

**Manipulation inkohärenter und kohärenter
Spinensembles in verdünnt-magnetischen Halbleitern
mittels ferromagnetischer Streufelder**

Von der Fakultät für Ingenieurwissenschaften der
Universität Duisburg-Essen
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation

von

Simon Halm

aus

Berlin

Referent: Prof. Dr. G. Bacher

Korreferent: Prof. Dr. F.-J. Tegude

Tag der mündlichen Prüfung: 19. Mai 2009

Meiner Familie.

*„Man sieht nur mit dem Herzen gut. Das
Wesentliche ist für die Augen unsichtbar.“*

Antoine de Saint-Exupéry.

*„Man sollte alles so einfach wie möglich
sehen - aber auch nicht einfacher.“*

Albert Einstein.

Teile dieser Arbeit und darüber hinausgehende Arbeiten wurden bereits veröffentlicht:

1. S. Halm, F. Seifert, T. Kümmell, G. Bacher, E. Schuster, W. Keune, J. Puls und F. Henneberger
'Manipulation of exciton spin states in a dilute magnetic semiconductor by nanostructured ferromagnets'
Phys. Status Solidi C **3**, 1122 (2006)
2. S. Halm, E. Neshataeva, F. Seifert, T. Kümmell, E. Schuster, W. Keune, M. Sperl, J. Puls, F. Henneberger und G. Bacher
'Fe/Tb multilayer ferromagnets for local semiconductor spin control'
Phys. Status Solidi C **3**, 4359 (2006)
3. N. C. Gerhardt, S. Hövel, C. Brenner, M. R. Hofmann, F. Y. Lo, D. Reuter, A. D. Wieck, E. Schuster, W. Keune, S. Halm, G. Bacher und K. Westerholt
'Spin injection light-emitting diode with vertically magnetized ferromagnetic metal contacts'
J. Appl. Phys. **99**, 073907 (2006)
4. F. Seifert, G. Buckting, S. Halm, T. Kümmell, G. Bacher, E. Schuster, W. Keune
'Magnetic nanostructures for local spin control in semiconductors'
Superlattices Microstruct. **41**, 93 (2007)
5. S. Halm, E. Neshataeva, F. Seifert, T. Kümmell, E. Schuster, W. Keune, J. Puls, F. Henneberger und G. Bacher
'Local control of carrier spin states in a semiconductor by microscale ferromagnetic wires'
AIP Conf. Proc. **893**, 1355 (2007)

-
6. S. Halm, P. E. Hohage, E. Neshataeva, F. Seifert, T. Kümmell, E. Schuster, W. Keune, M. Sperl, Y.-H. Fan, J. Puls, F. Henneberger und G. Bacher
'Incoherent and coherent spin manipulation in ferromagnet-dilute magnetic semiconductor hybrids'
Phys. Status Solidi A **1**, 191 (2007)
 7. S. Halm, G. Bacher, E. Schuster, W. Keune, M. Sperl, J. Puls und F. Henneberger
'Local spin manipulation in ferromagnet-semiconductor hybrids'
Appl. Phys. Lett. **90**, 051916 (2007)
 8. S. Halm, P. E. Hohage, J. Nannen, G. Bacher, J. Puls und F. Henneberger
'Precession of localized spins in an inhomogeneous magnetic fringe field'
Phys. Rev. B **77**, 121303(R) (2008)
 9. S. Halm, P. E. Hohage, J. Nannen, E. Neshataeva, L. Schneider, G. Bacher, Y.-H. Fan, J. Puls und F. Henneberger
'Manipulation of spin states in a semiconductor by microscale magnets'
J. Phys. D: Appl. Phys. **41**, 164007 (2008)
 10. P. E. Hohage, J. Nannen, S. Halm, G. Bacher, M. Wahle, S. F. Fischer, U. Kunze, D. Reuter und A. D. Wieck
'Coherent spin dynamics in Permalloy-GaAs hybrids at room temperature'
Appl. Phys. Lett **92**, 241920 (2008)
 11. Y. S. Chen, S. Halm, E. Neshataeva, T. Kümmell, G. Bacher, M. Wiater, T. Wojtowicz und G. Karczewski
'Local control of spin polarization in a semiconductor by micro-scale current loops'
Appl. Phys. Lett **93**, 141902 (2008)

12. P. Hohage, J. Nannen, S. Halm und G. Bacher
'Coherent spin dynamics in nanostructured semiconductor-ferromagnet hybrids'
in Band 48 von *Advances in Solid State Physics*, Seiten 183-195, Springer Verlag,
Berlin/Heidelberg (2009)
13. Y. S. Chen, S. Halm, T. Kümmell, G. Bacher, M. Wiater, T. Wojtowicz und G.
Karczewski
'Local definition of spin polarization in a semiconductor by micro-scale current loops'
J. Supercond. Novel Magn., im Druck (2009)
14. P. E. Hohage, J. Nannen, S. Halm, J. Puls, F. Henneberger und G. Bacher
'Coherent dynamics of localized spins in an inhomogeneous magnetic field'
J. Supercond. Novel Magn., im Druck (2009)

Weitere Publikationen:

15. H. Schömig, A. Forchel, S. Halm, G. Bacher, J. Puls und F. Henneberger
*'Magnetic imprinting of submicron ferromagnetic wires on a diluted magnetic semi-
conductor quantum well'*, Appl. Phys. Lett. **84**, 2826 (2004)
16. H. Schömig, S. Halm, G. Bacher, A. Forchel, W. Kipferl, C. H. Back, J. Puls und F.
Henneberger
'Micromagnetoluminescence on ferromagnet-semiconductor hybrid nanostructures'
J. Appl. Phys. **95**, 7411 (2004)
17. H. Schömig, S. Halm, G. Bacher, A. Forchel, J. Off und F. Scholz
'Probing individual localization centers in an InGaN/GaN quantum well'
Phys. Rev. Lett. **92**, 106802 (2004)

18. S. Halm, G. Bacher, H. Schömig, A. Forchel, J. Off und F. Scholz

'Optical spectroscopy on single localized states in an InGaN/GaN structure'

AIP Conf. Proc. **772**, 927 (2005)

Dieser Beitrag wurde mit dem *'Young Author Best Paper Award'* der International Union of Pure and Applied Physics (IUPAP) ausgezeichnet.

19. S. Polarz, A. Roy, M. Merz, S. Halm, D. Schröder, L. Schneider, G. Bacher, F. E. Kruis und M. Driess

'Chemical vapor synthesis of size-selected zinc oxide nanoparticles'

Small **1**, 540 (2005)

20. L. Schneider, S. Halm, G. Bacher, A. Roy und F. E. Kruis

'Photoluminescence spectroscopy of single crystalline ZnO-nanoparticles from the gas phase'

Phys. Status Solidi C **3**, 1014 (2006)

Inhaltsverzeichnis

| | |
|---|-----------|
| Zusammenfassung | 1 |
| 1 Einleitung | 5 |
| 2 Verdünnt-magnetische Halbleiter | 11 |
| 2.1 Strukturelle Eigenschaften | 12 |
| 2.2 Elektronische Eigenschaften in Abwesenheit eines Magnetfeldes | 14 |
| 2.2.1 Bandstruktur | 14 |
| 2.2.2 Intra- <i>d</i> -Schalen-Übergänge des Mangans | 17 |
| 2.3 Magneto-optische Eigenschaften | 18 |
| 2.3.1 Das Mangan-Spinsystem | 18 |
| 2.3.2 Die <i>sp-d</i> -Austauschwechselwirkung | 24 |
| 2.3.3 Optische Übergänge im externen Magnetfeld | 27 |
| 2.3.4 Optische Übergänge im Exzitonen-Bild | 31 |
| 2.3.5 Polarisationsgrad der Photolumineszenz | 33 |
| 3 Hybridstrukturen und optische Messtechniken | 35 |
| 3.1 Aufbau und Herstellung der Hybridstrukturen | 36 |
| 3.1.1 Die DMS-Heterostruktur | 36 |
| 3.1.2 Ferromagnetische Mikro- und Nanostrukturen | 36 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 3.2 | Die polarisationsaufgelöste Mikro-Photolumineszenz-Spektroskopie | 39 |
| 3.2.1 | Der Mikro-Magneto-PL-Aufbau | 40 |
| 3.2.2 | Polarisationsaufgelöste PL-Detektion | 42 |
| 3.3 | Die zeitaufgelöste Kerr-Rotation | 50 |
| 3.3.1 | Der magneto-optische Faraday- und Kerr-Effekt | 50 |
| 3.3.2 | Der Messaufbau der zeitaufgelösten Kerr-Rotation | 57 |
| 4 | Inkohärente Spin-Manipulation in Ferromagnet-Halbleiter-Hybriden | 61 |
| 4.1 | Die magneto-optischen Eigenschaften des DMS-Quantenfilmes | 64 |
| 4.1.1 | PL-Spektrum ohne externes Magnetfeld | 64 |
| 4.1.2 | Energieverschiebung im Magnetfeld | 65 |
| 4.1.3 | Polarisationsgrad der Photolumineszenz | 67 |
| 4.2 | Das Streufeld eines homogen magnetisierten Quaders | 70 |
| 4.3 | Ferromagnetische Fe/Tb-Vielfachschichten | 76 |
| 4.3.1 | Magnetische Anisotropien | 77 |
| 4.3.2 | Magnetische Eigenschaften von Fe und Tb | 79 |
| 4.3.3 | Magnetische Eigenschaften der Fe/Tb-Vielfachschichten | 79 |
| 4.4 | Lokale Spinpolarisation in Fe/Tb-DMS-Hybriden | 83 |
| 4.4.1 | Abhängigkeit der Spinpolarisation von der Geometrie der Ferromagnete | 83 |
| 4.4.2 | Definition einer ortsabhängigen Spinpolarisation mithilfe einer ferro- magnetischen Antidot-Struktur | 84 |
| 4.4.3 | Manipulation des remanenten Spinpolarisationsgrades | 93 |
| 5 | Manipulation der kohärenten Spindynamik magnetischer Ionen | 95 |
| 5.1 | Kohärente Mn^{2+} -Spindynamik im homogenen, externen Magnetfeld | 96 |
| 5.1.1 | Theoretische Beschreibung der Spindynamik | 97 |
| 5.1.2 | Spindynamik und kohärenter Spintransfer in DMS | 99 |

| | | |
|-----------------------------|---|------------|
| 5.2 | Lokalisierte Spins im inhomogenen magnetischen Streufeld | 104 |
| 5.2.1 | Manipulation der Präzessionsfrequenz | 104 |
| 5.2.2 | Einfluss des inhomogenen Streufeldes auf die Dynamik des Spinen- sembles | 108 |
| Anhang | | 121 |
| A | Das Kane-Modell | 121 |
| B | Jones-Vektoren und Jones-Matrizen | 126 |
| C | Berechnungen zum Faraday- und Kerr-Effekt | 129 |
| C.1 | Kenngößen elliptischer Polarisationen | 129 |
| C.2 | Näherungsweise Bestimmung von Kerr-Winkel und Kerr-Elliptizität | 131 |
| Literaturverzeichnis | | 147 |
| Danksagung | | 149 |

Zusammenfassung

Während die Spineigenschaft quantenmechanischer Objekte in metallbasierten Bauteilen, wie Datenspeichern oder Sensoren, bereits seit vielen Jahren kommerziell genutzt wird, ist deren Einsatz als Informationsträger einer halbleiterbasierten sog. „Spinelektronik“ (oder kurz „Spintronik“) noch immer Gegenstand intensiver Forschung. Schwerpunkte dieser Forschung bilden die gezielte Erzeugung („Injektion“), der Transport, die Manipulation, die Speicherung und das Auslesen einer spincodierten Information. Ziel der vorliegenden Arbeit war es, durch die Kombination nanostrukturierter, metallischer Ferromagnete mit einem magnetisch dotierten Halbleiter neue Wege zur Manipulation sowohl inkohärenter als auch kohärenter Spinensembles im Halbleiter aufzuzeigen. Verdünnt-magnetische Halbleiter (DMS)¹ bieten im Vergleich zu nicht-magnetischen Halbleitern wie GaAs oder ZnSe einen erweiterten Gestaltungsspielraum, welcher sich aus der Kopplung der Ladungsträgerspins mit den Spins der magnetischen Fremdatome des Halbleiters ergibt. Aufgrund der Kopplung ist beispielsweise in einem DMS die spinabhängige Energieaufspaltung von Valenz- und Leitungsband bei Tieftemperatur schon für ein geringes Magnetfeld von einigen zehn Millitesla so groß, dass eine deutliche Spinpolarisation der Ladungsträger auftritt. Infolgedessen kann das Streufeld optimierter ferromagnetischer Mikro- oder Nanostrukturen ausreichen, um auch ohne Anwesenheit eines externen Magnetfeldes ein *inkohärentes* Ensemble von Ladungsträger-Spins im DMS lokal zu polarisieren und zu manipulieren. Dies stellt den ersten Ansatz des Ferromagnet-DMS-Hybridkonzeptes dar. Der zweite Aspekt des Konzeptes nutzt ebenfalls die Kopplung beider Spinsysteme im DMS: Durch optische Injektion spinpolarisierter Ladungsträger kann eine *kohärente* Spinpräzession der magnetischen Fremdatome um ein externes Magnetfeld initiiert werden. Deren Dynamik lässt sich ebenfalls über ferromagnetische Streufelder manipulieren.

Die magneto-optischen Eigenschaften des in der Arbeit verwendeten (Zn,Cd,Mn)Se/ZnSe-DMS-Quantenfilmes wurden mittels polarisationsaufgelöster Mikro-

¹engl.: Diluted Magnetic Semiconductor

Photolumineszenz-Spektroskopie untersucht. In Faraday-Geometrie, d. h. bei paralleler Orientierung von externem Magnetfeld und Detektionsrichtung der Photolumineszenz (PL), konnte schon für ein geringes Magnetfeld von $B_{\text{ext}} = 100$ mT eine starke spinabhängige Energieaufspaltung der Schwerloch-Exzitonen von $\Delta E_Z \approx 2$ meV nachgewiesen werden. Da ΔE_Z bei der gegebenen Proben temperatur von $T = 4,2$ K wesentlich größer war als die thermische Energie² $k_B T$, hatte dies auch einen hohen Spinpolarisationsgrad der Schwerloch-Exzitonen von $\rho_X(100 \text{ mT}) > 30$ % zur Folge. Die Bestimmung von ρ_X erfolgte über den dazu identischen zirkularen Polarisationsgrad ρ_{PL} der PL mithilfe einer besonders empfindlichen Modulationsmesstechnik (typische Genauigkeit $< 0,5$ %).

Das magnetische Streufeld lässt sich für den einfachen Fall eines homogen magnetisierten Quaders mithilfe der Maxwell-Gleichungen analytisch berechnen. Die für die Experimente notwendige Faraday-Geometrie bedingt, dass möglichst starke und ausgedehnte *vertikale* Streufelder benötigt werden. Die beispielhafte Rechnung für einen 100 nm dicken Ferromagneten mit lateralen Abmessungen von $1 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$ zeigte, dass dies nur bei vertikaler Magnetisierung des Ferromagneten zu erreichen ist und zudem nur in den vom undurchsichtigen Ferromagneten bedeckten Bereichen des Halbleiters. Die zweite Beschränkung konnte durch geschickte Wahl einer sog. „Antidot“-Struktur umgangen werden, welche aus kleinen Aperturen innerhalb eines größeren Ferromagneten besteht. Die Bedingung einer vertikalen, möglichst remanenten Magnetisierung stellte hingegen eine nicht-triviale materialtechnische Anforderung an den Ferromagneten dar. Im Allgemeinen liegt die remanente Magnetisierung dünner ferromagnetischer Schichten nämlich aufgrund der Formanisotropie in der Schichtebene. In speziellen magnetischen Vielfachschicht-Systemen, bestehend aus abwechselnden, nm-dünnen Lagen von Fe und Tb, führt jedoch die starke Einionen-Anisotropie des Tb zu einer vertikalen Vorzugsausrichtung der Fe-Momente an den Fe/Tb-Grenzflächen. SQUID³-Messungen des Magnetisierungsverhaltens eines planaren $40 \times (3,5 \text{ nm Fe}/1,9 \text{ nm Tb})$ -Vielfachschicht-Ferromagneten zeigten, dass bei Tieftemperatur eine starke remanente vertikale Magnetisierungskomponente von $M_r = 470 \text{ mT}/\mu_0$ auftrat, welche oberhalb der Ordnungstemperatur des Tb nahezu verschwand.

