nerekombinující koncentraci foto-excitovaných děr n , přičemž v obrázku a) $n = 7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ a v obrázku b) $n = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (odpovídá experimentu). Pro srovnání vlivu foto-excitovaných děr na Γ_s^{BAP} je modrou přerušovanou čarou doplněna teplotní závislost Γ_s^{BAP} z varianty č. 4. Vliv vázaných děr je v obou případech zanedbatelný - což plyne ze shodnosti tmavě modré a světle modré křivky, v obrázku a) téměř a v obrázku b) zcela splývají.

doba rekombinace, případně záchytu, díry je podstatně delší než doba spinové relaxace elektronu a kdy na stejné časové škále jde zanedbat i difúzi. V takovém případě můžeme pro analýzu dominantního spinového relaxačního mechanismu použít stejný postup jako v předchozích variantách.

Předně je potřeba určit koncentraci foto-excitovaných nosičů náboje, která závisí na experimentálních detailech, zejména intenzitě svazku a velikosti ohniska. Na základě analýzy uvedené v příloze B byla stanovena koncentrace foto-excitovaných nosičů náboje na $n = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Teplotní závislost koncentrace děr pro tuto variantu tedy určíme, pokud k závislosti děr z varianty 4 (fit experimentálně změřené závislosti $n(T)$) přičteme koncentraci foto-excitovaných děr n . Z této teplotní závislosti pak lze spočítat Γ_p , které je zobrazeno v obr. 6.8c a z něj následně Γ_s^{EY} a Γ_s^{DP} , které lze spolu se spočtenou závislostí Γ_s^{BAP} nalézt v obr. 6.12b. Ani v této variantě nejsou spinové relaxační mechanismy DP a EY s to vysvětlit experimentální hodnotu Γ_s při teplotě 25 K. Naproti tomu výpočet BAP mechanismu s uvážením foto-excitovaných děr předpovídá rychlostní konstantu spinové relaxace elektronu řádově v dobré shodě s experimentem (v rámci faktoru cca 3).

Výsledky v obr. 6.12a popisují situaci podobnou jako v obr. 6.12b, pouze byla při vý-

počtu použita nižší koncentrace foto-excitovaných děr $n = 7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Z obou obrázků je názorně vidět, jaký vliv má koncentrace foto-excitovaných děr na spinovou relaxaci elektronu, zejména z porovnání modré plné a modré přerušované čáry, která odpovídá závislosti Γ_s^{BAP} z varianty č. 4, tedy bez uvážení foto-excitovaných děr. Dá se ukázat, že za nízké teploty je příspěvek od volných děr ke Γ_s^{BAP} přibližně úměrný jejich koncentraci. Tedy abychom s pomocí foto-excitace docílili hodnoty Γ_s^{BAP} odpovídající experimentálně změřené hodnotě Γ_s při teplotě 25 K, museli bychom foto-excitací generovat koncentraci volných děr $\sim 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, což je více než odpovídá skutečné koncentraci v experimentu.

Z obr. 6.12a,b je dále patrné, že v obou variantách je vliv BAP mechanismu prostřednictvím vázaných děr zcela zanedbatelný, jak vyplývá ze shodnosti tmavě a světle modrých křivek, přičemž světle modrá křivka odpovídá závislosti Γ_s^{BAP} bez uvážení vázaných děr (bereme v úvahu pouze volné díry včetně foto-excitovaných). To je dáno jednak podstatně nižší předpokládanou koncentrací vázaných děr $\sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ v porovnání s volnými (včetně foto-excitovaných) $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ a jednak tím, že za nízkých teplot je vliv vázaných děr na Γ_s^{BAP} přibližně 100× slabší než vliv volných děr. Pokud bychom tedy chtěli pozorovanou experimentální hodnotu Γ_s při teplotě 25 K vysvětlit pomocí BAP mechanismu pouze vlivem vázaných děr, potřebovali bychom jejich koncentraci v řádu $\sim 3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

To by hypoteticky bylo možné, pokud by ve vzorku po foto-excitaci děr docházelo při nízké teplotě k jejich záchytu. Pro vhodnou dobu života zachycené díry, nutně delší než časová vzdálenost mezi dopadem dvou po sobě jdoucích excitačních pulzů, by postupně došlo k nakumulování potřebné koncentrace vázaných děr, které by vedly na experimentálně pozorovanou rychlost spinové relaxace Γ_s .

O skutečné koncentraci vázaných děr ve zkoumaném vzorku p-CdTe při teplotě 25 K však nejsou k dispozici bližší informace, kromě jejich výše použitému odhadu $\sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

Zbývá tedy otázka, zda jsou příčinou spinové relaxace elektronu vázané nebo volné foto-excitované díry, případně zda to lze z provedených měření určit.

Analýza časového vývoje signálu P_c z experimentu

Na otázku, zda dominantní úlohu ve spinové relaxaci elektronu v p-CdTe při teplotě 25 K hrají vázané nebo volné foto-excitované díry, může částečně odpovědět právě časový vývoj stupně polarizace signálu P_c (viz např. obr. 4.2) určený z experimentu.

Uveďme tedy nejprve kvalitativní úvahu. Dá se ukázat, že při teplotě 25 K je Γ_s^{BAP} přibližně úměrné jak koncentraci volných, tak i vázaných děr. Pokud by měly hlavní úlohu

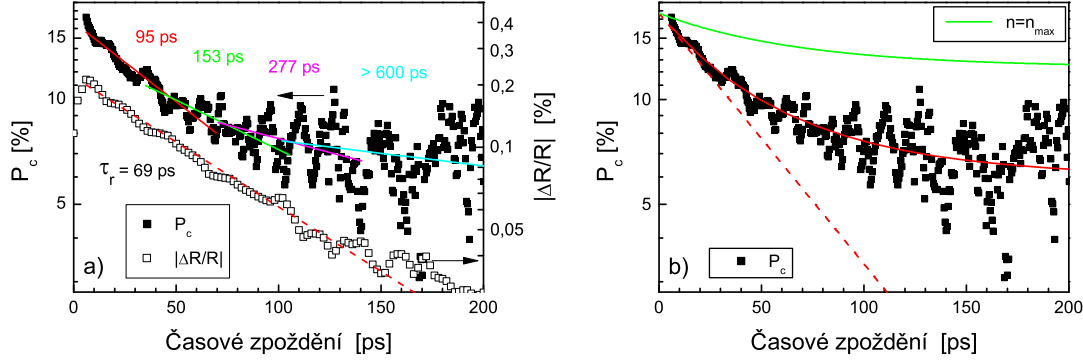
hrát volné díry, pak připustíme-li časový vývoj, je nutné vzít v úvahu jejich rekombinaci (difúzi neuvažujeme). Pak se ale v závislosti na časovém zpoždění Δt mění koncentrace volných děr, mění se tedy i Γ_s^{BAP} a za předpokladu, že BAP dominuje, by signál P_c z experimentu měl vykazovat odchylku od mono-exponenciálního doznívání.

Na druhé straně koncentrace vázaných děr by měla být podle následujícího modelu přibližně konstantní, nezávislá na rekombinaci a tedy i časovém zpoždění. Uvažme modelový případ, kdy by ihned po foto-excitaci došlo k záchytu všech volných děr. Potřebná koncentrace vázaných děr $\sim 3 \times 10^{20} \text{ cm}^3$, vedoucí k hodnotě Γ_s^{BAP} shodné s experimentem, je ale o několik řádů větší než koncentrace děr $\sim 5 \times 10^{17} \text{ cm}^3$ foto-excitovaných jedním pulzem. Doba života zachycených děr by tak musela být podstatně větší než vzdálenost mezi po sobě jdoucími pulzy. Z analýzy v příloze C.3 vyplývá dolní odhad doby života v řádu μs (konkrétně $5 \mu s$), což po ustavení rovnováhy mezi foto-excitací a rekombinací zachycených děr vede přibližně ke konstantní koncentraci vázaných děr. Důsledkem je, že v tomto případě pro vázané díry $\Gamma_s^{BAP} \neq \Gamma_s^{BAP}(\Delta t)$ a signál P_c z experimentu by měl vykazovat mono-exponenciální doznívání.

Z obr. 6.13a v logaritmické škále je však patrné, že doznívání signálu P_c , znázorněného plnými černými čtverečky mono-exponenciální není. Experimentálními daty jsou pro názornost v různých úsecích proloženy exponenciály (resp. přímky v logaritmické škále) znázorněné barevnými plnými čarami. Číslo příslušné barvy potom udává lokální časovou konstantu doznívání stupně polarizace signálu, resp. $\tau_s/2$ viz vztah (4.18). S rostoucím časovým zpožděním tedy dochází k prodlužování doby spinové relaxace, což kvalitativně odpovídá oslabení BAP mechanismu volných děr jejich rekombinací.

Můžeme se zde pokusit i o jednoduchou kvantitativní analýzu⁶. Nezbytným předpokladem je ale určení doby života volných děr τ_r . Za předpokladu, že doba života elektronů i děr je stejná, ji můžeme určit ze spinově necitlivé dynamiky $\Delta R/R$, kde spinově necitlivou dynamiku získáme zprůměrováním dynamik pro stejnou a opačnou točivost exci-

⁶Zde jde ale o velmi zjednodušený případ. V reálném případě, bychom museli kromě objemové rekombinace, vzít v úvahu i povrchovou rekombinaci a difúzi. To společně s komplikovanou prostorovou distribucí děr (jak radiální, tak axiální směrem do vzorku) foto-excitovaných excitačním pulzem vede k prostorově a časově závislé koncentraci děr $n(\vec{r}, t)$ a v důsledku i $\tau_p(\vec{r}, t)$. Zatímco $n(\vec{r}, t)$ představuje pouze numerický problém, v případě $\tau_p(\vec{r}, t)$ by bylo potřeba uvážit reálnou statistiku nosičů náboje, což vyžaduje znalost detailní charakterizace vzorku. Při následném výpočtu $\Gamma_s(\vec{r}, t)$ by pak navíc musela být zohledněna prostorová distribuce foto-excitovaných nosičů náboje od sondovacího pulzu a též závislost, jakou měrou přispívá prostorová oblast v bodě \vec{r} k měřenému signálu sondovacího svazku.



Obr. 6.13: Analýza stupně polarizace signálu P_c určeného z experimentu v p-CdTe při teplotě 25 K. Nemono-exponenciálně doznívající signál P_c je znázorněn černými čtverečky. Plné barevné čáry odpovídají v obrázku a) lokálně proloženým exponenciálám, jejichž časové konstanty jsou v obrázku uvedeny stejnou barvou. Prázdnými čtverečky je znázorněn příslušný signál diferenciální reflektivity, červená přerušovaná čára pak představuje jeho exponenciální fit s časovou konstantou $\tau_r = 69$ ps. V obrázku b) je pak s experimentálními daty porovnán modelový průběh P_c (zelená křivka) pro parametry popsané v textu a dále fit experimentálních dat (červená křivka). Červená přerušovaná čára pak odpovídá průběhu s parametry získanými z fitu, pouze se zanedbáním rekombinace děr, resp. v limitě $\tau_r \rightarrow \infty$.

tace a sondování. Velikost spinově necitlivé dynamiky $\Delta R/R$ je znázorněna v obr. 6.13a prázdnými čtverečky. Doznívání je přibližně mono-exponenciální, jak je vzhledem k logaritmické škále obrázku naznačeno fitovací přímkou (červená přerušovaná čára), a vede k době života $\tau_r = 69$ ps.

Dále je potřeba určit, jaký analytický vztah bude svazovat hodnoty $P_c(t_0)$ a $P_c(t)$, tedy jak z počáteční hodnoty určit hodnotu signálu v čase t , připustíme-li časově proměnnou dobu spinové relaxace. Za předpokladu, že v každém časovém okamžiku dochází k exponenciální spinové relaxaci s aktuální konstantou $\Gamma_s(t)$, dostáváme z analýzy v příloze C.1 obecný vztah:

$$P_c(t) = P_c(t_0) e^{-2 \int_{t_0}^t \Gamma_s(t') \Delta t'} . \quad (6.31)$$

Uvážíme-li dále pouze dominantní spinový relaxační mechanismus BAP $\Gamma_s \approx \Gamma_s^{BAP}$ a exponenciální pokles koncentrace volných děr $n \propto e^{-\frac{t}{\tau_r}}$, lze dosazením $\Gamma_s(t) = \Gamma_s^{BAP} e^{-\frac{t}{\tau_r}}$ do vztahu (6.31) získat následující vztah (viz příloha C.2):

$$P_c(t) = P_c(0) e^{-2 \Gamma_s(0) \tau_r \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_r}}\right)} . \quad (6.32)$$

Pokud vezmeme hodnotu $P_c(0) \approx 18$ % a dobu života $\tau_r = 69$ ps můžeme tvar mo-

delového signálu $P_c(t)$ pro Γ_s v důsledku koncentrace n foto-excitovaných volných děr spočítat. Spočtený časový průběh pro koncentraci $n = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^3$ (zelená křivka) je znázorněn v obr. 6.13b. Černé body v obrázku představují experimentální hodnoty $P_c(t)$ a červená plná křivka jejich fit vztahem (6.32), který vede k hodnotám $P_c(0) = 17,7 \%$, $\tau_r = 66 \text{ ps}$ a $\Gamma_s = 8,1 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$, což by odpovídalo koncentraci volných děr $n_{a,f} \approx 1,6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, tedy cca $3 \times n$. Pro doplnění je v obr. 6.13b uvedena ještě červená přerušovaná čára, která by odpovídala doznívání danému parametry fitu $P_c(0)$, Γ_s , ale bez uvážení rekombinace, tedy s $\tau_r \rightarrow \infty$.

Shodu spočtené hodnoty Γ_s s experimentem v rámci faktoru 3 lze při teplotě 25 K považovat za přijatelnou, přihlédneme-li ke zjednodušujícím předpokladům použitým při výpočtu. Projevit se zde mohlo například omezení se na jednoduchou statistiku nosičů náboje v případě výpočtu Γ_s^{BAP} . Další příčinou rozdílu spočteného výsledku v porovnání s experimentem, může být nadhodnocení velikosti stopy ohniska excitačního laserového svazku, což by vedlo k menší koncentraci foto-excitovaných děr a v důsledku k předpovědi menší rychlostní konstanty spinové relaxace vlivem foto-excitovaných děr. Faktor 3 by odpovídal skutečnému průměru velikosti stopy excitačního svazku $35 \mu\text{m}^7$ namísto uvažovaných $60 \mu\text{m}$.

Výše uvedené výsledky naznačují, že dominantní úlohu ve spinové relaxaci při teplotě 25 K hrají skutečně volné foto-excitované díry. K dalšímu ověření tohoto předpokladu by bylo dobré při této teplotě provést měření doby spinové relaxace elektronu v závislosti na intenzitě excitačního svazku.

Shrneme-li stručně tuto 5. variantu, tak se uvážením BAP mechanismu na volných foto-excitovaných dírách podařilo vysvětlit teplotní závislost rychlostní konstanty spinové relaxace elektronu v p-CdTe pro teploty pod 100 K . Pro vyšší teploty však nezávisle na foto-excitovaných dírách dominuje DP mechanismus, stejně jako v předchozích variantách 1 – 4.

Shrnutí výpočtů

Výpočty rychlostních konstant spinové relaxace elektronu v p-CdTe tedy můžeme uzavřít obr. 6.12b. Zde je porovnána výsledná teplotní závislost spočtené rychlostní konstanty spinové relaxace Γ_s s její experimentální hodnotou. Γ_s zde bylo spočteno pomocí

⁷V použitém experimentálním uspořádání lze při ideálním nastavení měřící aparatury zmenšit velikost stopy excitačního svazku až na cca $20 \mu\text{m}$.

modelu s uvážením koncentrace foto-excitovaných nosičů náboje n , která byla určena z experimentálních podmínek. Souhlas s experimentálními hodnotami v rámci faktoru 2 v rozsahu teplot $50 - 300\text{ K}$, resp. až 3 pro teploty nižší, lze přes množství nezbytných aproximací považovat za přijatelný. Zatímco pro teploty pod 100 K dominuje spinové relaxaci elektronů Bir-Aronov-Pikusův spinový relaxační mechanismus, pro teploty nad 100 K dominuje spinové relaxaci elektronů D'yakonov-Perel'ův (DP) spinový relaxační mechanismus.

Doplňme ještě srovnání spinové relaxace elektronů v p-CdTe a p-GaAs s odpovídajícím dopováním (dle [22], obr. 3.2). Pro teplotu 300 K je doba spinové relaxace elektronů v p-CdTe ($N_A \sim 10^{16}\text{ cm}^{-3}$) $\sim 100\text{ ps}$ řádově stejná, avšak mírně delší, než doba $\sim 80\text{ ps}$ pro p-GaAs s tímž dopováním. Jak p-CdTe, tak i p-GaAs, vykazují s klesající teplotou až do 100 K kvalitativně shodný nárůst doby spinové relaxace elektronu, v souladu s dominujícím DP mechanismem. Zatímco v p-CdTe s dále klesající teplotou doba spinové relaxace elektronu klesá, v ekvivalentním vzorku p-GaAs zůstává zhruba konstantní. Při teplotě 25 K je pro tentýž vzorek doba spinové relaxace elektronu v p-CdTe $\sim 200\text{ ps}$ přibližně o řád menší než doba $2 - 4\text{ ns}$ pozorovaná v ekvivalentním vzorku p-GaAs.

6.6 Výpočet doby relaxace momentu hybnosti τ_p vlivem dislokací

Ve výše uvedených kapitolách jsme se zabývali relaxací spinu elektronu v p-CdTe při různých teplotách, zejména pak za nízkých teplot. V úvodu této kapitoly jsme ale kromě experimentálně změřené teplotní závislosti představili v podkapitole 6.2.2 i další experimentální data, ke kterým se nyní vrátíme. Konkrétně šlo o srovnání doby spinové relaxace elektronu ve dvou vzorcích p-CdTe s různými koncentracemi hranových dislokací. Z výsledků vyplynulo, že vzorek s větší koncentrací dislokací vykazuje při pokojové teplotě kratší dobu spinové relaxace elektronů τ_s . Pokud uvážíme fakt, že s rostoucí koncentrací dislokací, dochází častěji ke srážkám nosičů náboje, pak klesá i doba rozfázování momentu hybnosti nosičů náboje τ_p . S klesajícím τ_p tedy klesá i τ_s , což je podle vztahu (2.5) typický kvalitativní příznak spinové relaxace elektronů vlivem EY mechanismu. Tyto výsledky tedy naznačují, že dominantním spinovým relaxačním mechanismem by za pokojové teploty mohl být právě EY, jak bylo již dříve navrženo v interpretaci těchto dat v [72]. To je ovšem v rozporu s výše uvedenými výsledky, které ukazují, že za pokojové

teploty dominuje DP mechanismus.

Tento rozpor se zde tedy pokusíme objasnit. Ukazuje se, že řešením je uvážení vlivu hranových dislokací právě na relaxaci momentu hybnosti elektronů τ_p s následným započtením spinových relaxačních mechanismů, jak DP tak i EY.

Zde vyjdeme z [89], kde byla spinová relaxace vlivem hranových dislokací poměrně detailně studována pro polovodiče III-V s přímým zakázaným pásem, konkrétně GaAs, GaN a InAs. Nejdříve je ovšem potřeba zjistit, jakým způsobem ovlivňují hranové dislokace dobu rozfázování momentu hybnosti elektronu. Ukazuje se, že přítomnost hranové dislokace v mříži polovodiče s sebou přináší dva typy rozptylových potenciálů, kde může docházet k rozptylu nosičů náboje. Prvním z nich je deformační potenciál v důsledku mechanického pnutí v krystalu vzhledem k chybějícímu řetízku atomů. Chybějící atomy mohou mít dále za následek nenasycenost vazeb a tedy chybějící řetízek atomů v mříži je potom ekvivalentní řetízku nabitých atomů. Druhým rozptylovým potenciálem je tedy Coulombický potenciál hranových dislokací.

6.6.1 Rozptyl na deformačním poli hranové dislokace

Dobu τ_p^{st} rozfázování momentu hybnosti elektronu vlivem deformačního pole hranové dislokace lze podle [89] spočítat ze vztahu:

$$\frac{1}{\tau_s^{st}(k)} = \frac{N_{disl} m_c b_e^2 (a_c^*)^2 y - 1}{2\hbar^3 k^2 y}, \quad (6.33)$$

kde N_{disl} je plošná koncentrace dislokací, m_c efektivní hmotnost elektronu ve vodivostním pásu, b_e velikost Burgersova vektoru, \hbar redukovaná Planckova konstanta, k velikost k-vektoru elektronu, $a_c^* = a_c[(1 - 2\sigma)/(1 - \sigma)]$, kde a_c je deformační potenciál vodivostního pásu a σ je Poissonovo číslo krystalu a dále $y = \sqrt{1 + 2x^2}$, přičemž $x = k\lambda$, kde λ je stínící délka. Velikost Burgersova vektoru, který charakterizuje hranovou dislokaci, je typicky srovnatelná s meziatomovými vzdálenostmi v krystalu, můžeme ji tedy nahradit přibližně mřížovou konstantou CdTe $a_{CdTe} = 0,6481 \text{ nm}$ [85]. Velikost deformačního potenciálu vodivostního pásu v CdTe lze nalézt v [90] $a_c = -2,31 \text{ eV}$ a hodnotu parametru $\sigma = 0,41$ lze pro CdTe nalézt např. v [91]. Za pokojové teploty lze nosiče náboje považovat za nedegenerované. Stínící délka je v tomto případě dána Debyovou stínící délkou vztahem:

$$\lambda = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_r^0 k_B T}{e^2 n^*}}, \quad (6.34)$$

kde n^* je koncentrace stínících nosičů náboje. Tu lze při pokojové teplotě položit rovnou koncentraci volných nosičů náboje ve vzorku $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, případně navýšit o koncentraci foto-excitovaných nosičů náboje $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Vezmeme-li jako aproximaci střední hodnotu energie elektronu $\epsilon(\mathbf{k}) \approx k_B T$, pak lze velikost k-vektoru elektronu stanovit z relace $\hbar^2 k^2 / 2m_c = k_B T$. Následně lze určit faktory x a y a konečně spočítat střední hodnotu doby rozfázování momentu hybnosti elektronu vlivem deformačního pole hranové dislokace τ_p^{st} , resp. Γ_p^{st} .

6.6.2 Rozptyl na nabitě hranové dislokaci

V případě rozptylu na nabitě hranové dislokaci lze dislokaci považovat za nabitý řetízek s délkovou hustotou náboje $e/l \text{ Cm}^{-1}$. Dobu τ_p^{ch} rozfázování momentu hybnosti elektronu vlivem nabitě hranové dislokace lze potom podle [89] spočítat ze vztahu:

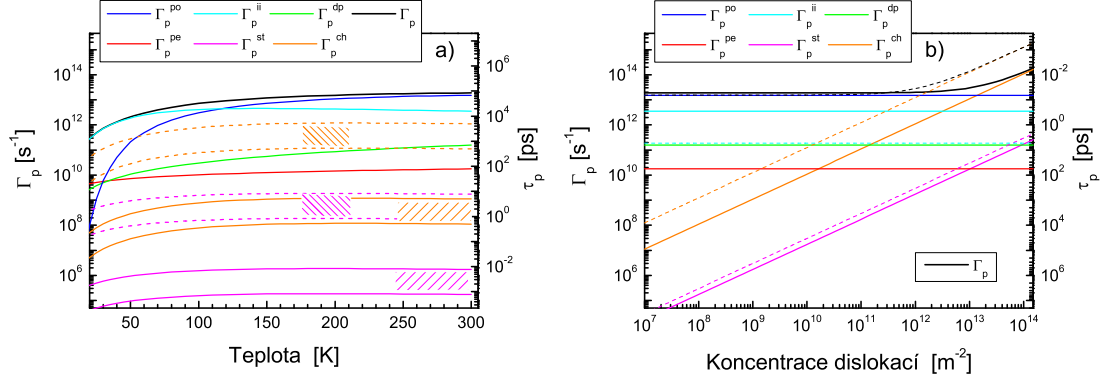
$$\frac{1}{\tau_s^{ch}(k)} = \frac{e^4 m_c N_{disl} \lambda^4}{\hbar^3 \epsilon_0^2 (\epsilon_r^0)^2 l^2 y^3}, \quad (6.35)$$

se stejně zavedenými proměnnými jako v předchozím případě. Zbývá pouze určit parametr l . Uvážíme-li, že v každé atomové rovině kolmé na osu hranové dislokace je v jejím důsledku alespoň jedna nenasycená vazba, lze parametr l opět aproximovat mřížovým parametrem a_{CdTe} . Vyloučením závislosti na k , resp. nahrazením k střední hodnotou jako v předchozím případě, lze tedy střední hodnotu doby rozfázování momentu hybnosti elektronu vlivem nabitých dislokací τ_p^{ch} , resp. Γ_p^{ch} , snadno spočítat.

6.6.3 Výsledky výpočtů

Dříve než uvedeme výsledky, připomeňme, že experimentálně studované vzorky F36Y3 a F36Y1 se liší dle předpokladu pouze koncentrací hranových dislokací (viz podkapitola 5.3.1). Zatímco u vzorku F36Y3 je k dispozici údaj $N_{disl} = 10^8 \sim 10^9 \text{ m}^{-2}$, u vzorku F36Y1 $N_{disl} = 10^{11} \sim 10^{12} \text{ m}^{-2}$ [72]. Jakým způsobem ovlivní hranové dislokace rozfázování momentu hybnosti (v tomto přiblížení zde uvažujeme i foto-excitované nosiče náboje, nicméně nerekombinující) je znázorněno v obr. 6.14.

Podívejme se nejprve na teplotní závislost v obr. 6.14a, kde jsou znázorněny teplotní závislosti pro jednotlivé mechanismy přispívající k rozfázování momentu hybnosti elektronu. Ten vychází z obr. 6.8c (stejně barevné značení čar pro jednotlivé mechanismy: Γ_p^{po} – modrá, Γ_p^{ii} – světle modrá, Γ_p^{dp} – zelená, Γ_p^{pe} – červená) a je doplněn o teplotní



Obr. 6.14: Vliv koncentrace hranových dislokací na dobu rozfázování momentu hybnosti elektronu v p-CdTe. V obrázku a) je znázorněna teplotní závislost rychlostních konstant Γ_p pro jednotlivé rozptylové mechanismy. Jde o rozšíření obr. 6.8c o rozptyl na deformačním poli hranové dislokace Γ_p^{st} a rozptyl na nabitých hranových dislokacích Γ_p^{ch} . Plně fialové a oranžové čáry s naznačeným řídkým šrafováním odpovídají koncentraci dislokací $N_{disl} = 10^8 \sim 10^9 \text{ m}^{-3}$, přerušované čáry s naznačeným hustým šrafováním pak koncentraci dislokací $N_{disl} = 10^{11} \sim 10^{12} \text{ m}^{-3}$. V obrázku b) je znázorněn řez z obrázku a) pro teplotu 300 K v závislosti na koncentraci dislokací. Plně čáry odpovídají výpočtům s uvažováním foto-excitace, přerušované čáry pak výpočtům bez foto-excitace nosičů náboje.

závislosti Γ_p^{st} (čáry fialové barvy) a Γ_p^{ch} (čáry oranžové barvy) výše spočtených mechanismů v důsledku hranových dislokací. U posledních dvou jmenovaných jsou v obrázku znázorněny vždy dvojice čar s naznačeným šrafováním mezi nimi, což reflektuje vstupní informaci o koncentraci dislokací. Plně čáry s řídkým šrafováním odpovídají vzorku F36Y3, tedy nízké koncentraci dislokací. Je patrné, že v případě studovaných vzorků s odleptaným povrchem, které mají právě tuto nízkou koncentraci dislokací, lze příspěvek od dislokací k rozfázování momentu hybnosti elektronů pro studovanou teplotní oblast prakticky zanedbat (Γ_p^{st} lze zanedbat zcela, zanedbání Γ_p^{ch} představuje maximální chybu do 0,1 %). To je také důvod, proč v předchozích výpočtech v podkapitole 6.4 nebyly dislokace vůbec uvažovány. Výsledná teplotní závislost Γ_p znázorněná černou čarou, tedy zůstává stejná.

Situace se ovšem změní, u vzorku F36Y3, jak ukazuje obr. 6.14a, kdy vezmeme v úvahu zvýšenou koncentraci dislokací. Teplotní závislosti Γ_p^{st} a Γ_p^{ch} jsou zde analogicky znázorněny čárkovanými čarami s naznačeným hustým šrafováním. Rozfázování momentu hybnosti dominují i v tomto případě rozptyl na polárních optických fononech a ionizovaných nečistotách, nicméně zejména rozptyl na nabitých dislokacích již nelze zcela zanedbat. Rychlostní konstanta Γ_p^{ch} je však pro teploty v rozsahu 25 – 300 K o řád menší než

výsledná hodnota Γ_p , přičemž pro pokojovou teplotu o více než jeden řád. Nás zde ale zajímá situace právě za pokojové teploty, proto se na ni podíváme podrobněji.