Nachdem sowohl ein DMS-Halbleiter als auch ferromagnetische Nanostrukturen mit geeigneten magneto-optischen bzw. magnetischen Eigenschaften gefunden waren, wurden Hybridsysteme per Elektronenstrahl-Lithographie, Aufdampfen und Lift-Off-Technik hergestellt und mittels polarisationsaufgelöster Mikro-PL-Spektroskopie untersucht. Tatsächlich konnte in Gegenwart der magnetisierten Ferromagnete ein strukturabhängiger, *rema-*

² $k_B = 86,2 \mu\text{eV}/\text{K}$ ist die Boltzmann-Konstante

³engl.: Superconducting Quantum Interference Device

nenter Polarisationsgrad ρ_{PL} der DMS-PL nachgewiesen werden. In qualitativer Übereinstimmung mit Streufeldberechnungen war ρ_{PL} für die ferromagnetischen Drahtstrukturen größer als für quadratische Strukturen und am höchsten für die Antidot-Strukturen mit möglichst kleinen Aperturen. An einer einzelnen Antidot-Struktur mit inneren und äußeren Abmaßen von $2 \times 2 \mu\text{m}^2$ bzw. $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ wurde demonstriert, dass das zusätzlich in der Apertur auftretende vertikale Streufeld zu einer Hysterese im Magnetfeldverlauf des Polarisationsgrades $\rho_{\text{PL}}(B_{\text{ext}})$ der DMS-PL führt. Ohne externes Magnetfeld betrug ρ_{PL} in der Apertur je nach Magnetisierungsrichtung des Antidots $\pm 12\%$. Der hohe remanente Spinpolarisationsgrad erlaubte eine Untersuchung der räumlichen Verteilung von ρ_{PL} entlang einer Symmetrieachse des Antidots. Es zeigte sich, dass $\rho_{\text{PL}}(x)$ dem theoretisch berechneten, ortsabhängigen Verlauf des vertikalen Streufeldes des Antidots *quantitativ* folgte. Eine Erhöhung der Spintemperatur der magnetischen Mn^{2+} -Ionen des DMS, verursacht entweder durch das Heizelement des Kryostaten oder durch den Laser, verringerte die Spinpolarisation, doch selbst bei $T = 80 \text{ K}$ war $\rho_{\text{PL}} \approx 1\%$ noch deutlich messbar. Damit war der Nachweis erbracht, dass sich die Inhomogenität ferromagnetischer Streufelder dazu nutzen lässt, bei Proben Temperaturen von bis zu 80 K eine auf sub- μm -Skala veränderliche Spinpolarisation im DMS-Halbleiter zu definieren. Der Grad der erzeugten Spinpolarisation konnte über den Wert der remanenten, vertikalen Magnetisierung M_r des Ferromagneten manipuliert werden. Dies wurde demonstriert, indem M_r einerseits über das zur Magnetisierung verwendete externe Magnetfeld und andererseits über die Proben temperatur variiert wurde.

Die ferromagnetischen Streufelder der Hybridstrukturen konnten nicht nur zur Manipulation eines inkohärenten Ladungsträger-Spinensembles genutzt werden, sondern auch zur Beeinflussung der kohärenten Spindynamik lokalisierter Mn^{2+} -Ionen im externen Magnetfeld. Die Initiierung der kohärenten Mn^{2+} -Spinpräzession geschah wie folgt: Mit einem gepulsten, zirkular polarisierten Laserstrahl wurden zu definierten Zeiten spinpolarisierte Ladungsträger im $(\text{Zn,Cd,Mn})\text{Se}/\text{ZnSe}$ -DMS Quantenfilm erzeugt. Das hauptsächlich durch die schweren Löcher hervorgerufene Austauschfeld führte zu einer kohärenten Auslenkung der Mn^{2+} -Spins aus ihrer anfänglichen Ruhelage, welche parallel zum externen Magnetfeld und parallel zur Quantenfilm-Ebene orientiert war (Voigt-Geometrie). Die resultierende Spinpräzession wurde mithilfe der zeitaufgelösten Kerr-Rotationstechnik (TRKR)⁴ detektiert. Während eine Präzession der optisch erzeugten Elektronen aufgrund ihrer kurzen Spinlebensdauer nicht beobachtbar wurde,⁵ konnte die Mn^{2+} -Spinpräzession in dem nur

⁴engl.: Time-resolved Kerr Rotation

⁵Eine Spinpräzession der schweren Löcher ist im Quantenfilm prinzipiell ausgeschlossen.

wenige nm-dünnen Quantenfilm über den aus der Präzessionsfrequenz $\nu(B_{\text{ext}})$ extrahierten Mn- g -Faktor von $g \approx 2$ eindeutig nachgewiesen werden.

Auf dem DMS-Halbleiter wurden ferromagnetische Co-Nanostrukturen definiert und ihr Einfluss auf die Dynamik der Mn^{2+} -Spins analysiert. Es zeigte sich, dass die Präzessionsfrequenz ν der Mn^{2+} -Spins in Gegenwart eines Feldes mikroskopischer Co-Drähte (Breite 480 nm, Höhe 55 nm, Länge 150 μm) gegenüber einer unstrukturierten Stelle des DMS bei $B_{\text{ext}} = 780$ mT (Ausrichtung von \mathbf{B}_{ext} parallel zur Drahtbreite) um $\Delta\nu = 1,56$ GHz erhöht war. Da der g -Faktor der Mn^{2+} -Spins weitgehend unabhängig ist von anderen Parametern des Hybrids, wie beispielsweise einer lokalen Gitterverspannung, konnte das gemessene $\Delta\nu$ direkt als Wirkung eines mittleren Streufeldes von ca. $\langle B_{\text{st}} \rangle = 55$ mT interpretiert werden. Damit war bewiesen, dass sich die mittlere Frequenz ν der Mn^{2+} -Spinpräzession durch ein ferromagnetisches Streufeld manipulieren lässt.

Die direkte Untersuchung der aus der Inhomogenität des Streufeldes resultierenden lokalen Variation der Spinpräzession war wegen der zu geringen Ortsauflösung des TRKR-Aufbaus nicht möglich (der Durchmesser des Laserspots betrug etwa 20 μm). Dennoch erlaubte es der lokalisierte Charakter der Mn^{2+} -Spins, zwei indirekte Konsequenzen der Streufeld-Inhomogenität in der Ensemblemessung zu beobachten: Zum einen war die mittlere Dephasierungszeit T_2^* der Mn^{2+} -Spins im Co-DMS-Hybrid stets kleiner gleich der T_2^* -Zeit einer unstrukturierten Stelle der DMS-Probe. Zum anderen blieb, wie eine detaillierte Analyse der TRKR-Messungen im Co-DMS-Hybrid zeigte, die Präzessionsfrequenz ν des Spinensembles zeitlich nicht konstant, sondern änderte sich während der Spinlebensdauer um fast 1 GHz. Zur Interpretation der Beobachtungen wurde ein Modell entwickelt, welches anstelle einer gleichförmigen Präzession aller Mn^{2+} -Spins, jedem einzelnen Spin gemäß seiner Position zwischen den Ferromagneten und dem dort wirkenden Streufeld eine eigene Präzessionsfrequenz zuordnete. Anhand dieses Modells ließen sich beide Effekte auf eine Überlagerung der TRKR-Signale unterschiedlich schnell präzedierender Einzelspins zurückführen. Interessanterweise gelten die durch das Modell getroffenen Aussagen nicht nur für inhomogene ferromagnetische Streufelder, sondern für jede Art der inhomogenen Ensemble-Spinpräzession: Während sich die Ensemble-Dephasierungszeit T_2^* für jede beliebige Inhomogenität verringert, muss für das Auftreten einer zeitlich variierenden Ensemble-Frequenz $\nu(t)$ die Häufigkeitsverteilung der einzelnen Präzessionsfrequenzen asymmetrisch bezüglich ihres Mittelwertes sein.

Kapitel 1

Einleitung

Halbleiter und metallische Ferromagnete stellen zwei wichtige Grundbausteine der gegenwärtigen Informationstechnologie dar: Während die Informationsverarbeitung durch die Kontrolle kleinster elektrischer Ladungsmengen in halbleitenden Bauelementen realisiert wird, erfolgt die dauerhafte Datenspeicherung neben optischen Medien in der Regel durch Ausrichten kleinster Domänen in dünnen, ferromagnetischen Schichten. Diese unterschiedliche Nutzung beider Materialklassen hat erstaunlicherweise schon seit den Anfängen des Computerzeitalters vor über 50 Jahren Bestand. Die Datenspeicherung auf Magnetband erfolgte erstmals 1951 bei dem Computer „UNIVAC I“¹ der Entwickler John Presper Eckert und John William Mauchly. Fünf Jahre später baute IBM mit dem „IBM 305 RAMAC“² den ersten Computer mit einer magnetischen Festplatte [Noy57]. Der erste ausschließlich halbleitende Transistoren nutzende Computer „TRADIC“³ wurde zwischen 1953 und 1955 in den „Bell Laboratories“ entwickelt [Bro99].

Es ist interessant zu beobachten, dass die klare Trennung zwischen *ladungsbasierter* Datenverarbeitung in Halbleitern und dauerhafter *magnetischer* Datenspeicherung in Metallen im Zuge aktueller ingenieurtechnischer Entwicklungen zu verwischen beginnt. Beispielsweise können in sogenannten „Flash“-Speichern Informationen dauerhaft in Form elektrischer Ladungen gespeichert werden. Wegen ihrer kompakten Bauweise, dem geringen Gewicht und der Störunanfälligkeit kommen sie in tragbaren, elektronischen Geräten wie Handys oder Digitalkameras und selbst als Festplattenersatz in Laptops zum Einsatz. Der derzeit aus halbleitenden Transistoren bestehende Hauptspeicher des Computers könnte anderer-

¹engl.: Universal Automatic Computer I

²engl.: Random-Access Method of Accounting and Control

³engl.: Transistorized Airborne Digital Computer

seits schon in wenigen Jahren aus nichtflüchtigen, magnetischen MRAM⁴-Zellen bestehen [Gal06]. Eine MRAM-Speicherzelle ist aus zwei magnetischen Heteroschichten aufgebaut, welche durch eine nm-dünne Isolatorschicht getrennt sind. Das Bit ist durch die relative Orientierung der Magnetisierung beider magnetischer Schichten definiert und wird über den magnetischen Tunnelwiderstand (TMR)⁵ ausgelesen. Letzterer unterscheidet sich für die parallele und antiparallele Magnetisierungskonfiguration, da das Tunneln der Ladungsträger durch die Isolatorschicht ein spinerhaltender Prozess ist und die Tunnelrate eine Funktion der spinaufgespaltenen Zustandsdichten in den ferromagnetischen Schichten. Man bezeichnet dies als TMR-Effekt [Jul75]. Das Schreiben eines Bits erfolgt in der neuesten Generation von MRAMs durch einen zum TMR-Effekt inversen Vorgang: Ein ausreichend starker Strom spinpolarisierter Ladungsträger ändert die Magnetisierungsrichtung in einer der beiden ferromagnetischen Schichten („spin-torque“-Effekt [Slo96, Kat00]). So ist eine MRAM-Zelle zwar auch ein Speicherelement, es unterscheidet sich jedoch in der Funktionsweise fundamental vom klassischen Festplattenspeicher. Es werden nicht mehr nur die dauerhaften magnetischen Momente des Ferromagneten zur Speicherung von Informationen genutzt, sondern auch der Spin injizierter Ladungsträger zum Lesen und Schreiben dieser Informationen. Auf dem TMR-Effekt bzw. dem dazu verwandten Riesenmagnetowiderstand (GMR)⁶ [Bai88, Bin89] beruht auch die Funktionsweise der extrem empfindlichen Leseköpfe moderner Festplatten. Für die Entdeckung des GMR-Effektes erhielten Albert Fert und Peter Grünberg 2007 den Nobelpreis in Physik.⁷

Wie die Beispiele von TMR- und GMR-Effekt verdeutlichen, sind neue technische Entwicklungen häufig durch neue wissenschaftliche Erkenntnisse bedingt. Daher verwundert es nicht, dass auch in der aktuellen Forschung eine Vielzahl weiterer Bauteilkonzepte zu finden sind, bei denen halbleitende und metallische, elektronische und magnetische Bestandteile auf neue Art und Weise kombiniert werden. So haben u. a. Allwood et al. [All02] und Imre et al. [Imr06] zeigen können, dass sich logische Operationen nicht nur in halbleitenden Bauelementen, sondern auch durch rein metallische Mikro- und Nanoferrromagnete ausführen lassen. Das Forschungsgebiet der „Spintronik“ [Wol01, Zut04, Aws07] verfolgt das Ziel, den Spinfreiheitsgrad von Ladungsträgern nicht nur in Metallen, sondern auch in Halbleitern nutzbar zu machen. Informationen sollen dabei nicht mehr durch eine Anzahl von Ladungen repräsentiert werden, sondern durch die Orientierung ihrer Spins. Eine solche „magnetische

⁴engl.: Magnetoresistive Random Access Memory

⁵engl.: Tunneling Magneto Resistance

⁶Giant Magneto Resistance

⁷siehe: http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2007/info.pdf

Datenverarbeitung“ könnte im Vergleich zum elektronischen Gegenstück verschiedene Vorteile bieten: Ladungen benötigen zur Lokalisierung eine Potentialbarriere ausreichender Höhe, die beim Schaltvorgang erniedrigt werden muss. Dies bedingt eine minimale Schaltenergie [Lan61]. Eine als Spin gespeicherte Information bleibt während der Spinlebensdauer auch ohne Potentialbarriere erhalten und kann durch eine kohärente Rotation der Spinorientierung im Prinzip ohne jeden Energieaufwand geschaltet werden. Die Rotation erfolgt typischerweise mit Frequenzen im GHz- bis THz-Bereich, so dass extrem kurze Schaltzeiten von einzelnen Pikosekunden möglich wären. Zudem ist der Spinfreiheitsgrad eine *quantenmechanische* Eigenschaft, die erlaubt, nicht nur zwei zueinander orthogonale Zustände 1 und 0 (Spin-up und Spin-down) darzustellen, sondern auch kohärente Überlagerungen derselben. Verschiedene Rechenschritte können dadurch superpositioniert und damit parallel ausgeführt werden. Dies ermöglicht einer völlig neuen Klasse von Berechnungsalgorithmen ohne klassisches Analogon, das sog. „Quantum Computation“ [DiV95].

Die kontrollierte Manipulation von spintragenden Objekten im Halbleiter ist einer der entscheidenden Schritte auf dem Weg zu einer spinbasierten Elektronik. In der vorliegenden Arbeit soll demonstriert werden, dass sich aus der Kombination *metallischer Mikro- und Nanoferrromagnete* mit einem *magnetisch dotierten Halbleiter* hierfür einzigartige Möglichkeiten ergeben. Bereits 1990 wies G. A. Prinz darauf hin, dass sich die technologischen Fortschritte in der Herstellung ferromagnetisch-halbleitender Hybridsysteme dazu nutzen ließen, neue Bauteilkonzepte zu entwickeln [Pri90]. Inzwischen wurde nachgewiesen, dass sich Ferromagnete als Injektor [Gar99, Ham99, Lee99] und Detektor [Cro05] spinpolarisierter Ladungsträger im Halbleiter eignen. Der Grad der Spinpolarisation ist besonders hoch, wenn eine geeignete Tunnelbarriere verwendet wird [Han02, Mot02, Ade05, Jia05]. Die Reflexion der Ladungsträger eines Halbleiters an der Grenzfläche zu einem Ferromagneten kann ebenso zu einer bevorzugten Spinausrichtung führen. Man bezeichnet diesen Prozess als „ferromagnetic proximity polarization“ (FPP) oder „dynamic ferromagnetic proximity“ (DFP) [Eps02, Eps03, Ciu02, Bau04]. Auch ohne direkten Kontakt der Ladungsträger des Halbleiters zum Ferromagneten ist eine Definition und Manipulation ihrer Spinzustände möglich, und zwar unter Nutzung des ferromagnetischen Streufeldes. Durch nanostrukturierte Ferromagnete erzeugte Magnetfelder betragen typischerweise einige zehn bis hundert Millitesla und können extrem starke Gradienten von $10^4 - 10^6$ T/m aufweisen. Wróbel et al. verwendeten diese Eigenschaften lokaler Streufelder zur Konstruktion eines ballistischen Spinfilters für ein zweidimensionales Elektronengas auf Basis eines GaAs/(Al,Ga)As-Halbleiters mit Kontakten aus Kobalt-

und Permalloy-Mikromagneten [Wr604].

Das in dieser Arbeit in [Kapitel 4](#) vorgestellte und umgesetzte Konzept eines Ferromagnet-Halbleiter-Hybrids ist verwandt mit Ideen von Crowell et al. [Cro97b] und Redlinski et al. [Red05a, Red05b]: Das inhomogene Streufeld mikroskopischer Ferromagnete verursacht mit Unterstützung der magnetischen Fremdatome im Halbleiter eine starke und lokal variierende Energieaufspaltung der Ladungsträger-Spinzustände [Pul00, Sch04a, Sch04b, Sak04]. Durch energetische Relaxation der Ladungsträger erzeugt man eine ausgeprägte, räumlich veränderliche Spinpolarisation im Halbleiter. Der Grad der Polarisation kann über die Magnetisierung der Ferromagnete gesteuert werden.