V obr. 6.14b je znázorněna spočtená závislost doby rozfázování momentu hybnosti elektronu při teplotě 300 K v závislosti na koncentraci hranových dislokací. Plné čáry odpovídají výpočtům, kdy bereme v úvahu foto-excitované nosiče náboje, stejně jako v obr. 6.14a. Zatímco pro nízké koncentrace (resp. vzorek F36Y3) dominuje rozptyl na polárních optických fononech, pro vyšší koncentrace (vzorek F36Y1) se již začne částečně projevovat i rozptyl na nabitých dislokacích, který s dále rostoucí koncentrací dislokací převládne. Přerušované čáry v témže obrázku odpovídají výpočtům bez uvážení foto-excitovaných nosičů náboje. V tomto případě začne rozptyl na nabitých hranových dislokacích dominovat rozfázování momentu hybnosti elektronů při přibližně o jeden řád nižší koncentraci dislokací.

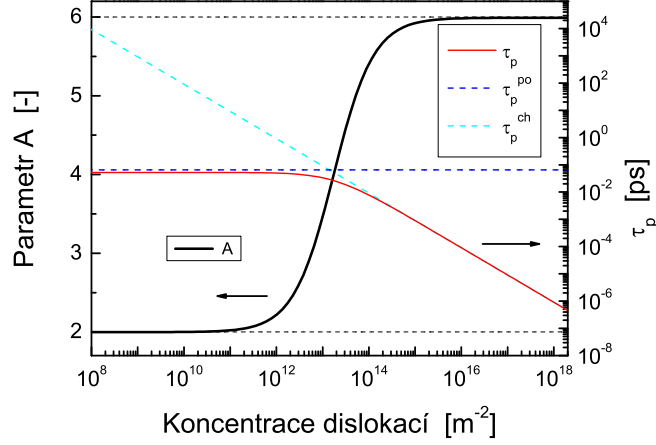
K tomu abychom zjistili, jakým způsobem vzroslá koncentrace hranových dislokací ve vzorku F36Y1 ovlivní spinovou relaxaci elektronu v porovnání se vzorkem F36Y3, nezbyvá než rychlostní konstantu spinové relaxace Γ_s spočítat.

6.7 Výpočty dob spinové relaxace τ_s s uvážením dislokací

Postupně tedy při pokojové teplotě vezmeme v úvahu tři uvažované spinově relaxační mechanismy EY, DP a BAP a spočteme závislost rychlostní konstanty spinové relaxace v závislosti na koncentraci hranových dislokací.

Při výpočtu doby spinové relaxace τ_s^{EY} , resp. Γ_s^{EY} , vlivem Elliot-Yaffetova relaxačního mechanismu budeme postupovat stejně jako v podkapitole 6.5.1. Γ_s^{EY} spočteme podle vztahu (6.19). V závislosti na koncentraci dislokací se ale mění dominantní mechanismus rozfázování momentu hybnosti elektronu (obr. 6.14b) a tedy opět i konstanta A , která na něm závisí. Pro rozptyl na nabitě hranové dislokaci lze na základě [89] a [11] stanovit $A^{ch} = 6$. Pro rozptyl na polárních optických fononech máme $A^{po} = 2$. Dominantní rozptylový mechanismus elektronů tedy při výpočtu Γ_s^{EY} opět můžeme zohlednit zavedením konstanty A (viz obr. 6.15) závislé na koncentraci dislokací obdobně jako v (6.20):

$$A^{300K}(N_{disl}) = \tau_p(N_{disl}) \sum_{mech.} \frac{A^{mech.}}{\tau_p^{mech.}(N_{disl})} \approx \tau_p(N_{disl}) \left(\frac{A^{po}}{\tau_p^{po}(N_{disl})} + \frac{A^{ch}}{\tau_p^{ch}(N_{disl})} \right), \quad (6.36)$$



Obr. 6.15: V obrázku je silnou černou čarou znázorněna závislost parametru A , daného vztahem (6.36), na koncentraci dislokací. Tenké černé čáry představují příslušné limitní hodnoty parametru A . Barevné přerušované čáry odpovídají jednotlivým závislostem dob od uvažovaných mechanismů rozfázování momentu hybnosti (τ_p^{po} – PO fonony, τ_p^{ch} – nabitě hranové dislokace), červená tenká čára pak výsledné hodnotě τ_p . Závislosti τ_p , τ_p^{po} a τ_p^{ii} zde odpovídají obr. 6.14b.

kde jsme nakonec, s přihlédnutím k obr. 6.14b, vzali v úvahu pouze dominantní mechanismy rozfázování momentu hybnosti, resp. rozptyl na polárních optických fononech a nabitých hranových dislokacích.

Také při výpočtu doby spinové relaxace τ_s^{DP} , resp. Γ_s^{DP} , vlivem D'yakonov-Perel'ova relaxačního mechanismu budeme postupovat stejně jako v podkapitole 6.5.2. Γ_s^{DP} spočteme podle vztahu (6.21). I zde se ovšem musíme vypořádat s konstantou Q , která též obecně závisí na typu mechanismu rozfázování momentu hybnosti elektronu. Pro rozptyl na polárních optických fononech máme $Q^{po} = 0,8$. Pokud bychom určili i konstantu Q^{ch} , mohli bychom opět zavést:

$$Q^{300K}(N_{disl}) = \tau_p(N_{disl}) \sum_{mech.} \frac{Q^{mech.}}{\tau_p^{mech.}(N_{disl})} \approx \tau_p(N_{disl}) \left(\frac{Q^{po}}{\tau_p^{po}(N_{disl})} + \frac{Q^{ch}}{\tau_p^{ch}(N_{disl})} \right), \quad (6.37)$$

kde stejně jako u EY uvažujeme pouze dominantní mechanismy rozfázování momentu hybnosti elektronu, tj. rozptyl na polárních optických fononech a nabitých hranových dislokacích. Přesnou hodnotu konstanty Q^{ch} se určit nepodařilo, lze však očekávat její hodnotu v řádu jednotek. Výsledky jsou tedy uvedeny pro čtyři vybrané hodnoty tohoto parametru: 0,8, 2, 5 a 10.

Výsledná rychlostní konstanta spinové relaxace elektronu Γ_s je pak dána součtem

rychlostních konstant od jednotlivých výše uvažovaných mechanismů.

6.7.1 Výsledky výpočtů

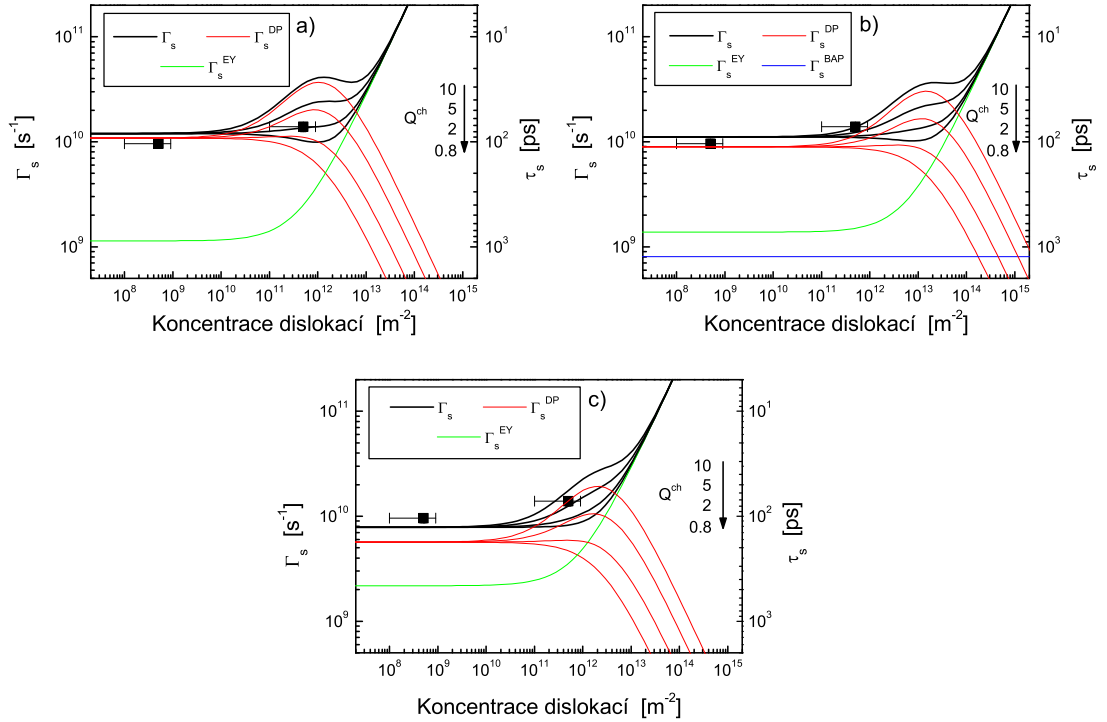
Výsledky výpočtů rychlostních konstant spinové relaxace elektronu v závislosti na koncentraci hranových dislokací můžeme nalézt v obr. 6.16.

Nejprve se podívejme na obr. 6.16c, který vychází z experimentálních vstupů. To znamená, že hodnoty doby rozfázování momentu hybnosti elektronu τ_p (pro výpočet EY, DP) byly určeny z Hallovského experimentu⁸ z obr. 6.4a a dále že nebyly brány v úvahu foto-excitované nosiče náboje. Experimentální hodnota rychlostní konstanty spinové relaxace elektronu Γ_s ve vzorku F36Y3 (levý z bodů, $\tau_s = 104$ ps) poměrně dobře odpovídá spočtené hodnotě ($\tau_s = 127$ ps) pro příslušnou koncentraci dislokací. V oblasti koncentrace dislokací $N_{dist} = 10^{11} \sim 10^{12} \text{ m}^{-2}$ se kvalitativně skutečně výsledná hodnota rychlostní konstanty Γ_s začíná zvětšovat, kvantitativní hodnota však závisí na parametru Q^{ch} . To poměrně pěkně odpovídá experimentální hodnotě Γ_s změřené ve vzorku F36Y1 ($\tau_s = 72$ ps). V případě vzorku F36Y1 jde zrovna o přechodovou oblast koncentrace dislokací mezi dominantním vlivem DP a EY. Nelze tedy říci, který spinově relaxační mechanismus zde dominuje. Lze ovšem potvrdit závěr, že při pokojové teplotě ve vzorku p-CdTe s nízkou koncentrací dislokací dominuje DP, nicméně se vzrůstající koncentrací dislokací se začíná stále více uplatňovat EY, který od určité koncentrace (zde cca 10^{13} m^{-2}) převládne.

Ke stejnému kvalitativnímu závěru vede i výpočet, jehož výsledek je znázorněn v obr. 6.16a. Jde o podobný typ výpočtu rychlostní konstanty spinové relaxace Γ_s jako v obr. 6.16c. V této variantě ale vycházíme z hodnot Γ_p a koncentrace děr n spočtených bez uvážení foto-excitovaných nosičů náboje, tedy z varianty č. 4 z podkapitoly 6.5.4.

V porovnání s hodnotami Γ_s spočtenými z experimentálních vstupů v obr. 6.16c vedou tyto výpočty k vyšším spočteným hodnotám Γ_s pro nižší koncentrace dislokací (resp. k menšímu spočtenému τ_s , pro vzorek F36Y3 $\tau_s = 83$ ps). Hlavním důvodem je zde rozdílnost vstupních hodnot Γ_p . Na jedné straně máme hodnotu $\Gamma_p = 3,0 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}$ určenou z experimentu a na druhé straně spočtenou hodnotu $\Gamma_p = 1,5 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}$ z výpočtu bez uvážení foto-excitovaných nosičů náboje. Tyto hodnoty se tedy liší cca faktorem 2 (viz např. obr. 6.8b). Jelikož potřebujeme započítat i příspěvek Γ_p^{ch} s uvážením foto-

⁸Doby τ_p^{ch} a τ_p^{st} byly pochopitelně spočteny, protože jsou funkcemi koncentrací dislokací. Ostatní doby, které na koncentraci dislokací nezávisí, tj. τ_p^{po} , τ_p^{ii} , τ_p^{dp} a τ_p^{pe} , byly nahrazeny experimentální hodnotou τ_p určenou z Hallovského experimentu.



Obr. 6.16: Vliv koncentrace hranových dislokací na dobu spinové relaxace elektronu v p-CdTe při teplotě 300 K. V obrázcích jsou znázorněny závislosti rychlostních konstant $\Gamma_s^{mech.}$ pro jednotlivé SRM i výsledné Γ_s na koncentraci dislokací. Černé body odpovídají experimentálním hodnotám Γ_s ze vzorků F36Y3 a F36Y1. Výpočty v obrázku a) vychází ze spočtených hodnot Γ_p a n bez uvážení foto-excitace a v obrázku b) navíc s uvážením foto-excitace nosičů náboje. Výpočty v obrázku c) vychází z experimentálních hodnot Γ_p a n bez uvážení foto-excitace. Ve všech obrázcích jsou uvedeny čtyři varianty výpočtů v závislosti na parametru Q^{ch} . Červené i černé křivky odshora dolů odpovídají uvedeným hodnotám Q^{ch} .

excitovaných nosičů náboje, je nutno pro výpočet Γ_p použít příslušný teoretický model. Ten ale u vzorku F36Y3 při teplotě 300 K předpovídá menší hodnotu než odpovídá reálné experimentální hodnotě (viz např. obr. 6.8b). Pokud bychom vzali experimentální hodnotu, vedlo by to k větší hodnotě Γ_p a následně k menší hodnotě Γ_s , čímž bychom dosáhli u vzorku F36Y3 stejné shody mezi experimentem a výpočtem jako v obr. 6.16c.

V obr. 6.16b můžeme vidět, jak se situace z obr. 6.16a změní, pokud vezmeme v úvahu i nerekombinující foto-excitované nosiče náboje. Zde vycházíme z hodnot Γ_p a koncentrace děr n spočtených s uvážením foto-excitovaných nosičů náboje, tedy z varianty č. 5 z podkapitoly 6.5.4.

Předně koncentrace foto-excitovaných děr vede k zesílení BAP mechanismu, který je

zde pouze o řád slabší než dominantní DP mechanismus. Vlivem foto-excitovaných děr tedy dojde k nárůstu Γ_s asi o 7 % nezávisle na koncentraci dislokací. Na druhou stranu vlivem foto-excitovaných nosičů náboje dojde k poklesu Γ_s pro koncentrace dislokací, kde dominuje DP mechanismus. S rostoucí koncentrací foto-excitovaných nosičů náboje roste při pokojové teplotě hodnota Γ_p^{ii} (srovnej obr. 6.8b a obr. 6.8c). V důsledku tedy vzroste i Γ_p . To se projeví poklesem Γ_s^{DP} a nárůstem Γ_s^{EY} . Pro tyto koncentrace tedy naopak výsledné Γ_s přibližně o 15 % poklesne. Tento pokles je pro oblast nízkých koncentrací dislokací (vzorek F36Y3) částečně vykompenzován zesíleným BAP mechanismem, takže na výslednou hodnotu Γ_s mají foto-excitované nosiče zanedbatelný vliv, nicméně dojde k mírnému zmenšení Γ_s o cca 8 %, resp. mírnému nárůstu τ_s (pro vzorek F36Y3 $\tau_s = 90$ ps).

Dalším rozdílem při uvážení foto-excitovaných nosičů náboje je počátek dominance EY mechanismu pro vyšší koncentrace dislokací (obr. 6.16b versus obr. 6.16a). Důvodem je odstínění nabitých dislokací při větší koncentraci foto-excitovaných nosičů náboje, které podle obr. 6.14b vede k menším hodnotám Γ_p^{ch} a v důsledku menším hodnotám Γ_s^{EY} . To se projeví právě posunem oblasti, kde se mění dominantní DP spinový relaxační mechanismus na EY mechanismus, a to k vyšším koncentracím dislokací. S tím jak postupně nosiče náboje rekombinují, přechází situace z obr. 6.16b do situace v obr. 6.16a.

Pokud lze vliv hranových dislokací zanedbat, což je případ vzorku F36Y3, je z porovnání obr. 6.16a a obr. 6.16b patrné, že foto-excitované nosiče náboje dobu spinové relaxace elektronu v p-CdTe za pokojové teploty výrazně neovlivní (spočtená změna 8 % je menší než chyba stanovení τ_s z experimentu – cca 10 %). Při srovnávání experimentální hodnoty doby spinové relaxace elektronu ve vzorku F36Y3 je tedy důvěryhodnější se přiklonit k obr. 6.16c, který vychází z experimentálně určené hodnoty Γ_p se zanedbáním foto-excitace, raději než k obr. 6.16b, kde hodnota Γ_p je určena čistě výpočtem včetně uvážení foto-excitace. Pro vzorek F36Y3 při pokojové teplotě tedy dostáváme pro elektron v p-CdTe dobu spinové relaxace 127 ps, která poměrně dobře odpovídá experimentálně určené hodnotě 104 ps (viz obr. 6.16a).

V případě vzorku F36Y1, kdy již vliv koncentrace hranových dislokací nelze zanedbat, nelze zcela zanedbat ani foto-excitované nosiče náboje. Foto-excitované nosiče náboje ovlivní celkovou koncentraci nosičů náboje, což může ovlivnit stínící délku λ , Γ_p^{ch} , Γ_p a tedy i Γ_s . Kvalitativně bychom zde tedy měli vycházet spíše z obr. 6.16b a obr. 6.16a. Kvantitativní porovnání však komplikuje určení faktoru Q^{ch} . Detailní kvantitativní analýza přesahuje rámec této práce. Nicméně výsledky výpočtů pro vzorek F36Y1 kvalitativně

podporují zesílení vlivu EY spinového relaxačního mechanismu vlivem vyšší koncentrace hranových dislokací, což u elektronu vede ke kratší době spinové relaxace v souladu s experimentem.

6.8 Závěr

V této kapitole jsme studovali spinovou relaxaci elektronu v p-CdTe v teplotním rozsahu 25 – 300 K. Na typickém vzorku p-CdTe jsme experimentálně určili teplotní závislost doby spinové relaxace, která vykazuje nemonotónní průběh. Za pokojové teploty dosahuje hodnoty kolem 100 ps a s klesající teplotou roste. Maxima přibližně 450 ps dosahuje pro teploty kolem 100 K a dále s klesající teplotou klesá až na hodnotu kolem 200 ps pro v experimentu nejnižší dosažitelnou teplotu 25 K. Experimentální výsledky doby spinové relaxace jsem dále porovnal s teoretickými závislostmi spočtených dob spinové relaxace vlivem uvažovaných spinově relaxačních mechanismů: DP, EY a BAP. Při výpočtu jsme postupně brali v úvahu různé stupně přiblížení vedoucí od modelové k reálné experimentální situaci. Pro celý studovaný teplotní rozsah 25 – 300 K bylo dosaženo přijatelné shody mezi experimentálními hodnotami a teoretickým výpočtem dob spinové relaxace.

Analýza spinových relaxačních mechanismů ukázala, že dominantním spinově relaxačním mechanismem je v p-CdTe v teplotním rozsahu cca 100 – 300 K mechanismus DP (D'yakonov-Perel'). Pod teplotou 100 K začíná dominovat BAP mechanismus (Bir-Aronov-Pikus) v důsledku foto-excitovaných děr vzhledem k použité experimentální technice. Tato hypotéza byla potvrzena i analýzou doznívání experimentálně měřeného signálu, který v souladu s rekombinací děr, vykazuje při nízkých teplotách neexponenciální průběh doznívání dle modelových výpočtů založených na BAP mechanismu.

Dále jsme za pokojové teploty studovali vliv koncentrace hranových dislokací na dobu spinové relaxace elektronu v p-CdTe. Ve vzorku F36Y3 s nízkou koncentrací dislokací jsme dosáhli poměrně dobré shody mezi experimentem (104 ps) a teoretickým výpočtem (127 ps) v souladu s dominancí DP spinového relaxačního mechanismu. Dále jsme ukázali, že rostoucí koncentrace dislokací vede k oslabení vlivu DP (D'yakonov-Perel'ova) a naopak k posílení EY (Elliot-Yafetova) spinového relaxačního mechanismu. Výsledná změna doby spinové relaxace elektronu při zvýšené koncentraci hranových dislokací kvalitativně odpovídá experimentálním výsledkům na vzorku F36Y1, kde byla v porovnání se vzorkem F36Y3 pozorována kratší doba spinové relaxace (72 ps).

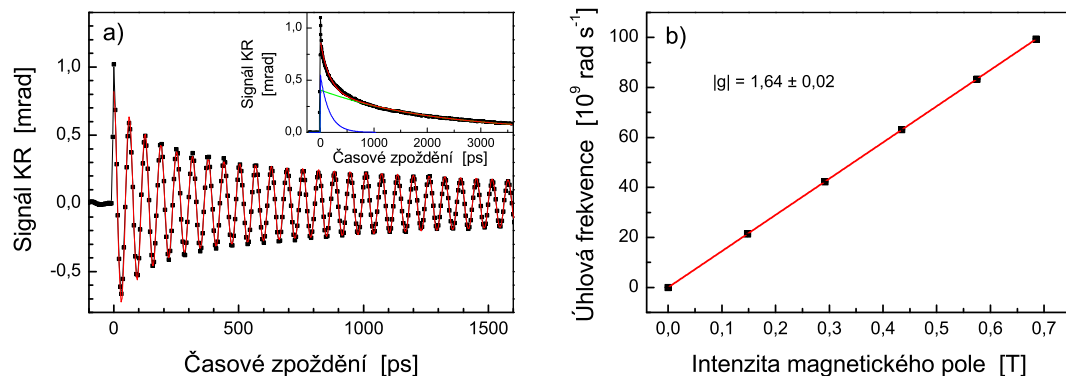
Kapitola 7

Vliv dopování na dynamiku spinově polarizovaných nosičů náboje v CdTe

V této kapitole se zaměříme na spinovou koherenci zejména v n-typovém CdTe. Podrobněji se podíváme jakou roli hraje dopování vzorků, intenzita příčného magnetického pole, teplota či intenzita excitace v procesu ztráty spinové koherence v případě elektronů. Získané výsledky se pokusíme srovnat s výsledky získanými z nedopovaného, avšak přirozeně p-typového CdTe. Pro výše uvedená měření je hlavním experimentálním nástrojem Kerrova rotace. Rozebereme zde, v případě n-typového CdTe, i možnost použití rezonančního spinového zesílení.

7.1 Měření rozfázování spinů pomocí Kerrovy rotace v n-CdTe

Popíšme nejprve na jednom konkrétním příkladu měření způsob, jakým byla experimentální data změřena a následně vyhodnocena. Zvolme například n-typový vzorek CdTe F38G3 s dopováním $4,9 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ měřený při teplotě 7 K v příčném magnetickém poli 0 a $0,685 \text{ T}$. Nebude-li uvedeno jinak, např. u intenzitní závislosti, byla nastavena intenzita excitačního svazku $3,2 \text{ mW}$, resp. plošná hustota energie v pulzu $I_0 = 1,4 \text{ } \mu\text{J}/\text{cm}^2$. Tomu odpovídá přibližně 10^{17} cm^{-3} foto-excitovaných nosičů náboje. Vlnová délka excitačního svazku byla pro každou teplotu naladěna vždy tak, abychom foto-excitovali nosiče přibližně 20 meV nad hranu zakázaného pásu při dané teplotě. K měření bylo



Obr. 7.1: Příklad měření a vyhodnocení výsledků signálu Kerroy rotace měřeného ve vzorcích CdTe s pomocí fotoelastického modulátoru. V obrázku a) je signál KR spolu s fitem s typickým oscilačním charakterem měřený v příčném magnetickém poli. Ve vloženém obrázku je identické měření bez magnetického pole. Modrá a zelená křivka odpovídají jednotlivým složkám signálu, červená potom fitu, resp. jejich součtu. V obrázku b) je vynesena závislost úhlové frekvence oscilací signálu na intenzitě příčného magnetického pole, z jejíž směrnice je následně určena hodnota velikosti g faktoru elektronu.

použito experimentální uspořádání pro Kerrovu rotaci (viz podkapitola 4.1.2). Signál Kerroy rotace měřený s pomocí fotoelastického modulátoru můžeme vidět na obr. 7.1. Podívejme se nejprve na signál v nulovém magnetickém poli, který je znázorněn ve vloženém obrázku v obr. 7.1a. Signál znázorněný černými body nedoznívá mono-exponenciálně. Může však být s dostačující přesností popsán součtem dvou exponenciál s výrazně odlišnými časovými konstantami t_1 a t_2 charakterizujícími doznívání:

$$\text{signál} = A_1 e^{-\frac{t}{t_1}} + A_2 e^{-\frac{t}{t_2}}, \quad (7.1)$$

kde A_1 a A_2 jsou amplitudy jednotlivých složek. V obrázku odpovídá modrá křivka rychlé složce, zelená pomalé složce a červená křivka jejich součtu. Při měření v magnetickém poli měřený signál osciluje, jak je ukázáno v obr. 7.1a spolu s fitem znázorněným červeně. Signál lze popsat vztahem:

$$\text{signál} = \left(A_1 e^{-\frac{t}{t_1}} + A_2 e^{-\frac{t}{t_2}} \right) \cos(\omega t), \quad (7.2)$$

kde ω popisuje úhlovou frekvenci oscilací. Ze změřených dat tedy získáme fitováním hodnoty amplitud A_1 , A_2 , časové konstanty t_1 , t_2 a úhlovou frekvenci oscilací ω . Ta je přímo úměrná g faktoru (zde konkrétně elektronů) a intenzitě magnetického pole B , jak vyplývá

ze srovnání vztahů (7.2) a (4.22):

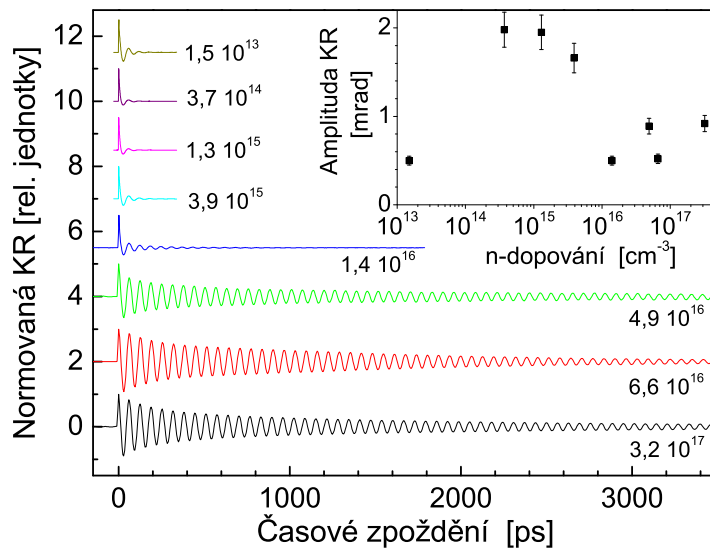
$$\omega = \frac{g\mu_B B}{\hbar}, \quad (7.3)$$

kde μ_B je Bohrov magneton a \hbar redukovaná Planckova konstanta. Známe-li tedy intenzitu magnetického pole a určíme-li z fitu úhlovou frekvenci oscilací ω , lze g faktor snadno spočítat. Z tohoto typu experimentu však nelze určit směr (mysl) rotace celkové magnetizace od spinově polarizovaných elektronů, což je dáno sudostí funkce \cos např. ve vztahu (7.2). Matematickým důsledkem je tedy fakt, že můžeme určit hodnotu g faktoru až na znaménko, tedy pouze jeho velikost. Pokud zanedbáme závislost g faktoru samotného na intenzitě magnetického pole, lze jeho hodnotu určit s vyšší přesností z lineární závislosti frekvence oscilací na intenzitě magnetického pole. Tato závislost je vynesena v obr. 7.1b a je proložena červenou přímkou, z jejíž směrnice určíme g faktor. Pokud by byl g faktor závislý na intenzitě magnetického pole, začala by se tato lineární závislost s rostoucím magnetickým polem zakřivovat. K tomuto však, jak je z obrázku vidět, nedochází. Lze tedy skutečně pro takto nízké hodnoty magnetických polí závislost g faktoru na intenzitě magnetického pole zanedbat.

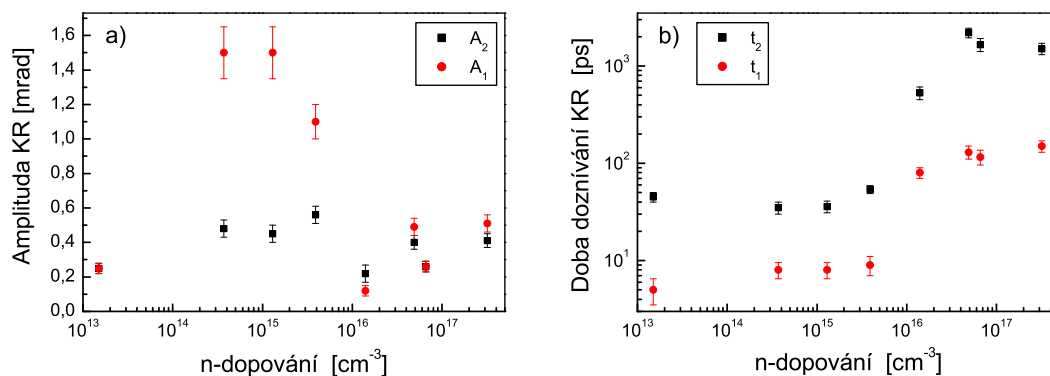
Výše uvedeným postupem tedy byla změřena a zpracována řada neztenčených n -typových vzorků uvedených v tabulce 5.2. Podívejme se tedy jakým způsobem závisí doba spinové koherence elektronů T_2^* a g faktor elektronu postupně na n -dopování, teplotě a intenzitě excitace.

7.1.1 Závislost T_2^* a g faktoru na n -dopování

V obr. 7.2 jsou znázorněna experimentální data měřená na vzorcích CdTe s různým n -dopováním. Jde o signály Kerroy rotace měřené s použitím fotoelastického modulátoru při teplotě 7 K v příčném magnetickém poli o intenzitě $0,685\text{ T}$. Křivky jsou normovány na hodnotu 1 pro nulové časové zpoždění a pro větší přehlednost jsou posunuty vertikálně. Ve vloženém obrázku jsou potom znázorněny amplitudy těchto signálů, resp. úhly stočení roviny lineární polarizace sondovacího svazku v $mrad$, pro nulové časové zpoždění. Z normovaných signálů KR je patrné, že pro vyšší koncentrace n -dopování dojde za nízké teploty k podstatnému zmenšení útlumu oscilací. Fitováním nenormovaných dat pomocí vztahu (7.2) byly získány následující parametry amplitud a časových konstant znázorněných v obr. 7.3. Zatímco amplituda A_2 pomalé komponenty signálu není na n -dopování výrazněji závislá, amplituda rychlé složky je výrazně větší pro n -dopování kolem



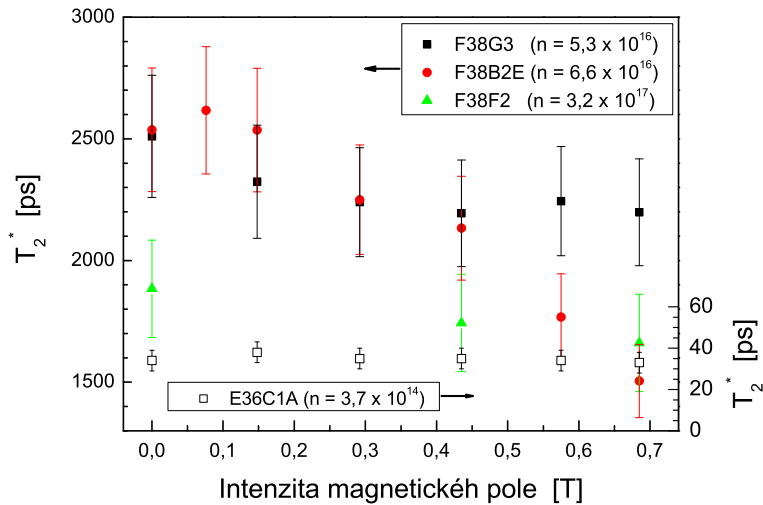
Obr. 7.2: Na obrázku je znázorněn časový vývoj normovaného signálu KR na n-typových vzorcích CdTe. Čísla u jednotlivých křivek udávají koncentraci n-dopování v cm^{-3} . Křivky jsou pro názornost vertikálně posunuty tak, že nejvýše jsou zobrazena data pro vzorek s nejmenším n-dopováním. Měření bylo provedeno při teplotě 7 K v magnetickém poli 0,685 T. Ve vloženém grafu je vynesena závislost amplitudy signálu KR v čase $t=0$ na koncentraci n-dopování pro tyto vzorky.



Obr. 7.3: Parametry fitu signálu KR měřené na n-typovém CdTe. Signál KR byl fitován součtem dvou exponenciálně klesajících funkcí. V obrázku a) jsou znázorněny amplitudy složek dozívání signálu KR v závislosti na n-dopování. V obrázku b) jsou potom příslušné časové konstanty exponenciálního dozívání.

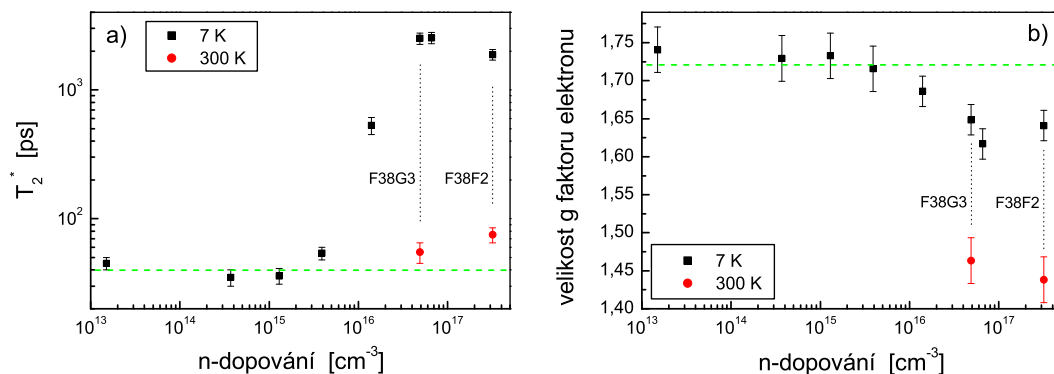
hodnot 10^{15} cm^{-3} , jak je vidět z obr. 7.3a. Jejich součet pak odpovídá celkové amplitudě signálu ve vloženém grafu v obr. 7.2.

U časových konstant v obr. 7.3b je potom v logaritmické škále jasně vidět trend prodlužování doby dozívání signálu KR s rostoucím n-dopováním. Časová konstanta t_1 rychlé složky je asi o řád menší než časová konstanta t_2 pomalé složky. Obě složky ale vykazují poměrně stejnou závislost na n-dopování, což je zajímavé. Časová konstanta t_2 pomalé složky odpovídá době spinové koherence elektronů T_2^* . Souvislost pomalé složky signálu se spinovou koherencí elektronů je zcela v souladu i s nezávislostí její amplitudy A_2 na n-dopování. Stejně experimentální podmínky včetně intenzity excitace by měly i u vzorků s různým n-dopováním vést k přibližně stejné počáteční magnetizaci pocházející od částečně spinově polarizovaných foto-excitovaných elektronů, a v důsledku tedy i ke stejné amplitudě.



Obr. 7.4: Závislost doby spinové koherence elektronů T_2^* na intenzitě příčného magnetického pole při teplotě 7 K . Škála vlevo odpovídá n-typovým vzorkům s velkou hodnotou dopování, škála vpravo n-typovému vzorku s nízkým dopováním.

Jak vyplývá z již publikovaných experimentálních výsledků (např. n-GaAs [32], ZnO [31]), doba spinové koherence elektronů závisí výrazně na intenzitě příčného magnetického pole. Maxima dosahuje pro nulové pole a s rostoucí intenzitou magnetického pole klesá. Zde se nabízí otázka, jak je tomu v n-CdTe. Za tímto účelem byla měření uvedená v obr. 7.2 zopakována za stejných experimentálních podmínek, pouze s různými



Obr. 7.5: Závislost doby spinové koherence elektronů T_2^* a) a velikosti g faktoru elektronů b) na n -dopování v n -CdTe. Černé body odpovídají hodnotám měřeným při teplotě 7 K . U vybraných vzorků je svislými čarami naznačeno měření teplotních závislostí se zobrazením hodnot za pokojové teploty červenými body. Vodorovné zelené přerušované čáry odpovídají příslušné hodnotě v nedopovaném CdTe (přirozený p-tyt).

intenzitami příčného magnetického pole. U vzorků s vyšším n -dopováním doba spinové koherence elektronů s rostoucí intenzitou příčného magnetického pole klesá, jak je vidět z obr. 7.4. U vzorků s nižším n -dopováním tato závislost pozorována není.

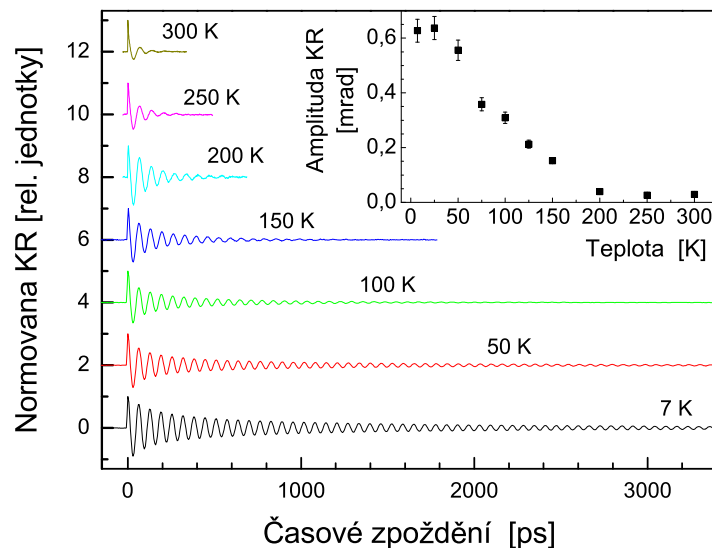
Doba spinové koherence elektronů měřená při teplotě 7 K v nulovém příčném magnetickém poli je potom pro všechny neztenčené n -typové vzorky znázorněna v obr. 7.5a černými body. Zelená přerušovaná čára pro srovnání znázorňuje hodnotu doby spinové koherence elektronu v typickém p -CdTe (záměrně nedopovaném) za stejných experimentálních podmínek. Červené body v grafu odpovídají pro dva vybrané n -typové vzorky době spinové koherence elektronů za pokojové teploty a příslušné svislé čáry naznačují měření příslušných teplotních závislostí (viz obr. 7.9a). Pro nízké hodnoty n -dopování je doba spinové koherence elektronů stejná jako v p -typovém CdTe. Dramatický nárůst doby spinové koherence elektronů až o dva řády nastává pro vyšší koncentrace n -dopování, s maximem kolem $5 \times 10^{16}\text{ cm}^{-3}$. Pro vyšší koncentrace začíná opět klesat.

Z měření n -dopovaných vzorků při různých intenzitách příčného magnetického pole lze dále fitováním určit příslušné oscilační frekvence, z kterých následně pomocí lineární regrese (viz obr. 7.1b) určíme hodnotu velikosti g faktoru elektronů. Tato závislost je znázorněna černými body v obr. 7.5b. Analogicky jako v obr. 7.5a, představuje zelená přerušovaná čára hodnotu velikosti g faktoru elektronu v p -CdTe (záměrně nedopovaném)

za stejných experimentálních podmínek. Červené body jsou hodnoty velikostí vybraných g faktorů za pokojové teploty a jsou součástí měření teplotních závislostí velikostí g faktorů znázorněných dvěma svislými čarami (viz obr. 7.9b). Obdobně jako doba spinové koherence i velikost g faktoru je pro vzorky s nižším n-dopováním shodná s velikostí g faktoru v typickém p-CdTe. Pro vyšší n-dopování velikost g faktoru klesá.

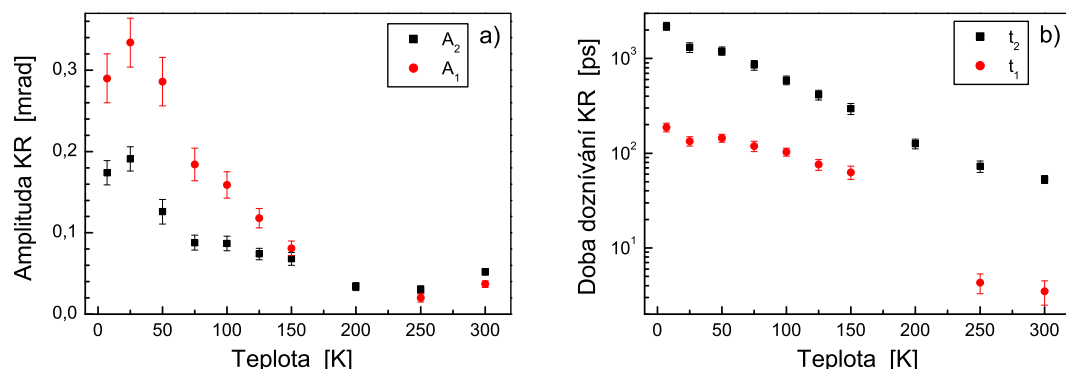
7.1.2 Závislost T_2^* a g faktoru na teplotě

Teplotní závislost, jak doby spinové koherence T_2^* elektronů, tak i velikosti g faktoru elektronů, byla studována na n-typovém vzorku F38F2 a dále na vzorku F38G3, na který se nejprve podíváme podrobněji. Signál KR na tomto vzorku je pro různé teploty a intenzitu příčného magnetického pole $0,685 T$ znázorněn v obr. 7.6. Signály jsou normované na hodnotu 1 pro nulové časové zpoždění a jsou pro větší přehlednost vertikálně posunuty, přičemž nejvyšší teplota je posunuta nejvíce. Zatímco za pokojové teploty je signál KR utlumen poměrně rychle, s klesající teplotou tlumení oscilací slábne. S klesající teplotou tedy doba spinové koherence roste o více než jeden řád v porovnání s pokojovou teplotou. Ve vloženém grafu je potom vynesena teplotní závislost amplitud nenormovaného signálu.



Obr. 7.6: Normovaný signál Kerrovy rotace na vzorku n-CdTe F38G3 pro různé teploty. Křivky pro různé teploty jsou pro větší přehlednost vertikálně posunuty. Ve vloženém grafu je zobrazena teplotní závislost nenormovaných amplitud. Měřeno při intenzitě příčného magnetického pole $0,685 T$.

S klesající teplotou dochází též k nárůstu amplitudy signálu KR.

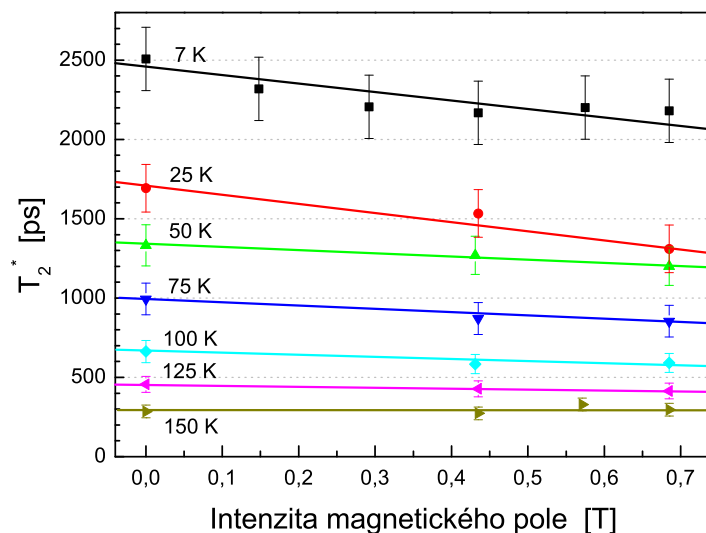


Obr. 7.7: Amplitudy a) a časové konstanty b) fitu signálu KR z obr. 7.6.

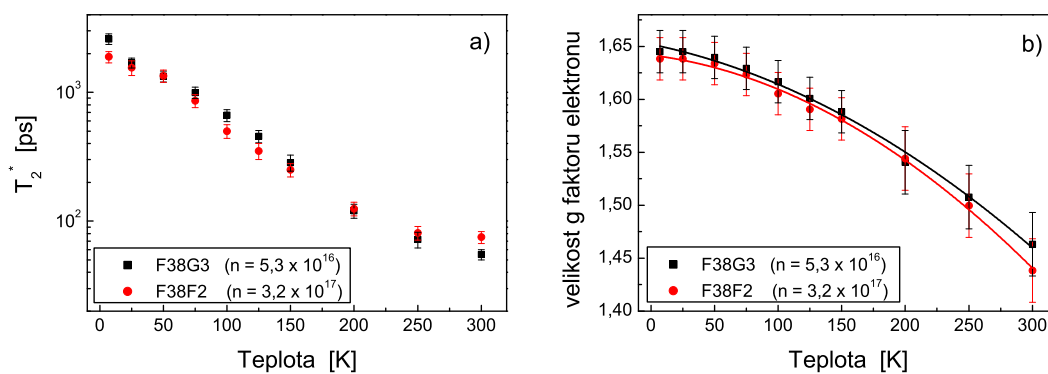
Signál KR opět fitujeme vztahem (7.2). Příslušné amplitudy a časové konstanty jsou znázorněné v obr. 7.7a, resp. obr. 7.7b v logaritmické škále. S rostoucí teplotou až k hodnotě 200 K obě amplitudy klesají, nad 200 K zůstávají přibližně stejné. Pro teplotu 200 K vykazuje signál KR mono-exponenciální charakter dozívání. Z důvodu absence rychlé složky tedy nejsou příslušné body v grafu uvedené. Časové konstanty jak rychlé, tak pomalé složky s teplotou monotónně klesají, přičemž nad 200 K rychlá složka podstatně více než pomalá. Časová konstanta t_2 pomalé složky odpovídá době spinové koherence elektronů T_2^* .

Podívejme se dále, jak na tomtéž vzorku závisí doba spinové koherence elektronů T_2^* při různých teplotách na intenzitě magnetického pole. Tato data jsou uvedena v obr. 7.8. Série bodů je pro každou teplotu proložena přímkou pro lepší vizualizaci měřené závislosti. Jak ze z obrázku patrné, nejvíce ovlivňuje intenzita příčného magnetického pole spinovou koherenci elektronů při nízkých teplotách. S rostoucí teplotou tento efekt slábne, až zhruba od 150 K prakticky tato závislost vymizí. Závislosti pro vyšší teploty proto nejsou v obrázku uvedeny.

V obr. 7.9a potom můžeme v logaritmické škále vidět závislost doby spinové koherence elektronů měřenou v nulovém příčném magnetickém poli. Navíc jsou zde ještě uvedena data pro vzorek F38F2. V obr. 7.9b jsou zachyceny příslušné teplotní závislosti velikostí g faktorů elektronů. Podle [42] lze teplotní závislost aproximovat kvadratickou funkcí (viz



Obr. 7.8: Závislost doby spinové koherence elektronů T_2^* na intenzitě příčného magnetického pole ve vzorku F38G3 pro různé teploty. Proložené přímky jsou pouze orientační pro lepší názornost.



Obr. 7.9: Teplotní závislost doby spinové koherence elektronů T_2^* a) a velikosti g faktoru elektronů b) pro dva vybrané n-tytové vzorky CdTe. Barevné křivky v obrázku b) odpovídají fitům velikostí g faktorů elektronů jednotlivých vzorků a jsou popsány v textu.

též podkapitola 3.2.2):

$$g = a + bT + cT^2. \quad (7.4)$$

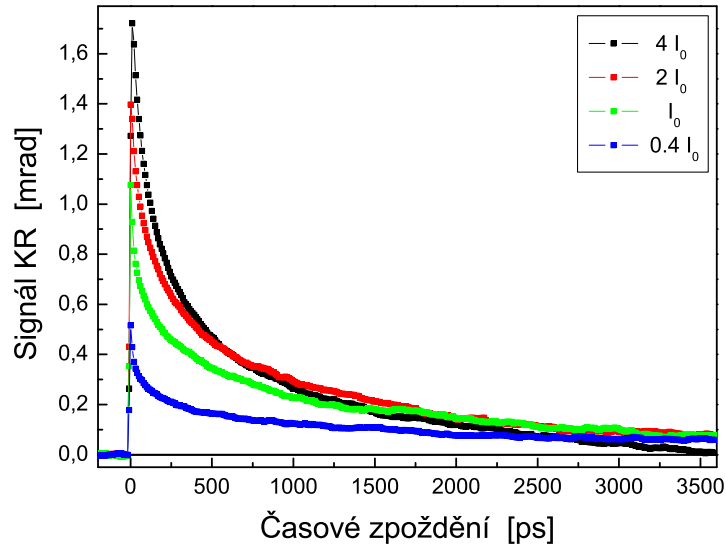
Příslušné parametry fitu jsou uvedeny v tabulce 7.1.

vzorek	n/p typ	a	b [K^{-1}]	c [K^{-2}]
F38G3	n	1,65	$-2,5 \times 10^{-4}$	$-1,3 \times 10^{-6}$
F38F2	n	1,64	$-1,5 \times 10^{-4}$	$-1,7 \times 10^{-6}$
F36	p	1,73	$-3,4 \times 10^{-4}$	$-1,9 \times 10^{-6}$
[42]	p	1,653	-4×10^{-4}	$-2,8 \times 10^{-6}$
[55]	p	1,682	$-2,97 \times 10^{-4}$	-

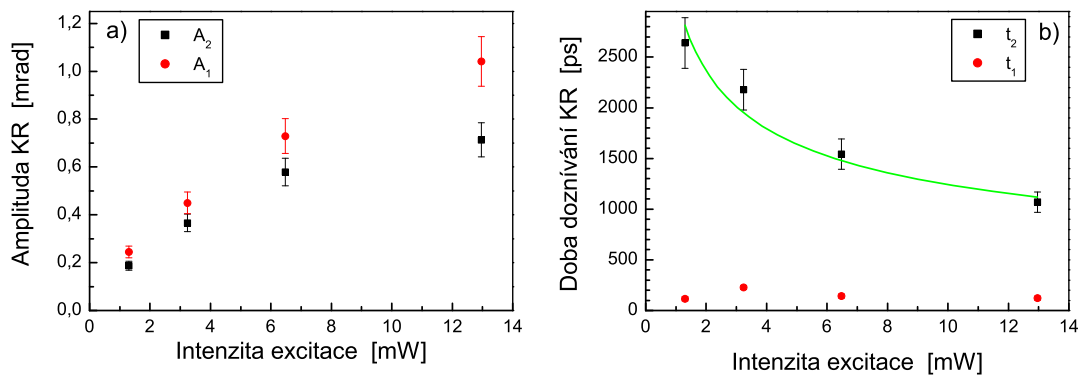
Tab. 7.1: Parametry fitů teplotních závislostí velikosti g faktorů elektronů pro studované p- a n-typové CdTe. Poslední dva údaje, které popisují též velikost g faktoru, jsou převzaté z literatury. Aby převzaté údaje popisovaly též velikost g faktoru, mají oproti originálním referencím změněná znaménka (viz podkapitola 3.2.2).

7.1.3 Závislost T_2^* na intenzitě excitace

Závislost doby spinové koherence elektronů na intenzitě excitačního svazku byla studována v n-typovém CdTe vzorku F38G3 při teplotě 7 K a v nulovém příčném magnetickém poli. Signály KR pro různé hodnoty intenzity excitačního svazku, vyjádřené v násobcích I_0 , jsou uvedeny v obr. 7.10. Intenzita sondovacího svazku byla držena konstantní a rovná $0,04 I_0$, kde I_0 odpovídá střednímu kontinuálnímu výkonu $3,2\text{ mW}$, resp. plošné hustotě energie v pulzu $I_0 = 1,4\text{ }\mu\text{J}/\text{cm}^2$. S rostoucí intenzitou excitačního svazku roste velikost signálu KR. To je konzistentní s předpokladem, kdy větší intenzitou v excitačním svazku foto-excituje větší množství spinově polarizovaných nosičů náboje. Vzhledem k jejich částečné spinové polarizaci tedy dochází ke vzniku větší makroskopické magnetizace. Důsledkem je větší úhel stočení roviny polarizace sondovacího svazku a tedy větší signál KR. Parametry fitů pro jednotlivé hodnoty intenzit, určené podle vztahu (7.1), jsou potom znázorněny v obr. 7.11. Z obr. 7.11a je však vidět, že nárůst velikosti signálu není vzhledem k intenzitě excitace lineární. Dochází zde k saturaci, přičemž amplituda pomalé komponenty je saturována více než rychlá. Z obr. 7.11b je dále vidět, že zatímco časová konstanta rychlé složky na intenzitě excitace prakticky nezávisí, časová konstanta pomalé složky, která odpovídá době spinové koherence elektronů, s rostoucí intenzitou excitace klesá. Pokles v závislosti na intenzitě excitace I lze charakterizovat mocninovou závislostí $T_2^* \sim I^\beta$ s koeficientem $\beta \approx -0,4 \pm 0,1$, jak je znázorněno zelenou čarou v obr. 7.11b.



Obr. 7.10: Signál KR měřený v n-typovém vzorku F38G3 bez příčného magnetického pole při teplotě 7 K pro různé hodnoty intenzit excitačního svazku. Intenzita sondovacího svazku byla pro všechna uvedená měření $0,04 I_0$, kde I_0 odpovídá plošné hustotě energie v pulzu $1,4\ \mu\text{J}/\text{cm}^2$.



Obr. 7.11: Amplitudy a) a časové konstanty b) fitů signálů KR z obr. 7.10 v závislosti na intenzitě excitačního svazku ($3,2\text{ mW}$ odpovídá I_0). Zelená čára v obrázku b) představuje mocninový fit časové konstanty t_2 popsany v textu.

7.2 Měření rozfázování spinů pomocí Kerrovy rotace v p-CdTe

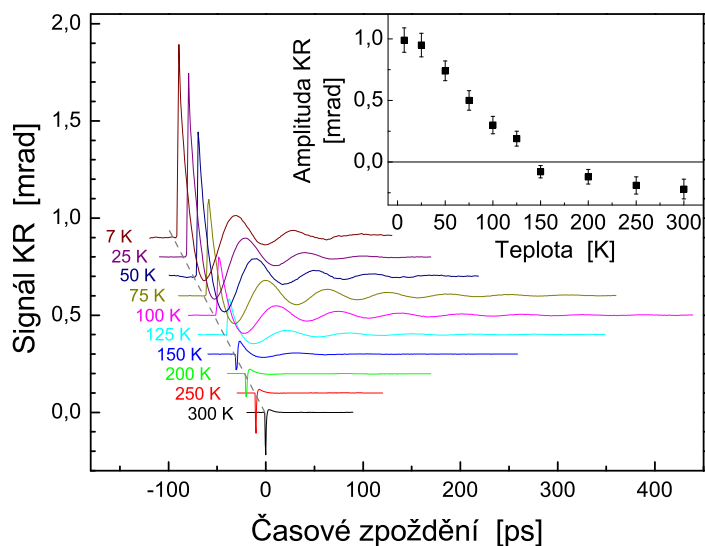
Pro srovnání výsledků na n-CdTe a p-CdTe byla doba spinové koherence elektronů studována také v p-CdTe. Zde by bylo logické postupovat způsobem stejným jako v předchozí podkapitole. Bohužel v době, kdy byla tato měření prováděna, nebyla k dispozici sada p-typových vzorků s různými koncentracemi dopování srovnatelnými se studovanými n-typovými vzorky. Jako referenční p-typový vzorek byl tedy vybrán vzorek F36, resp. krystal F36. Důvodem je, že tento krystal je pěstován jako nedopovaný, nicméně vykazuje p-typový charakter s koncentrací nosičů přibližně 10^{16} cm^{-3} při pokojové teplotě.

Na vzorku F36 tedy byla studována závislost spinové koherence elektronů na teplotě a intenzitě magnetického pole a dále teplotní závislost velikosti g faktoru elektronů. Experimentální podmínky a způsob zpracování a vyhodnocení dat byly (až na výjimky) stejné jako jsou uvedeny na začátku této kapitoly.

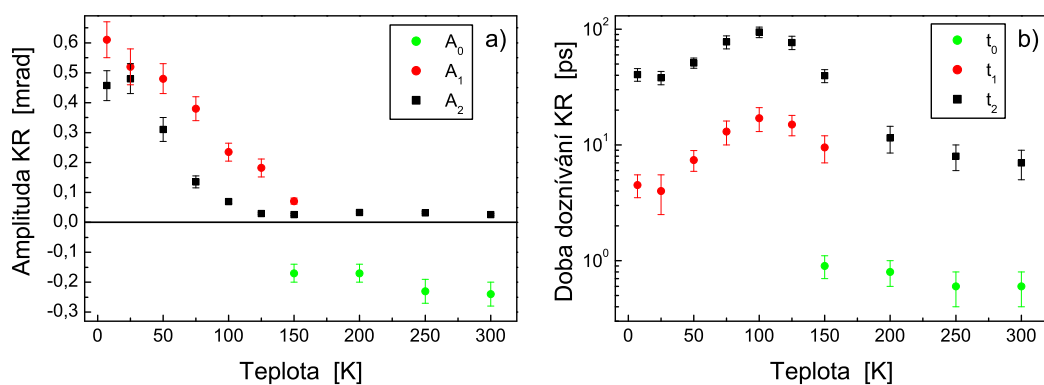
7.2.1 Závislost T_2^* a g faktoru na teplotě

V obr. 7.12 je znázorněn signál KR na vzorku F36 měřený při různých teplotách v magnetickém poli $0,685 \text{ T}$. Škála os obrázku platí pro černou křivku, tj. pro signál měřený při pokojové teplotě (300 K). Pro nižší teploty jsou křivky pro větší přehlednost posunuty vertikálně i horizontálně a to tak, že šedá přerušovaná čára odpovídá nulovému časovému zpoždění. Rychlost tlumení oscilací signálu KR se s rostoucí teplotou nejprve zmenšuje, přičemž nejméně tlumené jsou oscilace kolem teploty 100 K . S dále rostoucí teplotou dochází k rychlému útlumu oscilací. Ve vloženém obrázku je znázorněna velikost amplitud měřených signálů pro nulové časové zpoždění. Amplituda signálu se vzrůstající teplotou klesá a pro teploty od 150 K změni znaménko a dále v absolutní hodnotě roste.