Der Prozess der Spinpolarisation ist allerdings *inkohärent*, da der Spinfreiheitsgrad der einzelnen Ladungsträger keine definierte Phasenbeziehung aufweist. Für zahlreiche spintronische Anwendungen, wie die oben erwähnte „magnetische Datenverarbeitung“, bedarf es einer Manipulation *kohärenter* Spinensembles, welche sich beispielsweise durch optische Orientierung [Mei84] im Halbleiter erzeugen lassen. In [Kapitel 5](#) ist dargelegt, dass auch der kohärente Prozess der Präzession eines Spinensembles im externen Magnetfeld durch ferromagnetische Streufelder beeinflusst werden kann. Sowohl die Präzessionsfrequenz als auch die Präzessionsachse der Spins lassen sich mithilfe eines räumlich variierenden Streufeldes modulieren. Dies wurde, parallel zur hier vorgestellten Arbeit, für bewegliche Ladungsträger in einem (In,Ga)As/GaAs-Quantenfilm unter Einfluss des Streufeldes ferromagnetischer Fe-Drähte von Meier et al. nachgewiesen [Mei06a, Mei06b]. Im Falle des in dieser Arbeit verwendeten verdünnt-magnetischen Halbleiters präzedieren interessanterweise nicht die Spins der beweglichen Ladungsträger, sondern die der lokalisierten magnetischen Fremdatome. Dies führt in Kombination mit der Inhomogenität des Streufeldes zu Besonderheiten im Ensembleverhalten, wie der Beobachtung einer zeitlich variierenden Ensemble-Präzessionsfrequenz.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt:

- Thema von [Kapitel 2](#) sind verdünnt-magnetische Halbleiter. Es wird erläutert, wie der Einbau paramagnetischer Mn^{2+} -Ionen in die Matrix eines II-VI-Halbleiters die strukturellen, elektronischen und magneto-optischen Eigenschaften des Wirtskristalls beeinflusst. Neben der Kopplung der Mn^{2+} -Spins untereinander spielt ihre Wechselwirkung mit den Spins der Ladungsträger aus Valenz- und Leitungsband des Halblei-

ters eine entscheidende Rolle. Diese sog. *sp-d*-Austauschwechselwirkung hat zur Folge, dass die spinabhängige Aufspaltung der Energieniveaus im externen Magnetfeld in diesen Halbleitern verglichen mit dem gewöhnlichen Zeeman-Effekt um ein Vielfaches erhöht ist. Das Magnetfeld-Verhalten der relevanten optischen Übergänge sowie der zugehörige Grad der Ladungsträger-Spinpolarisation werden im Elektronen- und Exzitonen-Bild diskutiert.

- [Kapitel 3](#) befasst sich mit den in dieser Arbeit genutzten technologischen und experimentellen Techniken. Das beinhaltet zum einen die Herstellung der Hybridproben, also des verdünnt-magnetischen Halbleiters per Molekularstrahlepitaxie und der ferromagnetischen Mikro- und Nanostrukturen per Elektronenstrahl-Lithographie, Metallisierung und Lift-Off-Technik. Zum anderen sind hier die Messverfahren der polarisationsaufgelösten Mikro-Photolumineszenz-Spektroskopie sowie der zeitaufgelösten Kerr-Rotation dargestellt, mit denen die Spinensembles im Halbleiter untersucht wurden.
- In [Kapitel 4](#) wird demonstriert, wie man mithilfe des Streufeldes mikroskopischer Ferromagnete ein inkohärentes Spinensemble in einem verdünnt-magnetischen Halbleiter auf sub- μm -Skala polarisieren und manipulieren kann. Dazu werden zunächst die magneto-optischen Eigenschaften des verwendeten Halbleiters per polarisationsaufgelöster Mikro-Photolumineszenz-Spektroskopie untersucht. Die analytische Berechnung des Streufeldes eines homogen magnetisierten Quaders ergibt, dass magnetische Strukturen mit einer remanenten Magnetisierung senkrecht zur Probenoberfläche vonnöten sind. Fe/Tb-Vielfachschichtferromagnete erfüllen diese Voraussetzung, wie Untersuchungen ihrer magnetischen Eigenschaften zeigen. Aus dem Vergleich der durch Nanoferromagnete unterschiedlicher Geometrie erzielten Spinpolarisation ergibt sich, dass das Streufeld im Halbleiter im Falle kleiner Aperturen innerhalb eines ausgedehnten, ferromagnetischen Filmes maximal ist. Anhand einer solchen sog. „Antidot“-Struktur wird nachgewiesen, dass die Spinpolarisation der Ladungsträger dem ortsabhängigen Verlauf des ferromagnetischen Streufeldes folgt. Über die remanente Magnetisierung des Ferromagneten kann die lokale Spinpolarisation in Betrag und Richtung manipuliert werden.
- Die Dynamik eines kohärenten Ensembles von Mn^{2+} -Spins und die Möglichkeiten zur Einflussnahme auf diese Spindynamik mittels ferromagnetischer Streufelder sind Gegenstand von [Kapitel 5](#). Über das Austauschfeld optisch injizierter, spinpolarisier-

ter Ladungsträger kann das Mn^{2+} -Spinensemble zu einer kohärenten Präzession um ein externes Magnetfeld angeregt werden. Die Präzession wird mithilfe der äußerst empfindlichen Messtechnik der zeitaufgelösten Kerr-Rotation nachgewiesen. Es wird demonstriert, dass sich die Präzessionsfrequenz der Mn^{2+} -Spins, welche proportional zum Wert des Magnetfeldes ist, durch das zusätzliche Streufeld ferromagnetischer Nanostrukturen lokal beeinflussen lässt. Aus dem lokalisierten Charakter der präzedierenden Mn^{2+} -Spins und der Inhomogenität des wirkenden Streufeldes ergeben sich Besonderheiten für das beobachtete Ensembleverhalten, welche abschließend diskutiert werden.

Kapitel 2

Verdünnt-magnetische Halbleiter

Ein „verdünnt-magnetischer“ Halbleiter (DMS)¹ ist ein Halbleitermischkristall, welcher einen geringen Anteil paramagnetischer Ionen enthält. Als magnetische Ionen kommen aufgrund der teilweise ungepaarten Elektronen in der d - oder f -Schale Übergangsmetalle bzw. Seltenerden in Betracht. Durch Hybridisierung der d - oder f -Schalen-Orbitale der Fremdatome mit den Wellenfunktionen der Bandelektronen, kommt es zu einer Vermischung der magnetischen und elektronischen Eigenschaften beider Komponenten, die in einer völlig neuen Klasse von Materialien resultiert. So wird etwa die Bandstruktur eines DMS stark durch die Ordnung der enthaltenen magnetischen Ionen beeinflusst, und umgekehrt die Art des kollektiven magnetischen Verhaltens durch Parameter wie die Dotierung des Halbleiters bestimmt. Es ergibt sich also für DMS eine Vielzahl neuartiger physikalischer Phänomene, deren Verständnis von grundlegendem Interesse ist. Aus dem zusätzlichen Freiheitsgrad ihrer magnetischen Eigenschaften folgt darüber hinaus auch ein technologisches Interesse, besonders für den Einsatz im Gebiet der „Spintronik“ (siehe [Kap. 1](#)). Seit der Entwicklung ferromagnetischer Halbleiter wie GaMnAs [[Ohn96](#), [Ohn98](#)], p-ZnMnTe [[Fer01](#)] oder ZnCrTe [[Sai03](#)] sowie der theoretischen Vorhersage von Ferromagnetismus bei Raumtemperatur für GaMnN und ZnMnO [[Die00](#)] hat sich die Forschungsaktivität auf dem Gebiet der DMS enorm verstärkt. Jedoch sind bislang selbst zentrale Fragen wie der Ursprung des Ferromagnetismus in einigen dieser Materialien noch nicht eindeutig geklärt [[Fuk04](#), [Coe05](#), [Die07](#)]. Auch steht ein technischer Einsatz DMS-basierter Bauelemente in größerem Maßstab weiterhin aus.

Das folgende Kapitel befasst sich mit der für diese Arbeit relevanten und bereits gut verstandenen Klasse der $A_{1-x}^{II}Mn_xB^{VI}$ -DMS (mit Ausnahme der Oxide). Es werden grund-

¹engl.: Diluted Magnetic Semiconductor

legende strukturelle, elektronische und magneto-optische Eigenschaften dargestellt und die Besonderheiten erläutert, welche sich aus der Wechselwirkung zwischen Bandelektro- nen und den d -Schalen-Elektronen des Mangans ergeben.

2.1 Strukturelle Eigenschaften

II-VI-Halbleiterkristalle vom Typ $A^{II}B^{VI}$ entstehen aus der Verbindung eines Elementes A der 2. Neben- oder Hauptgruppe (z. B.: A = Zn, Cd, Hg, Be oder Mg) mit einem Element B der 6. Hauptgruppe (z. B.: B = O, S, Se oder Te). Die s -Orbitale der zwei Außenelektronen des Gruppe-II-Elementes hybridisieren mit den p -Orbitalen der sechs Außenelektronen des Gruppe-VI-Elementes zu tetraedrisch angeordneten sp^3 -Hybridorbitalen. Die so gebildeten Kristalle weisen in der Regel eine Zinkblende- oder Wurtzitstruktur (siehe Abb. 2.1) auf. Während sich die Zinkblendestruktur aus zwei, jeweils um eine Viertel Raumdiagonale versetzten flächenzentrierten, kubischen Einzelgittern für die Atomsorten A und B ergibt, handelt es sich bei der Wurtzitstruktur um zwei, ineinander gesetzte hexagonale Gitter. Beide Gitter entsprechen einer dichtesten Kugelpackung, lediglich mit unterschiedlicher Stapelfolge.

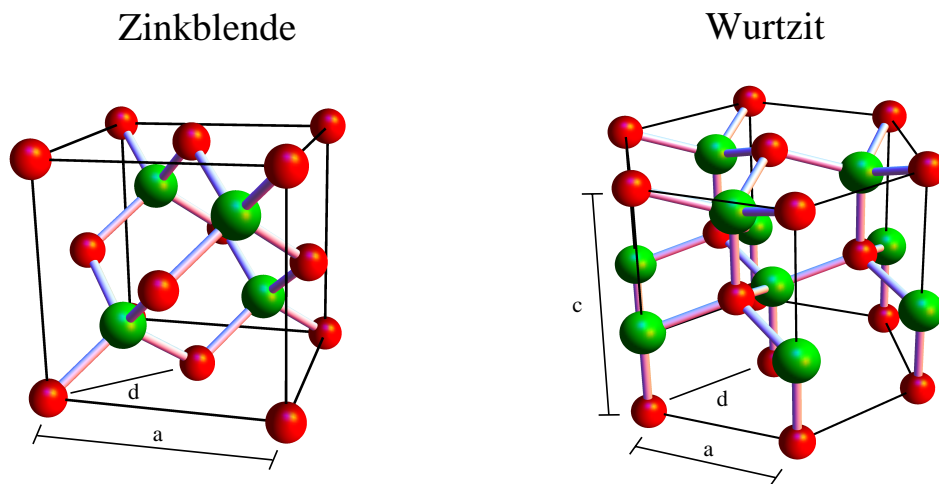


Abb. 2.1: Kristallstruktur eines Zinkblende- und eines Wurtzitgitters

Wird in den II-VI-Kristall zusätzlich Mangan eingebaut, so erhält man einen Halbleiter vom Typ $A_{1-x}^{II}Mn_xB^{VI}$. Mangan, mit einer Elektronenkonfiguration von $[Ar]3d^54s^2$, nutzt die $4s^2$ -Elektronen zur Bindung mit dem Gruppe-VI-Anion. Der Einbau erfolgt substitutionell auf einem Gruppe-II-Kationenplatz und isoelektronisch, d.h. ohne eine Dotierung

hervorzurufen. Im Gegensatz zu den Gruppe-II-Elementen besitzt Mn jedoch eine teilgefüllte $3d$ -Schale und somit ein permanentes magnetisches Moment, welches für die besonderen magnetischen, elektronischen und optischen Eigenschaften der DMS verantwortlich ist. Da die $3d$ -Schale des Mn genau zur Hälfte gefüllt ist, ist das Hinzufügen eines weiteren Elektrons in ein $3d$ -Orbital energetisch sehr ungünstig (etwa 6-7 eV sind nötig, siehe auch [Abb. 2.3](#)). Mn verhält sich daher einem Gruppe-II-Element mit abgeschlossener d -Schale sehr ähnlich, und es lassen sich stabile Kristallphasen in einem weiten Mischungsbereich erzeugen.

| | Mn-Anteil x | Kristallstruktur | $d(x)$ (Å) |
|---------------------------------------|----------------------|------------------|--------------------|
| $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ | $0 < x \leq 0,30$ | Zinkblende | $4,0090 + 0,1645x$ |
| | $0,30 < x \leq 0,57$ | Wurtzit | $4,0090 + 0,1645x$ |
| $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ | $0 < x \leq 0,50$ | Wurtzit | $4,296 - 0,123x$ |
| $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ | $0 < x \leq 0,86$ | Zinkblende | $4,315 + 0,168x$ |
| $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ | $0 < x \leq 0,77$ | Zinkblende | $4,587 + 0,105x$ |

Tab. 2.1: Gittertyp und mittlerer Kationenabstand $d(x)$ als Funktion der Mn-Konzentration x für einige Halbleiter des Typs $A_{1-x}^{\text{II}}\text{Mn}_x\text{B}^{\text{VI}}$ (nach [\[Fur88a\]](#))

Die Kristallstruktur des ternären verdünnt-magnetischen Halbleiters ist i. Allg. durch den nicht-magnetischen binären Halbleiter gegeben. Eine Ausnahme hierzu bilden $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{S}$ und $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$, bei denen ab einer bestimmten Mn-Konzentration ein Übergang vom Zinkblende- zum Wurtzitgitter erfolgt. Bei Kristallen mit Zinkblende-Struktur ändert sich die Gitterkonstante a (siehe [Abb. 2.1](#)) in sehr guter Näherung linear mit der Mn-Konzentration x , d.h. sie folgt dem Vegardschen Gesetz [\[Veg21\]](#)

$$a(x) = (1 - x) \cdot a_{\text{II-VI}} + x \cdot a_{\text{Mn-VI}}, \quad (2.1)$$

wobei $a_{\text{II-VI}}$ und $a_{\text{Mn-VI}}$ jeweils die Gitterkonstanten für die Kristalle mit $x = 0$ und $x = 1$ sind. Wurtzitstrukturen sind durch zwei Gitterkonstanten a und c gekennzeichnet (siehe [Abb. 2.1](#)), die jedoch im *idealen* Modell der dichtesten Kugelpackung nicht unabhängig voneinander sind. Es gilt $c = \sqrt{8/3} a$, was für die *realen* $A_{1-x}^{\text{II}}\text{Mn}_x\text{B}^{\text{VI}}$ Wurtzitkristalle sehr gut erfüllt ist. Ersetzt man die Gitterkonstante $a(x)$ in [Gl. \(2.1\)](#) durch den mittleren Abstand zweier Kationen $d(x)$, so lässt die Gleichung auch für Halbleiter mit Wurtzit-Struktur und konzentrationsabhängiger Struktur anwenden. Es gilt für Zinkblende $d =$

$a/\sqrt{2}$ und für Wurtzit $d = a$. In [Tab. 2.1](#) sind Kristallstruktur und Kationenabstände einiger verdünnt-magnetischer Halbleiter zusammengefasst.

2.2 Elektronische Eigenschaften in Abwesenheit eines Magnetfeldes

Bereits ohne ein externes Magnetfeld beeinflusst der Einbau von Mangan die elektronischen und optischen Eigenschaften eines II-VI Halbleiters. Mangan besitzt eine mit 5 Elektronen exakt halbgefüllte $3d$ -Schale. Die Spins der $3d$ -Elektronen sind im Grundzustand nach der zweiten Hundtschen Regel parallel ausgerichtet. Es ergibt sich nach [Abb. 2.2](#) eine Quantenzahl für den Gesamtspin von $S = |\sum_i m_{s,i}| = 5/2$ und für den Gesamtdrehimpuls von $L = |\sum_i m_{l,i}| = 0$. Hierbei sind $m_{s,i}$ und $m_{l,i}$ die magnetischen Quantenzahlen für Spin und Drehimpuls der einzelnen d -Elektronen (man beachte, dass die globale Wahl des Vorzeichens für die $m_{s,i}$ und $m_{l,i}$ willkürlich ist). In der spektroskopischen Notation ^{2S+1}L mit den Bezeichnungen S, P, D, F, G für $L = 0, 1, 2, 3, 4$ entspricht der Zustand also 6S . Da der Gesamtdrehimpuls $L = 0$ verschwindet, liegt reiner Spinnagnetismus vor. Mangan muss jedoch nicht immer im Grundzustand 6S vorliegen. Durch den Einbau in die Kristallmatrix sind auch optische Übergänge in angeregte Zustände, wie den in [Abb. 2.2](#) dargestellten Zustand 4G , möglich. Sie werden in [Abschn. 2.2.2](#) genauer beschrieben.