Podívejme se podrobněji na analýzu změřených signálů KR. Ty jsou opět fitovány podle vztahu (7.2), až na signál pro teplotu 150 K . Amplitudy a časové konstanty jsou uvedeny v obr. 7.13a, resp. obr. 7.13b v logaritmické škále. Signály od nejnižších teplot lze s dostatečnou přesností nafitovat součtem dvou exponenciál s kladnými amplitudami A_1 a A_2 . V signálu KR pro teplotu 150 K je však třeba k zachycení velmi rychlé složky se zápornou amplitudou použít třetí exponenciálu s parametry A_0 a t_0 . Pro teploty nad 150 K , při zanedbání velmi rychlé záporné složky, již doznívá signál s dostatečnou



Obr. 7.12: Signál Kerroy rotace (KR) na p-CdTe vzorku F36 pro různé teploty. Popisky os odpovídají signálu KR pro teplotu 300 K zobrazenému černou křivkou. Signály KR pro nižší teploty jsou pro lepší přehlednost posunuty vertikálně i horizontálně tak, že šedá přerušovaná čára odpovídá nulovému časovému zpoždění. Ve vloženém obrázku jsou znázorněny hodnoty amplitud signálů KR pro nulové časové zpoždění pro jednotlivá měření.



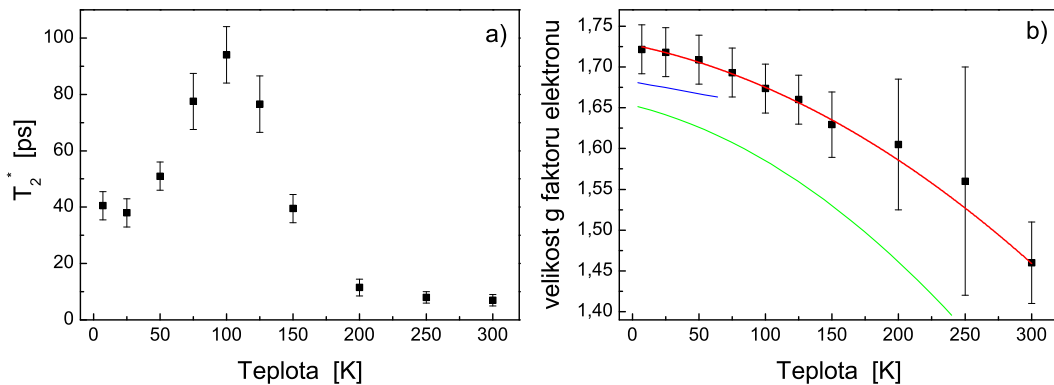
Obr. 7.13: Amplitudy a) a časové konstanty b) fitů signálů KR z obr. 7.12 v závislosti na teplotě. Černé body odpovídají pomalé kladné složce, červené pomalé rychlé složce a zelené velmi rychlé záporné složce signálu KR.

přesností mono-exponenciálně. Proto u těchto teplot chybí v grafech červené body. Celkový signál, tedy i s velmi rychlou zápornou složkou, pak lze aproximovat součtem pouze dvou exponenciál s parametry označenými A_0 , A_2 , t_0 a t_2 . Signál má tedy pro teploty do 150 K pomalou kladnou a rychlou kladnou složku, pro teplotu 150 K pomalou kladnou, rychlou kladnou a velmi rychlou zápornou složku a nad teplotou 150 K pomalou kladnou a velmi rychlou zápornou složku. S rostoucí teplotou až do 150 K amplitudy jednotlivých složek klesají. Nad touto teplotou zůstává amplituda pomalé složky přibližně konstantní, zatímco záporná amplituda velmi rychlé složky v absolutní hodnotě dále mírně roste. Důvodem k rozlišení rychlé a velmi rychlé složky jsou, kromě současného výskytu pro teplotu 150 K, i jejich řádově rozdílné časové konstanty, jak je vidět z obr. 7.13b. Zatímco časová konstanta t_2 pomalé kladné složky se pohybuje v řádu desítek ps, časová konstanta t_1 rychlé kladné složky je zhruba o řád rychlejší. Časová konstanta t_0 velmi rychlé záporné složky je dokonce sub-pikosekundová s monotónním poklesem až na hodnotu 0,6 ps pro pokojovou teplotu. Časová konstanta t_2 pomalé kladné složky odpovídá době spinové koherence elektronů T_2^* . O interpretaci zbývajících složek se zmíníme v diskusi.

Tato měření byla provedena v příčném magnetickém poli o intenzitě 0,685 T. Za účelem přesnějšího určení hodnoty g faktoru byla tato měření opakována s různými intenzitami příčného magnetického pole. Z výsledků, které zde nejsou přímo uvedeny vyplývá, že v rámci chyby měření doba spinové koherence elektronů v p-CdTe pro hodnoty příčného magnetického pole do 0,685 T na tomto poli nezávisí.

Teplotní závislost změřené doby spinové koherence elektronů T_2^* v p-tyrovém CdTe je znázorněna v obr. 7.14a. Tato závislost není monotónní. S rostoucí teplotou nejprve roste a po dosažení maxima kolem 100 K začíná poměrně rychle klesat až na hodnotu 8 ps pro pokojovou teplotu.

V obr. 7.14b je potom černými body znázorněna teplotní závislost velikosti g faktoru elektronu na témže vzorku. Chyba určení velikosti g faktoru je pod 2 % pro teploty do 150 K. Pro vyšší teploty díky rychlému útlumu oscilací v signálu KR nelze již tak přesně frekvenci oscilací určit, jak je znázorněno rostoucí chybou. Výjimkou je zpřesněná hodnota pro pokojovou teplotu, kdy nemusí být vzorek umístěn v kryostatu. To umožňuje vystavit vzorek většímu příčnému magnetickému poli (cca 1,6 T) při větším přiblížení pólových nástavců použitého elektromagnetu. Červená čára představuje aproximaci parabolickou závislostí, obdobně jako v [42]. Parametry fitu jsou uvedeny v tabulce 7.1. Zelená a modrá křivka odpovídají fitům velikostí g faktorů elektronů v p-CdTe, které jsou odvozeny z fitů



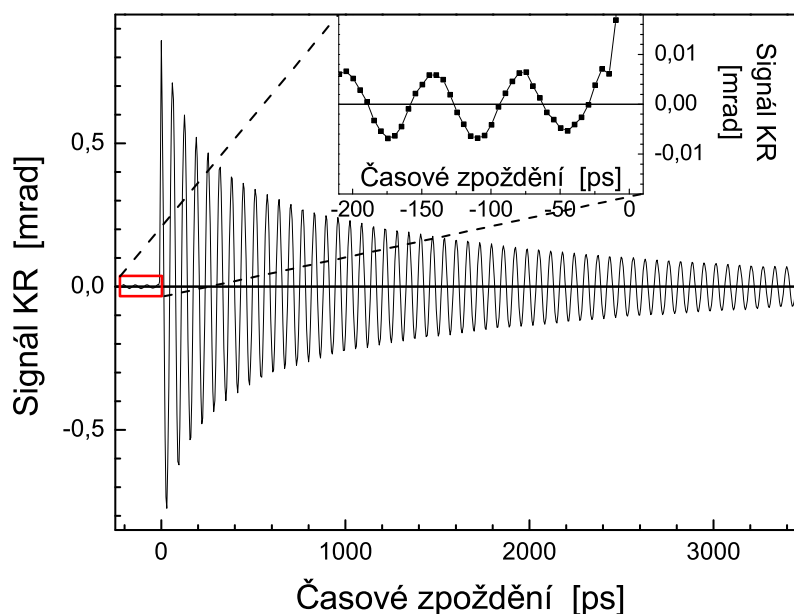
Obr. 7.14: Teplotní závislost doby spinové koherence elektronů T_2^* a) a velikosti g faktoru elektronů b) v p-CdTe. Červená čára v obrázku představuje parabolický fit experimentálních dat, zelená a modrá potom pořadě převzaté fity již publikovaných dat z [42] a [55].

g faktorů publikovaných v [42] a [55] (viz podkapitola 3.2.2, resp. tabulka 7.1).

7.3 Měření rozfázování spinů pomocí rezonančního spinového zesílení v n-CdTe

Jak již bylo v této kapitole uvedeno, ve vhodně n-dopovaném CdTe dojde za nízké teploty k výraznému prodloužení doby spinové koherence elektronů. Z výsledků z podkapitoly 7.1.1 je však vidět, že doba spinové koherence elektronů v řádu jednotek ns zdaleka nedosahuje hodnot jako v GaAs, resp. hodnot, které byly použity v modelu signálu RSA pro CdTe v podkapitole 4.1.3 v obr. 4.8. Změřená doba spinové koherence je tedy v našem případě dokonce kratší než časová vzdálenost dvou po sobě jdoucích pulzů. Je-li magnetizace od spinově polarizovaných nosičů náboje zničena ještě před dopadem následujícího excitačního pulzu, nelze RSA použít k určení doby spinové koherence.

Podívejme se tedy podrobněji na experimentální data, zda můžeme metodu RSA použít. V obr. 7.15 je znázorněna závislost signálu KR na časovém zpoždění mezi excitačním a sondovacím pulzem změřená ve vzorku F38F2 při teplotě 7 K v magnetickém poli 0,685 T. V úseku záporného časového zpoždění, jak je znázorněno ve vloženém obrázku, jsou patrné oscilace signálu. Ty jsou právě způsobené precesí magnetizace vy-



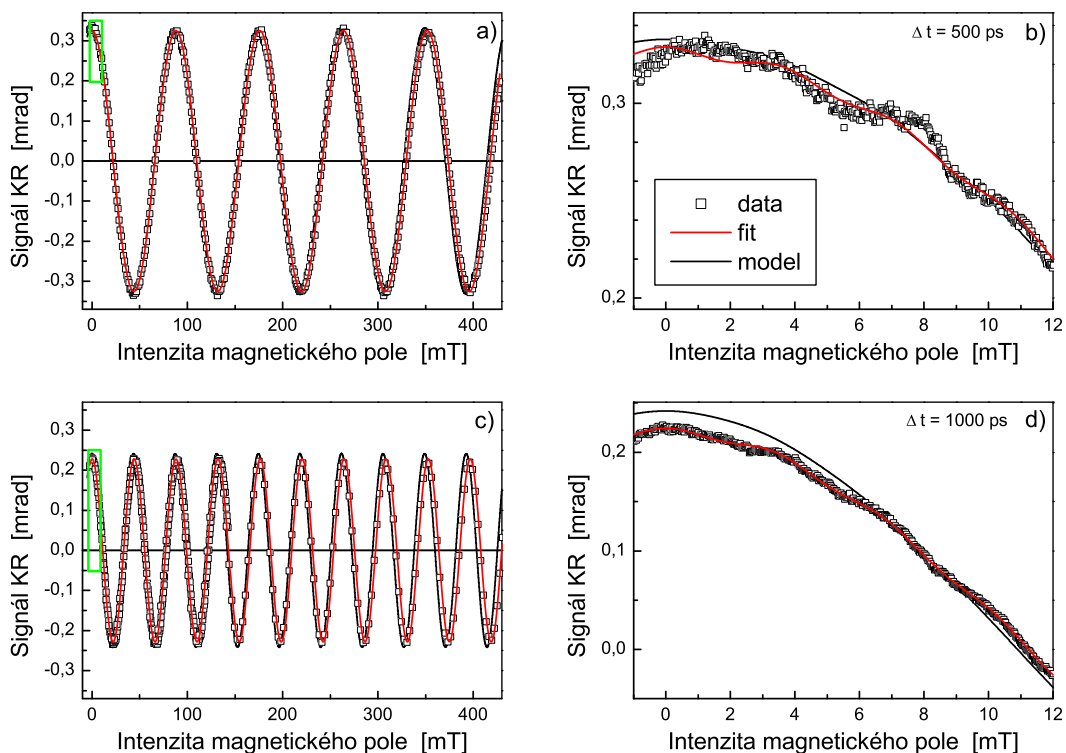
Obr. 7.15: Signál Kerrovy rotace měřený ve vzorku F38F2 při teplotě 7 K v magnetickém poli 0,685 T. V detailu obrázku jsou patrné oscilace signálu i pro záporné časové zpoždění mezi excitačním a sondovacím pulzem.

buzené předchozím excitačním pulzem. Alespoň malá část spinově polarizovaných nosičů od předchozího pulzu tedy přežije a RSA lze v principu použít.

Rezonanční spinové zesílení jsme se za nízké teploty pokusili použít na dva n-tytové vzorky, konkrétně F38G3 a F38F2. Z těchto měření lze určit příslušné amplitudy, g faktory a doby spinové koherence elektronů. Naopak, známe-li tyto údaje z měření Kerrovy rotace v časové doméně, můžeme signál RSA předpovědět a následně porovnat s experimentem.

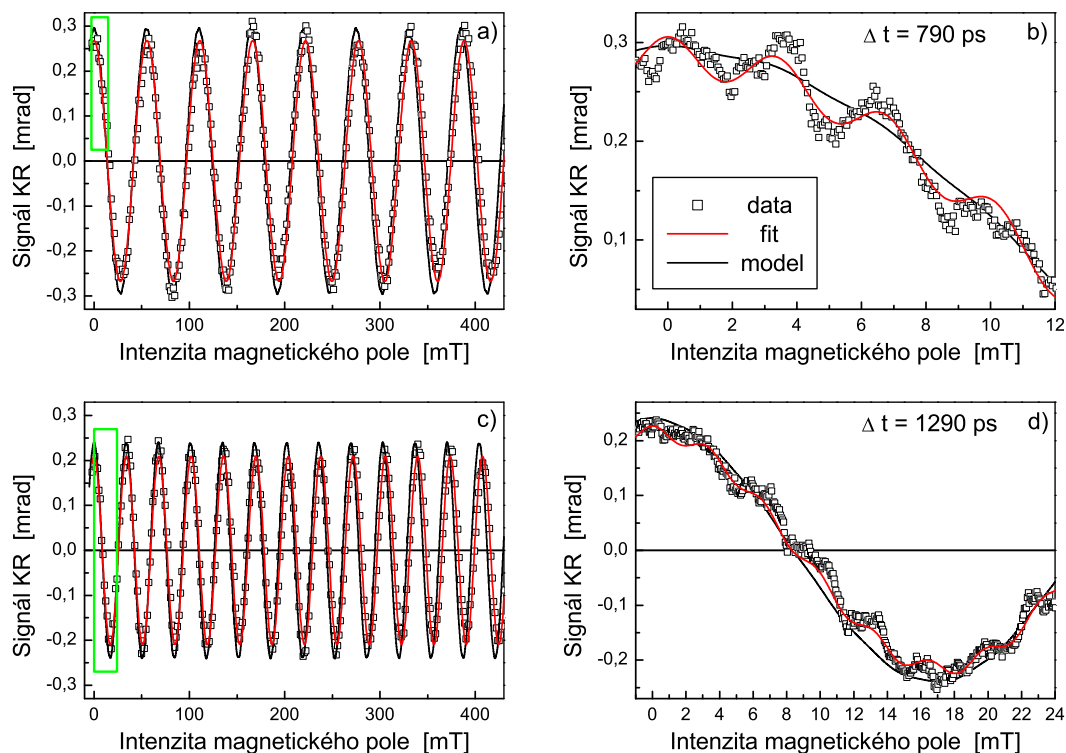
7.3.1 Experimentální data RSA

Experimentální data RSA byla získána za stejných experimentálních podmínek, za kterých byly vzorky studovány pomocí KR. Vzorky byly zchlazeny na teplotu 7 K a nosiče náboje byly foto-excitovány 20 meV nad hranu zakázaného pásu při dané teplotě a to plošnou hustotou energie v pulzu $I_0 = 1,4 \mu\text{J}/\text{cm}^2$. Experimentální data jsou pro vzorky F38F2 a F38G3 znázorněna v obr. 7.16 a obr. 7.17. Pro každý vzorek a zvolené zafixované



Obr. 7.16: Signál KR měřený metodou rezonančního spinového zesílení na vzorku F38F2 pro dvě zvolená časová zpoždění Δt . Všechny obrázky a)-d) mají společnou legendu, kde body odpovídají experimentálním datům, červená čára jejich fitu a černá čára modelu z podkapitoly 7.3.2. V obrázku a) je znázorněn signál pro časové zpoždění $\Delta t = 500$ ps, v obrázku b) potom detail označený v obrázku a) zeleným obdélníkem. V obrázku c) je znázorněn signál pro časové zpoždění $\Delta t = 1000$ ps, v obrázku d) potom opět detail obrázku c).

časové zpoždění Δt mezi excitačním a sondovacím pulzem byly změřeny vždy dvě křivky. První odpovídá škále příčného magnetického pole až do cca 450 mT s hrubým krokem. Druhá křivka pak odpovídá měřenému detailu pro malé hodnoty příčného magnetického pole s jemným krokem. Důvodem pro měření tohoto detailu, vyznačeného pro názornost v obr. 7.16a,c zeleným obdélníkem, je zachycení drobných oscilací signálu. Ty jsou v tomto případě klíčové k určení doby spinové koherence, jak bude podrobně rozebráno dále, stejně jako vysvětlení fitů experimentálních dat znázorněných červenými čarami. Černé čáry odpovídají modelu signálu popsánému v následující podkapitole.



Obr. 7.17: Signál KR měřený metodou rezonančního spinového zesílení na vzorku F38G3 pro dvě zvolená časová zpoždění Δt . Všechny obrázky a)-d) mají společnou legendu, kde body odpovídají experimentálním datům, červená čára jejich fitu a černá čára modelu z podkapitoly 7.3.2. V obrázku a) je znázorněn signál pro časové zpoždění $\Delta t = 790 \text{ ps}$, v obrázku b) potom detail označený v obrázku a) zeleným obdélníkem. V obrázku c) je znázorněn signál pro časové zpoždění $\Delta t = 1290 \text{ ps}$, v obrázku d) potom opět detail obrázku c).

7.3.2 Model

Pro oba vzorky dostáváme z měření KR z podkapitoly 7.1.1 hodnoty parametrů uvedené v tabulce 7.2. Narozdíl od vztahu (4.24) v podkapitole 4.1.3, který popisuje signál RSA v případě mono-exponenciálního doznívání, spočteme modelový signál podle vztahu (7.5):

$$\text{signál}(B) = \sum_i \sum_{n=0}^m \Theta(nt_{rep}) A_i e^{-\frac{\Delta t + nt_{rep}}{T_{2i}^*}} \cos\left(\frac{g_i \mu_B (\Delta t + nt_{rep})}{\hbar} B\right), \quad (7.5)$$

kde B je intenzita příčného magnetického pole (nyní nezávislá proměnná) a kde indexem i (A_i, T_{2i}^* , a pro úplnou obecnost též g_i) je zohledněna případná vícesložkovost doznívání

Vzorek	metoda	A [mrad]	T_2^* [ns]	g faktor
F38F2	KR	$0,41 \pm 0,05$	$1,9 \pm 0,2$	$1,64 \pm 0,02$
F38F2	RSA (500 ps)	$0,40 \pm 0,10$	$2,5 \pm 0,5$	$1,57 \pm 0,10$
F38F2	RSA (1000 ps)	$0,31 \pm 0,15$	$2,9 \pm 1,0$	$1,58 \pm 0,10$
F38G3	KR	$0,40 \pm 0,05$	$2,5 \pm 0,2$	$1,65 \pm 0,02$
F38G3	RSA (790 ps)	$0,34 \pm 0,05$	$4,6 \pm 0,5$	$1,62 \pm 0,05$
F38G3	RSA (1290 ps)	$0,30 \pm 0,05$	$4,1 \pm 0,5$	$1,60 \pm 0,05$

Tab. 7.2: V tabulce jsou srovnány parametry vzorků F38G3 a F38F2 získané z měření časové rozlišené KR a RSA. U těchto vzorků jsou uvedeny: A amplituda signálu (u KR amplituda pomalé komponenty tj. A_2), T_2^* doba spinové koherence elektronů a velikost g faktoru elektronů.

signálu KR. Zvolíme opět kritérium chyby jako $Err = A/1000$ a podle vztahu (A.4) určíme počet pulzů, které je potřeba vzít v modelu v úvahu. Vzhledem k relativně krátkým dobám T_2^* , zvoleným časovým zpožděním Δt (500 a 1000 ps pro vzorek F38F2 a 790 a 1290 ps pro vzorek F38G3) a poměrně dlouhé časové prodlevě mezi následujícími pulzy $t_{rep} = 12,195$ ns stačí uvážit navíc pouze 1 předcházející pulz, resp. $m = 1$. Vzhledem ke slabé závislosti doby spinové koherence elektronů na magnetickém poli (viz např. obr. 7.4), lze tuto závislost zanedbat a dobu spinové koherence brát konstantní, tj. nezávislou na intenzitě příčného magnetického pole. Výsledky modelu jsou znázorněny na obr. 7.16 a obr. 7.17 černými čarami.

7.3.3 Analýza dat

Signál RSA by měl být obecně fitován pomocí vztahu (7.5) v případě, že by signál KR dozníval multi-exponenciálně. V našem případě si ale i přesto vystačíme se vztahem (4.24), resp. mono-exponenciálním případem. Důvodem je vhodné zvolení časového zpoždění Δt tak, že příspěvek od rychlé složky signálu KR (časová konstanta cca 150 ps) lze prakticky zanedbat. Ačkoliv je tedy signál KR dvousložkový, v tabulce 7.2 je uvedena pouze relevantní amplituda dlouhé komponenty signálu KR. Příslušné parametry fitů RSA jsou uvedeny v téže tabulce.

Podívejme se dále na změřený signál RSA podrobněji. Uvažme naši reálnou situaci, kdy zanedbáme příspěvek rychlé složky signálu KR, resp. bereme mono-exponenciální doznívání signálu KR. Ze vztahů (4.24) či (7.5) pak přímo vidíme, že signál RSA je tvořen součtem určitého počtu funkcí \cos , které mají různé amplitudy a frekvence, nicméně vzájemně svázané přes externí parametry t_{rep} a Δt . V našem případě, kdy stačí brát v úvahu pouze dva po sobě jdoucí pulzy, je tedy signál RSA tvořen součtem dvou funkcí

\cos a lze jej fitovat funkcí:

$$\text{signál}(B) = a_1 \cos(f_1 B) + a_2 \cos(f_2 B), \quad (7.6)$$

kde a_1 , a_2 jsou amplitudy a f_1 , f_2 frekvence dané jako:

$$a_1 = A e^{-\frac{\Delta t}{T_2^*}}, \quad (7.7)$$

$$a_2 = A e^{-\frac{\Delta t + t_{rep}}{T_2^*}}, \quad (7.8)$$

$$f_1 = \frac{g\mu_B \Delta t}{\hbar}, \quad (7.9)$$

$$f_2 = \frac{g\mu_B (\Delta t + t_{rep})}{\hbar}. \quad (7.10)$$

Pro hledané parametry pak platí vztahy:

$$T_2^* = \frac{t_{rep}}{\ln \frac{a_1}{a_2}}, \quad (7.11)$$

$$A = a_1 e^{\frac{\Delta t}{T_2^*}}, \quad (7.12)$$

$$|g| = \frac{(f_2 - f_1)\hbar}{\mu_B t_{rep}}. \quad (7.13)$$

Není překvapivé, že z těchto vztahů dostáváme výsledky stejné jako při použití fitovací funkce (4.24). Z výše uvedené analýzy (7.6) až (7.10) je však názorně vidět, že signál RSA se v našem případě skládá z oscilující funkce \cos s malou frekvencí, ke které je přičtena další funkce \cos , ale s podstatně menší amplitudou a podstatně větší frekvencí (viz obr. 7.16 a obr. 7.17). Toto je též důvod, proč byl signál RSA měřen vždy na dvou různých škálách magnetického pole - na plné škále s hrubým krokem a na detailní s jemným krokem. Z měření na plné škále totiž lze určit přesněji frekvenci pomalu oscilující složky, zatímco z měření na detailní škále lze zachytit rychle oscilující složku. Nepřesnosti v určení parametrů rychle oscilující složky, se potom díky vztahům (7.11) až (7.13) promítnou i do chyb doby spinové koherence, amplitudy a velikosti g faktoru (viz tabulka 7.2).

7.4 Diskuse

Výsledky uvedené výše v této kapitole, a to jak z měření na p- i n-typovém CdTe, generují poměrně velké množství otázek pátrajících po fyzikálních příčinách pozorovaných

jevů. Ačkoliv se zde ne všechna fyzikální „proč“ podařilo úspěšně vysvětlit, mohou výše uvedené výsledky posloužit přinejmenším k získání hrubého přehledu o spinové koherenci elektronů v CdTe. Podívejme se tedy postupně na interpretaci těchto experimentálních dat.

Společným rysem signálů Kerrovy rotace měřených v této práci, a to jak z měření v p-CdTe, tak i v n-CdTe, je typický nemono-exponenciální průběh doznívání. Měřený signál lze zpravidla rozložit na více složek, které jsou popsány různými časovými konstantami. Typicky pozorujeme dvousložkové doznívání s řádově odlišnými časovými konstantami.

Podobné měřené signály Kerrovy rotace s nemono-exponenciálním dozníváním byly pozorovány např. v GaN [35] nebo v CdTe [44]. Např. v CdTe [44] byla za pokojové teploty pozorována pomalá složka s časovou konstantou 2,5 ps a rychlá složka s časovou konstantou pod 200 fs. Zatímco časovou konstantu pomalé složky dávají autoři do souvislosti se spinovou koherencí nosičů náboje, u rychlé složky není interpretace jednoznačná. Autoři v [44] připustili, že tato rychlá složka může souviset s ultrarychlými procesy, jako např. redistribucí elektronů ve vodivostním pásu.

Ani v našem případě nejsme schopni jednoznačně interpretovat rychlou složku signálu KR. Ta doznívá s časovou konstantou t_1 v řádu jednotek ps (p-CdTe, obr. 7.13b) až stovek ps (n-CdTe, obr. 7.3b, 7.7b, 7.11b). Domníváme se však, že v p-CdTe i n-CdTe může jít o tzv. optickou složku signálu KR (viz podkapitola 4.1.2), která nemá přímý magnetický původ ve spinově polarizovaných nosičích náboje.

V další diskusi se tedy omezíme pouze na pomalou složku signálu KR, která souvisí s rozfázováním spinů elektronů. Příslušná časová konstanta t_2 tedy odpovídá v p-CdTe i n-CdTe době spinové koherence elektronů T_2^* .

7.4.1 p-CdTe

Nejdříve se věnujme výsledkům měření KR na p-typovém CdTe. Teplotní závislost doby spinové koherence elektronů lze nalézt v obr. 7.14a. Charakter teplotní závislosti je velmi podobný teplotní závislosti doby spinové relaxace elektronu τ_s z obr. 6.2b. Nicméně signál KR je zde též ovlivněn procesem rekombinace elektronů, což je zřejmě hlavním důvodem pro menší pozorovanou hodnotu efektivní doby spinové koherence elektronů T_2^* v porovnání s dobou spinové relaxace elektronu τ_s .

V literatuře [44] lze nalézt jedinou experimentální hodnotu doby efektivní spinové koherence elektronů v objemovém CdTe $T_2^* = 2,5$ ps a to pouze při pokojové teplotě.

Odpovídající námi změřená hodnota $8 ps$ je tedy v dobrém řádovém souhlasu, nicméně se mírně liší. Rozdílnost by mohla být způsobena rozdílnými experimentálními podmínkami, zejména intenzitou excitace, která byla v našem experimentu cca $3\times$ menší. V případě vyšší intenzity excitace totiž může hodnotu T_2^* snižovat příspěvek od elektron-elektronové interakce¹, jak bylo pozorováno např. v GaAs v [32].

Podívejme se dále na teplotní závislost velikosti g faktoru elektronu v p-CdTe (obr. 7.14b). Připomeňme zde, že v daném obrázku je vynesena velikost g faktoru. Znaménko z provedených měření KR určit nelze, nicméně podle již publikovaných výsledků [42, 55] má g faktor v CdTe zápornou hodnotu. Z obr. 7.14b tedy vyplývá, že s rostoucí teplotou velikost g faktoru klesá. Pozorovaná teplotní závislost je kvalitativně stejná jako u [42], pouze s mírným ofsetem (přibližně $\sim 0,1$), jak je vidět z porovnání zelené a červené křivky v témže obrázku.

Teplotní závislost hodnoty g faktoru může být vysvětlena následovně. Důvodem změny měřené hodnoty g faktoru s teplotou je ve skutečnosti energetická disperze g faktoru a rozdílné energetické obsazení vodivostního pásu při různých teplotách. V experimentu KR měříme průměrnou precesi všech elektronů, které jsou ve vodivostním pásu energeticky rozvrstveny v nejjednodušší aproximaci např. podle Maxwell-Boltzmannova rozdělení. Např. v GaAs platí mezi g faktorem elektronu a jeho energií empirický vztah $g = -0,44 + 6,3E$, kde E je energie elektronu v eV [92]. S rostoucí teplotou tedy roste střední hodnota energie elektronu (kT) a tedy g faktor roste², jak bylo pozorováno např. v GaAs v [42]. I poměrně hrubé přiblížení, kdy do této disperzní relace pro g faktor za E dosadíme střední hodnotu energie elektronu kT , dává velmi dobrou shodu mezi experimentem a tímto přibližným výpočtem (při $280 K$, teoretická hodnota $-0,29$, experimentální $-0,30$). Stejná interpretace teplotní závislosti g faktoru elektronu je v [42] použita i v případě CdTe a stejnou interpretaci můžeme potvrdit i zde. Pro elektrony v CdTe však, pokud vím, není empiricky známá disperzní závislost $g(E)$, nicméně bylo by v principu možné ji na základě experimentálních dat stanovit³.

¹Coulombický rozptyl mezi elektrony vede ke spinové relaxaci způsobem obdobným Elliott-Yafetovu mechanismu, příslušná časová konstanta je v III-V polovodičích nepřímo úměrná celkové koncentraci elektronů [93].

²Vzhledem k záporné hodnotě g faktoru v GaAs tedy jeho velikost s rostoucí teplotou klesá. Stejně je tomu i v CdTe.

³V jednoduchém přiblížení bychom hledali takovou funkci $g(E)$, která by při dané teplotě míříže pro příslušné energetické rozvrstvení elektronů dala po integraci přes hustotu stavů ve vodivostním pásu

Před diskusí offsetu velikosti námi změřeného g faktoru v porovnání s daty v [42] se ještě vraťme ke GaAs. V GaAs byla pozorována poměrně silná závislost g faktoru elektronů na koncentraci nosičů náboje (elektronů), resp. intenzitě excitace. Při nízké teplotě byla pozorována změna g faktoru z hodnoty $-0,44$ při koncentraci elektronů 10^{16} cm^{-3} na hodnotu $-0,33$ při koncentraci elektronů 10^{17} cm^{-3} . V případě GaAs je závislost poměrně silná, změna koncentrace foto-excitovaných elektronů o řád se efektem téměř vyrovná vzrůstu teploty o více než 200 K .

Tedy offset zde změřeného g faktoru by mohl být přičten vlivu intenzity excitace. Data v [42] (zelená křivka v obr. 7.14b) byla měřena při intenzitě excitace vedoucí ke koncentraci foto-excitovaných elektronů $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, zatímco zde vede intenzita excitace ke koncentraci $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Vyšší intenzita excitace by tedy v CdTe vedla k v absolutní hodnotě většímu g faktoru, což by bylo opačně než v případě GaAs. Interpretace offsetu ve změřených teplotních závislostech g faktorů tedy nelze uspokojivě vysvětlit, kromě vlivu intenzity by se zde mohla projevit i rozdílná kvalita vzorků.

7.4.2 n-CdTe

Bezesporu nejzajímavějším výsledkem experimentů z měření provedených v n-CdTe je vliv n-dopování vzorku na dobu spinové koherence elektronů za nízké teploty (obr. 7.5a).

Doba spinové koherence elektronů je v slabě n-dopovaných vzorcích (cca do 10^{15} cm^{-3}) stejná jako v záměrně nedopovaném CdTe (p-typ, cca 10^{16} cm^{-3}). S rostoucím n-dopováním začne doba spinové koherence elektronů narůstat. Maxima, které je přibližně o dva řády větší, tedy již v řádu ns , dosáhne při n-dopování kolem $7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Ve vzorku s ještě vyšším n-dopováním ($3,2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) následuje opět zkracování doby spinové koherence.

Kvalitativně stejná závislost doby spinové koherence elektronů byla pozorována zatím pouze v n-GaN [35], (maximum 20 ns pro n-dopování $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$), v n-ZnSe [34] (maximum 60 ns pro n-dopování $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$), v n-ZnO [31] (maximum 20 ns pro n-dopování $1,3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) a zejména v n-GaAs [32] (maximum 130 ns pro n-dopování $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) a [33] (maximum 180 ns pro n-dopování $3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$), jak je znázorněno v obr. 3.3. Ve všech výše citovaných materiálech (GaAs, GaN, ZnSe, ZnO) vykazuje chování doby spinové koherence elektronů určité společné rysy : a) doba spinové koherence v nulovém

hodnotu stejnou jako hodnota g faktoru pozorovaná v experimentu.

příčném magnetickém poli dosahuje při nízkých teplotách svého maxima pro střední n-dopování v oblasti odpovídající Mottovu přechodu a s rostoucí teplotou klesá, b) pokud je aplikováno příčné magnetické pole, projeví se při nízkých teplotách dodatečný mechanismus vedoucí ke ztrátě spinové koherence, přičemž tento mechanismus nabývá na síle se snižující se teplotou a rostoucí intenzitou magnetického pole, c) potlačení doby spinové koherence vlivem příčného magnetického pole je nejsilnější právě v oblasti Mottova přechodu.

V závislosti na koncentraci n-dopování (viz např. obr. 3.3) rozlišují autoři [33] za nízké teploty tři režimy, které se liší dominantním spinově relaxačním mechanismem. Zatímco pro nízké koncentrace n-dopování dominuje hyperjemná interakce se spiny atomů mříže, pro vyšší hodnoty n-dopování převládne anizotropní výměnná interakce elektronů vázaných na donorech. Poměrně silný zlom s následným rychlým poklesem doby spinové koherence elektronů s dále rostoucím n-dopováním nastane v oblasti Mottova přechodu [94] mezi nevodivým a vodivým stavem polovodiče, kdy převládne D'yakonov-Perel'ův mechanismus.

Zlom v pozorované době spinové koherence elektronu v oblasti Mottova přechodu, můžeme potvrdit i v zde studovaném n-CdTe. V n-CdTe odpovídá Mottův přechod dopování $n \approx 9 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, což v obr. 7.5a přibližně odpovídá místu zlomu závislosti doby spinové koherence elektronu T_2^* na n-dopování. Pokud by byly k dispozici i vzorky n-CdTe s ještě vyšším n-dopováním, bylo by na nich velmi zajímavé ověřit další předpokládaný pokles doby spinové koherence s růstem n-dopování.

Podívejme se dále na vliv příčného magnetického pole. V obr. 7.4 je demonstrována závislost doby spinové koherence elektronů v n-CdTe na intenzitě příčného magnetického pole a to pro různě n-dopované vzorky. U vzorků s nízkým n-dopováním, nemá magnetické pole prakticky žádný vliv na dobu spinové koherence elektronů. Naopak u vzorků s n-dopováním spadajícím do oblasti Mottova přechodu dochází s rostoucím magnetickým polem k potlačení doby spinové koherence. Síla tohoto potlačení (konkrétně u vzorku F38G3) je však teplotně závislá, jak je demonstrováno v obr. 7.8, a s klesající teplotou roste. Vliv příčného magnetického pole tedy i v případě n-CdTe je tedy kvalitativně stejný jako v případě výše diskutovaných n-typových polovodičů (GaAs, GaN, ZnSe, ZnO).

Teplotní závislost doby spinové koherence elektronů v n-CdTe ve vzorku F38G3, resp. F38F2, které vykazují za nízké teploty dlouhou dobu T_2^* , jsou znázorněny v obr. 7.9a. Z pokojové teploty s dále klesající teplotou T_2^* monotónně roste, což je kvalitativně

v souladu s obdobnými výsledky v n-GaAs, a to jak teoretickými [21] (viz obr. 3.1d), tak experimentálními⁴ [32], kdy převážně dominuje D'yakonov-Perel'ův spinový relaxační mechanismus.

Podívejme se ještě krátce na intenzitní závislost doby spinové koherence elektronů změřené v n-CdTe ve vzorku F38G3 při nízké teplotě. Ta, resp. parametr t_2 , je znázorněna v obr. 7.11b. U tohoto vzorku, který v závislosti na n-dopování vykazuje největší dobu spinové koherence, tato doba s rostoucí intenzitou excitace klesá. Pokles lze charakterizovat mocninnou závislostí $T_2^* \sim I^{-0.4}$, tedy stejně jako bylo pozorováno v n-GaAs na ekvivalentním vzorku s maximální dobou spinové koherence [32].

Experimentální výsledky z této kapitoly, zabývající se zejména měřením doby spinové koherence v n-CdTe jsme se pokusili porovnat s již publikovanými výsledky z oblasti spinové koherence elektronů v jiných n-typových polovodičích. Na základě kvalitativní shody tedy můžeme i chování doby spinové koherence elektronů v n-CdTe zejména za nízkých teplot vysvětlit na základě hyperjemné interakce, anizotropní výměnné interakce a D'yakonov-Perel'ova spinového relaxačního mechanismu, jak jsme diskutovali výše. K ověření a kvantitativní analýze by však bylo nutné porovnat výsledky s příslušným teoretickým modelem n-CdTe, který bude lokálně schopen předpovědět příslušné závislosti doby spinové koherence elektronů na n-dopování, obdobně jako v [33], ideálně včetně vlivu intenzity příčného magnetického pole a intenzity excitace.

Krátce se ještě zmíníme o g faktorech v n-CdTe. Slabé n-CdTe vzorky s dopováním menším než cca $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ se, jak z hlediska doby spinové koherence, tak i velikosti g faktoru, chovají prakticky stejně jako p-CdTe, jak je vidět z obr. 7.5a a obr. 7.5b. Je tedy velmi pravděpodobné, že i v slabých n-CdTe vzorcích bude mít g faktor elektronů zápornou hodnotu. U silnějších n-CdTe vzorků však převrácení znaménka g faktoru z obr. 7.5b vyloučit sice nemůžeme (z experimentu určíme pouze velikost g faktoru), je však nepravděpodobné. Ačkoliv neznáme důvod změny g faktoru elektronů s n-dopováním, mezi změnou velikosti g faktoru a změnou doby spinové koherence elektronů bude zřejmě existovat blíže neurčená korelace, jak je vidět z porovnání obr. 7.5a a obr. 7.5b.

Pokud by byl i v n-CdTe g faktor záporný, pak teplotní závislost velikosti g faktoru z obr. 7.9b může být opět kvalitativně vysvětlena vlivem teploty na termální distribuci elektronů ve vodivostním pásu, obdobně jako případě výše diskutovaného g faktoru v p-CdTe.

⁴V nulovém příčném magnetickém poli.

7.4.3 RSA

Na závěr se ještě krátce podíváme na výsledky metody rezonančního spinového zesílení (RSA). RSA je velmi silná metoda v situacích, kdy doba spinové koherence elektronů alespoň několikanásobně přesahuje časovou vzdálenost mezi po sobě jdoucími excitačními pulzy nebo je s ní alespoň srovnatelná (viz např. studování spinové koherence v n-GaAs [32], n-ZnO [31] nebo n-ZnSe [34]).

V našem případě n-CdTe dosahuje doba spinové koherence elektronů maximálně $2,5 \text{ ns}$, což je kratší doba než časová vzdálenost (cca 12 ns) po sobě jdoucích excitačních pulzů v našem experimentu. Výsledky z RSA, a to jak doba T_2^* , tak i velikost g faktoru, jsou zatíženy podstatně větší chybou a vedou i k mírně odlišným hodnotám, jak je patrné z tabulky 7.2. Ty jsou řádově stejné, zde ale mohou být zavádějící, protože bohužel v n-CdTe je doba spinové koherence elektronů příliš krátká, na standardní analýzu signálu RSA [32]. Přesnější jsou proto parametry získané z měření Kerrovy rotace.

Nicméně v této práci šlo v případě rezonančního spinového zesílení zejména o demonstraci této experimentální techniky, resp. o rozšíření experimentálních technik, které se na katedře KCHFO MFF UK v Oddělení kvantové a nelineární optiky využívají ke studiu spinové koherence nosičů náboje v polovodičích.

7.5 Závěr

V této kapitole jsem se zabývali spinovou koherencí elektronů v CdTe.

V p-CdTe jsme změřili teplotní závislost doby spinové koherence nosičů náboje a velikost jejich g faktoru v rozsahu teplot $10 - 300 \text{ K}$. Teplotní závislost doby spinové koherence je v souladu s výsledky teplotní závislosti doby spinové relaxace elektronů studované v kapitole 6. Teplotní závislost velikosti g faktoru nosičů náboje odpovídá dříve publikovaným výsledkům g faktoru elektronů.

Podstatně podrobněji jsme se věnovali n-CdTe s cílem studovat spinovou koherenci nosičů náboje v různých n-dopovaných vzorcích. Se vzrůstající koncentrací n-dopování jsme v n-CdTe při teplotě 10 K pozorovali nemonotónní závislost doby spinové koherence na n-dopování. Zatímco ve slabých n-CdTe vzorcích dosahuje doba spinové koherence hodnoty 40 ps stejně jako v p-CdTe, s rostoucím n-dopováním začíná dramaticky narůstat. Maxima bylo dosaženo ve vzorku s n-dopováním $4,9 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, kdy jsme pozorovali dobu spinové koherence 2500 ps . S dále rostoucím n-dopováním byl pozorován opět pokles

doby spinové koherence. Závislost doby spinové koherence na n-dopování byla v n-CdTe vysvětlena pomocí souhry tří spinových relaxačních mechanismů: hyperjemné interakce, anizotropní výměnné interakce a D'yakonov-Perel'ova spinového relaxačního mechanismu. Tato interpretace byla dále podpořena výsledky teplotních závislostí dob spinové koherence, intenzitní závislosti dob spinové koherence a zejména vlivem příčného magnetického pole na spinovou koherenci a to jak v závislosti na teplotě tak i n-dopování. Zatímco se závislost velikosti g faktoru nosičů náboje na n-dopování nepodařilo v n-CdTe vysvětlit, teplotní závislosti velikosti g faktoru nosičů náboje v n-CdTe naznačují, že i v n-CdTe má hodnota g faktoru záporné znaménko a odpovídá stejně jako v p-CdTe již publikovaným hodnotám velikosti g faktoru elektronů.

Závěrem lze říci, že výsledky z n-CdTe podporují tvrzení uvedené v [33], že ačkoliv síla efektu n-dopování na relativní prodloužení doby spinové koherence nosičů náboje může být v různých materiálech různá, jde v n-typových kubických polovodičích zřejmě o univerzální jev.

Kapitola 8

Vliv mechanického napětí na spinovou koherenci v CdTe

V této kapitole se zaměříme na vliv mechanického napětí na spinovou koherenci v objemovém CdTe, kterou budeme opět studovat pomocí experimentálních technik Kerrovy a Faradayovy rotace. V první části nejprve uvedeme způsob, jak lze měřené vzorky vystavit mechanickému napětí a pokusíme se určit velikost tohoto napětí. Ve druhé části potom uvedeme experimentální výsledky měření dob spinové koherence nosičů náboje v n-typovém i v p-typovém CdTe.

8.1 Určení velikosti mechanického napětí za nízkých teplot

Chceme-li studovat vliv mechanického napětí na dobu spinové koherence nosičů náboje ve vzorcích CdTe, musíme najít nějaký způsob, jakým tohoto mechanického pnutí docílit. Existují různé mechanické způsoby, např. vícebodové mechanické prohýbání [95, 96] či natahování pomocí piezoelektrických prvků [97], které však potřebují náročnější experimentální vybavení. To umožňuje např. v průběhu měření mechanickou manipulaci uvnitř kryostatu a nespornou výhodou je možnost při daných experimentálních podmínkách mechanické napětí měnit. Zde však byla použita podstatně jednodušší metoda, založená na rozdílné délkové teplotní roztažnosti vzorku a nosného substrátu.

Ztenčené vzorky (viz tabulka 5.2) s tloušťkou v řádu mikrometrů jsou přilepené ten-

kou vrstvou lepidla Loctite UV Adhesive 350 (výrobce Loctite International. England) na substrát s tloušťkou přibližně 1 mm. Při postupném ochlazování vzorku nepřilepeného na substrát, by vlivem různých délkových teplotních roztažností docházelo k různým relativním změnám délky vzorku a substrátu, resp. různým zkrácením, předpokládáme-li kladný koeficient délkové teplotní roztažnosti. Vzhledem ke slepení vzorku a substrátu však musí zůstat obě relativní prodloužení stejná. Tato podmínka poté obecně vede, s přihlédnutím k modulům pružností, k ustanovení určité mechanické rovnováhy, kdy jedna část je namáhána tahem a druhá tlakem. Vzhledem k poměrům tlouštěk vzorku a substrátu je však tenký vzorek CdTe prakticky natahován/stlačován podle teplotní změny délky substrátu.

Zanedbáme-li teplotní závislosti koeficientů délkové teplotní roztažnosti, lze očekávat s klesající teplotou nárůst mechanického napětí ve vzorku CdTe. Nevýhodou této metody je zejména omezení velikosti mechanického napětí při zvolené teplotě právě na jednu hodnotu. Oproti výše uvedené metodě tedy nelze měnit pouze mechanické napětí, nicméně k určení, zda při nízké teplotě má mechanické napětí vliv na dobu spinové koherence v CdTe, je tato metoda dostačující. Zbývá tedy otázka, jak velikost tohoto mechanického napětí v daném vzorku určit.

Lze použít dvě metody. První je výpočetní, druhá experimentální. V případě výpočetní metody lze ze známých teplotních závislostí koeficientů délkové teplotní roztažnosti CdTe a materiálu substrátu a ze známých materiálových vlastností CdTe a substrátu mechanické napětí spočítat. V literatuře lze pro teplotu 300 K nalézt uvedené koeficienty délkových teplotních roztažností: křemenné sklo $5,5 \times 10^{-7} K^{-1}$ [98], sklo SF11 $6,1 \times 10^{-6} K^{-1}$ [98] a CdTe $4,9 \times 10^{-6} K^{-1}$ [99]. Chceme-li však mechanické napětí spočítat, je potřeba znát i jejich teplotní závislosti, protože koeficienty délkové teplotní roztažnosti jsou teplotně závislé a mohou měnit dokonce i znaménko, jako v případě CdTe [99]. Ve výpočtu by bylo potřeba dále vzít v úvahu i vliv lepidla, jeho tloušťku, mechanické vlastnosti a teplotní závislost příslušného koeficientu délkové teplotní roztažnosti. Ta však není výrobcem specifikována. Mechanické napětí tedy nemůžeme určit přímo výpočtem. Z rozdílnosti hodnot koeficientů délkové teplotní roztažnosti uvedených substrátů a CdTe lze tedy pouze konstatovat, že k zavedení mechanického napětí ve vzorcích CdTe zřejmě dojde.

Velikost mechanického napětí ve vzorku lze ale určit nepřímo, konkrétně výpočtem z posunu energie zakázaného pásu a z velikosti rozštěpení hladin základního stavu excitonu [100], jak bude popsáno dále. K tomu je ovšem potřeba změřit příslušná absorpční spektra.

8.1.1 Absorpční spektra vzorků s mechanickým napětím a bez něj

Při zchlazení na teplotu 4 K lze v absorpčním spektru vzorku CdTe bez mechanického napětí rozlišit pozice jednotlivých excitonových rezonancí (viz vzorek AF15 v obr. 5.2). Je-li vzorek vystaven mechanickému napětí, dojde dále k rozštěpení jednotlivých excitonových rezonancí [72, 101]. V absorpčním spektru pak lze rozlišit dvě série excitonových čar, jak je vidět z obr. 5.2 v případě vzorku F36Y3 na křemenném skle a F36K12 na skle SF11. Kromě rozštěpení jsou obě série navíc posunuty v energiích oproti pozicím excitonových čar ve vzorku bez mechanického napětí. A právě z velikosti tohoto posunu a z velikosti spektrální odlehlosti obou sérií lze určit velikost mechanického napětí, kterému je vzorek vystaven.

Spektrální pozice jednotlivých excitonových rezonancí jsou uvedeny v tabulce 8.1. Označení čar odpovídá označení v obr. 5.2: písmeno n/N udává sérii, následující číslo potom základní (1) či případně vyšší excitované excitonové stavy (2, 3, ...).

Vzorek	excitonová rezonance	energie [meV]
F36Y3	N1	1595,5 ± 0,1
F36Y3	N2	1603,4 ± 0,1
F36Y3	n1	1590,8 ± 0,1
F36Y3	n2	1598,5 ± 0,1
F36Y3	n3	1600,3 ± 0,2
F36K12	N1	1596,4 ± 0,1
F36K12	n1	1603,8 ± 0,4
AF15		1596,0 ± 0,1

Tab. 8.1: Pozice excitonových absorpčních rezonancí ve ztenčených p-typových CdTe vzorcích F36Y3, F36K12 a AF15 určených při teplotě 4 K (viz obr. 5.2 v podkapitole 5.3.1).

8.1.2 Výpočet velikosti zakázaného pásu a vazebné energie excitonů

Podívejme se nejprve, jak lze z jednotlivých pozic excitonových absorpčních rezonancí určit velikost vazebné energie excitonu a velikost energie zakázaného pásu v CdTe při teplotě 4 K. Pro energie stavů excitonu platí vztah:

$$E_i = E_g - \frac{E_B}{i^2}, \quad (8.1)$$

kde E_g je energie zakázaného pásu polovodiče, E_B vazebná energie základního stavu excitonu a i značí i -tý excitovaný stav excitonu, přičemž $i=1$ je stav základní.

Dají-li se v absorpčním spektru identifikovat alespoň dva stavy (zpravidla základní a první excitovaný) lze spočítat jak velikost zakázaného pásu daného polovodiče tak i velikost vazebné energie excitonu. Z obr. 5.2 v kapitole 5 lze pro vzorek F36Y3 určit pro sérii n energie tří stavů excitonu a pro sérii N energii dvou stavů excitonu, jejichž energie jsou uvedeny v tabulce 8.1. Z těchto hodnot lze s využitím vztahu (8.1) příslušné parametry určit: pro sérii n dostáváme $E_g^n = (1601,3 \pm 0,1) \text{ meV}$, $E_B^n = (10,5 \pm 0,2) \text{ meV}$ a pro sérii N $E_g^N = (1606,0 \pm 0,3) \text{ meV}$, $E_B^N = (10,5 \pm 0,4) \text{ meV}$.

Pro obě série dostáváme stejnou hodnotu vazebné energie, která je v souladu s již publikovanými výsledky $E_B = (10,6 \pm 0,1) \text{ meV}$ [102], což ukazuje na nezávislost vazebné energie excitonu na mechanickém napětí vzorku. To nám v důsledku umožňuje určit energii E_g zakázaného pásu u referenčního vzorku AF15 nevystaveného mechanickému napětí a to prostým přičtením vazebné energie excitonu k energii základního stavu excitonu uvedeného v tabulce 8.1.

Velikost vazebné energie excitonu je tedy v CdTe za nízké teploty $(10,5 \pm 0,2) \text{ meV}$ a pro vzorky AF15, F36Y3 a F36K12 dostáváme pořadě hodnoty energií zakázaného pásu $(1606,5 \pm 0,3) \text{ meV}$, $(1601,3 \pm 0,3) \text{ meV}$ a $(1606,9 \pm 0,3) \text{ meV}$, přičemž u posledních dvou vzorků bereme vždy nižší z hodnot $E_g^{n,N}$.

8.1.3 Výpočet velikosti mechanického napětí ze štěpení základního stavu excitonu

Nyní se vrátíme zpět k problematice určení velikosti mechanického napětí ve studovaných vzorcích CdTe a ukážeme, jakým způsobem lze ze štěpení základního stavu excitonu velikost tohoto mechanického napětí určit. Podívejme se tedy, jak mechanické napětí ovlivňuje pásovou strukturu v polovodičích.

Je-li polovodič typu CdTe vystaven mechanickému napětí [101], dojde k rozštěpení valenčního pásu a dále ke změně energie zakázaného pásu. Energie absorpčních rezonancí pro základní stavy excitonů lze popsat vztahem:

$$E^+(\epsilon) = E_g(0) + (D_d^c - D_d^v)Tr \epsilon + \frac{4}{3} \left(\frac{D_u^2}{2} \sum_{ij} (\epsilon_{ii} - \epsilon_{jj})^2 + \frac{D_u'^2}{2} \sum_{i \neq j} \epsilon_{ij}^2 \right)^{\frac{1}{2}} - E_B^+(\epsilon), \quad (8.2)$$

$$E^-(\epsilon) = E_g(0) + (D_d^c - D_d^v)Tr \epsilon - \frac{4}{3} \left(\frac{D_u^2}{2} \sum_{ij} (\epsilon_{ii} - \epsilon_{jj})^2 + \frac{D_u'^2}{2} \sum_{i \neq j} \epsilon_{ij}^2 \right)^{\frac{1}{2}} - E_B^-(\epsilon), \quad (8.3)$$

resp.:

$$E^+(\epsilon) = E_g(0) + \delta E_g(\epsilon) + \Delta_S(\epsilon) - E_B^+(\epsilon), \quad (8.4)$$

$$E^-(\epsilon) = E_g(0) + \delta E_g(\epsilon) - \Delta_S(\epsilon) - E_B^-(\epsilon), \quad (8.5)$$

kde $E_g(0)$ je šířka zakázaného pásu v nedeformovaném krystalu, $\delta E_g(\epsilon)$ změna energie zakázaného pásu vlivem mechanického napětí, $2\Delta_S(\epsilon)$ velikost rozštěpení valenčního pásu, ϵ_{ij} složky tenzoru elastického napětí (resp. relativní stlačení), E_B vazebná energie excitonů, D_d^c , D_d^v , D_u a D_u' jsou konstanty deformačních potenciálů (použité označení viz [100]). Vztah (8.4), resp. horní index „+“, odpovídá excitonům s lehkou dírou s průmětem úhlového momentu hybnosti $\pm 1/2$, vztah (8.3), resp. horní index „-“, odpovídá excitonům s těžkou dírou s průmětem úhlového momentu hybnosti $\pm 3/2$.

Pro tenký vzorek s izotropním mechanickým napětím v rovině vzorku (např. tenký vzorek přilepený na substrátu) dále platí:

$$\delta E_g = (D_d^c - D_d^v)(2 - \lambda)\epsilon, \quad (8.6)$$

$$\Delta_S = \frac{1}{3}(D_u^2 + 3D_u'^2)^{1/2}(1 + \lambda)|\epsilon|, \quad (8.7)$$

kde parametr λ závisí přes složky tenzoru tuhosti na vzájemné orientaci mechanického napětí a vzorku (viz např. [100]) a souvisí s vymizením mechanického napětí ve směru normály destičky vzorku. Kladná hodnota ϵ přitom odpovídá natažení vzorku, záporná hodnota stlačení vzorku. Při stlačení vzorku dojde ke zvětšení energie zakázaného pásu, při natažení vzorku naopak k jejímu zmenšení. Rozštěpení valenčního pásu je však stejné, nezávisle na tom, zda jde o natažení či stlačení, jak plyne ze vztahu (8.5).

Na základě hodnot deformačních potenciálů pro CdTe [103] $D_d^c - D_d^v = 2,74 \text{ eV}$, $D_u = 1,11 \text{ eV}$, $D_u' = 2,57 \text{ eV}$, dále hodnot složek tenzoru tuhosti [83] $c_{11} = 5,6 \times 10^{10} \text{ Nm}^{-2}$, $c_{12} = 3,9 \times 10^{10} \text{ Nm}^{-2}$, $c_{44} = 2,06 \times 10^{10} \text{ Nm}^{-2}$ (pro $T = 77 \text{ K}$) dostáváme pro vztahy mezi velikostí relativního stlačení vzorku ϵ a změnou δE_g energie zakázaného pásu i energie štěpení Δ_S vztahy uvedené v tabulce 8.2 v závislosti na orientaci krystalografické normály vzorku. Jak je z tabulky patrné, velikost štěpení i změna velikosti zakázaného pásu při konstantním mechanickém napětí na orientaci závisí, liší se však maximálně v rámci faktoru 2.

Z tabulky 8.1 lze nyní z odečtených pozic absorpčních excitonových rezonancí základního stavu excitonů (n a N) určit příslušné parametry δE_g a Δ_S následujícím způsobem.

orientace vzorku	(001)	(110)	(111)
δE_g	$-1,66\epsilon$	$-2,82\epsilon$	$-3,13\epsilon$
Δ_S	$1,77 \epsilon $	$3,11 \epsilon $	$3,67 \epsilon $
$\delta E_g/\Delta_S$	0,94	0,91	0,85

Tab. 8.2: Teoretická závislost změny energie zakázaného pásu δE_g a velikosti polovičního rozštěpení Δ_S valenčního pásu vlivem mechanického napětí na mechanickém napětí, resp. relativním stlačení vzorku ϵ , pro různé krystalografické orientace normály vzorku CdTe [101, 100].

Předně lze zanedbat závislost vazebné energie excitonů na velikosti mechanického napětí a lze tedy přičtením vazebné energie excitonu určit odpovídající hodnoty velikosti zakázaného pásu $E_G^{n,N}$. Jejich rozdíl pak odpovídá dvojnásobku Δ_S . Hodnota δE_g pak odpovídá rozdílu průměrné hodnoty E_G^n a E_G^N od hodnoty E_G pro vzorek AF15 bez mechanického napětí. Pro vzorek F36Y3 dostáváme $\Delta_S = (2,4 \pm 0,2) \text{ meV}$, $\delta E_g = (-2,9 \pm 0,2) \text{ meV}$ a pro vzorek F36K12 $\Delta_S = (3,7 \pm 0,3) \text{ meV}$, $\delta E_g = (4,1 \pm 0,4) \text{ meV}$.

S pomocí vztahů (8.6) a (8.7), resp. tabulky 8.2, zbývá určit velikost mechanického napětí (vyjádřeného velikostí relativního prodloužení ϵ) a jeho typ tah/tlak (daný znaménkem ϵ). Orientace zde studovaných vzorků F36Y3 a F36K12 však není známá, uvedeme proto konzervativní hodnoty mechanického napětí, kdy střední hodnota odpovídá průměru maxima a minima a kdy chyba výsledku zahrnuje jak maximální tak minimální spočtenou hodnotu. Pro vzorek F36Y3 dostáváme $\epsilon = (11 \pm 5) \times 10^{-4}$, pro vzorek F36K12 $\epsilon = (-17 \pm 7) \times 10^{-4}$. Ze znamének relativního stlačení ϵ vyplývá, že vzorek F36Y3 je namáhán tahem a vzorek F36K12 tlakem.

Pro srovnání uvedme některé publikované hodnoty mechanických napětí získaných různými metodami v různých materiálech: délková teplotní roztažnost (CdTe) $\epsilon = -4,4 \times 10^{-4}$ [101]; vícebodové ohýbání (GaAs, resp. InGaAs) ϵ měnitelné až do 2×10^{-3} , resp. $2,4 \times 10^{-3}$ [95, 96]; piezoelektricky (GaAs) ϵ měnitelné až do $\pm 2,3 \times 10^{-4}$ [97].