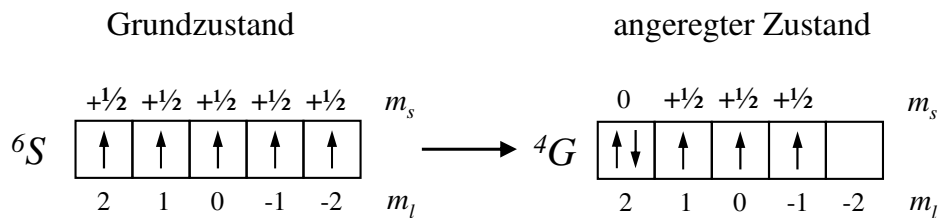


Abb. 2.2: Besetzung der d -Orbitale des Mangans im Grundzustand 6S und im ersten angeregten Zustand 4G .

2.2.1 Bandstruktur

Entsprechend ihrer Bandstruktur lassen sich die DMS in drei Klassen einteilen: mit kleiner bis verschwindender Bandlücke (z. B. $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$), mit großer Bandlücke und Wurtzitstruktur (z. B. $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$) sowie mit großer Bandlücke und Zinkblendstruktur (z. B.

$\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ für $x \leq 0,3$). Für diese Arbeit ist die dritte Klasse von DMS von Bedeutung. Ohne ein externes Magnetfeld unterscheidet sich die Bandstruktur eines DMS qualitativ zunächst nicht von seinem binären Wirtskristall.

| Band | l | s | j | m_j |
|------------------------|-----|-----|-----|-----------|
| Γ_6 | 0 | 1/2 | 1/2 | $\pm 1/2$ |
| Γ_8^{sl} | 1 | 1/2 | 3/2 | $\pm 3/2$ |
| Γ_8^{ll} | 1 | 1/2 | 3/2 | $\pm 1/2$ |
| Γ_7 | 1 | 1/2 | 1/2 | $\pm 1/2$ |

Tab. 2.2: Drehimpulsquantenzahlen l , s , j und m_j der verschiedenen Bandelektrenen

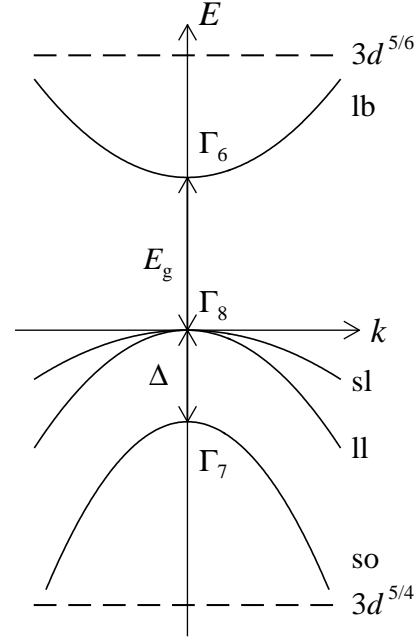


Abb. 2.3: Schematische Darstellung der Bandstruktur in der Nähe des Γ -Punktes ($k \approx 0$) für einen II-VI-DMS mit Zinkblende-Struktur und großer Bandlücke. Zusätzlich sind das Donator- ($3d^{5/4}$) und das Akzeptorniveau ($3d^{5/6}$) des Mn^{2+} -Ions vor der Hybridisierung gekennzeichnet.

Abbildung 2.3 zeigt den schematischen Bandverlauf des s -artigen Leitungsbandes (lb, Γ_6 -Symmetrie) sowie der p -artigen Valenzbänder des Schwerlochs (sl), des Leichtlochs (ll, beide Γ_8 -Symmetrie) und des Split-Off-Bandes (so, Γ_7 -Symmetrie) für einen undotierten Zinkblende-Kristall. Die Energie E_g zwischen Leitungsband-Unterkante und Valenzband-Oberkante entspricht der direkten Bandlücke des Materials. Schwerloch- und Leichtlochband sind im Volumenhalbleiter bei $k = 0$ entartet. In niederdimensionalen Strukturen wird diese Entartung jedoch aufgrund der unterschiedlichen Lochmasse und der daraus resultierenden Quantisierungsenergie aufgehoben. Die Abspaltung des Split-Off-Bandes um die Energie Δ von Leicht- und Schwerlochband ist Folge der Spin-Bahn-Wechselwirkung. Für direkte Halbleiter mit Zinkblendestruktur liefert das Modell von E. O. Kane [Kan56] eine einfache theoretische Beschreibung, welche ein genaueres Verständnis der Bandstruktur ermöglicht. Es ist in Anhang A kurz dargestellt. Erwähnt werden sollen an dieser

Stelle lediglich die zu den jeweiligen Bandkanten gehörigen Drehimpulszustände $|l s j m_j\rangle$, gekennzeichnet durch die Quantenzahlen für den Bahndrehimpuls l , den Spin s , den Gesamtdrehimpuls j sowie die Magnetquantenzahl m_j . Sie sind in [Tab. 2.2](#) zusammengefasst.

Zusätzlich zur Bandstruktur sind in [Abb. 2.3](#) das Donator- ($3d^{5/4}$) und das Akzeptorniveau ($3d^{5/6}$) eines Mn^{2+} -Ions gekennzeichnet.² Ihre Lage relativ zur Halbleiter-Bandstruktur ist entscheidend für das magnetische Verhalten des DMS: Liegt das Donatorniveau oberhalb der Leitungsbandkante oder das Akzeptorniveau unterhalb des Valenzbandkante, so treten locker an das Mn^{3+} - bzw. Mn^{1+} -Ion gebundene Ladungsträger auf, welche eine *langreichweitige, ferromagnetische* Kopplung der magnetischen Momente hervorrufen können [[Die02](#)]. Bei II-VI Halbleitern liegen die Niveaus jedoch umgekehrt weit im Valenz- bzw. Leitungsband (jeweils etwa 3,5 eV [[Has88](#), [Wei92](#)]). Infolgedessen wird das magnetische Verhalten durch eine *kurzreichweitige, antiferromagnetische* Austauschwechselwirkung der Mn^{2+} -Spins, den sog. „Superaustausch“ [[Lar85](#), [Lar88](#)], dominiert (siehe folgender [Abschnitt 2.3](#)). Nur durch zusätzliche Dotierung lässt sich in diesen Materialien eine langreichweitige, ferromagnetische Ordnung erreichen [[Hau97](#), [Fer01](#)].

Der Einbau von Mn führt i. Allg. zu einer Erhöhung der Bandlücke E_g des II-VI-Wirtskristalls. Der Verlauf der Bandlücke mit der Mn-Konzentration x ergibt sich in guter Näherung durch lineare Interpolation zwischen den binären Komponenten $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$ und MnB^{VI} , wobei der letztere Kristall auch hypothetischer Natur sein kann. Es gilt also

$$E_g(x) = (1 - x) \cdot E_{g,\text{II-VI}} + x \cdot E_{g,\text{Mn-VI}}. \quad (2.2)$$

Eine Abweichung von diesem linearen Verhalten wurde bei $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ [[Kol86](#)], $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ [[Twa84b](#)] und $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{S}$ [[Ike68](#)] für $x \leq 0,1$ beobachtet. Aufgrund der *sp-d*-Austauschwechselwirkung zwischen dem Mn-System und den freien Ladungsträgern kommt es zu einem „Durchbiegen“ (engl. „bowing“) der $E_g(x)$ -Kurve und zum Ausbilden eines Minimums. Man beachte, dass sich diese Art des „bowing“ prinzipiell von dem anderer nichtmagnetischer, ternärer Halbleiter unterscheidet. So ist es beispielsweise, genau wie die ihm zugrundeliegende Spin-Spin-Wechselwirkung, temperaturabhängig [[Goe88](#)]. Ein theoretisches Modell zu dessen Beschreibung findet man in [[Tak99](#)].

Um die Bandlücke oder Gitterkonstante eines DMS unabhängig von der Mn-Konzentration und damit unabhängig von seinen magnetischen Eigenschaften einstellen zu können, lassen sich quaternäre Halbleiter verwenden. Für sie kann in Analogie zu den ternären Systemen eine lineare Interpolation der Bandlücke angenommen werden. Die Band-

²Sie sind nicht zu verwechseln mit Donator- bzw. Akzeptorniveaus des Halbleiters!

lücken einiger binärer II-VI Halbleiter bei Raum- und Tieftemperatur sind in Tab. 2.3 aufgeführt.

| | $E_g(4.2\text{ K})$ (eV) | $E_g(300\text{ K})$ (eV) |
|------|----------------------------|--------------------------|
| ZnSe | 2,821 ^a [Loz91] | 2,71 |
| CdSe | 1,821 ^a [Goe88] | 1,75 |
| ZnTe | 2,381 ^a [Ven80] | 2,28 |
| CdTe | 1,595 ^a [Goe88] | 1,528 ^a |
| MnSe | 3,3 | 2,9 |
| MnTe | 3,2 | 2,9 |

^a Energie des freien Exzitonüberganges

Tab. 2.3: Bandlücken einiger binären II-VI-Halbleiter bei Tief- und Raumtemperatur (Quelle, falls nicht anders angegeben [Fur88a]).

2.2.2 Intra- d -Schalen-Übergänge des Mangans

Der Einbau von Mn ändert nicht nur die Bandlücke des Halbleiters, sondern verursacht auch zusätzliche optische Übergänge. Bei allen $A_{1-x}^{II}Mn_xB^{VI}$ -DMS mit großer Bandlücke lässt sich in Absorption und Emission ein Übergang bei ca. 2,1 – 2,2 eV beobachten, dessen energetische Lage unabhängig von der Mn-Konzentration ist. Es handelt sich dabei um einen *internen* Übergang zwischen zwei Zuständen des Mn-Multipletts, d. h. er entsteht durch Umklappen des Spins (engl. „spin flip“) eines der Mn^{2+} - $3d$ -Elektronen. Man betrachtet zunächst ein einzelnes, freies Mn-Atom. Im Grundzustand 6S (siehe Abb. 2.2) sind alle fünf Spins parallel ausgerichtet. Das Umklappen eines Spins führt je nach beteiligtem Elektron der d -Schale zu den angeregten Zuständen 4G , 4P , 4D oder 4F , von denen 4G die niedrigste Energie aufweist. Es dominiert also der Übergang ${}^6S \rightarrow {}^4G$. Während für ein einzelnes Atom ein Übergang mit Spin-Flip aufgrund der Dipolauswahlregel $\Delta S = 0$ verboten ist, ist er für Mn^{2+} im Kristallgitter erlaubt, weil Spin-Bahn-Wechselwirkung und ein fehlendes Kristall-Inversionszentrum die Auswahlregel aufweichen. Im elektrischen Feld der umliegenden Kristallrümpfe spaltet der neunfach ($= (2L+1)$ fach) entartete, atomare 4G -Zustand des Mn weiter auf, wobei der Zustand 4T_1 nach Kristallfeld-Notation [Sch97] wiederum der günstigste ist. Der Grundzustand 6S ist nicht entartet und spürt das Kristallfeld nicht, bekommt hier jedoch die Bezeichnung 6A_1 . Der Übergang ${}^6A_1 \rightleftharpoons {}^4T_1$ entspricht einer Energie von ca. 2,1 – 2,2 eV und ist in Emissions- oder Absorptionsspektren sichtbar (siehe auch [Fur88a]).

2.3 Magneto-optische Eigenschaften

Die besonderen magneto-optischen Eigenschaften von II-VI-DMS sind Folge der Wechselwirkungen zwischen den Ladungsträgern aus s - und p -Bändern mit den lokalisierten $3d$ -Elektronen der Mn^{2+} -Ionen. Welche Art der Wechselwirkung dominiert, ist durch die relative energetische Lage der Bänder zueinander und durch deren Symmetrie vorgegeben (siehe [Abb. 2.3](#)). Aufgrund des großen energetischen Unterschieds zwischen dem s -Band und dem besetzten $3d^{5/4}$ -Niveau der Mn^{2+} -Ionen sowie ihrer unterschiedlichen Symmetrie kommt es nur zu einer sehr schwachen s - d -Hybridisierung. Die p - d -Hybridisierung ist hingegen für die d -Orbitale mit geeigneter Symmetrie ($3d_{xy}$, $3d_{xz}$ und $3d_{yz}$) stark [[Bha83](#), [Tan87](#), [Pon97](#)]. Die p - d -Hybridisierung ist sowohl Grundlage der Kopplung der lokalisierten Mn^{2+} -Momente untereinander, als auch der Kopplung zwischen Mn^{2+} -Momenten und Ladungsträger-Spins, wie in den folgenden zwei Unterkapiteln beschrieben wird.

2.3.1 Das Mangan-Spinsystem

Im Vergleich zu klassischen ferromagnetischen oder antiferromagnetischen Materialien, bei denen jedes Kation im Kristallgitter magnetische Eigenschaften aufweist, sind bei den DMS die Ionen mit magnetischem Moment nur auf einige der Gitterplätze des Wirtskristalls statistisch verteilt. Es gibt daher selbst für ein bestimmtes magnetisches Fremdatom (wie z. B. Mn) kein einheitliches, *makroskopisches* magnetisches Verhalten aller DMS. Vielmehr ist es von verschiedenen Parametern, wie der Kristall- und Bandstruktur des Wirtskristalls, dessen Dotierung, der mittleren Konzentration an magnetischen Ionen und deren lokaler Verteilung (homogen, inhomogen oder in getrennten chemischen Phasen) abhängig. So kann etwa p -dotiertes $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ je nach Mn-Konzentration x , Dotierung und Temperatur sowohl ferromagnetisches, paramagnetisches als auch antiferromagnetisches Verhalten zeigen [[Fer01](#), [Fur88a](#)]. Eine generelle Beschreibung der magnetischen Eigenschaften von DMS ist daher zwangsläufig sehr komplex, so dass sich dieser Abschnitt auf die hier relevanten, undotierten DMS vom Typ $\text{A}^{\text{II}}_{1-x}\text{Mn}_x\text{B}^{\text{VI}}$ mit $\text{A}^{\text{II}} = \text{Zn}, \text{Cd}$ und $\text{B}^{\text{VI}} = \text{Se}, \text{Te}$ beschränkt.

Antiferromagnetische Kopplung per Superaustausch

Das *mikroskopische* magnetische Verhalten benachbarter Mn^{2+} -Ionen ist bei allen $\text{A}^{\text{II}}_{1-x}\text{Mn}_x\text{B}^{\text{VI}}$ -DMS gleich: Sind zwei Mn^{2+} -Ionen durch ein gemeinsames Anion verbunden, so können aufgrund der p - d -Hybridisierung Elektronen aus der d -Schale des Mn^{2+}

in die p -Schale des Anions transferiert werden. Per Austauschwechselwirkung kommt es zu einer Spinpolarisation des Anions und einer wechselseitigen Ausrichtung der Mn^{2+} -Momente, welche im Falle der $\text{A}^{\text{II}}_{1-x}\text{Mn}_x\text{B}^{\text{VI}}$ -DMS antiferromagnetisch ist. Man bezeichnet diese Art der Wechselwirkung als „Superaustausch“. Allgemein beruht eine Austauschwechselwirkung darauf, dass die Gesamtwellenfunktion für ein System von Fermionen immer antisymmetrisch sein muss (Pauli-Prinzip). Die relative Spinausrichtung der Fermionen gibt die Symmetrie der Spinwellenfunktion vor und bestimmt damit auch die Symmetrie der Ortswellenfunktion. Aus letzterer ergibt sich aber die räumliche Verteilung der Fermionen und damit deren Coulomb-Energie. Die direkte Wechselwirkung der magnetischen Momente über deren Dipolfelder ist vernachlässigbar gering.

Die Austauschwechselwirkung zwischen den Mn^{2+} -Ionen, auch als d - d -Austauschwechselwirkung bezeichnet, lässt sich theoretisch durch den folgenden Hamilton-Operator beschreiben [Lar85, Lar88]

$$\hat{H}_{d-d} = - \sum_{i \neq j} J_{d-d}(\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j) \hat{\mathbf{S}}_i \cdot \hat{\mathbf{S}}_j. \quad (2.3)$$

Hierbei sind $\hat{\mathbf{S}}_i$ und $\hat{\mathbf{S}}_j$ die Spinoperatoren der Mn^{2+} -Ionen an den Orten \mathbf{R}_i bzw. \mathbf{R}_j und $J_{d-d}(\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j)$ die abstandsabhängige Austauschkonstante. Die Summation erfolgt über alle Mn^{2+} -besetzten Gitterplätze. Die Rechnung zeigt, dass der Hauptbeitrag zur Summation, wie oben anschaulich beschrieben, durch direkt benachbarte Mn^{2+} -Ionen hervorgerufen wird. Für übernächste Nachbarn erfolgt ebenfalls eine antiferromagnetische Kopplung, sie ist jedoch wesentlich geringer als für nächste Nachbarn. Prinzipiell kämen auch Leitungsband-Elektronen als Vermittler einer Austauschwechselwirkung in Frage, sie spielen jedoch bei den $\text{A}^{\text{II}}_{1-x}\text{Mn}_x\text{B}^{\text{VI}}$ -DMS aufgrund der sehr schwachen s - d -Hybridisierung kaum eine Rolle [Lar88].