Pokud by bylo potřeba určit přesnější hodnoty mechanického napětí, bylo by potřeba určit orientaci obou studovaných vzorků. K určení orientace by šlo teoreticky využít i poměru hodnot $\delta E_g/\Delta_S$, jehož absolutní hodnota je na mechanickém napětí zcela nezávislá (viz tabulka 8.2). V našem případě dostáváme pro vzorek F36Y3 hodnotu $1,2 \pm 0,2$, resp. $1,1 \pm 0,2$ pro vzorek F36K12. Tyto hodnoty však mají pro případné určení orientace příliš velkou relativní chybu, v porovnání s teoretickou předpovědí udanou v tabulce 8.2 jsou však mírně vyšší. Mírně rozdílná hodnota může být způsobena buď jinou orientací vzorku než vybrané spočtené orientace uvedené v tabulce 8.2, případně se mohou projevit

nepřesnosti ve vstupních konstantách¹, zejména pak hodnotách deformačních potenciálů určených typicky s chybou cca 20 % [103].

Zbývá ještě poznamenat, že zde určené hodnoty mechanického napětí vychází z experimentálních dat měřených při teplotě 4 K. V kryostatu použitým při spinových experimentech, však nelze takto nízké teploty dosáhnout. Předpokládejme zidealizovanou teplotní závislost mechanického napětí na teplotě, kdy s klesající teplotou z pokojové teploty mechanické napětí lineárně roste z nulové na maximální hodnotu. Dá se potom předpokládat, že chyba mechanického napětí způsobená vzrůstem teploty o cca 10 K bude činit zhruba 3%, což je naprosto zanedbatelné vzhledem k nepřesnostem v orientaci vzorku.

Shrneme-li výše uvedenou analýzu, je při spinových experimentech za nízké teploty (cca 10 K) vzorek F36Y3 namáhán tahem s velikostí mechanického napětí odpovídající relativnímu prodloužení vzorku $\epsilon = (11 \pm 5) \times 10^{-4}$, zatímco vzorek F36K12 je namáhán tlakem s velikostí mechanického napětí odpovídajícímu relativnímu prodloužení $\epsilon = (-17 \pm 7) \times 10^{-4}$. Předpokládáme dále, že vzorky na identických substrátech přilepené stejným způsobem (např. F36Y1, F36Y2 a F36Y3 v případě křemenného skla nebo F36K12 a F38G1 v případě skla SF11) jsou namáhány stejným mechanickým napětím.

8.2 Měření rozfázování spinů v CdTe s mechanickým napětím

Máme tedy k dispozici ztenčené vzorky jak p-CdTe (F36Y2, F36K12) tak n-CdTe (F38G1), které jsou za nízké teploty vlivem rozdílných teplotních roztažností namáhány mechanickým napětím. Vzhledem ke ztenčení těchto vzorků na nich lze změřit dobu spinové koherence nosičů náboje v transmisní geometrii pomocí Faradayovy rotace. Pokud však tyto hodnoty chceme následně srovnat s měřením na vzorku bez mechanického napětí, je potřeba mechanické napětí odstranit. Ideální je najít vhodný substrát, který s klesající teplotou vede integrálně ke stejné délkové deformaci jako CdTe². To je však v případě ztenčených vzorků problém. Tento problém lze obejít, využijeme-li dostatečně tlustý vzorek, tj. neztenčený, z téhož krystalu jako ztenčený vzorek. U takto tlustého vzorku (cca

¹Například podle [101] dostávají pro orientaci CdTe (110) vztahy $\delta E_g = -4,6\epsilon$ a $\Delta_S = 4,9|\epsilon|$.

²Například substrátové sklo SF11, ačkoliv má za pokojové teploty koeficient délkové teplotní roztažnosti přibližně srovnatelný s CdTe, vedlo k negativnímu výsledku kompenzace mechanického napětí.

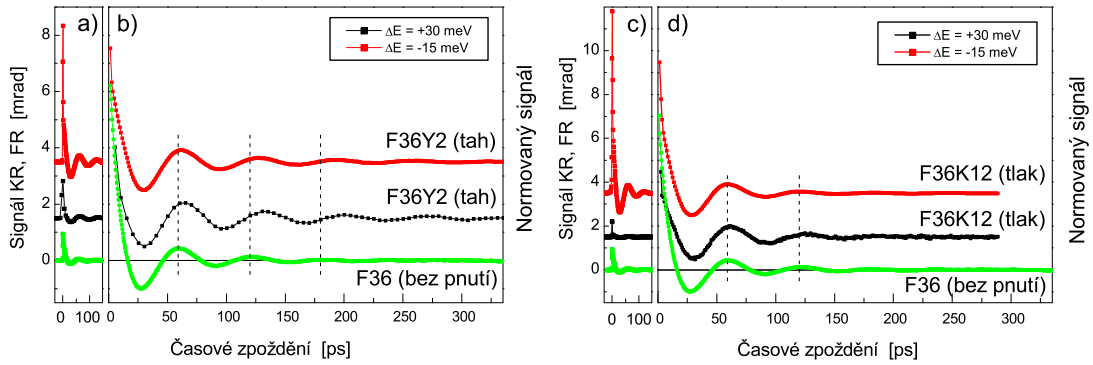
1 mm), který je pouze stříbřenkou přichycen přímo v kryostatu, lze předpokládat, že veškeré případné mechanické napětí v důsledku uchycení s rostoucí tloušťkou směrem k povrchu vzorku zrelaxuje [104]. Výsledkem je tedy vzorek jehož povrchová část je bez mechanického napětí. Za tento ústupek ovšem zaplatíme nutností použít reflexní geometrii experimentu, tedy Kerrovu rotaci. Navíc, v porovnání s měřením metodou přechodné absorpce, díky komplikovanější analýze signálu Kerrovy i Faradayovy rotace, nelze nastavením nad/pod hranu zakázaného pásu jednoznačně rozlišit, zda signál souvisí se spinovou koherencí elektronů či excitonů. Dále tedy budeme používat společné označení doba spinové koherence.

8.2.1 Doba spinové koherence T_2^* a g faktor v p-CdTe

K porovnání vlivu mechanického napětí na dobu spinové koherence byl z p-CdTe vybrán vzorek F36Y2 na substrátu z křemenného skla namáhaný tahem a vzorek F36K12 na substrátu ze skla SF11 namáhaný tlakem. Jako referenční vzorek byl vzat neztenčený vzorek F36.

Data změřená na těchto vzorcích jsou znázorněna v obr. 8.1a-d. Zelenou křivkou je vždy znázorněn průběh signálu KR měřeného na referenčním vzorku F36 na hraně zakázaného pásu při teplotě cca 10 K. Černou křivkou je znázorněn průběh signálu FR měřeného 30 meV nad hranou zakázaného pásu ve vzorku F36Y2, resp. F36K12. Červená křivka potom odpovídá průběhu signálu FR měřeného 15 meV pod hranou zakázaného pásu ve vzorku F36Y2, resp. F36K12. Data měřená pomocí FR přísluší v obrázku a) a b) vzorku F36Y2 a v obrázcích c) a d) vzorku F36K12 a v obou případech jsou pro názornost vertikálně posunuta. Zatímco v obrázcích a) a c) jsou změřené signály KR a FR v jednotkách *mrad*, v obrázcích b) a d) jsou pro lepší názornost znázorněny jako normované signály. Standardní normování na velikost 1 pro nulové časové zpoždění zde není nejvhodnější, protože např. signály FR měřené pod hranou zakázaného pásu obsahují rychle odeznívající špičku v oblasti kolem nulového časového zpoždění. Signály tedy v obrázcích b) a d) pro názornost normujeme např. na hodnotu -1 pro první oscilační minimum. Měření byla provedena při teplotě 10 K v příčném magnetickém poli 0,685 T, intenzita excitačního svazku odpovídá plošné hustotě energie v pulzu $1,4 \mu J/cm^2$.

Změřené křivky jsou opět fitovány součtem vhodného počtu exponenciálně tlumených oscilujících funkcí, např. podle vztahu (7.2). Výsledné parametry, tedy příslušné amplitudy a časové konstanty jednotlivých složek fitovaných signálů, jsou znázorněny v tabulce 8.3



Obr. 8.1: Vliv různého mechanického napětí na spinovou koherenci v p-CdTe při teplotě 10 K. Červená a černá křivka v obrázku a) a b) odpovídá signálu FR na vzorku F36Y3 namáhaného tahem, přičemž černá/červená křivka odpovídá měření nad/pod hranou zakázaného pásu. Červená a černá křivka v obrázku c) a d) odpovídá signálu FR na vzorku F36K12 namáhaného tlakem, přičemž černá/červená křivka odpovídá opět měření nad/pod hranou zakázaného pásu. Pro srovnání je v obrázcích a)- d) zelenou křivkou znázorněn průběh signálu KR změřeného na vzorku F36 bez mechanického napětí. Data v obrázcích b) a d) jsou normovaná způsobem popsáním v textu a jsou v nich svislými čarami naznačena maxima oscilací signálu KR u vzorku bez mechanického napětí. Ve všech obrázcích jsou křivky pro lepší přehlednost vertikálně posunuty.

v horní části. Obsahuje-li signál více složek, je vždy nejpomalejší označena indexem 2, případně rychlejší složky s menší časovou konstantou potom indexy 1 či 0.

Podívejme se nejprve na referenční vzorek p-CdTe F36. Změřený signál KR odpovídá signálu při teplotě 10 K uvedenému a analyzovanému v obr. 7.12 až 7.14. V doznívání signálu lze rozlišit dvě složky, jejichž amplitudy a časové konstanty jsou v tabulce 8.3 označeny indexy 2 a 1. Dále jsou v tabulce uvedeny výsledky fitování 4 zbývajících měření z obr. 8.1. Ta jsou rozdělená podle vzorku (resp. mechanického napětí tahu/tlaku) a podle typu experimentu, resp. naladění laseru vzhledem ke hraně zakázaného pásu. FR (+) značí naladění nad hranu zakázaného pásu, FR (-) naladění pod hranu zakázaného pásu a KR odpovídá naladění na hranu zakázaného pásu při dané teplotě.

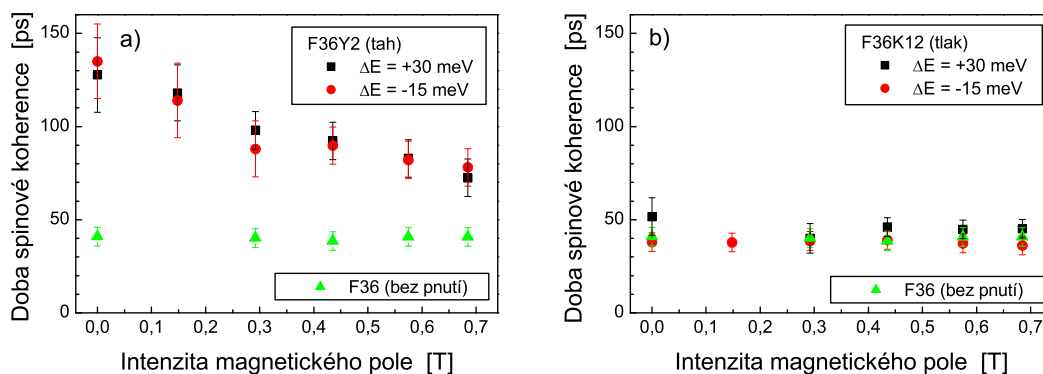
V případě vzorků namáhaných mechanickým napětím se v signálu, kromě uvedených složek s indexy 2, případně 1, objevuje navíc ještě jedna složka jejíž parametry mají index 0. Tato složka má zpravidla velmi krátkou časovou konstantu a poměrně velkou amplitudu, obzvláště v případě měření pod hranou zakázaného pásu. Uvedená měření nemají dostatečně malý časový krok, k detailní analýze těchto příspěvků. V tabulce jsou proto

Vzorek	experiment	složka signálu	časová konstanta [ps]	amplituda [mrad]	velikost g faktoru
F36	KR	A_2, t_2	40 ± 5	$0,46 \pm 0,05$	$1,72 \pm 0,03$
		A_1, t_1	5 ± 1	$0,61 \pm 0,06$	
F36Y2	FR (+)	A_2, t_2	71 ± 10	$0,20 \pm 0,02$	$1,55 \pm 0,03$
		A_0, t_0	< 3	$\sim 1,3$	
F36Y2	FR (-)	A_2, t_2	82 ± 10	$0,37 \pm 0,04$	$1,59 \pm 0,03$
		A_1, t_1	21 ± 3	$1,2 \pm 0,1$	
		A_0, t_0	< 1	~ 4	
F36K12	FR (+)	A_2, t_2	45 ± 8	$0,07 \pm 0,01$	$1,63 \pm 0,03$
		A_0, t_0	< 1	$\sim 0,6$	
F36K12	FR (-)	A_2, t_2	37 ± 5	$1,7 \pm 0,4$	$1,67 \pm 0,03$
		A_1, t_1	11 ± 3	$1,3 \pm 0,3$	
		A_0, t_0	< 1	~ 6	
F38F2	KR	A_2, t_2	1900 ± 200	$0,41 \pm 0,04$	$1,61 \pm 0,02$
		A_1, t_1	150 ± 20	$0,51 \pm 0,05$	
F38G1	FR (+)	A_2, t_2	225 ± 15	$1,10 \pm 0,05$	$1,57 \pm 0,02$
F38G1	FR (-)	A_2, t_2	245 ± 15	$6,7 \pm 0,2$	$1,56 \pm 0,02$

Tab. 8.3: Parametry fitů signálů FR a KR pro vzorky CdTe namáhané mechanickým napětím při teplotě 10 K. V horní části tabulky jsou p-typové vzorky, v dolní části n-typové. (+)/(-) ve sloupci „experiment“ značí měření 30 meV nad/ 15 meV pod hranou zakázaného pásu a není-li uvedeno, tedy u vzorků F36 a F38F2, potom přesně na hraně zakázaného pásu. Vzorky F36K12 a F38G1 jsou namáhány tlakem, vzorek F36Y2 tahem a referenční vzorky F36 a F38F2 jsou bez mechanického napětí.

uvedeny pouze přibližné hodnoty. Zatímco původ rychlých složek není zcela jasný, nejpomalejší složka signálu souvisí se spinovou koherencí nosičů náboje a její časová konstanta t_2 odpovídá době spinové koherence T_2^* . Dále se tedy omezíme pouze na diskusi nejpomalejší složky jednotlivých signálů.

Jak tedy ovlivňuje mechanické napětí dobu spinové koherence a g faktor v p-CdTe? Zatímco pro tlakové mechanické napětí (F36K12) je v porovnání s referenčním vzorkem doba spinové koherence přibližně stejná, v případě tahového mechanického napětí (F36Y2) dojde k jejímu prodloužení, jak lze částečně vidět z doznívání signálů FR a KR v obr. 8.1b,d. Tento rozdíl je pak ještě patrnější z obr. 8.2, kde je znázorněna závislost doby spinové koherence na intenzitě příčného magnetického pole s barevným značením odpovídajícím obr. 8.1. Zde je vidět, že v případě vzorku F36K12 (obr. 8.2b) má intenzita příčného magnetického pole zanedbatelný vliv. Naproti tomu v případě vzorku F36Y2 (obr. 8.2a) dochází s klesajícím magnetickým polem k dalšímu nárůstu doby spinové koherence z hodnoty cca 75 ps až na hodnotu cca 130 ps. Z obr. 8.2 je dále zajímavé, že doba spinové koherence je, jak u vzorku F36Y2 namáhaného tahem, tak i vzorku F36K12

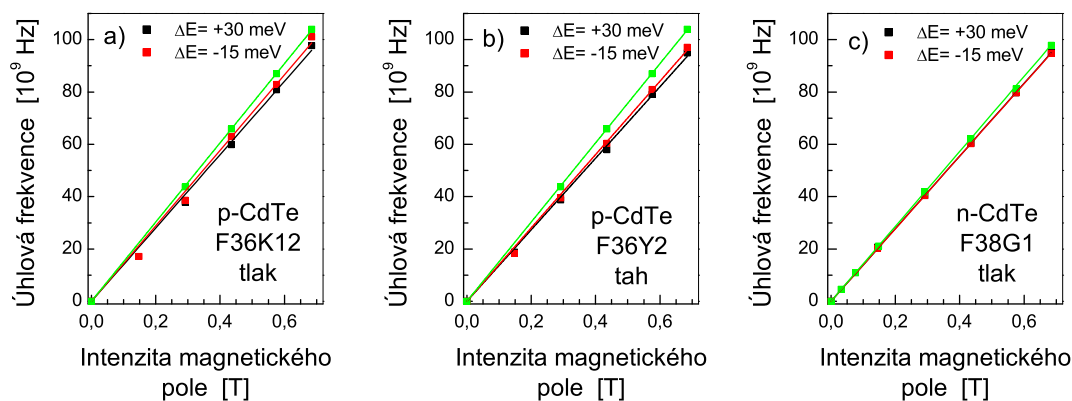


Obr. 8.2: Srovnání vlivu magnetického pole na dobu spinové koherence T_2^* ve vzorcích p-CdTe s různým mechanickým napětím při teplotě 10 K. V obrázku a) i b) je černými/červenými body znázorněna závislost doby spinové koherence na intenzitě příčného magnetického pole měřená nad/pod hranou zakázaného pásu. V obrázku a) jde o vzorek F36Y2 namáhaný tahem, v obrázku b) o vzorek F36K12 namáhaný tlakem. V obou obrázcích je pro srovnání doplněna příslušná intenzitní závislost na vzorku bez mechanického napětí znázorněná zelenými body.

namáhaného tlakem, nezávislá na tom, zda ji měříme nad či pod hranou zakázaného pásu. Ostatní parametry fitu kromě frekvence oscilací (tj. amplituda A_2 , případně A_1 či časová konstanta t_1) jsou v rámci chyby na intenzitě příčného magnetického pole nezávislé.

Frekvence oscilací signálu závisí v případě obou vzorků s mechanickým napětím lineárně na intenzitě příčného magnetického pole a to jak při měření nad hranou zakázaného pásu, tak i pod ní (obr. 8.3a,b). Ze směrnice této závislosti lze způsobem analogickým jako v podkapitole 7.1 určit velikost absolutní hodnoty g faktoru. Výsledné hodnoty jsou uvedeny v tabulce 8.3. U obou vzorků s mechanickým napětím dochází ke zmenšení velikosti absolutní hodnoty g faktoru vzhledem ke vzorku bez mechanického napětí, přičemž u vzorku F36Y2 je toto zmenšení výraznější než ve vzorku F36K12. To je vidět i z obr. 8.1b,d s pomocí naznačených svislých přerušovaných čar, které odpovídají pozicím maxim v oscilujícím signálu ve vzorku bez mechanického napětí. Hodnoty g faktorů měřených nad a pod hranou zakázaného pásu ve vzorku s daným mechanickým napětím jsou v rámci chyby stejné.

Lze tedy shrnout, že vlivem mechanického napětí, jak tahu, tak i tlaku, dojde v p-CdTe při teplotě 10 K ke zmenšení velikosti g faktoru. Toto zmenšení je větší pro vzorek F36Y2 namáhaný tahem ($\sim 10\%$) a menší pro vzorek F36K12 namáhaný tlakem ($\sim 5\%$), přičemž



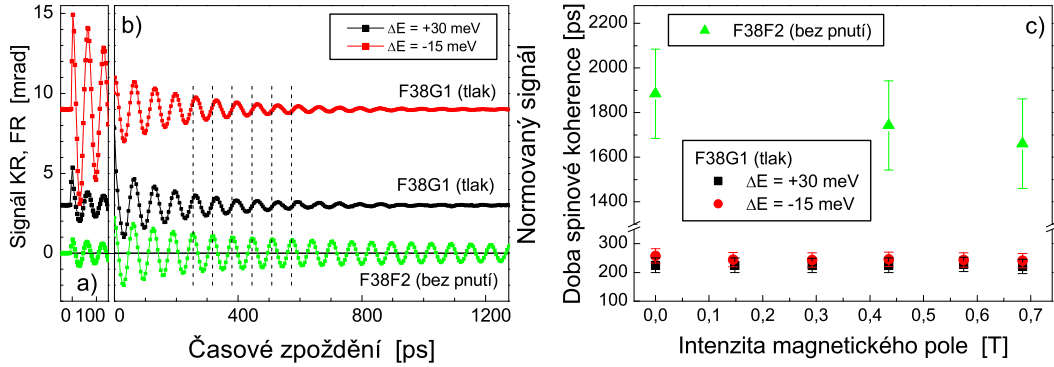
Obr. 8.3: Vliv mechanického napětí na g faktor a), b) v p-CdTe a c) v n-CdTe. Ve všech třech obrázcích experimentální body představují frekvence oscilací signálu v závislosti na intenzitě příčného magnetického pole. Plné čáry odpovídají lineárním fitům a jejich směrnice jsou přímo úměrné příslušným g faktorům uvedeným v tabulce 8.3. Barevné značení je konzistentní s obr. 8.1, obr. 8.2 a obr. 8.4, zelené body odpovídají vzorkům bez mechanického napětí: v obrázku a) a b) p-CdTe vzorku F36 a v obrázku c) n-CdTe vzorku F38F2.

uvedené hodnoty nejsou zkresleny velikostí mechanického napětí, které je větší pro vzorek namáhaný tlakem ($\epsilon = -17 \times 10^{-4}$) než pro vzorek namáhaný tahem ($\epsilon = 11 \times 10^{-4}$).

8.2.2 Doba spinové koherence T_2^* a g faktor v n-CdTe

O analogické porovnání vlivu mechanického napětí na dobu spinové koherence, jako v případě p-CdTe, jsme se pokusili i v případě n-CdTe. Zde je však k dispozici pouze jeden ztenčený vzorek F38G1 (viz tabulka 5.2). Ten je přilepen na substrátu ze skla SF11 stejným způsobem jako p-CdTe vzorek F36K12 a předpokládáme o něm, že je tedy namáhan stejným mechanickým napětím (tedy tlakem) jako vzorek F36K12. Jako referenční vzorek bez mechanického napětí byl použit neztenčený vzorek F38F2.

V obr. 8.4a,b jsou uvedena experimentální data výše zmíněných n-CdTe vzorků. Zelenou křivkou je znázorněn průběh signálu KR měřeného na referenčním vzorku F38F2 na hraně zakázaného pásu. Černou křivkou je znázorněn průběh signálu FR měřeného 30 meV nad hranou zakázaného pásu ve vzorku F38G1. Červená křivka potom odpovídá průběhu signálu FR měřeného 15 meV pod hranou zakázaného pásu ve vzorku F38G1. Data měřená pomocí FR jsou v obrázcích a) a b) pro lepší přehlednost vertikálně posu-



Obr. 8.4: Vliv mechanického napětí (tlaku) na spinovou koherenci v n-CdTe. Červená a černá křivka v obrázku a) a b) odpovídá signálu FR na vzorku F38G1 namáhaného tahem, přičemž černá/červená křivka odpovídá měření nad/pod hranou zakázaného pásu. Pro srovnání je v obrázcích a) a b) zelenou křivkou znázorněn průběh signálu KR změřeného na vzorku F38F2 bez mechanického napětí. Data v obrázku b) jsou normovaná způsobem popsáním v textu a jsou v něm svislými čarami vyznačena maxima oscilací signálu KR u vzorku bez mechanického napětí. Pro lepší přehlednost jsou křivky v obrázcích a) a b) vertikálně posunuty. V obrázku c) je demonstrován vliv mechanického napětí na dobu spinové koherence v závislosti na intenzitě příčného magnetického pole. Barevné značení odpovídá obrázku b).

nuta. Data v obrázku b) jsou, narozdíl od a), navíc normovaná na hodnotu -2 v prvním oscilačním minimu signálu a to pro větší názornost rozdílného tlumení signálů. Měření byla provedena při teplotě 10 K v příčném magnetickém poli $0,685$ T, intenzita excitačního svazku odpovídá plošné hustotě energie v pulzu $1,4$ $\mu\text{J}/\text{cm}^2$.

Změřené křivky jsou opět fitovány součtem vhodného počtu exponenciálně tlumených oscilujících funkcí, např. podle vztahu (7.2). Výsledné parametry, tedy příslušné amplitudy a časové konstanty jednotlivých složek fitovaných signálů, jsou znázorněny v tabulce 8.3 v dolní části. Opět, obsahuje-li signál více složek, je složka s největší časovou konstantou označena indexem 2, případná rychlá složka pak indexem 1.

Podívejme se nejprve na referenční vzorek F38F2. V doznívání signálu KR lze rozlišit dvě složky, jejichž amplitudy a konstanty jsou v tabulce označeny indexy 2 a 1. V tabulce 8.3 jsou dále uvedeny výsledky fitování měření FR z obr. 8.4a,b. Označení (+)/(-) se opět vztahuje, jako v případě p-typových vzorků, k naladění vlnové délky excitačního svazku nad/pod hranu zakázaného pásu při dané teplotě.

V porovnání s měřeními na p-typových vzorcích v případě mechanického napětí se v signálu neobjevuje velmi rychlá složka označená u p-typu indexem 0. Zatímco v signálu

z referenčního vzorku F38F2 jsou rozlišitelné dvě časové složky s indexy 1 a 2, u vzorku s mechanickým napětím doznívá signál měřený nad i pod hranou zakázaného pásu mono-exponenciálně a obsahuje pouze jednu složku, označenou indexem 2. Zatímco původ rychlé složky, stejně jako důvod jejího vymizení ve vzorcích s mechanickým napětím, není zcela jasný, nejdelší složka signálu souvisí s dobou spinové koherence a časová konstanta t_2 odpovídá době spinové koherence T_2^* . Dále se tedy omezíme opět pouze na diskusi výsledků nejdelší složky jednotlivých signálů.

U n-CdTe vzorku F38G1 dojde v případě aplikace mechanického napětí k výraznému zkrácení doby spinové koherence a to skoro o řád. Ve vzorku F38F2 bez pnutí závisí tato doba na intenzitě příčného magnetického pole, jak je znázorněno v obr. 8.4c. V případě vzorků s mechanickým napětím je tato závislost prakticky potlačena a doba spinové koherence na intenzitě příčného magnetického pole nezávisí. Z obrázku je dále zajímavé, že doba spinové koherence, stejně jako v případě p-CdTe, nezávisí na tom, zda byla vlnová délka excitace naladěna nad nebo pod hranu zakázaného pásu. Ostatní parametry fitu kromě frekvence oscilací, tj. zde pouze amplituda A_2 , na intenzitě příčného magnetického pole nezávisí.

Vrátíme-li se zpátky k tabulce 8.3, resp. obr. 8.4a, je v případě n-CdTe namáhaného tlakem patrná poměrně vyšší hodnota amplitudy signálu FR měřené pod hranou zakázaného pásu v porovnání s měřením FR nad hranou zakázaného pásu, obdobně jako v p-CdTe v obr. 8.1c. Důvod však není jasný.

Frekvence oscilací signálu závisí i u vzorku F38G1 s mechanickým napětím lineárně na intenzitě příčného magnetického pole a to při měření nad i pod hranou zakázaného pásu (obr. 8.3c). Ze směrnice této závislosti lze opět způsobem analogickým jako v podkapitole 7.1 určit velikost absolutní hodnoty g faktoru. Výsledné hodnoty jsou uvedeny v tabulce 8.3.

Vlivem tlakového mechanického napětí dochází u vzorku F38G1 ke zmenšení velikosti g faktoru přibližně o 2% v porovnání s hodnotou velikosti g faktoru ve vzorku bez mechanického napětí. To je vidět i z obr. 8.4b s pomocí naznačených svislých přerušovaných čar, které odpovídají pozicím maxim oscilujícího signálu ve vzorku bez mechanického napětí.

8.3 Diskuse vlivu mechanického napětí na spinovou koherenci nosičů náboje

Po přilepení tenkého vzorku CdTe na vhodný substrát se nám, díky rozdílné délkové teplotní roztažnosti CdTe a zvoleného substrátu, podařilo po zchlazení na teplotu 10 K připravit vzorky p-CdTe i n-CdTe zatížené mechanickým napětím. To je vyjádřeno relativním prodloužením vzorku ϵ , tedy konkrétně p-CdTe F36Y2 ($\epsilon = 11 \times 10^{-4}$, tah), p-CdTe F36K12 ($\epsilon = -17 \times 10^{-4}$, tlak) a n-CdTe F38G1 ($\epsilon = -17 \times 10^{-4}$, tlak). Velikosti mechanických napětí v těchto vzorcích jsou podobné jako hodnoty u vzorků CdTe z literatury [101, 102], u kterých bylo mechanického napětí dosaženo též po zchlazení tenkého vzorku ($\sim 1 \mu\text{m}$) přilepeného na substrát, v [101] $\epsilon = -4,4 \times 10^{-4}$ nebo v [102] $\epsilon = -5 \times 10^{-4}$.

V experimentu jsme v porovnání se vzorkem F36 bez mechanického napětí pozorovali v p-CdTe u vzorku F36Y2 namáhaného tahem prodloužení doby spinové koherence z 40 ps na 70 – 80 ps. U vzorku p-CdTe F36K12 namáhaného tlakem zůstala doba spinové koherence nezměněná. V obou případech ale došlo ke zpomalení oscilací měřeného signálu, tedy k poklesu velikosti g faktoru, přičemž v případě namáhání tahem o ~ 10 % a o ~ 5 % v případě namáhání tlakem.