Aus der mikroskopischen antiferromagnetischen Kopplung einzelner Mn^{2+} -Momente ergibt sich das makroskopische magnetische Verhalten, welches sich je nach relativer Konzentration x der Mn^{2+} -Ionen und Temperatur T in verschiedene Bereiche einteilen lässt:

- Im verdünnten Bereich mit $x \leq 0,01$ ist der Abstand zwischen benachbarten Mn^{2+} -Ionen so groß, dass zwischen ihnen keine Wechselwirkung auftritt. Das System unabhängiger magnetischer Momente verhält sich paramagnetisch.

- In einem Zwischenbereich mit $0,01 \leq x \leq 0,20$ (wobei die Obergrenze temperaturabhängig ist, $x = 0,2$ gilt für $T \approx 4$ K) tritt zwischen einigen, eng benachbarten Mn^{2+} -Ionen eine antiferromagnetische Wechselwirkung auf. Das Verhalten des Gesamtsystems lässt sich dennoch mit einer empirischen Formel als quasi-paramagnetisch beschreiben.
- Oberhalb der Perkulationsgrenze von ca. $x = 0,2$ spürt ein Großteil der Mn^{2+} -Ionen die gegenseitige, antiferromagnetische Wechselwirkung. Ist die Temperatur niedriger als die Ordnungstemperatur T_N (Néel-Temperatur) tritt ein Phasenübergang in eine sog. „Spin-Glas“-Phase auf. Je größer die Mn-Konzentration x eines $\text{A}^{II}_{1-x}\text{Mn}_x\text{B}^{\text{VI}}$ -DMS ist, umso höher ist auch dessen Néel-Temperatur T_N .
- Oberhalb der Ordnungstemperatur T_N lässt sich das magnetische Verhalten durch das Curie-Weiss-Gesetz [Ash76] beschreiben. Die Curie-Weiss-Temperatur θ ist negativ, was eine Folge der antiferromagnetischen Kopplung bei tieferen Temperaturen ist.

Verdünnter Bereich

Die magnetischen Mn^{2+} -Ionen liegen bei einer Konzentration von $x \leq 0,01$ stark verdünnt vor und verhalten sich als paramagnetisches Spinsystem. Der Hamilton-Operator \hat{H}_{Bd} zur Dipol-Energie E_{Bd} der Mn^{2+} -Spins $\hat{\mathbf{S}}_i$ mit ihren magnetischen Momenten $\hat{\boldsymbol{\mu}}_i$ im externen Magnetfeld \mathbf{B} lautet

$$\hat{H}_{\text{Bd}} = - \sum_{i=1}^{N_{\text{Mn}}} \hat{\boldsymbol{\mu}}_i \cdot \mathbf{B} = g_{\text{Mn}} \mu_{\text{B}} / \hbar \cdot \sum_{i=1}^{N_{\text{Mn}}} \hat{\mathbf{S}}_i \cdot \mathbf{B}. \quad (2.4)$$

Dabei ist μ_{B} das Bohrsche Magneton, \hbar das Plancksche Wirkungsquantum, N_{Mn} die Anzahl der Mn^{2+} -Spins im Kristall und g_{Mn} ihr Landéscher g -Faktor. g_{Mn} stimmt in sehr guter Näherung mit dem atomaren Mn- g -Faktor überein, welcher sich mit $L = 0$, $S = 5/2$ und $J = 5/2$ (siehe Einleitung zu Abschn. 2.2) und

$$g(J, S, L) = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (2.5)$$

zu $g_{\text{Mn}} = 2$ ergibt (reiner Spinmagnetismus).

Ersetzt man nach Molekularfeld-Näherung die einzelnen Spinoperatoren $\hat{\mathbf{S}}_i$ durch ihren thermischen Mittelwert $\langle S_z \rangle$ entlang der Magnetfeldrichtung z ($\langle S_x \rangle = \langle S_y \rangle = 0$), so erhält man folgenden Ausdruck für den Kristall mit Volumen V

$$E_{\text{Bd}} = \langle \hat{H}_{\text{Bd}} \rangle = g_{\text{Mn}} \mu_{\text{B}} / \hbar \cdot N/V \cdot x \cdot \langle S_z \rangle \cdot B, \quad (2.6)$$

wobei N die Gesamtzahl der vorhandenen Kationenplätze im Kristall und x die Mn-Konzentration ist. Der Faktor $1/V$ folgt aus der Normierung der Vielteilchen-Wellenfunktion des Mn^{2+} -Spinsystems. Aus diesem Ausdruck ergibt sich die Magnetisierung M entlang z unter Verwendung von $E_{\text{Bd}} = -M \cdot B$ zu

$$M = -g_{\text{Mn}} \mu_{\text{B}} \cdot N/V \cdot x \cdot \langle S_z \rangle / \hbar. \quad (2.7)$$

Der thermische Mittelwert für den Spin eines Mn^{2+} -Ions $\langle S_z \rangle / \hbar$ in Einheiten von \hbar ist abhängig von der Temperatur T und dem externen Magnetfeld B und lässt sich nach [Ash76] durch eine Brillouin-Funktion \mathcal{B}_S mit $S = 5/2$ für das Mn-System beschreiben

$$\langle S_z \rangle / \hbar = -S \cdot \mathcal{B}_S \left(\frac{g_{\text{Mn}} \mu_{\text{B}} S B}{k_{\text{B}} T} \right). \quad (2.8)$$

Die Brillouin-Funktion \mathcal{B}_S hat dabei die Form

$$\mathcal{B}_S(a) = \frac{2S+1}{2S} \coth \left(\frac{2S+1}{2S} \cdot a \right) - \frac{1}{2S} \coth \left(\frac{1}{2S} \cdot a \right). \quad (2.9)$$

Man beachte, dass $\langle S_z \rangle < 0$ ist, da Spin und magnetisches Moment aufgrund der negativen Elektronenladung entgegengesetzte Vorzeichen besitzen. Zusammenfassend gilt also für $M(B, T)$

$$M(B, T) = 5/2 \cdot g_{\text{Mn}} \mu_{\text{B}} \cdot N/V \cdot x \cdot \mathcal{B}_{5/2} \left(\frac{5/2 \cdot g_{\text{Mn}} \mu_{\text{B}} B}{k_{\text{B}} T} \right). \quad (2.10)$$

In [Abb. 2.4](#) ist der Verlauf der Brillouin-Funktion $\mathcal{B}_S(B, T)$ für das Mn^{2+} -Spinsystem mit $S = 5/2$ und $g_{\text{Mn}} = 2$ als Funktion des Magnetfeldes B für verschiedene Temperaturen T sowie umgekehrt als Funktion von T für verschiedene B dargestellt. Der Wert $\mathcal{B}_{5/2} = 1$ entspricht einer vollständigen Ordnung des Mn^{2+} -Spinsystem ($\langle S_z \rangle / \hbar = -5/2$), der Wert $\mathcal{B}_{5/2} = 0$ einer vollständigen Unordnung ($\langle S_z \rangle / \hbar = 0$). Um z. B. die Hälfte der Mn^{2+} -Spins auszurichten ($\mathcal{B}_{5/2} = 1/2$), benötigt man bei einer Temperatur $T = 4$ K ein Magnetfeld

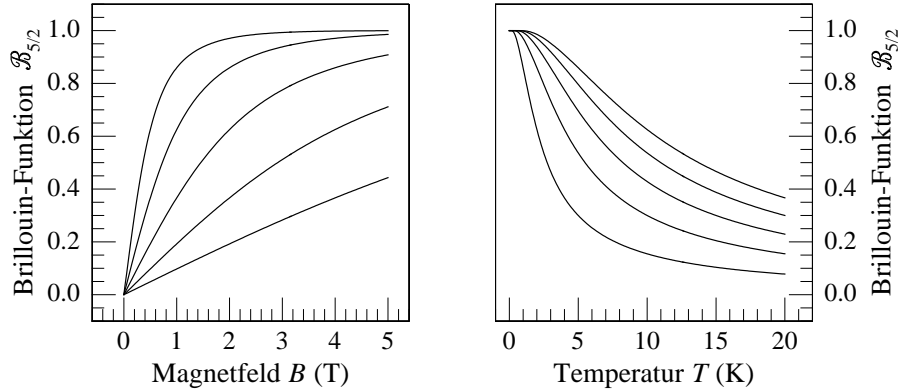


Abb. 2.4: Verlauf der Brillouin-Funktion $\mathcal{B}_{5/2}(B, T)$ in Abhängigkeit vom Magnetfeld B für die Temperaturen $T = 1 \text{ K}, 2 \text{ K}, 4 \text{ K}, 8 \text{ K}$ und 16 K sowie in Abhängigkeit von T für $B = 5 \text{ T}, 4 \text{ T}, 3 \text{ T}, 2 \text{ T}$ und 1 T (Reihenfolge der Kurven jeweils von oben nach unten)

von ca. $B = 1,5 \text{ T}$. Verdoppelt man T , so muss man auch B verdoppeln um den gleichen Wert für $\mathcal{B}_{5/2}$ zu erhalten. Durch die Beschränkung der experimentell realisierbaren Magnetfelder folgt, dass man bei der Untersuchung paramagnetischer DMS i. Allg. auf niedrige Temperaturen von einigen Kelvin angewiesen ist.

Quasi-paramagnetischer Bereich

Bei einer Mn-Konzentration $x > 0,01$ kann die antiferromagnetische Kopplung zwischen benachbarten Mn^{2+} -Spins nicht mehr vernachlässigt werden. Solange die Temperatur T für ein gegebenes x jedoch größer als die zugehörige Néel-Temperatur ist, entspricht das *qualitative* Verhalten der $M(B)$ -Kurve weiterhin einer Brillouin-Funktion. Unter Einführung der empirischen Parameter x_{eff} und T_{eff} für die *effektive* Mn-Konzentration bzw. die *effektive* Spintemperatur, kann Gl. (2.10) auch für den Bereich mit $x > 0,01$ angepasst werden [Gaj79]. Es gilt hier

$$M(B, T) = 5/2 \cdot g_{\text{Mn}} \mu_{\text{B}} \cdot N/V \cdot x_{\text{eff}} \cdot \mathcal{B}_{5/2} \left(\frac{5/2 \cdot g_{\text{Mn}} \mu_{\text{B}} B}{k_{\text{B}} T_{\text{eff}}} \right). \quad (2.11)$$

Durch die antiferromagnetische Kopplung zwischen einigen der Mn^{2+} -Spins ergibt sich eine reduzierte effektive Mn-Konzentration $x_{\text{eff}} < x$ und eine erhöhte effektive Spintemperatur $T_{\text{eff}} = T + T_0 > T$.

Spin-Glas-Phase

Aufgrund der kurzreichweitigen, antiferromagnetischen Wechselwirkung zwischen benachbarten Mn^{2+} -Spins bilden sich bei ausreichend hoher Mn-Konzentration lokale, antiferromagnetisch geordnete Bereiche, sog. „Cluster“. Mit abnehmender Temperatur wächst die Größe der einzelnen Cluster, bis sie sich bei der Ordnungstemperatur von T_N schließlich gegenseitig berühren. Die dafür notwendige Mn-Konzentration entspricht mindestens in etwa der Perkolationsgrenze für nächste Nachbarn von $x = 0,2$. Da die Spin-Orientierung in den einzelnen Clustern unterschiedlich ist, kommt es zum gegenseitigen Blockieren, was eine weitere Ausrichtung oder ein Wachstum der Cluster verhindert. Experimentell lässt sich dieser Vorgang als Scheitelpunkt in der temperaturabhängigen magnetischen Suszeptibilität $\chi(T) = \partial M / \partial H$ (mit Magnetisierung M und magnetischer Feldstärke H , H klein) beobachten [Ose82]. Man bezeichnet diese Phase des magnetischen Systems als „Spin-Glas-Phase“.

Hochtemperatur-Bereich

Bei Temperaturen $T \gg T_N$ verhält sich das Mn^{2+} -Spinsystem unabhängig von der Mn-Konzentration x paramagnetisch. Für kleine Magnetfelder H ist $M(H)$ linear, so dass eine magnetische Suszeptibilität $\chi(T) = \partial M / \partial H$ definiert werden kann. Die Temperaturabhängigkeit $\chi(T)$ folgt dem Curie-Weiss-Gesetz [Ash76]

$$\chi(T, x) = \frac{C(x)}{T - \theta(x)}, \quad (2.12)$$

wobei $C(x) = C_0 \cdot x$ und $\theta(x) = \theta_0 \cdot x$ die konzentrationsabhängige Curie-Konstante bzw. Curie-Weiss-Temperatur sind. C_0 und θ_0 folgen einem einfachen, für alle $\text{A}^{\text{II}}_{1-x}\text{Mn}_x\text{B}^{\text{VI}}$ -DMS gültigen analytischen Zusammenhang [Fur88a]

$$C_0 = N/V(g\mu_B)^2 S(S+1)/(3k_B) \quad \text{und} \quad \theta_0 = 2/3 \cdot S(S+1) \cdot 12J_{d-d}/k_B, \quad (2.13)$$

wobei $S = 5/2$ der Spinquantenzahl entspricht und $J_{d-d} < 0$ der Austauschkonstanten zweier direkt benachbarter Mn^{2+} -Ionen. $\theta(x)$ ist, wie oben erwähnt, aufgrund der antiferromagnetischen Wechselwirkung negativ.

2.3.2 Die $sp-d$ -Austauschwechselwirkung

Die besonderen magneto-optischen Eigenschaften verdünnt-magnetischer Halbleiter beruhen auf der sog. $sp-d$ -Austauschwechselwirkung zwischen den sp -Bandelektronen aus Valenz- und Leitungsband und den d -Elektronen der Mn^{2+} -Ionen [Gaj78]. Zwei verschiedene Effekte tragen zu dieser Wechselwirkung bei: zum einen die starke $p-d$ -Hybridisierung, welche eine *antiferromagnetische* Kopplung zwischen Valenzbandelektronen und Mn^{2+} -Spins verursacht, sowie der direkte Austausch, der Ladungsträger-Spins aus Valenz- bzw. Leitungsband und Mn^{2+} -Spins parallel zueinander auszurichten versucht, um die Coulomb-Energie des Systems zu minimieren (*ferromagnetische* Kopplung). Der erste Effekt übertrifft den zweiten, ist aber nur für die Valenzbandelektronen relevant. Daher koppeln die Valenzbandelektronen antiferromagnetisch, die Leitungsbandelektronen jedoch ferromagnetisch an die Mn^{2+} -Spins [Bha83].

Theoretisch lassen sich beide Beiträge zur Austauschwechselwirkung in einem Hamilton-Operator \hat{H}_{sp-d} darstellen. Es gilt für die Kopplung des Ladungsträger-Spins $\hat{\mathbf{s}}$ am Ort \mathbf{r} mit den Mn^{2+} -Spins $\hat{\mathbf{S}}_i$ an den Orten \mathbf{R}_i

$$\hat{H}_{sp-d} = -\frac{1}{\hbar^2} \sum_{i=1}^{N_{Mn}} J_{sp-d}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i) \hat{\mathbf{S}}_i \cdot \hat{\mathbf{s}}. \quad (2.14)$$

$J_{sp-d}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i)$ ist die ortsabhängige $sp-d$ -Austauschkonstante, deren Wert innerhalb einer Einheitszelle stark variiert (man beachte, dass sich \mathbf{r} nur auf die *relative* Position des Elektrons *innerhalb einer Einheitszelle* bezieht, da die Wellenfunktion des Elektrons die Translationssymmetrie des Gitters besitzt, siehe [Anhang A](#)). Da die Summe nicht über alle Kationenplätze $j = 1 \dots N$, sondern nur über die Mn-Gitterplätze $i = 1 \dots N_{Mn}$ erfolgt, besitzt \hat{H}_{sp-d} nicht die Translationssymmetrie des perfekten Kristalls.

Diese Schwierigkeit kann umgangen werden, indem man wie bereits in [Gl. \(2.6\)](#) die Spinoperatoren $\hat{\mathbf{S}}_i$ nach Molekularfeld-Näherung durch ihren thermischen Mittelwert $\langle S_z \rangle$ ersetzt und des Weiteren unter Einführung der Mn-Konzentration x die Summation über alle N Kationenplätze ausführt (Virtueller-Kristall-Näherung). Die z -Richtung sei durch die Richtung des angelegten Magnetfeldes \mathbf{B} gegeben. [Gleichung \(2.14\)](#) lässt sich dann umformen zu

$$\hat{H}_{sp-d} = -x \langle S_z \rangle / \hbar \cdot \frac{1}{2} \hat{\sigma}_z \sum_{j=1}^N J_{sp-d}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_j). \quad (2.15)$$

Dabei wurde $\hat{s}_z = 1/2 \hbar \hat{\sigma}_z$ und die Definition der Pauli-Spinmatrixkomponente $\hat{\sigma}_z$ aus Gl. (A.2) in Anhang A verwendet. In dieser Form hat \hat{H}_{sp-d} die volle Gitterperiodizität, so dass zur Bestimmung der Eigenwerte die gleichen Eigenfunktionen verwendet werden können, wie für den Fall ohne Austauschwechselwirkung.

Die Eigenfunktionen $\phi_{\Gamma_i \uparrow, \downarrow}$ für Ladungsträger an der Leitungs- oder Valenzbandkante eines Halbleiterkristalls mit Zinkblendestruktur lassen sich für den Fall ohne externes Magnetfeld ($B = 0$) mit Hilfe des Kane-Modells [Kan56] bestimmen (siehe Anhang A). Das Modell wurde von Pidgeon und Brown für $B \neq 0$ unter Nutzung derselben $\phi_{\Gamma_i \uparrow, \downarrow}$ als Basisfunktionen erweitert [Pid66]. Der Hamilton-Operator \hat{H}_{sp-d} ist diagonal in der Basis der $\phi_{\Gamma_i \uparrow, \downarrow}$, so dass dessen Eigenwerte, die Austauschenergien $E_{\Gamma_i \uparrow, \downarrow}$ am Γ -Punkt ($k = 0$), direkt bestimmt werden können

$$E_{\Gamma_i \uparrow, \downarrow} = \frac{\langle \phi_{\Gamma_i \uparrow, \downarrow} | \hat{H}_{sp-d} | \phi_{\Gamma_i \uparrow, \downarrow} \rangle}{\langle \phi_{\Gamma_i \uparrow, \downarrow} | \phi_{\Gamma_i \uparrow, \downarrow} \rangle}. \quad (2.16)$$

Eine detaillierte Rechnung für die einzelnen Bänder ergibt:

- Γ_6 -Leitungsband

$$E_{\Gamma_6 \uparrow} = -\frac{1}{2} N_0 \alpha \cdot x \langle S_z \rangle / \hbar \quad \text{und} \quad E_{\Gamma_6 \downarrow} = +\frac{1}{2} N_0 \alpha \cdot x \langle S_z \rangle / \hbar, \quad (2.17)$$

- Γ_8^{sl} -Schwerlochband

$$E_{\Gamma_8^{sl} \uparrow} = -\frac{1}{2} N_0 \beta \cdot x \langle S_z \rangle / \hbar \quad \text{und} \quad E_{\Gamma_8^{sl} \downarrow} = +\frac{1}{2} N_0 \beta \cdot x \langle S_z \rangle / \hbar, \quad (2.18)$$

- Γ_8^{ll} -Leichtlochband

$$E_{\Gamma_8^{ll} \uparrow} = -\frac{1}{6} N_0 \beta \cdot x \langle S_z \rangle / \hbar \quad \text{und} \quad E_{\Gamma_8^{ll} \downarrow} = +\frac{1}{6} N_0 \beta \cdot x \langle S_z \rangle / \hbar, \quad (2.19)$$

- Γ_7 -Split-Off-Band

$$E_{\Gamma_7 \uparrow} = +\frac{1}{6} N_0 \beta \cdot x \langle S_z \rangle / \hbar \quad \text{und} \quad E_{\Gamma_7 \downarrow} = -\frac{1}{6} N_0 \beta \cdot x \langle S_z \rangle / \hbar. \quad (2.20)$$

Hierbei ist $N_0 = N/V$ die Anzahl der Kationenplätze pro Volumeneinheit. $\alpha = \langle S|J|S \rangle$ und $\beta = \langle X|J|X \rangle = \langle Y|J|Y \rangle = \langle Z|J|Z \rangle$ sind die Austauschintegrale für das Leitungs-

und Valenzband (für deren explizite Darstellung siehe [Fur88b] S. 185ff.). $|S\rangle$, $|X\rangle$, $|Y\rangle$ und $|Z\rangle$ entsprechen den Luttinger-Kohn-Amplituden (siehe [Lut55] und Anhang A) und sind Basisfunktionen zu den $\phi_{\Gamma_i \uparrow, \downarrow}$. Die Größen $N_0\alpha$ und $N_0\beta$ sind materialspezifische Konstanten und sind für einige DMS in Tab. 2.4 aufgeführt. Man beachte, dass $\alpha > 0$ während $\beta < 0$ ist. Da der mittlere Erwartungswert der Mn^{2+} -Spins $\langle S_z \rangle < 0$ negativ ist, folgt daraus, dass $E_{\Gamma_6 \downarrow} < E_{\Gamma_6 \uparrow}$ jedoch $E_{\Gamma_8 \downarrow} > E_{\Gamma_8 \uparrow}$. Die aufgrund der sp - d -Austauschwechselwirkung bevorzugte Ausrichtung der Ladungsträger-Spins ist also, wie oben beschrieben, *entlang* der Mn^{2+} -Spins für die Γ_6 -Leitungsband-Elektronen und *entgegengesetzt* für die Γ_8 -Valenzband-Elektronen.

| | $N_0\alpha$ (eV) | $N_0\beta$ (eV) | Quelle |
|---------------------------------------|------------------|-----------------|----------|
| $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ | 0,26 | -1,31 | [Twa84a] |
| $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ | 0,26 | -1,11 | [Agg83] |
| $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ | 0,18 | -1,05 | [Bar85] |
| $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ | 0,22 | -0,88 | [Gaj79] |

Tab. 2.4: Experimentell ermittelte sp - d -Austauschkonstanten einiger ternärer DMS

Man beachte weiterhin, dass die Austauschenergien $E_{\Gamma_i \uparrow, \downarrow}$ proportional zur mittleren Ausrichtung der Mn^{2+} -Spins sind $E_{\Gamma_i \uparrow, \downarrow} \propto \langle S_z \rangle / \hbar$ und damit nach Gl. (2.7) auch proportional zur mittleren Magnetisierung der Probe $E_{\Gamma_i \uparrow, \downarrow} \propto M(B, T)$. Letztere ist wiederum nach Gln. (2.10) und (2.11) abhängig von der Temperatur T und dem externen Magnetfeld B .

Die typische Größenordnung der $E_{\Gamma_i \uparrow, \downarrow}$ kann anhand von Tab. 2.4 und Abb. 2.4 abgeschätzt werden. Für einen (Zn,Mn)Se-DMS mit einer geringen Mn-Konzentration von nur $x = 0,01$ gilt z. B. bei einer Temperatur von $T = 4$ K und einem nicht zu großen Magnetfeld (linearer Bereich der Brillouin-Funktion): $|E_{\Gamma_6}| \approx 1,3 \text{ meV/T} \cdot B$, $|E_{\Gamma_8}| \approx 2,2 \text{ meV/T} \cdot B$ und $|E_{\Gamma_8^{\text{sl}}}| \approx 6,6 \text{ meV/T} \cdot B$. Die sp - d -Austauschwechselwirkung hat also bei tiefen Temperaturen einen starken Einfluss auf die Lage der Energieniveaus der Bandleitonen im Magnetfeld. Die größte Austauschenergie ergibt sich für die Elektronen im Schwerlochband. Mit steigender Temperatur nimmt die Ordnung des Mn^{2+} -Spinsystems für ein gegebenes Magnetfeld ab, so dass sich auch die entsprechenden Austauschenergien verringern.

Da die sp - d -Austauschwechselwirkung ähnlich dem klassischen Zeeman-Effekt zu einer Aufhebung der Spinartung der Ladungsträger im Magnetfeld führt, jedoch i. Allg. mit

einer viel größeren Energieaufspaltung verbunden ist, bezeichnet man diesen Effekt auch als „Riesigen Zeeman-Effekt“.

2.3.3 Optische Übergänge im externen Magnetfeld

Magnetfeldabhängige Komponenten des Hamiltonoperators

Neben der $sp-d$ -Austauschwechselwirkung \hat{H}_{sp-d} existieren weitere magnetfeldabhängige Beiträge zum Gesamt-Hamiltonoperator eines Bandelektrons, welche zu betrachten sind. Das ist zum einen der sog. „Landau-Diamagnetismus“, welcher sich aus der Bewegung eines geladenen Teilchen im Magnetfeld ergibt, und zum anderen der „Pauli-Paramagnetismus“, welcher aus der Wechselwirkung des Elektronenspins mit dem externen Magnetfeld resultiert. Der zweite Beitrag entspricht dem gewöhnlichen Zeeman-Effekt. Die entsprechenden Hamiltonoperatoren \hat{H}_L bzw. \hat{H}_P dazu lauten

$$\hat{H}_L = \frac{1}{2m_0}(\hat{\mathbf{p}} + e\hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}))^2 \quad \text{und} \quad \hat{H}_P = g\mu_B/\hbar \cdot \hat{\mathbf{s}} \cdot \mathbf{B}, \quad (2.21)$$

wobei m_0 die Ruhemasse des Elektrons ist, e die Protonenladung und $\hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r})$ das Vektorpotential des Magnetfeldes \mathbf{B} , d. h. $\mathbf{B} = \nabla \times \hat{\mathbf{A}}$. Die zugehörigen Eigenenergien E_L und E_P sind beispielsweise für ein $\Gamma_6(\uparrow)$ -Leitungsband-Elektron

$$E_{L,\Gamma_6(\uparrow)} = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c \quad \text{mit} \quad \omega_c = \frac{eB}{m_{\Gamma_6}} \quad \text{und} \quad E_{P,\Gamma_6(\uparrow)} = +\frac{1}{2}g_e\mu_B B. \quad (2.22)$$

Es ist dabei $n \in \mathbb{N}$ die Quantenzahl der Landau-Niveaus, ω_c die Zyklotronfrequenz, m_{Γ_6} die effektive Elektronenmasse und g_e der g -Faktor der Leitungsband-Elektronen ohne Berücksichtigung der $sp-d$ -Austauschwechselwirkung.

DMS mit kleiner bis verschwindender Bandlücke, wie z. B. $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, besitzen typischerweise eine sehr kleine effektive Elektronenmasse (z. B. HgTe : $m_{\Gamma_6} = 0,03m_0$ [Str66]), so dass $E_L(n=0) \approx 2 \text{ meV/T} \cdot B$ zu berücksichtigen ist. Bei DMS mit großer Bandlücke mit einer vier- bis sechsmal größeren Elektronenmasse kann E_L jedoch gegenüber der $sp-d$ -Austauschenergie vernachlässigt werden.

Die direkte Wechselwirkung der Ladungsträger-Spins mit dem externen Feld spielt im Vergleich zur Austauschwechselwirkung nur bei DMS mit sehr geringer Mn-Konzentration eine Rolle. Der Elektronen- g -Faktor der DMS aus Tab. 2.4 beträgt (ohne Austauschwechselwirkung) $|g_e| \approx 1$, so dass $|E_P| \approx 0,03 \text{ meV/T} \cdot B$. Für den in dieser Arbeit untersuchten

$\text{Zn}_{1-x-y}\text{Cd}_y\text{Mn}_x\text{Se}$ -DMS mit einer Mn-Konzentrationen $x = 0,08$ hat keiner der beiden Beiträge einen wesentlichen Einfluss auf die Bandstruktur.

Dipol-Übergänge in DMS mit großer Bandlücke

Zur Beschreibung der optischen Übergänge im Magnetfeld genügt es demnach, die aus der $sp-d$ -Austauschwechselwirkung resultierende Aufspaltung der Energieniveaus an der Γ_6 -Leitungs- und Γ_8 -Valenzbandkante zu betrachten. Das Γ_7 -Split-Off-Band liegt energetisch tiefer und sei hier vernachlässigt. Man erhält das in [Abb. 2.5](#) dargestellte Schema.

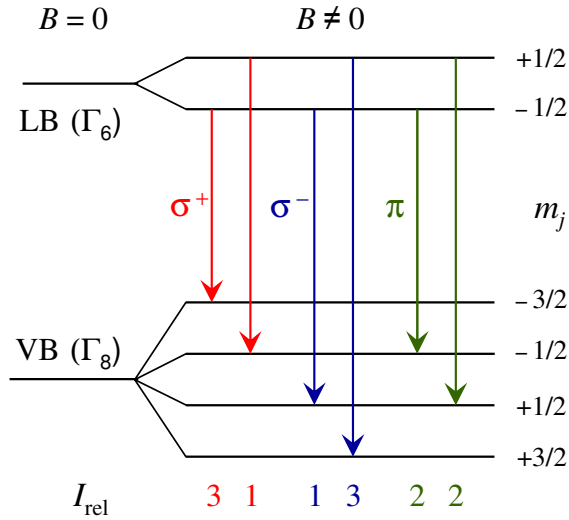


Abb. 2.5: Schematische Darstellung der optischen Übergänge an der Bandkante eines DMS-Halbleiters mit großer Bandlücke. Die relativen Intensitäten I_{rel} der Übergänge sind angegeben.

Die nach Dipolauswahlregeln ($\Delta l = \pm 1$, $\Delta m_j = 0, \pm 1$, $\Delta s = 0$) erlaubten Übergänge sind mit Pfeilen gekennzeichnet. Die Übergänge mit $\Delta m_j = -1$ ($\Delta m_j = +1$) erfolgen aufgrund der Drehimpulserhaltung unter Emission eines σ^+ (σ^-) polarisierten Photons mit einem Spin von $+\hbar$ ($-\hbar$). Das Vorzeichen des Spins und die Zuordnung zu σ^+ bzw. σ^- ist dabei durch die *Magnetfeldrichtung* vorgegeben. Die Helizität der Photonen und damit die Art der zirkularen Polarisation, welche experimentell detektiert wird, ergibt sich aus der relativen Orientierung des Photonenspins zu dessen *Ausbreitungsrichtung*. Sind beide (anti)parallel orientiert, so ist die Helizität $+1$ (-1), was einer linkszirkular (rechtszirkular) polarisierten Welle entspricht (siehe [\[Hec05\]](#), S. 535 und [\[Ber75\]](#), S. 77, 124f.). Nimmt man als Beispiel σ^+ Photonen, welche sich entlang der positiven Magnetfeldrichtung ausbreiten, so werden diese als linkszirkular polarisiertes Licht detektiert.

Bei den Übergängen mit $\Delta m_j = 0$ wird jeweils ein π -polarisiertes Photon emittiert,

welches sich in einem kohärenten Überlagerungszustand der Helizitäten von $+1$ und -1 befindet. Diese Übergänge sind entlang der Magnetfeldrichtung („Faraday-Geometrie“) nicht beobachtbar, sondern im rechten Winkel dazu („Voigt-Geometrie“).

Die in [Abb. 2.5](#) dargestellten relativen Intensitäten I_{rel} folgen aus den Übergangswahrscheinlichkeiten $W_{A \rightarrow E}$ von Anfangszustand ψ_A auf Endzustand ψ_E . Da die ψ_A und ψ_E bekannt sind (siehe [Anhang A](#)), lassen sich auch die $W_{A \rightarrow E}$ mithilfe „Fermis Goldener Regel“ leicht bestimmen (siehe [[Mei84](#)] S. 22ff.). Der Störoperator ist hier der elektrische Dipolmoment-Operator $\hat{D} = (D_x, D_y, D_z) \propto (x, y, z)$. Es gilt

$$W_{A \rightarrow E} \propto |\langle \psi_E | \hat{D} | \psi_A \rangle|^2. \quad (2.23)$$

Zur Bestimmung der $W_{A \rightarrow E}$ ist zu berücksichtigen, dass die Spineigenfunktionen orthonormal sind. Die einzigen nichtverschwindenden Matrixelemente sind $\langle S | D_x | X \rangle = \langle S | D_y | Y \rangle = \langle S | D_z | Z \rangle$. Aus der Rechnung ergeben sich sowohl die angegebenen relativen Intensitäten, als auch die Polarisation der emittierten Photonen.

Niederdimensionale Strukturen

Das in [Abb. 2.5](#) dargestellte Energieschema gilt in dieser Form lediglich für Volumenhalbleiter. Die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Halbleiterstrukturen sind jedoch sog. „Quantenfilme“ (QF). Sie bestehen aus einer planaren Halbleiterschicht kleinerer Bandlücke mit einer Dicke von typischerweise einigen Nanometern, welche per Heteroepitaxieverfahren zwischen zwei Schichten größerer Bandlücke gewachsen wurde. Man erreicht in der Halbleiter-Heterostruktur einen Einschluss der Ladungsträger in Wachstumsrichtung, einem eindimensionalen, endlich tiefen Potentialtopf entsprechend, und es kommt zu einer Diskretisierung der Energieniveaus. Es existiert immer mindestens ein gebundener Zustand, der eine von Null verschiedene kinetische Energie E_0 besitzt, welche nicht unterschritten werden kann. Dadurch ergibt sich für niederdimensionale Strukturen ein weiterer Energieterm, welcher im obigen Schema zu berücksichtigen ist. Nimmt man zur Veranschaulichung die Formel für den unendlich tiefen Potentialtopf mit Breite a , so gilt für einen Ladungsträger mit der effektiven Masse m_{Γ_i} in Wachstumsrichtung

$$E_0 = \frac{\hbar^2}{2m_{\Gamma_i}} k_0^2 \quad \text{mit} \quad k_0 = \frac{\pi}{a}. \quad (2.24)$$

Da die Einschlussenergie E_0 indirekt proportional zur effektiven Masse m_{Γ_i} ist, kommt es in Quantenfilmen (oder anderen niederdimensionalen Strukturen) zu einer energetischen Abspaltung des Leichtlochbandes ($j = 3/2$, $m_j = \pm 1/2$) vom Schwerlochband ($j = 3/2$, $m_j = \pm 3/2$) am Γ -Punkt. Aufgrund der betragsmäßig kleineren, aber negativen effektiven Elektronenmasse $|m_{\Gamma_8^u}| < |m_{\Gamma_8^s}|$ liegt das Leichtlochband energetisch tiefer als das Schwerlochband, ist i. Allg. vollständig besetzt und daher in Emissionsexperimenten nicht sichtbar.