K poklesu velikosti g faktoru o ~ 2 % dochází také v případě, kdy je tlakovému mechanickému napětí vystaven n-CdTe vzorek F38G1. U tohoto vzorku však, narozdíl od p-CdTe F36K12, dochází k poměrně silnému potlačení doby spinové koherence na 225 – 245 ps v porovnání s hodnotou 1900 ps ze vzorku n-CdTe F38F2 bez mechanického napětí.

K obdobnému výsledku vedly experimenty na n-GaAs [95, 96], kdy aplikace tahového mechanického napětí vedla k silnému potlačení doby spinové koherence (viz např. obr. 1b v [95]). V souvislosti s aplikací tahového mechanického napětí ($\epsilon = 16 \times 10^{-4}$ na n-GaAs bylo dále v [95] pozorováno zvětšení frekvence oscilací měřeného signálu KR, resp. zvětšení velikosti g faktoru o ~ 5 %.

Naopak, je-li vzorek n-InSb vystaven tlakovému mechanickému napětí, dojde ke zmenšení g faktoru (viz obr. 3 v [105]), jak bylo pozorováno experimentálně ve výborné shodě s výpočtem g faktoru, při zahrnutí vlivu mechanického napětí na pásovou strukturu n-InSb. Autoři [105] uvádí, že s aplikací tlakového mechanického napětí zřejmě dochází ke zkrácení doby spinové relaxace vlivem míchání vlnových funkcí, které je způsobené mechanickým napětím. V literatuře [31] lze najít i další experimentální výsledek, kdy je v tenké vrstvě n-ZnO připravené pulsní laserovou depozicí na safírovém substrátu pozo-

rována přibližně 10× kratší doba spinové koherence a o $\sim 5\%$ menší g faktor v porovnání s objemovým n-ZnO bez pnutí. Toto autoři vysvětlují též vlivem tlakového mechanického napětí, které v tomto případě vznikne díky rozdílným mřížovým konstantám tenké vrstvy n-ZnO (tloušťka cca 100 nm) a substrátu. Námi pozorované zkrácení doby spinové koherence a zmenšení velikosti g faktoru v n-CdTe namáhaném tlakem tedy kvalitativně odpovídá výše uvedeným výsledkům z literatury.

Dále se podíváme na vliv mechanického napětí na spinovou koherenci a g faktor v p-CdTe. Zatímco z předchozího odstavce se zdá, že v n-typových polovodičích v případě tahového/tlakového namáhání vzorku dochází k zvětšení/zmenšení g faktoru, v případě p-CdTe pozorujeme u tahového i tlakového namáhání vzorku pokles velikosti g faktoru. Důvod však není zcela jasný.

Před diskusí vlivu mechanického napětí na spinovou koherenci v p-CdTe se nejprve podíváme na kvalitativní závislost doby spinové relaxace vodivostních elektronů na mechanickém napětí [106]. V polovodičích bez středu symetrie jsou stavy elektronů ve vodivostním pásu mimo Γ bod spinově rozštěpené (viz podkapitola 2.3.2, resp. obr. 2.4), což je podstatou DP spinového relaxačního mechanismu. Toto štěpení je úměrné třetí mocnině kvaziimpulzu elektronů. Pokud na vzorek působí mechanické napětí, objeví se v hamiltoniánu další člen, který je opět mimo Γ bod zodpovědný za další štěpení stavů elektronů ve vodivostním pásu. Tento příspěvek je ale úměrný kvaziimpulzu elektronů a i pro relativně slabá mechanická napětí ($15 - 20 \text{ kg/mm}^2$) převládne. Důsledkem většího rozštěpení je rychlejší spinová precese a tedy vlivem srážek elektronů a změn jejich kvaziimpulzů i větší rychlost spinové relaxace, resp. kratší doba spinové koherence. V případě tahového a tlakového namáhání p-CdTe vzorků F36Y2 a F36K12 by tedy mělo dojít k poklesu doby spinové koherence, pokud v experimentu dominují volné elektrony.

Změřený signál FR, resp. KR, jehož nejdelší složku interpretujeme jako dobu spinové koherence T_2^* , je však zatížen dobou života nosičů náboje. Signál klesá nejen rozfázováním spinů nosičů náboje, ale také jejich rekombinací. Jak u vzorku F36Y2, tak u vzorku F36K12, bylo pozorováno prodloužení doby života nosičů náboje na $\sim 500 \text{ ps}$ v porovnání s dobou života nosičů náboje pod $\sim 100 \text{ ps}$ v případě p-CdTe bez mechanického napětí. Doznívání signálu FR, resp. KR, na vzorku s mechanickým napětím tedy protichůdně ovlivňují dva jevy vlivem pnutí, zrychlování spinové relaxace a zpomalování doby života nosičů náboje.

Nárůst doby spinové koherence u vzorku F36Y2 vlivem tahového mechanického napětí

tedy může být vysvětlen dominancí prodloužení doby života nosičů náboje nad urychlením spinové relaxace, což v důsledku vede k delší pozorované době spinové koherence v porovnání se vzorkem bez pnutí. Obdobně zdánlivá neměnnost doby spinové koherence u vzorku F36K12 namáhaného tlakem může být dána vzájemným vykompenzováním obou příspěvků.

8.4 Závěr

V této kapitole jsme se zabývali vlivem mechanického napětí na dobu spinové koherence nosičů náboje v CdTe.

K přípravě vzorků zatížených za nízké teploty tahem a tlakem jsme využili rozdílu v integrálních délkových teplotních roztažnostech vzorku CdTe nalepeného na substrátu a materiálu tohoto substrátu.

Nejdříve jsme se pomocí analýzy absorpčních spekter vzorků CdTe zatížených mechanickým napětím pokusili určit příslušná mechanická napětí ve studovaných vzorcích, reprezentovaná relativním prodloužením vzorku ϵ . Zjistili jsme, že vzorek p-CdTe F36Y2 je namáhán tahem ($\epsilon = 11 \times 10^{-4}$), vzorek p-CdTe F36K12 tlakem ($\epsilon = -17 \times 10^{-4}$) a vzorek n-CdTe F38G1 taktéž tlakem ($\epsilon = -17 \times 10^{-4}$).

Na těchto vzorcích jsme provedli měření g faktoru nosičů náboje a doby jejich spinové koherence. Stejná měření byla provedena i na vzorcích p-CdTe F36 a n-CdTe F38F2 bez mechanického napětí s cílem určit vliv mechanického napětí na g faktor nosičů náboje a zejména na jejich dobu spinové koherence.

Zatímco pozorované zmenšení hodnoty g faktoru nosičů náboje v p-CdTe vlivem tlakového ($\sim 5\%$) i tahového ($\sim 10\%$) mechanického napětí se nepodařilo objasnit, zmenšení g faktoru nosičů náboje v n-CdTe vlivem tlakového mechanického napětí o $\sim 2\%$ kvalitativně odpovídá výsledkům publikovaným např. na n-InSb [105] nebo n-ZnO [31].

Ačkoliv by tahové i tlakové mechanické napětí mělo v p-CdTe vést zřejmě ke zkrácení doby spinové koherence, v případě vzorku F36K12 zatíženého tlakem nebyla v porovnání se vzorkem F36 bez mechanického napětí pozorována žádná změna, resp. $T_2^* = 40$ ps, v případě vzorku F36Y2 zatíženého tahem došlo dokonce k prodloužení T_2^* na 70 – 80 ps. Oba výsledky však mohou být zřejmě vysvětleny vlivem delší doby života nosičů náboje vzorku s mechanickým napětím.

Naproti tomu v n-CdTe vzorku F38G1 zatíženém tlakovým mechanickým napětím,

bylo pozorováno podstatné zkráćení doby spinové koherence nosičů náboje na 225 – 245 *ps* v porovnání s hodnotou 1900 *ps* ze vzorku F38F2 bez machanického napětí, zcela v souladu s obdobnými výsledky např. na n-InSb [105] nebo n-ZnO [31].

Kapitola 9

Shrnutí a závěr

Spintronika, jako skutečně dynamicky se rozvíjející vědní obor, skýtá poměrně slibný aplikační potenciál, o kterém jsme se částečně zmínili v úvodních kapitole. Některé aplikace založené na nekoherentních vlastnostech spinově polarizovaných nosičů náboje, například beznapěťové paměti typu MRAM, jsou již dnes k dispozici. Aplikace založené zejména na koherentních vlastnostech nosičů náboje se spinem jsou však v současné době i přes usilovný výzkum a vývoj stále v počátcích. Například funkční prototyp spinového polem řízeného tranzistoru se zatím nepodařilo sestrojít a aplikace kvantového počítání, ačkoliv jsou zde nadějně pokroky, stále není schopná konkurovat současné standardní výpočetní technice. K posunu vpřed je tedy potřeba stále vyvíjet úsilí nejen v oblasti hledání a zdokonalování aplikací, ale též v oblasti základního výzkumu, v hledání nových materiálů a zkoumání jejich pro spintroniku důležitých vlastností, např. zmíněné spinové koherence nosičů náboje se spinem.

Ačkoliv se výzkum v oblasti spintroniky soustřeďuje zejména na nanostruktury, v této práci se zabýváme spinovou koherencí v objemovém II-VI polovodiči CdTe, kde doposud spinová koherence nebyla systematicky studována. Pro tuto práci se podařilo připravit poměrně ucelenou sadu vzorků, jak p-typových, tak zejména n-typových, která umožnila získat zajímavé původní vědecké výsledky.

V následujících odstavcích se tedy pokusíme shrnout hlavní výsledky studia spinové koherence nosičů náboje v objemovém polovodiči CdTe, zejména určení dob spinové koherence nosičů náboje, rychlostních konstant spinové relaxace, určení dominantních spinově relaxačních mechanismů a dále studium vlivu mechanického napětí a zejména n-dopování na výše uvedené vlastnosti s využitím metod ultrarychlé laserové spektroskopie.

V kapitole 6 jsme nejprve pomocí metody časově rozlišené přechodné absorpce studovali spinovou relaxaci elektronu v p-CdTe. Na typickém vzorku p-CdTe jsme experimentálně určili teplotní závislost doby spinové relaxace, která vykazuje nemonotónní průběh s maximem přibližně 450 ps při teplotě kolem 100 K. S klesající teplotou doba spinové relaxace klesá až na hodnotu 200 ps pro v experimentu nejnižší dosažitelnou teplotu 25 K, s rostoucí teplotou též klesá až na hodnotu kolem 100 ps za pokojové teploty.

Určení dominantního spinového relaxačního mechanismu jsme provedli na základě porovnání experimentálně určené doby spinové relaxace se spočtenými dobami spinové relaxace danými jednotlivými uvažovanými spinově relaxačními mechanismy. Při výpočtu jsme postupně brali v úvahu různé stupně přiblížení vedoucí od modelové k reálné experimentální situaci. Pro celý studovaný teplotní rozsah 25 – 300 K bylo dosaženo přijatelné shody mezi experimentálními hodnotami a teoretickým výpočtem dob spinové relaxace. Pro teploty nad 100 K dominuje spinové relaxaci elektronu D'yakonov-Perel'ův spinový relaxační mechanismus. Pro teploty pod 100 K dominuje Bir-Aronov-Pikusův spinový relaxační mechanismus vlivem foto-excitovaných děr, jak bylo dále potvrzeno analýzou časového vývoje stupně polarizace měřeného signálu.

Dále jsme za pokojové teploty studovali vliv koncentrace hranových dislokací na dobu spinové relaxace elektronu v p-CdTe. Ve vzorku F36Y3 s nízkou koncentrací dislokací jsme dosáhli poměrně dobré shody mezi experimentem (104 ps) a teoretickým výpočtem (127 ps) v souladu s dominancí DP spinového relaxačního mechanismu. Dále jsme ukázali, že rostoucí koncentrace dislokací vede k oslabení vlivu DP a naopak k posílení EY spinového relaxačního mechanismu. Výsledná změna doby spinové relaxace elektronu při zvýšené koncentraci hranových dislokací kvalitativně odpovídá experimentálním výsledkům na vzorku F36Y1, kde byla v porovnání se vzorkem F36Y3 pozorována kratší doba spinové relaxace (72 ps).

V kapitole 7 jsme využili metodu Faradayovy a Kerrovy rotace ke studiu spinové koherence nosičů náboje v p-CdTe a zejména potom v n-CdTe. K výhodám těchto experimentálních technik patří i skutečnost, že aplikace příčného magnetického pole nám navíc kromě vlivu magnetického pole na spinovou koherenci umožňuje studovat i precesi spinově polarizovaných nosičů náboje, resp. určit velikost jejich g faktoru.

V p-CdTe jsme změřili teplotní závislost doby spinové koherence nosičů náboje a velikost g faktoru elektronů v rozsahu teplot 10 – 300 K. Teplotní závislost doby spinové koherence elektronů je v souladu s výsledky teplotní závislosti doby spinové relaxace stu-

dované v kapitole 6. Určená velikost g faktoru elektronů 1,72 při teplotě 10 K, stejně jako příslušná teplotní závislost velikosti g faktoru nosičů náboje, odpovídá dříve publikovaným výsledkům g faktoru elektronů.

Detailněji jsme se zabývali spinovou koherencí nosičů náboje v n-tytovém CdTe v závislosti na jeho n-dopování, kde jsme při teplotě 10 K pozorovali nemonotónní závislost doby spinové koherence. Zatímco ve slabých n-CdTe vzorcích dosahuje doba spinové koherence hodnoty 40 ps stejně jako v p-CdTe, s rostoucím n-dopováním začíná dramaticky narůstat. Nejdelší dobu spinové koherence 2500 ps ze sady studovaných n-tytových vzorků vykazoval vzorek s n-dopováním $4,9 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. V tomto případě tedy došlo k nárůstu doby spinové koherence vlivem n-dopování o téměř dva řády. S dále rostoucím n-dopováním byl pozorován opět pokles doby spinové koherence. Tato závislost doby spinové koherence na n-dopování byla v n-CdTe vysvětlena pomocí souhry tří spinových relaxačních mechanismů: hyperjemné interakce, anizotropní výměnné interakce a D'yakonov-Perel'ova spinového relaxačního mechanismu. Tato interpretace byla dále podpořena výsledky teplotních závislostí dob spinové koherence, intenzitní závislosti dob spinové koherence a zejména vlivem příčného magnetického pole na spinovou koherenci a to jak v závislosti na teplotě, tak i n-dopování. Výše uvedené výsledky tedy podporují tvrzení uvedené v [33], že ačkoliv síla efektu n-dopování na relativní prodloužení doby spinové koherence nosičů náboje může být v různých materiálech různá, jde v n-tytových kubických polovodičích zřejmě o univerzální jev.

V závislosti na n-dopování byla též pozorována změna velikosti g faktoru nosičů náboje, která svým charakterem kopírovala změny doby spinové koherence (obr. 7.5). Pro slabé n-dopování odpovídá hodnota velikosti g faktoru hodnotě pozorované v p-CdTe. S rostoucím n-dopováním dochází k poklesu velikosti g faktoru, přičemž k nejnižšímu poklesu o cca 7 % v oblasti nejdelšího prodloužení doby spinové koherence. Zatímco tuto závislost velikosti g faktoru nosičů náboje na n-dopování se nepodařilo v n-CdTe objasnit, teplotní závislosti velikosti g faktoru nosičů náboje v n-CdTe naznačují, že i v n-CdTe má hodnota g faktoru záporné znaménko, a odpovídá stejně jako v p-CdTe již publikovaným hodnotám velikosti g faktoru elektronů.

V kapitole 8 jsme studovali vliv mechanického napětí na spinovou koherenci nosičů náboje. Pro tento účel jsme využili skupinu vzorků CdTe, které jsou ztenčené na tloušťku v řádu μm a přilepené na různé druhy substrátů s rozdílnou délkovou teplotní roztažností. Při zchlazení takového vzorku, dojde díky různým délkovým teplotním roztažnostem

vzorku a substrátu k mechanickému namáhání vzorku, buď tahem nebo tlakem, v závislosti na substrátu.

Nejprve jsme se s využitím vlivu mechanického napětí na pásovou strukturu CdTe pokusili příslušná mechanická napětí ve vzorcích určit, konkrétně ze štěpení základního stavu excitonu vlivem mechanického napětí, které lze pozorovat v nízkoteplotních absorpčních spektrech vzorků. Velikost mechanického napětí je charakterizována relativním prodloužením vzorku ϵ . Zjistili jsme, že vzorek p-CdTe F36Y2 je namáhán tahem ($\epsilon = 11 \times 10^{-4}$), vzorek p-CdTe F36K12 tlakem ($\epsilon = -17 \times 10^{-4}$) a vzorek n-CdTe F38G1 taktéž tlakem ($\epsilon = -17 \times 10^{-4}$).

Na těchto vzorcích jsme provedli měření g faktoru nosičů náboje a doby jejich spinové koherence. Stejná měření byla provedena i na vzorcích p-CdTe F36 a n-CdTe F38F2 bez mechanického napětí s cílem určit vliv mechanického napětí na g faktor nosičů náboje a zejména na jejich dobu spinové koherence.

Zatímco pozorované zmenšení hodnoty g faktoru nosičů náboje v p-CdTe vlivem tlakového ($\sim 5\%$) i tahového ($\sim 10\%$) mechanického napětí se nepodařilo objasnit, zmenšení g faktoru nosičů náboje v n-CdTe vlivem tlakového mechanického napětí o $\sim 2\%$ kvalitativně odpovídá výsledkům publikovaným např. na n-InSb [105] nebo n-ZnO [31].

Ačkoliv by tahové i tlakové mechanické napětí mělo v p-CdTe vést zřejmě ke zkrácení doby spinové koherence, v případě vzorku F36K12 zatíženého tlakem nebyla v porovnání se vzorkem F36 bez mechanického napětí pozorována žádná změna, resp. $T_2^* = 40$ ps, v případě vzorku F36Y2 zatíženého tahem došlo dokonce k prodloužení T_2^* na 70 – 80 ps. Oba výsledky však mohou být zřejmě vysvětleny vlivem delší doby života nosičů náboje vzorku s mechanickým napětím.

Naproti tomu v n-CdTe vzorku F38G1 zatíženém tlakovým mechanickým napětím, bylo pozorováno podstatné zkrácení doby spinové koherence nosičů náboje na 225 – 245 ps v porovnání s hodnotou 1900 ps ze vzorku F38F2 bez mechanického napětí, zcela v souladu s obdobnými výsledky např. na n-InSb [105] nebo n-ZnO [31].

Za zmínku stojí i další poměrně cenný experimentální přínos související s touto prací, konkrétně rozšíření dostupných experimentálních technik v laboratoři Oddělení kvantové a nelineární optiky KCHFO MFF UK. Konkrétně šlo o rozšíření experimentálních podmínek o příčné magnetické pole, které dále umožnilo studovat spinovou precesi nosičů náboje a dále pro studium spinové koherence nosičů náboje zavést metodu rezonančního spinového zesílení. Ta je pouze demonstrována v kapitole 7 v případě určení doby spi-

nové koherence nosičů náboje v n-CdTe, neboť její plný potenciál zde nemohl být využit, vzhledem k příliš krátké době spinové koherence v n-CdTe. I přes nárůst doby spinové koherence v n-CdTe přibližně do řádu jednotek ns , je tato doba stále o řád až dva kratší než např. v případě n-GaAs, kde právě metoda rezonančního spinového zesílení umožňuje dobu spinové koherence studovat.

Výše uvedené výsledky této práce, zabývající se spinovou koherencí nosičů náboje v objemovém CdTe, tedy tvoří drobný příspěvek ke studiu spinové koherence v polovodičích. A právě spinová koherence nosičů náboje, jak již bylo na začátku řečeno, je jedním z důležitých pilířů spintroniky, která pro budoucnost skýtá velký aplikační potenciál.

Příloha A

Tato příloha slouží jako doplnění analýzy modelového signálu Faradayovy rotace. Jde zejména o vztah mezi chybou modelového signálu KR a počtem pulzů, které je potřeba vzít v modelu v úvahu, a to jak v situaci bez magnetického pole (odstavec A.1), s magnetickým polem (odstavec A.2), tak i v případě signálu rezonančního spinového zesílení (odstavec A.3) z podkapitoly 4.1.3.

A.1

Podívejme se nejprve na modelovaný signál Faradayovy rotace (FR) s dobou doznívání $T = 20 \text{ ns}$ pro reálný experimentální parametr $t_{rep} = 12,195 \text{ ns}$, jak je znázorněno červenou křivkou v obr. 4.7a. Zkoumejme časový průběh celkového signálu FR měřený pomocí zpožďovací dráhy na intervalu časového zpoždění 0 až Δt_{max} , tedy po dopadu excitačního pulzu v čase $\Delta t = 0$. K signálu od tohoto pulzu, který má tvar daný vztahem (4.19), je potřeba ještě přičíst nezanedbatelné příspěvky od m předchozích pulzů. Celkový signál v čase Δt má potom tvar:

$$\text{signál } FR(\Delta t) = \sum_{n=0}^m \Theta(nt_{rep}) A e^{-\frac{\Delta t + nt_{rep}}{T}}, \quad (\text{A.1})$$

kde Θ je skoková funkce, $A = 1$ amplituda signálu od jednoho excitačního pulzu a n je číslo pulzu. Přesné hodnoty signálu bychom dosáhli sčítáním příspěvků přes všechny předchozí pulzy, tedy $m \rightarrow \infty$. V praxi však díky exponenciálnímu poklesu signálu od daného excitačního pulzu příspěvky od pulzů s vyšším n rychle klesají. Nabízí se tedy vzít m takové, aby případná chyba způsobená všemi dalšími pulzy (pulzy s číslem $n > m$) byla menší než stanovená hodnota chyby Err . Hodnotu m pak určíme z relace:

$$Err > \sum_{n=m}^{\infty} A e^{-\frac{\Delta t + nt_{rep}}{T}}. \quad (\text{A.2})$$

Na pravé straně se objevuje součet geometrické řady, jehož hodnota $s(m)$ je dána vztahem:

$$s(m) = Ae^{-\frac{\Delta t}{T}} \frac{e^{-\frac{t_{rep}}{T}m}}{1 - e^{-\frac{t_{rep}}{T}}}. \quad (\text{A.3})$$

Zvolíme-li požadovanou přesnost, resp. hodnotu chyby Err , pak pro m platí:

$$m = -\frac{T}{t_{rep}} \ln \left[\frac{Err}{A} e^{\frac{\Delta t}{T}} \left(1 - e^{-\frac{t_{rep}}{T}} \right) \right], \quad (\text{A.4})$$

přičemž bereme nejbližší menší celé kladné číslo.

Zvolíme požadovanou přesnost $Err = A/1000$, tedy např. jedno promile amplitudy A . Pak tedy pro hodnoty $T = 20 \text{ ns}$ pro hodnoty časového zpoždění 0 až $\Delta t_{max} = 4 \text{ ns}$ dostáváme $m = 12$. Stačí tedy vzít v úvahu 12 předcházejících pulzů. Celkem je tedy potřeba sečíst 13 pulzů k dosažení potřebné přesnosti: $m + 1$ proto, protože excitační puls v čase $\Delta t = 0$ má číslo $m = 0$. V případě přesnosti $Err = A/100$ by stačilo sečíst pouze 9 pulzů (resp. $m = 8$).

A.2

Analogická je situace v případě s magnetickým polem v obr. 4.7b. Signál je oproti vztahu (A.1) modulovaný cosinovým průběhem:

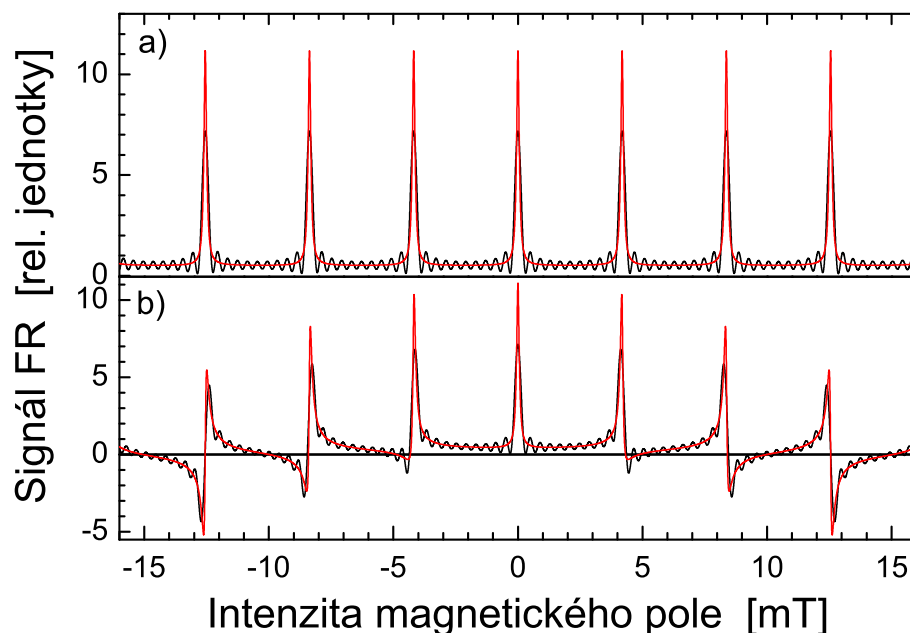
$$\text{signál } FR(\Delta t) = \sum_{n=0}^m \Theta(nt_{rep}) Ae^{-\frac{\Delta t + nt_{rep}}{T}} \cos \left(\frac{g\mu_B B}{\hbar} (\Delta t + nt_{rep}) \right), \quad (\text{A.5})$$

kde navíc g je g faktor, μ_B Bohrov magneton, B intenzita magnetického pole a \hbar redukovaná Planckova konstanta. Hodnota funkce \cos v absolutní hodnotě je vždy menší nebo rovna jedné. Nahrazením hodnoty \cos jedničkou tedy určíme horní odhad chyby, čímž tento případ převedeme na případ diskutovaný v odstavci A.1 výše. Parametry jsou stejné, stačí tedy opět sečíst pouze 13 (9) pulzů pro hodnotu $Err = A/1000$ ($A/100$).

Ve skutečnosti může být absolutní chyba v tomto příznivém případě i menší než požadovaná hodnota Err , protože příspěvky od jednotlivých pulzů se nemusí vždy pouze sčítat, mohou se i kompenzovat díky možným záporným hodnotám funkce \cos .

A.3

Podívejme se na počet pulzů, které musíme nasčítat k dosažení určité přesnosti, v případě modelu signálu rezonančního spinového zesílení. Signál Faradayovy rotace mě-



Obr. A.1: Modelový příklad měřeného signálu Faradayovy rotace metodou RSA v CdTe pro časové zpoždění Δt a) 10 ps a b) 1 ns. Černé křivky odpovídají situaci, kdy bylo sečteno pouze prvních 11 pulzů, červené křivky signálu vzniklého sečtením prvních 100 pulzů. Parametry modelu jsou stejné jako v [65].

řeny pomocí RSA má stejný tvar jako (A.5), pouze je funkcí magnetického pole B a časové zpoždění Δt je parametr. Situace je tedy stejná jako v předchozím odstavci A.2. Vzhledem k parametrům t_{rep} , $T = 20$ ns dostáváme pro obě hodnoty Δt 10 ps i 1 ns ze vztahu (A.4) hodnotu $m = 12$ pro $Err = A/1000$. Průběh takto získaného modelového signálu kvalitativně odpovídá obdobnému signálu např. na GaAs (obr. 3 v [32]).

Na obr. A.1 je znázorněn modelový signál FR metody RSA pro CdTe s parametry stejnými jako v [65], tj. $g = 1,4$, $T_2^* = 130$ ns, $\Delta t = 10$ ps v obr. A.1a, resp. 1 ns v obr. A.1b. Zatímco černé křivky, přibližně shodné s daty v [65], odpovídají součtu celkem 11 pulzů, červené křivky jsou výsledkem součtu 100 pulzů. Z obrázku je tedy patrné, že neuvážení všech nezanedbatelných příspěvků od předchozích pulzů může v modelovém signálu vést ke vzniku nefyzikální jemné oscilační struktury, jak se zřejmě stalo v [65].

Pro výše uvedené parametry je potřeba pro dosažení chyby menší než $Err = A/100$ ($A/1000$) sečíst alespoň 75 (resp. 100) pulzů. V [65] byl sečten příliš malý počet pulzů,

přibližně pouze kolem 10. Tomuto počtu odpovídá absolutní chyba asi $4,4A$, jak je vidět z rozdílu černých a červených křivek v obr. A.1a i obr. A.1b.

Signál FR měřený metodou RSA je vlastně součtem funkcí \cos s různými amplitudami a frekvencemi. Sečtení příliš malého počtu pulzů má za následek nezahrnutí vysokých frekvencí $\propto (\Delta t + nt_{rep})$, které by dále vyhladili „falešnou“ jemnou oscilační strukturu v případě malého počtu m sčítaných pulzů.

Příloha B

V této příloze je popsán způsob určení koncentrace foto-excitovaných nosičů náboje na základě experimentálních podmínek.