In Faraday-Geometrie, welche für diese Arbeit relevant ist, reduziert sich das Schema aus [Abb. 2.5](#) also auf zwei Übergänge $\Gamma_6 \rightarrow \Gamma_8^s$, und zwar von $m_j = -1/2 \rightarrow -3/2$ unter Emission eines σ^+ -Photons sowie von $m_j = 1/2 \rightarrow 3/2$ unter Emission eines σ^- -Photons. Aus der zirkularen Polarisation des emittierten Photons kann somit direkt und ohne Berücksichtigung seiner genauen Energie auf den Spinzustand des rekombinierenden Elektron-Loch-Paares geschlossen werden. Dies vereinfacht die optische Analyse der Ladungsträger-Spinzustände im DMS Quantenfilm.

Die Energie der σ^+ - und σ^- -Photonen $h\nu^+$ bzw. $h\nu^-$ beträgt nach [Gln. \(2.17\)](#) und [\(2.18\)](#) für einen Halbleiter-Quantenfilm mit der direkten Bandlücke E_g

$$\begin{aligned} h\nu^+ &= E_g + \frac{1}{2}N_0(\alpha - \beta) \cdot x \langle S_z \rangle / \hbar \\ h\nu^- &= E_g - \frac{1}{2}N_0(\alpha - \beta) \cdot x \langle S_z \rangle / \hbar. \end{aligned} \quad (2.25)$$

Die Differenz $\Delta E_Z = h\nu^- - h\nu^+$ zwischen der σ^- - und σ^+ -polarisierten Emission lässt sich per Photolumineszenz-Spektroskopie bestimmen. Unter Verwendung von [Gl. \(2.7\)](#) folgt

$$\Delta E_Z(B, T) = -N_0(\alpha - \beta) \cdot x \cdot \langle S_z \rangle / \hbar \quad (2.26)$$

$$= \frac{\alpha - \beta}{g_{\text{Mn}}\mu_B} \cdot M(B, T). \quad (2.27)$$

Während die bisherige Herleitung für den verdünnt-magnetischen Bereich mit $x < 0,01$ ausgeführt wurde, gilt [Gl. \(2.27\)](#) auch für den quasi-paramagnetischen Bereich unter der Voraussetzung, dass für $M(B, T)$ der Ausdruck aus [Gl. \(2.11\)](#) verwendet wird. Man erhält

$$\Delta E_Z(B, T) = 5/2 \cdot N_0(\alpha - \beta) \cdot x_{\text{eff}} \cdot \mathcal{B}_{5/2} \left(\frac{5/2 \cdot g_{\text{Mn}}\mu_B B}{k_B(T + T_0)} \right). \quad (2.28)$$

In Analogie zum Landéschen g -Faktor beim klassischen Zeeman-Effekt lässt sich ein *effektiver* g -Faktor des rekombinierenden Elektron-Loch-Paares $g_{\text{eff}}(B, T)$ definieren mittels

$$\Delta E_Z(B, T) = g_{\text{eff}}(B, T) \mu_B B. \quad (2.29)$$

Für ausreichend kleine B ist $\Delta E_Z(B, T) \propto \mathcal{B}_{5/2}(B, T) \propto B$, so dass g_{eff} unabhängig von B wird.³ Bei niedrigen Temperaturen kann der effektive g -Faktor g_{eff} von II-VI-DMS Werte von einigen Hundert annehmen. g_{eff} übertrifft dann den „klassischen“ g -Faktor der nicht-magnetischen, binären II-VI-Halbleiter um mehr als zwei Größenordnungen.

2.3.4 Optische Übergänge im Exzitonen-Bild

Die im vorangegangenen Abschnitt dargestellten Übergänge wurden der Klarheit halber komplett im Elektronen-Bild beschrieben. Das bedeutet, dass eine optische Anregung dem Übergang eines Elektrons vom Valenz- ins Leitungsband entspricht, während der umgekehrte Prozess unter Aussendung eines Photons als Übergang des Elektrons vom Leitungs- ins Valenzband dargestellt wird.

Wie in [Anhang A](#) erläutert, kann das nach der Anregung im Valenzband fehlende Elektron negativer Masse i. Allg. auch durch ein Quasiteilchen mit positiver Masse, das sog. „Loch“, beschrieben werden.⁴ Die optische Anregung entspricht dann der Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares und deren Rekombination der Vernichtung desselben. Um in diesem Bild die Drehimpuls-Erhaltung nicht zu verletzen, ist das Vorzeichen der Magnetquantenzahl $m_{j,l}$ des Lochs gegenüber dem Elektronenzustand $m_{j,e}$ im Valenzband umgekehrt. Der Übergang $m_{j,e} = -1/2 \rightarrow -3/2$ ($\Delta m_j = -1$) im Elektronen-Bild entspricht z. B. im Elektron-Loch-Bild der Rekombination eines Elektrons mit $m_{j,e} = -1/2$ und eines Lochs mit $m_{j,l} = +3/2$ (ebenfalls $\Delta m_j = -1$).

Die Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares durch optische Anregung hat unabhängig vom verwendeten Bild zur Folge, dass sich das negativ geladene Elektron im Leitungsband mit der positiv geladenen Fehlstelle im Valenzband über die Coulomb-Wechselwirkung binden kann, was zu einer Verringerung der Gesamtenergie führt. Man bezeichnet das so gebildete neue Quasiteilchen als „Exziton“.⁵ Die Exzitonen-Bindungsenergie E_X kann für

³Häufig wird g_{eff} nur für diesen linearen Bereich von $\Delta E_Z(B, T)$ definiert.

⁴Das Lochbild funktioniert jedoch z. B. nicht bei der Bestimmung des magnetischen Momentes aus der Magnetquantenzahl. Hier muss die *negative* Ladung des fehlenden Elektrons berücksichtigt werden.

⁵Man beachte, dass das Elektron-Loch-Paar üblicherweise auch dann als „Exziton“ bezeichnet wird, wenn es nicht als einzelnes Quasiteilchen betrachtet werden darf.

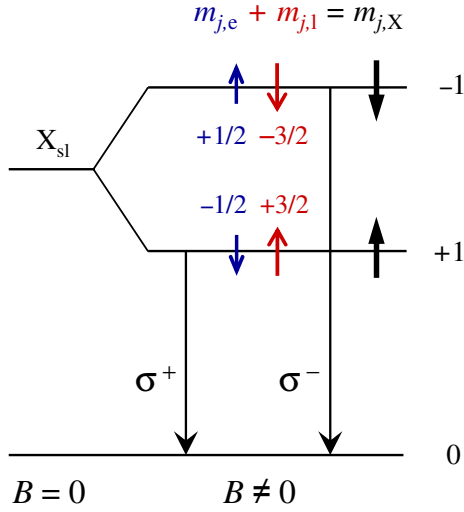


Abb. 2.6: Dipolerlaubte, optische Übergänge der Schwerloch-Exzitonen X_{sl} eines DMS-Quantenfilmes im externen Magnetfeld B in Faraday-Geometrie. $m_{j,e}$, $m_{j,l}$ und $m_{j,X}$ sind die Magnetquantenzahlen von Elektron (blau), Loch (rot) bzw. Exziton (schwarz) und σ^+ und σ^- die Polarisationen der emittierten Photonen.

einen Volumenhalbleiter unter Zuhilfenahme des Bohrschen Wasserstoff-Modells berechnet werden nach

$$E_X = \frac{1}{8\pi\epsilon_0\epsilon_r} \cdot \frac{e^2}{r_{X,n}} \quad \text{mit} \quad r_{X,n} = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon_r\hbar^2}{\mu e^2} \cdot n^2 \quad n \in \mathbb{N}, \quad (2.30)$$

wobei ϵ_0 die Vakuum-Dielektrizitätskonstante, ϵ_r die relative Dielektrizitätskonstante des Halbleiters, e die Elektronenladung, \hbar das Plancksche Wirkungsquantum und μ die reduzierte Masse des Elektron-Loch-Paares darstellt. Mit der effektiven Elektronen- und Lochmasse m_e bzw. m_l ist $\mu^{-1} = m_e^{-1} + m_l^{-1}$. Der mittlere Abstand des Elektron-Loch-Paares $r_{X,n}$ wird für $n = 1$ als Bohrradius a_X des Exzitons bezeichnet. Typische Größenordnungen für E_X und a_X in II-VI-Volumenhalbleitern sind einige 10 meV bzw. einige Nanometer. Für ZnSe gilt beispielsweise $E_X = 19,9$ meV, $a_X = 4,5$ nm [Mad99, Nur92] und für CdTe $E_X = 10,5$ meV, $a_X = 7,5$ nm [Mad99, Yof93].

Das Exzitonen-Bild eignet sich gut zur Vereinfachung des Schemas der dipolerlaubten, optischen Übergänge (siehe Abb. 2.5 in Abschn. 2.3.3) eines DMS-Quantenfilmes bei Beobachtung in Faraday-Geometrie. Man definiert die Magnetquantenzahl des Exzitons $m_{j,X} = m_{j,e} + m_{j,l}$ als Summe der Magnetquantenzahlen von Elektron und Loch und erhält das Schema in Abb. 2.6. Wie man erkennen kann, ist die Polarisation der emittierten Photonen eindeutig an den Spin-Zustand der rekombinierenden Exzitonen gekoppelt. Sind I_+ und I_- die Intensitäten der σ^+ - bzw. σ^- -polarisierten Anteile der Quantenfilm-Photolumineszenz, so ist der zirkulare Polarisationsgrad ρ_{PL} , welcher definiert ist über

$$\rho_{PL} = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-}, \quad (2.31)$$

ein direktes Maß für den Spinpolarisationsgrad ρ_X

$$\rho_X = \frac{N_\uparrow - N_\downarrow}{N_\uparrow + N_\downarrow} \quad (2.32)$$

der beteiligten Schwerloch-Exzitonen (N_\uparrow und N_\downarrow ist die Anzahl der Spin-up- bzw. Spin-down-Exzitonen). Dies ermöglicht eine optische Messung der Spinpolarisation mittels polarisationsaufgelöster Photolumineszenz-Spektroskopie (siehe [Abschn. 3.2](#)).

2.3.5 Polarisationsgrad der Photolumineszenz

Die riesige Zeeman-Aufspaltung ΔE_Z zwischen dem Spin-up- und Spin-down-Zustand der Schwerloch-Exzitonen X_{sl} im Magnetfeld (siehe [Gl. \(2.28\)](#)) führt zu einer Spinrelaxation während ihrer Lebensdauer τ_X . Das Umklappen des Spins aus dem höheren in das niedrigere Spin-Niveau geschieht jedoch nicht unendlich schnell, sondern mit einer zur Spinlebensdauer inversen Rate $1/\tau_S$. Entsprechend dem detaillierten Gleichgewicht ist die Rate für den umgekehrten Prozess um den Boltzmann-Faktor $\exp(-\Delta E_Z/k_B T_X)$ kleiner. T_X bezeichnet die Temperatur der Ladungsträger und k_B die Boltzmann-Konstante. Die optische Anregung der Ladungsträger erfolge durch einen linear polarisierten Dauerstrichlaser, was einer zeitlich konstanten, identischen Generationsrate G für beide Spin-Niveaus entspricht.⁶ Die einzelnen Prozesse sind in [Abb. 2.7](#) zusammengefasst.

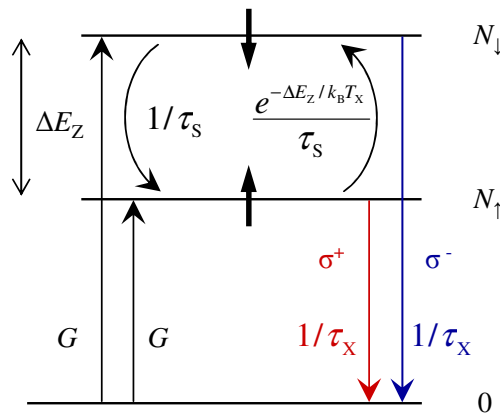


Abb. 2.7: Besetzungen N_\uparrow und N_\downarrow der um ΔE_Z aufgespaltenen Spin-up und Spin-down-Zustände der Schwerloch-Exzitonen. Gekennzeichnet sind die Lebensdauer τ_X , die Spinrelaxationszeit τ_S sowie die Generationsrate G .

Mittels einer Ratengleichung lassen sich die Exzitonen-Spinpolarisation ρ_X und der dazu identische optische Polarisationsgrad ρ_{PL} (siehe [Gln. \(2.32\)](#) und [\(2.31\)](#)) bestimmen.

⁶Eine analoge Herleitung des Polarisationsgrades bei spinselektiver Anregung findet man in [\[Mac03\]](#).

Bezeichnet man den Boltzmann-Faktor mit $\beta = \exp(-\Delta E_Z/k_B T_X)$, so gilt für die Besetzung des Spin-up und Spin-down-Zustandes N_\uparrow bzw. N_\downarrow

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}N_\uparrow &= G - \frac{N_\uparrow}{\tau_X} - N_\uparrow \frac{\beta}{\tau_S} + N_\downarrow \frac{1}{\tau_S} \\ \frac{d}{dt}N_\downarrow &= G - \frac{N_\downarrow}{\tau_X} - N_\downarrow \frac{1}{\tau_S} + N_\uparrow \frac{\beta}{\tau_S}.\end{aligned}\tag{2.33}$$

Im Gleichgewichtszustand gilt $\frac{d}{dt}N_\uparrow = \frac{d}{dt}N_\downarrow = 0$. Eine kurze Rechnung liefert für das Verhältnis der Besetzungen N_\downarrow/N_\uparrow

$$\frac{N_\downarrow}{N_\uparrow} = \frac{\tau_S + 2\beta\tau_X}{\tau_S + 2\tau_X},\tag{2.34}$$

woraus sich die Spinpolarisation ergibt zu

$$\rho_X = \frac{N_\uparrow - N_\downarrow}{N_\uparrow + N_\downarrow} = \frac{1 - N_\downarrow/N_\uparrow}{1 + N_\downarrow/N_\uparrow} = \frac{(1 - \beta)\tau_X}{\tau_S + (1 + \beta)\tau_X}.\tag{2.35}$$

Der Polarisationsgrad für eine unendlich schnelle Spinrelaxationszeit $\tau_S \rightarrow 0$ ist

$$\rho_0 = \frac{1 - \beta}{1 + \beta} = \tanh\left(\frac{\Delta E_Z}{2k_B T_X}\right).\tag{2.36}$$

Unter der Bedingung, dass $\beta \ll 1 + \tau_X/\tau_S$ kann man den Ausdruck in [Gl. \(2.35\)](#) nähern zu

$$\rho_X = \frac{(1 - \beta)\tau_X}{\tau_S + (1 + \beta)\tau_X} \approx \frac{(1 - \beta)\tau_X}{(1 + \beta)\tau_S + (1 + \beta)\tau_X} = \frac{\tau_X}{\tau_S + \tau_X} \cdot \rho_0.\tag{2.37}$$

Diese Gleichung ist in [\[Kel01\]](#) angegeben. Definiert man einen durch die endliche Spinlebensdauer hervorgerufenen Term $\rho_S = (1 - \beta)\tau_X/\tau_S$, so lässt sich [Gl. \(2.35\)](#) auch exakt umformulieren zu

$$\rho_X^{-1} = \rho_0^{-1} + \rho_S^{-1}.\tag{2.38}$$

Es gilt also festzuhalten, dass der maximal erreichbare Polarisationsgrad durch die endlich schnelle Spinrelaxation gegenüber ρ_0 reduziert ist. Dies kann andererseits genutzt werden, um aus dem gemessenen Sättigungspolarisationsgrad der Photolumineszenz das Verhältnis von Spinrelaxationszeit zur Lebensdauer der Exzitonen τ_S/τ_X zu bestimmen.

Kapitel 3

Hybridstrukturen und optische Messtechniken

Wie in [Kap. 1](#) dargestellt wurde, besteht das Ziel dieser Arbeit darin, den Spinfreiheitsgrad von Ladungsträgern und magnetischen Ionen in einem verdünnt-magnetischen Halbleiterquantenfilm mittels lokaler, ferromagnetischer Streufelder zu manipulieren. Das vorliegende Kapitel befasst sich mit den experimentellen Voraussetzungen, welche zur Umsetzung dieses Zieles notwendig waren. Im ersten Abschnitt werden Aufbau und Herstellung der Hybridstrukturen erläutert. Die folgenden beiden Abschnitte beschreiben die optischen Messtechniken, die zur Analyse der Halbleiter-Spinzustände auf mikroskopischer Skala verwendet wurden. Dies ist zum einen die polarisationsaufgelöste Photolumineszenz¹-Spektroskopie, bei der ausgenutzt wird, dass sich der Spinzustand optisch generierter Ladungsträger über den Polarisationsgrad der bei der Rekombination emittierten Photonen auslesen lässt. Bei der zeitaufgelösten Kerr-Rotation² misst man die mit einer Spinausrichtung verbundene Änderung der komplexen Brechungsindizes für zirkulare Polarisierungen der Probe. Man bedient sich dabei des von John Kerr für magnetische Schichten entdeckten Effektes, dass linear polarisiertes Licht bei Reflexion an der Schicht eine Drehung der Polarisationsachse erfährt. Die Zeitauflösung erreicht man, indem man die Spinausrichtung optisch durch einen kurzen Laserpuls erzeugt oder ändert, um sie mit einem zweiten, zeitlich verzögerten Laser-Puls auszulesen.