Zatímco u kontinuálních laserů se intenzita laserového svazku charakterizuje pomocí kontinuálního výkonu, v případě měření s pulzními lasery není kontinuální výkon vhodným objektivním parametrem, protože v pulzu může špičkový výkon dosahovat řádově vyšších hodnot. U pulzních laserů se proto používá opakovací frekvence, střední výkon v pulzu a délka pulzu, v případě interakce se vzorkem zejména plošný výkon v pulzu. Ten navíc zohledňuje i fokusaci laserového svazku na vzorek, resp. velikost stopy laserového svazku. Plošný výkon $P_{plošný}$ [W/cm^2] lze definovat jako podíl středního výkonu v pulzu $P_p^{stř}$ [W] a velikosti stopy svazku S [cm^2]:

$$P_{plošný} = \frac{P_p^{stř}}{S} = \frac{E_p}{t_p \frac{d^2}{4}}, \quad (B.1)$$

kde E_p [J] je energie v pulzu, t_p [s] délka pulzu a d [cm] průměr kruhové stopy svazku. Stopa svazku se zpravidla uvažuje kruhová, což souvisí s nahrazením Gaussovského radiálního profilu intenzity laserového svazku obdélníkem. Popis, podrobnosti a metody pro určování velikosti stopy Gaussovského svazku lze nalézt např. v [107].

Alternativou k plošnému výkonu je plošná hustota energie v pulzu $\rho_{plošná}$ [J/cm^2] definovaná jako podíl energie v pulzu E_p a velikosti stopy svazku S :

$$\rho_{plošná} = \frac{E_p}{S} = \frac{E_p}{\pi \frac{d^2}{4}}. \quad (B.2)$$

V obou případech je potřeba znát energii v pulzu E_p . Tu lze určit jednoduše na základě změřeného kontinuálního výkonu pulzního laseru P [W] a opakovací frekvence laseru f [Hz]:

$$E_p = \frac{P}{f}. \quad (B.3)$$

Ve spojení s konkrétním materiálem, např. v případě polovodičů, lze k údajím o plošné hustotě energie v pulzu přidat ještě generovanou koncentraci foto-excitovaných nosičů náboje. Tu lze určit např. následovně.

Koncentrace nosičů n je dána jako podíl počtu nosičů N a objemu V , ve kterém jsou generovány $n = N/V$. Vezměme v úvahu váleček o ploše $S = \pi d^2/4$ a tloušťce dx v hloubce x pod povrchem vzorku. Počet generovaných elektron-děrových párů nechť je dán jako podíl energie E_a absorbované v tomto zvoleném objemu a energie fotonu $\hbar\omega$, (předpokládáme $\hbar\omega > E_g$, kde E_g je šířka zakázaného pásu daného polovodiče) $N = E_a/\hbar\omega$. Intenzita záření klesá v látce v závislosti na hloubce x exponenciálně $\sim e^{-\alpha x}$ v závislosti na absorpčním koeficientu α , exponenciálně bude klesat i energie v pulzu $E_p^K(x) = E_p^K(0)e^{-\alpha x}$. Energie absorbovaná v hloubce x ve válečku plochy S a tloušťky dx bude $E_a = E_p^K(0)e^{-\alpha x}(1 - e^{-\alpha dx})$. Sloučením výše uvedených vztahů tedy dostáváme:

$$n(x) = \frac{N}{V} = \frac{\frac{E_a}{\hbar\omega}}{S dx} = \frac{\frac{1}{\hbar\omega} E_p^K(0) e^{-\alpha x} (1 - e^{-\alpha dx})}{\pi \frac{d^2}{4} dx}, \quad (\text{B.4})$$

což v limitě $dx \rightarrow 0$ přejde v hledaný vztah pro koncentraci foto-excitovaných nosičů náboje v závislosti na hloubce x pod povrchem vzorku:

$$n(x) = \frac{4\alpha P e^{-\alpha x}}{\pi d^2 f \hbar\omega} K, \quad (\text{B.5})$$

kde ve faktoru $K = E_p^K/E_p$ jsou zahrnuté korekce výkonu na odrazy na vzorku, odraz na skleněném okénku kryostatu a fokusační čočce, protože kontinuální výkon P z technických důvodů nelze měřit uvnitř kryostatu a navíc z prostorových důvodů ho měříme před fokusační čočkou (např. viz obr. 4.3).

Hodnotu $n_{max} = n(0)$ nazveme maximální koncentrací nosičů náboje těsně pod povrchem vzorku, a střední koncentrací nazveme hodnotu $\bar{n} = n(\bar{x} = \frac{1}{\alpha})$, tedy hodnotu, pro hloubku $1/\alpha$, což je střední hloubka¹, ve které dochází k absorpci v materiálu s absorpčním koeficientem rovným α . Konkrétně tedy pro hodnoty $P = 20 \text{ mW}$, $f = 82 \text{ MHz}$, $K = 0,64$, $d \sim 60 \text{ }\mu\text{m}$ (čemuž odpovídá plošná hustota energie v pulzu $5,5 \text{ }\mu\text{J}/\text{cm}^2$), $\alpha = 2 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$, a $\hbar\omega \sim 1,5 \text{ eV}$ dostáváme $n_{max} = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ a $\bar{n} = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

¹neboť:

$$\bar{x} = \int_0^\infty x e^{-\alpha x} dx = \frac{1}{\alpha}.$$

Na závěr jenom poznamenejme, že při reálném experimentu je koncentrace foto-excitovaných nosičů náboje komplikována navíc statickými faktory jako Gaussovský radiální profil intenzity laserového svazku či exponenciální útlum v materiálu, ale i charakteristikami vzorku jako rozptyl ve vzorku či absorpce na volných nosičích (tj. ne všechny fotony vedou k e-h páru), a následně i dynamickými faktory jako rekombinací či případnou difúzí nosičů náboje [108].

Příloha C

V této příloze jsou uvedeny detaily výpočtů modelové časové závislosti stupně polarizace signálu P_c v p-CdTe studovaném v kapitole 6.

C.1

Nejprve odvodíme obecný vztah pro časovou závislost stupně polarizace signálu P_c . Není-li doba spinové relaxace elektronu τ_s závislá na průběhu spinové relaxace, pak platí:

$$P_c(t + \Delta t) = P_c(t) e^{-\frac{2\Delta t}{\tau_s}}, \quad (\text{C.1})$$

a stupeň polarizace signálu P_c klesá mono-exponenciálně s časovou konstantou $\tau_s/2$:

$$P_c(t) = P_c(0) e^{-\frac{2\Delta t}{\tau_s}}. \quad (\text{C.2})$$

Situace se ale zkomplikuje, pokud připustíme závislost časové konstanty $\tau_s(t)$. V tomto případě nelze předchozí vztah (C.2) použít, protože P_c již nemusí klesat mono-exponenciálně. Předpokládejme tedy, že P_c klesá mono-exponenciálně alespoň po částech, tedy na časovém intervalu délky Δt , a že platí:

$$P_c(t + \Delta t) = P_c(t) e^{-\frac{2\Delta t}{\tau_s(t)}} = P_c(t) e^{-2\Gamma_s(t)\Delta t}. \quad (\text{C.3})$$

Nahradíme-li spojitý průběh času diskrétními časovými intervaly libovolně malé délky Δt dostáváme:

$$\begin{aligned} P_c(t_1) &= P_c(t_0) e^{-2\Gamma_s(t_0)\Delta t}, \\ P_c(t_2) &= P_c(t_1) e^{-2\Gamma_s(t_1)\Delta t}, \\ P_c(t_3) &= P_c(t_2) e^{-2\Gamma_s(t_2)\Delta t}, \end{aligned} \quad (\text{C.4})$$

$$\begin{aligned}
& \dots \\
P_c(t_i) &= P_c(t_{i-1}) e^{-2\Gamma_s(t_{i-1})\Delta t}, \\
& \dots \\
P_c(t_n) &= P_c(t_{n-1}) e^{-2\Gamma_s(t_{n-1})\Delta t},
\end{aligned}$$

což vede k výrazu:

$$P_c(t_n) = P_c(t_0) \prod_i e^{-2\Gamma_s(t_i)\Delta t}, \quad (\text{C.5})$$

kde i je časový index. V limitě $\Delta t \rightarrow 0$ dostáváme hledaný vztah (6.31):

$$P_c(t) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} P_c(t_0) \prod_i e^{-2\Gamma_s(t_i)\Delta t} = P_c(t_0) \lim_{\Delta t \rightarrow 0} e^{-2\sum_i \Gamma_s(t_i)\Delta t} = P_c(t_0) e^{-2\int_{t_0}^t \Gamma_s(t') dt'}. \quad (\text{C.6})$$

C.2

Známe-li tedy časovou závislost doby spinové relaxace $\tau_s(t)$, resp. rychlostní konstanty $\Gamma_s(t)$, lze podle vztahu odvozeného v odstavci C.1 spočítat (např. numericky) časovou závislost stupně polarizace signálu P_c .

Obzvláště příjemný je výpočet pro případ exponenciálně tlumeného Γ_s , kdy předpokládáme závislost $\Gamma_s(t) = \Gamma_s(0)e^{-\frac{t}{\tau}}$. Jednoduchou integrací dostáváme následující vztah (6.32):

$$P_c(t) = P_c(0) e^{-2\Gamma_s(0)\tau \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right)}, \quad (\text{C.7})$$

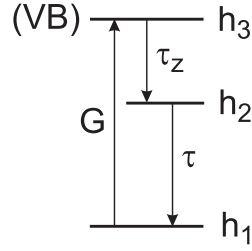
neboť:

$$\int_0^t \Gamma_s(t') dt' = \Gamma_s(0)\tau \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right). \quad (\text{C.8})$$

C.3

V této části se pomocí jednoduchého modelu pokusíme určit dobu života vázaných děr, pokud by měly při spinové relaxaci elektronu v p-CdTe za nízké teploty dominovat. Vezměme tříhladinový model podle obr. C.1.

Díry jsou foto-excitací generovány (G) do valenčního pásu (VB, hladina h_3). Odtud jsou ihned ($\tau_z \approx 0$) zachyceny na záchyťovou hladinu (h_2) s dobou života τ . Situaci si



Obr. C.1: Tříhladinový model pro analýzu doby života zachycených děr. G je foto-generace děr ze základního stavu (hladina h_1) do valenčního pásu (VB, hladina h_3), τ_z doba záchytu díry na záchytové hladině h_2 a τ doba života zachycené díry na téže hladině.

tímto zjednodušíme tak, že generace koncentrace děr n od každého pulzu probíhá vlastně přímo do záchytové hladiny. Koncentrace zachycených děr n_v od všech předchozích pulzů bude dána součtem geometrické řady:

$$n_v = \sum_{i=0}^{\infty} n e^{-i \frac{t_p}{\tau}}, \quad (\text{C.9})$$

kde t_p je časová vzdálenost dvou po sobě jdoucích pulzů. Sečtení této nekonečné geometrické řady vede na:

$$n_v = n \frac{1}{1 - e^{-\frac{t_p}{\tau}}}, \quad (\text{C.10})$$

odkud přímo:

$$\tau = -\frac{t_p}{\ln\left(1 - \frac{n}{n_v}\right)}. \quad (\text{C.11})$$

Pro požadovanou koncentraci vázaných děr $n_v = 3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, koncentraci děr foto-excitovaných jedním pulzem $n = 7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ a hodnotu $t_p = 12,195 \text{ ns}$ plynoucí z opakovací frekvence laseru 82 MHz dostáváme hodnotu $\tau = 5 \mu\text{s}$. To znamená, že pokud by vázané díry měly dominovat spinové relaxaci elektronu v p-CdTe za nízké teploty, musely by mít na základě výše uvedené analýzy dobu života alespoň $\tau = 5 \mu\text{s}$.

Literatura

- [1] D. D. Awschalom, M. E. Flatté, N. Samarth: *Spintronics*. Scientific American, June 2000, 53–59.
- [2] J. Formánek: *Úvod do kvantové teorie*. Academia, Praha 1983.
- [3] M. N. Baibich et al.: *Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices*. Physical Review Letters **64**, 2472–2475 (1988).
- [4] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn: *Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange*. Physical Review B **39**, 4828–4830 (1989).
- [5] D. Sprinzl: *Dynamika spinů v polovodičových nanostrukturách*. Diplomová práce, MFF UK, Praha 2004.
- [6] <http://www.freescale.com>, <http://www.mram-info.com>, 1. 6. 2009.
- [7] I. Žlutič, J. Fabian, S. D. Sarma: *Spintronics: Fundamentals and applications*. Reviews of Modern Physics **76**, 323 – 410 (2004).
- [8] D. D. Awschalom, D. Loss, N. Samarth (Eds.): *Semiconductor Spintronics and Quantum Computation. (NanoScience and Technology.)* Springer-Verlag, Berlin Heidelberg 2002.
- [9] K. Olejník et al.: *Enhanced annealing, high Curie temperature, and low-voltage gating in (Ga,Mn)As: A surface oxide control study*. Physical Review B **78**, 054403 (2008).
- [10] Jay A. Gupta: *Coherence and manipulation of spin states in semiconductor nanostructures*. Dizertační práce, University of California, Santa Barbara 2002.

- [11] F. Meier, B. P. Zakharchenya (Eds.): *Optical orientation (Modern problems in condensed matter sciences, Vol. 8)*. North-Holland Physics Publishing, Amsterdam 1984.
- [12] M. I. D'yakonov, V. I. Perel': *Spin orientation of electrons associated with the interband absorption of light in semiconductors*. Soviet Physics - JETP **33**, 1053-1059 (1971).
- [13] G. L. Bir, A. G. Aronov, G. E. Pikus: *Spin relaxation of electrons scattered by holes*. Soviet Physics - JETP **42**, 705 (1975).
- [14] D. J. Hilton, C. L. Tang: *Optical orientation and femtosecond relaxation of spin-polarized holes in GaAs*. Physical Review Letters **89**, 146601 (2002).
- [15] S. Saikin, D. Mozyrsky, V. Privman: *Relaxation of shallow donor electron spin due to interaction with nuclear spin bath*. Nano Letters **2**, 651-655 (2002).
- [16] I. A. Merkulov, A. L. Efros, M. Rosen: *Electron spin relaxation by nuclei in semiconductor quantum dots*. Physical Review B **65**, 205309 (2002).
- [17] Y. V. Pershin, V. Privman: *Spin relaxation of conduction electrons in semiconductors due to interaction with nuclear spins*. Nano Letters **3**, 695-700 (2003).
- [18] T. C. Damen et al.: *Subpicosecond spin relaxation dynamics of excitons and free carriers in GaAs quantum wells*. Physical Review Letters **67**, 3432-3435 (1991).
- [19] P. Roussignol et al.: *Hole polarization and slow hole-spin relaxation in an n-doped quantum-well structure*. Physical Review B **46**, 7292-7295 (1992).
- [20] C. Y. Hu et al.: *Spin precession of holes in wurtzite GaN studied using the time-resolved Kerr rotation technique*. Physical Review B **72**, 121203 (2005).
- [21] P. H. Song, K. W. Kim: *Spin relaxation of conduction electrons in bulk III-V semiconductors*. Physical Review B **66**, 035207 (2002).
- [22] K. Zerrouati et al.: *Spin-lattice relaxation in p-type gallium arsenide single crystals*. Physical Review B **37**, 1334-1341 (1988).
- [23] A. H. Clark, R. D. Burnham, D. J. Chadi, R. M. White: *Spin relaxation of conduction electrons in $Al_xGa_{1-x}As$* . Physical Review B **12**, 5758-5765 (1975).

- [24] G. Fishman, G. Lapmpel: *Spin relaxation of photoelectrons in p-type gallium arsenide*. Physical Review B **16**, 820-831 (1977).
- [25] S. Krishnamurthy, M. Schilfkaarde, N. Newman: *Spin lifetimes of electrons injected into GaAs and GaN*. Applied Physics Letters **83**, 1761-1763 (2003).
- [26] A. Dyson, B. K. Ridley: *Spin relaxation in cubic III-V semiconductors via interaction with polar optical phonons*. Physical Review B **69**, 125211 (2004).
- [27] P. Němec, P. Nahálková, D. Sprinzl, P. Malý: *Polovodičová spintronika a časově rozlišená laserová spektroskopie*. Československý časopis pro fyziku **55**, 171-180 (2005).
- [28] T. F. Boggess et al.: *Room-temperature electron spin relaxation in bulk InAs*. Applied Physics Letters **77**, 1333-1335 (2000).
- [29] A. H. Clark, R. D. Burnham, D. J. Chadi, R. M. White: *Spin relaxation of conduction electrons in GaAs*. Solid State Communications **20**, 385-387 (1976).
- [30] K. L. Litvinenko et al.: *Spin lifetime in InAs epitaxial layers grown on GaAs*. Physical Review B **74**, 075331 (2006).
- [31] S. Ghosh et al.: *Room-temperature spin coherence in ZnO*. Applied Physics Letters **86**, 232507 (2005).
- [32] J. M. Kikkawa, D. D. Awschalom: *Resonant spin amplification in n-type GaAs*. Physical Review Letters **80**, 4313 (1998).
- [33] R. I. Dzhioev et al.: *Low-temperature spin relaxation in n-type GaAs*. Physical Review B **66**, 245204 (2002).
- [34] I. Malajovich et al.: *Resonant amplification of spin transferred across a GaAs/ZnSe interface*. Journal of Applied Physics **87**, 5073-5075 (2000).
- [35] B. Beschoten et al.: *Spin coherence and depasing in GaN*. Physical Review B **63**, 121202 (2001).
- [36] B. N. Murdin et al.: *Temperature and doping dependence of spin relaxation in n-InAs*. Physical Review B **72**, 085346 (2005).

- [37] B. N. Murdin et al.: *Spin relaxation by transient monopolar and bipolar optical orientation*. Physical Review Letters **96**, 096603 (2006).
- [38] Bo Li, M. C. Tamargo, C. A. Meriles: *Electron spin dynamics in Fe-doped InP*. Applied Physics Letters **91**, 222114 (2007).
- [39] A. R. Malinovsky et al.: *Spin relaxation in GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum wells*. Physical Review B **62**, 13034-13039, (2000).
- [40] J. S. Sandhu, A. P. Heberle, J. J. Baumberg, J. R. A. Cleaver: *Gateable suppression of spin relaxation in semiconductors*. Physical Review Letters **86**, 2150-2153 (2001).
- [41] P. Nahálková et al.: *Two-phonon assisted exciton spin relaxation due to exchange interaction in spherical quantum dots*. Physical Review B **75**, 113306 (2007).
- [42] M. Oestreich et al.: *Temperature and density dependence of the Lande g factor in semiconductors*. Physical Review B **53**, 2315-2318 (1996).
- [43] R. Zhou et al.: *Temperature dependence of effective g factor in diluted magnetic semiconductor (Ga,Mn)As*. Journal of Applied Physics **103**, 053901 (2008).
- [44] A. V. Kimel et al.: *Ultrafast dynamics of the photo-induced magneto-optical Kerr effect in CdTe at room temperature*. Physical Review B **62**, R10610-R10613 (2000).
- [45] E. A. Zhukov.: *Spin coherence of two-dimensional electron gas in CdTe/(Cd,Mg)Te quantum wells*. Physica Status Solidi B **243**, 878-881 (2006).
- [46] J. Tribollet et al.: *Enhancement of the electron spin memory by localization on donors in CdTe quantum well*. Physical Review B **75**, 205304 (2007).
- [47] H. Hoffmann et al.: *Optical spin pumping of modulation-doped electrons probed by a two-color Kerr rotation technique*. Physical Review B **74**, 073407 (2006).
- [48] V. Ciulin et al.: *Spin relaxation of negatively charged excitons in CdTe quantum wells*. Physica Status Solidi B **229**, 627-631 (2002).
- [49] G. V. Astakhov et al.: *Exciton spin decay modified by strong electron-hole exchange interaction*. Physical Review Letters **99**, 016601 (2007).

- [50] W. Yang, K. Chang, S. Zhang: *Intrinsic spin hall effect induced by quantum phase transition in HgCdTe quantum wells*. Physical Review Letters **100**, 056602 (2008).
- [51] Y. Chen et al.: *Spin relaxation in CdTe quantum dots*. Physical Review B **71**, 033314 (2005).
- [52] S. Mackowski et al.: *Exciton spin relaxation time in quantum dots measured by continuous-wave photoluminescence spectroscopy*. Applied Physics Letters **83**, 5524-5526 (2003).
- [53] A. K. Bhattacharjee: *Exciton fine structure and coherent spin precession in transition-metal-doped semiconductor quantum dots*. Physical Review B **76**, 075305 (2007).
- [54] X. J. Li, K. Chang: *Electric-field tuning s-d exchange interaction in quantum dots*. Applied Physics Letters **92**, 071116 (2008).
- [55] B. K. Meyer, A. Hofstaetter, U. Leib, D. M. Hofmann: *The temperature dependence of the electron g-factor in CdTe*. Journal of Crystal Growth **184/185**, 1118-1122 (1998).
- [56] P. Horodyská: *Spin dynamics of charge carriers in semiconductor nanostructures*. Dizertační práce, MFF UK, Praha 2008.
- [57] P. Němec, Y. Kerachian, H. M. van Driel, A. L. Smirl: *Spin-dependent electron many-body effects in GaAs*. Physical Review B **72**, 245202 (2005).
- [58] J. Shah: *Ultrafast Spectroscopy of Semiconductor and Semiconductor Nanostructures (Solid State Science, Vol. 115)*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg 1996.
- [59] E. Rozkotová: *Dynamika spinově polarizovaných nosičů náboje v polovodičích*. Diplomová práce, MFF UK, Praha 2007.
- [60] M. J. Snelling et al.: *Investigation of excitonic saturation by time-resolved circular dichroism in GaAs-Al_xGa_{1-x}As multiple quantum wells*. Physical Review B **49**, 17160 (1994).
- [61] J. B. Stark, W. H. Knox, D. S. Chemla: *Femtosecond circular dichroism study of non-thermal carrier distributions in two- and zero-dimensional semiconductors*. Physical Review Letters **68**, 3080-3083 (1992).

- [62] P. Formánek: *Studium dynamiky fotoexcitovaných nosičů náboje v polovodičových nanokrystalech*. Diplomová práce, MFF UK, Praha 2000.
- [63] S. A. Crooker, D. D. Awschalom, N. Samarth: *Time-resolved faraday rotation spectroscopy of spin dynamics in digital magnetic heterostructures*. IEEE Journal of selected topics in quantum electronics **1**, 1082-1092 (1995).
- [64] B. E. A. Saleh, M. C. Teich: *Fundamentals of Photonics*. Wiley, New York 1991.
- [65] N. Tesařová: *Vplyv magnetického pole na dynamiku spinu v polovodičoch*. Diplomová práce, MFF UK, Praha 2008.
- [66] O. Madelung (ed.): *Semiconductors: Data Handbook*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg 2004.
- [67] P. Horodyský, P. Hlídek: *Free exciton absorption in bulk CdTe: temperature dependence*. Physica Status Solidi B **243**, 494-501 (2006).
- [68] I. Turkevych: *High temperature properties of CdTe*. Dizertační práce, MFF UK, Praha 2004.
- [69] P. Horodyský: *Optical properties of $Cd_xZn_{1-x}Te$* . Dizertační práce, FÚ MFF UK, Praha 2006.
- [70] Ing. Eduard Belas, CSc., ústní sdělení.
- [71] Údaje o koncentracích poskytli: RNDr. Petr Horodyský, Ph.D. (p-typy) a Ing. Eduard Belas, CSc.(n-typy), FÚ MFF UK, Praha 2006. Ústní sdělení.
- [72] P. Nahálková, P. Němec, D. Sprinzl, E. Belas, P. Horodyský, J. Franc, P. Hlídek, P. Malý: *Spin dynamics in bulk CdTe at room temperature*. Material Science and Engineering B **126**, 143-147 (2006).
- [73] RNDr. Petr Horodyský, Ph.D., ústní sdělení.
- [74] J. Kainz, U. Rossler, R. Winkler: *Temperature dependence of Dyakonov-Perel spin relaxation in zinc-blende semiconductor quantum structures*. Physical Review B **70**, 195322 (2004).

- [75] J. Zhou, J. L. Cheng, M. W. Wu: *Spin Relaxation in n-type GaAs quantum wells from a fully microscopic approach*. Physical Review B **75**, 045305 (2007).
- [76] Doc. RNDr. Roman Grill, CSc., FÚ MFF UK, ústní sdělení.
- [77] M. Aven, J. S. Prener (Ed.): *Physics and Chemistry of II-VI Compounds*. North-Holland, Amsterdam 1967.
- [78] D. L. Rode: *Low-field Electron Transport (Semiconductors and Semimetals, Vol. 10)*. Academic Press, New York 1995.
- [79] D. Sprinzl, J. Kunc, T. Ostatnický, P. Horodyský, R. Grill, J. Franc, P. Malý, P. Němec: *Dephasing of free carriers and excitons in bulk CdTe*. Physica Status Solidi B **244**, 1611-1617 (2007).
- [80] O. Madelung (ed.): *Semiconductors: Basic Data*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg 1996.
- [81] C. F. Klingshirn: *Semiconductor Optics*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg 1995.
- [82] D. Kranzer: *Hall and drift mobility of polar p-type semiconductors: Application to ZnTe, CdTe, and ZnSe*. Journal of Physics C: Solid State Physics, Vol. **6**, 2977-2987 (1973).
- [83] R. D. Greenough, S. B. Palmer: *The elastic constants and thermal expansion of single-crystal CdTe*. Journal of Physics D: Applied Physics, Vol. **6**, 587-592 (1973).
- [84] J. Brož, V. Roskovec: *Základní fyzikální konstanty*. Státní pedagogické nakladatelství, Praha 1987.
- [85] A. E. Merad et al.: *Stress-dependence tight binding study of tellurium-based II-VI semiconductors*. Physics Letters A **315**, 143-149 (2003).
- [86] H. Ehrenreich: *Screening effects in polar semiconductors*. Journal of Physics and Chemistry of Solids, Vol. **8**, 130-135 (1959).
- [87] D. J. Howarth, E. H. Sondheimer: *The theory of electronic conduction in polar semiconductors*. Proceedings of Royal Society A **215**, 53-74 (1953).

- [88] W. Wardzynski, M. Suffczynski: *Dependence of the exchange splitting in excitons on the interatomic distance*. Solid State Communications **10**, 417-419 (1972).
- [89] D. Jena: *Spin scattering by dislocations in III-V semiconductors*. Physical Review B **70**, 245203 (2004).
- [90] D. Boiron, D. Bertho, A. Simon, C. Jouanin: *Band mixing in CdTe-ZnTe strained superlattices*. Semiconductor Science Technology **6**, A141-A145 (1991).
- [91] http://www.sttic.com.ru/lpcbc/dandp/cdte_adv.html (Scientific, technical and technological information center), 10. 4. 2009.
- [92] M. J. Yang et al.: *Spin-resolved cyclotron resonance in InAs quantum wells: A study of the energy-dependent g factor*. Physical Review B **47**, 6807 (1993).
- [93] P. Boguslawski: *Electron-electron spin-flip scattering and spin relaxation in III-V and II-VI semiconductors*. Solid State Communications **33**, 389 (1980).
- [94] B. I. Shklovskii, A. L. Efros: *Electronic Properties of Doped Semiconductors*. Springer-Verlag, Berlin 1984.
- [95] H. Knotz et al.: *Spatial imaging and mechanical control of spin coherence in strained GaAs epilayers*. Applied Physics Letters **88**, 241918 (2006).
- [96] V. Sig et al.: *Mechanical control of spin-orbit splitting in GaAs and In_{0.04}Ga_{0.96}As epilayers*. Physical Review B **73**, 241316(R) (2006).
- [97] B. Habib et al.: *Tuning of the spin-orbit interaction in two-dimensional GaAs holes via strain*. Physical Review B **75**, 153304 (2007).
- [98] <http://www.mellesgriot.com>, 1. 6. 2009.
- [99] T. F. Smith, G. K. White: *The low-temperature thermal expansion and Grüneisen parameters of some tetrahedrally bonded solids*. Journal of Physics C: Solid State Physics, Vol. **8**, 2031-2042 (1975).
- [100] W. H. Kleiner, L. M. Roth: *Deformation potential in germanium from optical absorption lines for exciton formation*. Physical Review Letters **2**, 334-336 (1959).

- [101] G. N. Aliev et al.: *Optical and magneto-optic effects at the absorption edge of elastically stressed cadmium telluride*. Physics of the Solid State **35**, 764-774 (1993).
- [102] G. N. Aliev et al.: *Structure of the absorption edge of cubic cadmium and zinc chalcogenides*. Soviet Physics – Solid State **34**, 1286-1289 (1992).
- [103] D. J. Dunstan, B. Gil, K. P. Homewood: *Hydrostatic and uniaxial pressure coefficients of CdTe*. Physical Review B **38**, 7862-7865 (1988).
- [104] H. Aoyagi et al.: *Strain dependence of spin polarization of photoelectrons from a thin GaAs layer*. Physics Letters A **167**, 415-420 (1992).
- [105] C. Jagannath, R. L. Aggarwal: *Stress-induced electric-dipole-allowed far-infrared generation at the spin-resonance frequency in InSb*. Physical Review B **32**, 7027 (1986).
- [106] M. I. D'yakonov, V. A. Marushchak, V. I. Perel', A. N. Titkov: *Effect of deformation on spin relaxation of conductivity electrons in A_3B_5 semiconductors*. Zh. Eksp. Teor. Fiz. **90**, 1123-1133 (1985).
- [107] M. Kozák: *Studium vlastností gaussovských laserových svazků*. Bakalářská práce, MFF UK, Praha 2007.
- [108] J. Kunc: *Dynamika nosičů náboje v CdTe*. Diplomová práce, MFF UK, Praha 2006.