¹Abkürzung: PL

²Abkürzung: TRKR, engl.: time resolved Kerr rotation

3.1 Aufbau und Herstellung der Hybridstrukturen

Drei Hybridproben (Proben A, B und C) mit einheitlichem Aufbau des DMS-Halbleiters, aber unterschiedlichen ferromagnetischen Mikro- und Nanostrukturen, kamen in der vorliegenden Arbeit zum Einsatz. Die Hybridproben A und B dienen der Manipulation inkohärenter Ladungsträger-Spinensembles im DMS (Kap. 4). Es wurden hierfür spezielle Fe/Tb-Vielfachschicht-Ferromagnete genutzt, deren remanente Magnetisierung eine Komponente senkrecht zur Probenoberfläche aufweist. Bei der Hybridprobe C wurden ferromagnetische Co-Drahtstrukturen verwendet, um die kohärente Dynamik eines Ensembles von Mn^{2+} -Spins zu beeinflussen (Kap. 5). Im Folgenden seien die Einzelheiten zur Strukturierung der drei Hybridproben dargestellt.

3.1.1 Die DMS-Heterostruktur

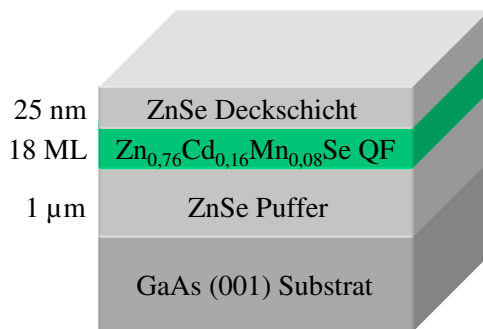


Abb. 3.1: Schematische Darstellung der $(\text{Zn}, \text{Cd}, \text{Mn})\text{Se}/\text{ZnSe}$ -DMS-Heterostruktur. ML steht für Monolagen und QF für Quantenfilm.

Die DMS-Heterostruktur wurde am Institut für Physik der Humboldt-Universität zu Berlin mittels Molekularstrahlepitaxie hergestellt. Ihr Aufbau ist in Abb. 3.1 veranschaulicht. Auf ein GaAs(001)-Substrat wurde zunächst eine 1 µm dicke ZnSe-Pufferschicht aufgewachsen. Sie dient dem Ausgleich der lateralen Gitterfehlpassung zwischen GaAs und ZnSe von 0,27 % und als Barriere für den darüberliegenden Quantenfilm. Die ZnSe-Schicht ist völlig relaxiert, so dass der Quantenfilm, bestehend aus 18 Monolagen (≈ 5 nm) $\text{Zn}_{0,76}\text{Cd}_{0,16}\text{Mn}_{0,08}\text{Se}$, mit der Gitterkonstante von ZnSe aufwuchs. Den Abschluss der Heterostruktur bildete eine 25 nm dicke ZnSe-Deckschicht.

3.1.2 Ferromagnetische Mikro- und Nanostrukturen

Die Herstellung der Ferromagnet-DMS-Hybridstrukturen erfolgte unter Nutzung der Elektronenstrahlolithographie. Abbildung 3.2 veranschaulicht die einzelnen Prozessschritte.

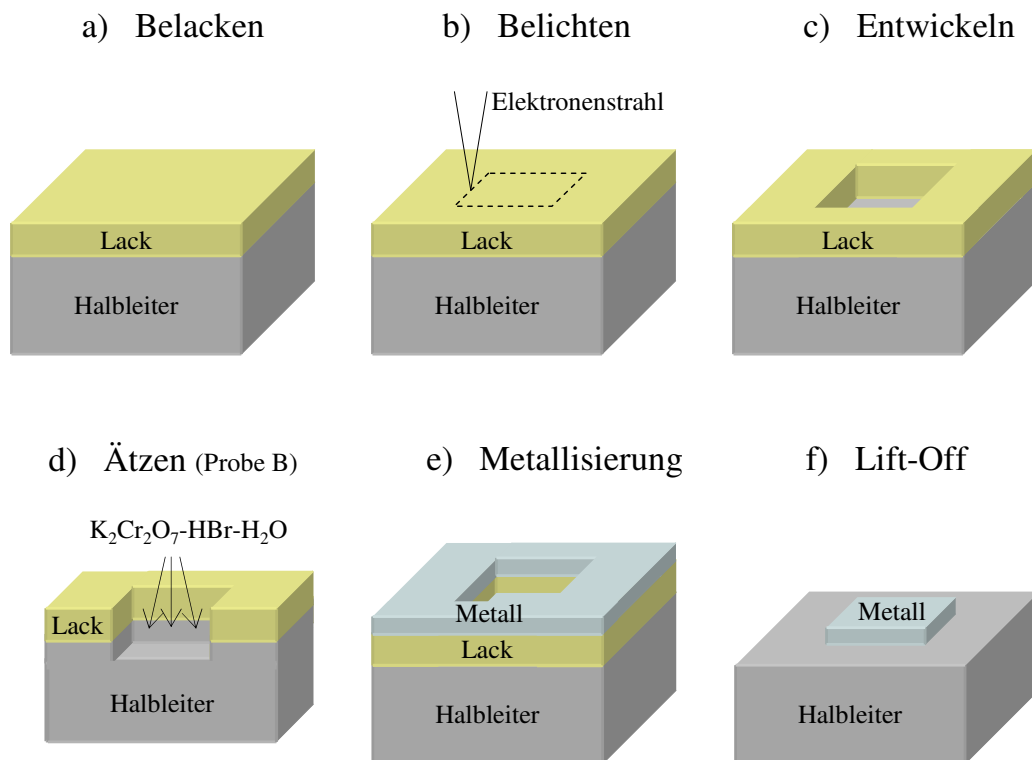


Abb. 3.2: Prozessschritte zur Herstellung der metallischen Mikro- und Nanostrukturen

Der Strukturierungsprozess begann mit dem Reinigen der Halbleiteroberfläche. Dazu wurden die Proben nacheinander je 2 min in siedendes Chloroform, Aceton und Ethanol getaucht. Danach wurden die Proben auf der Lackschleuder bei 800 U/min mit Isopropanol abgespült und auf einer Heizplatte bei 160 °C für 5 min ausgebacken. Nach der Reinigung wurde eine 4%ige Lösung eines PMMA³-Positivlacks (AR-P 671, 950 kg/mol, Firma Allresist⁴) in Chlorbenzol aufgeschleudert (a). Die Lackdicke betrug bei den Probe A, B und C 300 nm, 400 nm bzw. 200 nm. Der Lack wurde bei 160 °C ca. 2 min auf einer Heizplatte ausgebacken. Mit dem Elektronenstrahl wurden die gewünschten Strukturen in den Lack geschrieben (b). Die Bindungen der langkettigen, organischen Moleküle des Lacks werden durch den Elektronenstrahl lokal aufgebrochen, so dass sich der Lack an den belichteten Stellen anschließend mit einem Entwickler (AR 600-56, Firma Allresist) entfernen ließ (c). Bei Probe B diente der entwickelte PMMA-Lack als Ätzmaske, mit deren Hilfe die Strukturen durch Eintauchen in eine $K_2Cr_2O_7$ -HBr- H_2O -Lösung in den Halbleiter übertragen

³Polymethylmethacrylat

⁴<http://www.allresist.de>

wurden (d). Die Ätztiefe betrug nach einer Ätzdauer von 30 s ca. 100 nm. Anschließend erfolgte die Metallisierung (e). Im Falle der Proben A und B wurden zwei unterschiedliche Fe/Tb-Schichtsysteme per thermischer Verdampfung mittels Knudsenzellen im Ultrahochvakuum (10^{-10} mbar) bei einer Substrattemperatur von 278 K aufgebracht: Schichtsystem A mit einer Gesamthöhe von 80 nm bestand aus 20 Doppellagen von je 2,6 nm Fe und 1,4 nm Tb und Schichtsystem B, welches auf ein höheres remanentes Streufeld optimiert wurde, aus 40 Doppellagen von je 3,5 nm Fe und 1,9 nm Tb (Gesamthöhe 216 nm). Die Höhe der individuellen Schichten wurde mit einem geeichten Schwingquarz kontrolliert. Die Herstellung erfolgte am Lehrstuhl für Angewandte Physik der Universität Duisburg-Essen. Für die Herstellungsdetails sei auf die Dissertation von E. Schuster verwiesen [Sch07]. Auf Probe C wurde durch sog. „Sputtern“, bei dem das Material durch Beschuss mit Ionen freigesetzt wird, eine 55 nm dicke Co-Schicht aufgebracht. Alle drei metallischen Schichten wurden abschließend durch eine 5 nm dicke Cr-Schicht vor Oxidation geschützt. Im letzten Schritt, dem sog. „Lift-Off“ (f), wurde der verbleibende Lack samt darüberliegendem Metall mit dem Lösungsmittel 1-Methyl-2-Pyrrolidon bei ca. 80 °C und unter Zuhilfenahme von Ultraschall von der Halbleiteroberfläche entfernt.

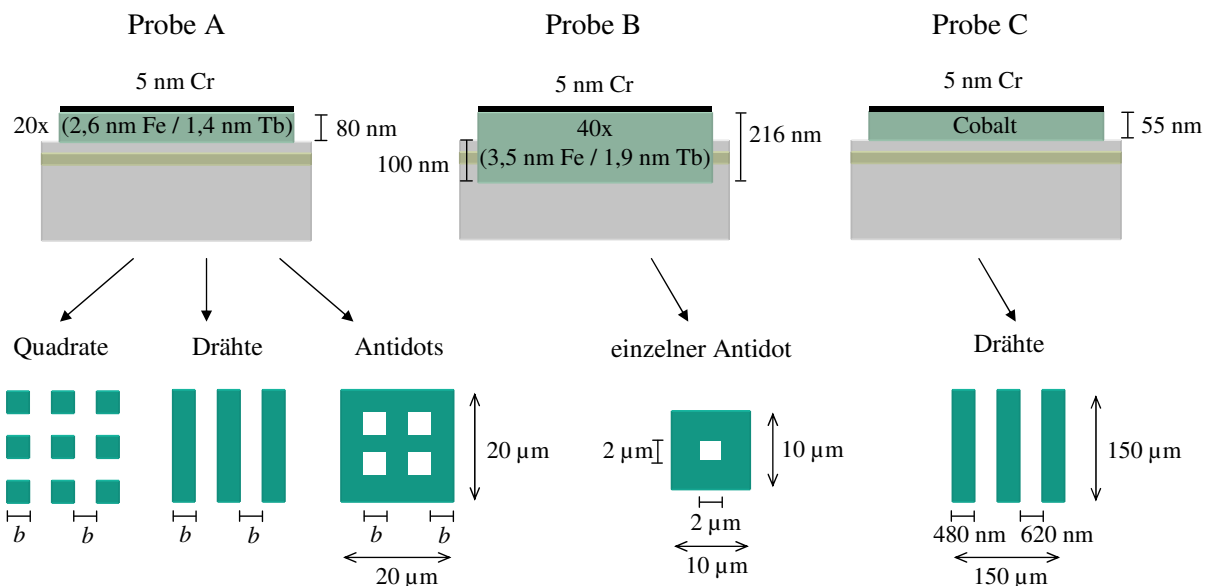


Abb. 3.3: Prinzipieller Aufbau im Querschnitt (oben) und schematische Darstellung der relevanten ferromagnetischen Strukturen (unten) der Hybridproben A, B und C.

Abbildung 3.3 fasst den Aufbau und die relevanten ferromagnetischen Strukturen der drei Hybridproben A, B und C zusammen. Auf der Probe A wurden jeweils $20\ \mu\text{m} \times 20\ \mu\text{m}$ große Felder verschiedener Strukturtypen und -größen definiert: quadratische Strukturen (Länge = Breite = b), Drahtstrukturen (Länge = $20\ \mu\text{m}$, Breite = b) und sog. „Antidot“-Strukturen ($20\ \mu\text{m} \times 20\ \mu\text{m}$ Ferromagnete mit quadratischen Aperturen von Länge = Breite = b). Die Strukturgrößen betragen $b = 600\ \text{nm}$, $1\ \mu\text{m}$, $2\ \mu\text{m}$ bzw. $5\ \mu\text{m}$. Der Strukturabstand entspricht jeweils in etwa der Strukturgröße b . Der Anteil der durch die Ferromagnete bedeckten Halbleiteroberfläche, im Folgenden als „Füllfaktor“ bezeichnet, ist damit unabhängig von b und beträgt für die Quadrate $1/4$, für die Drähte $1/2$ und für die Antidots $3/4$. Auf der streufeld-optimierten Probe B wurden ebenfalls verschiedene Strukturtypen prozessiert, jedoch blieben die Ferromagnete beim Lift-Off nur an wenigen, der geätzten Strukturen haften. Letztendlich wurde nur ein einzeln stehender Antidot mit äußeren Abmaßen von $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$ und einer quadratischen Apertur von $2\ \mu\text{m} \times 2\ \mu\text{m}$ für die spektroskopischen Untersuchungen verwendet. Probe C enthält $150\ \mu\text{m} \times 150\ \mu\text{m}$ große Felder ferromagnetischer Quadrat-, Draht- und Antidot-Strukturen, von denen für diese Arbeit allerdings nur ein Drahtfeld mit Drahtbreiten von $480\ \text{nm}$ und Drahtabständen von $620\ \text{nm}$ relevant war.

3.2 Die polarisationsaufgelöste Mikro-Photolumineszenz-Spektroskopie

Wie in Abschn. 2.3.4 dargelegt, besteht eine Möglichkeit, den Ladungsträger-Spinzustand eines Elektron-Loch-Paares zu bestimmen, in der Analyse von Polarisation und Energie der bei der Rekombination emittierten Photonen. Die geeignete Messmethode dazu ist die polarisationsaufgelöste Photolumineszenz-Spektroskopie. Zur Magnetisierung der Ferromagnete und zur Analyse der magnetischen Eigenschaften des DMS ist ein externes Magnetfeld von mehreren Tesla vonnöten. Darüber hinaus soll die Ortsauflösung zur Messung der Spinpolarisation ausreichend hoch sein, um das inhomogene Streufeld einzelner mikroskopischer Ferromagnete zu detektieren. Dies lässt sich durch die Verwendung eines Mikroskop-Objektives erreichen. In den folgenden zwei Abschnitten wird der prinzipielle Aufbau des verwendeten Mikro-Magneto-Photolumineszenz-Messplatzes erläutert und auf die besonderen Anforderungen eingegangen, die sich aus einer möglichst genauen Bestimmung des optischen Polarisationsgrades ergeben.

3.2.1 Der Mikro-Magneto-PL-Aufbau

Der verwendete Aufbau ist schematisch in [Abb. 3.4](#) dargestellt. Ein InGaN-Dauerstrich-Diodenlaser mit einer Emissionswellenlänge von $\lambda = 403$ nm erzeugt einen kollimierten Strahl kohärenten Lichtes. Der Strahl wird zunächst durch ein Sammellinsenpaar soweit aufgeweitet, dass das Mikroskop-Objektiv komplett ausgeleuchtet wird. Über Umlenkspiegel und mehrere Strahlteiler wird der Laserstrahl zum Mikroskop-Objektiv geführt und von diesem auf die Probenoberfläche fokussiert. Das Objektiv (LD-Epiplan 50x/0,6, Firma Zeiss⁵) besitzt eine Brennweite von $f = 3,3$ mm, was bei einer Standard-Tubuslinsenbrennweite von $f_{\text{tub}} = 164,5$ mm einer 50fachen Objektivvergrößerung entspricht. Die numerische Apertur beträgt $\text{N.A.} = 0,6$ und der Arbeitsabstand 5 mm (ohne Deckglas). Aus den gegebenen Daten lässt sich mithilfe der Formel für den ortsabhängigen Radius $w(z)$ eines gaußschen Laserstrahls mit Strahltaile w_0 und Wellenlänge λ ([\[Hec05\]](#), S. 957)

$$w(z) \approx \frac{\lambda z}{\pi w_0} \quad (3.1)$$

der theoretische Durchmesser des Laserstrahl-Fokus d_{Laser} in der Brennebene des Mikroskops bestimmen. Dazu ist $z = f$, $w_0 = d/2$ und $w(f) = d_{\text{Laser}}/2$ zu setzen, wobei d dem Durchmesser des ausgeleuchteten Bereiches der Mikroskop-Öffnung entspricht. Wird das Mikroskop komplett ausgeleuchtet, so erhält man d aus $d = 2f \tan(\arcsin(\text{N.A.}))$. Die gewünschte Beziehung lautet dann

$$d_{\text{Laser}} \approx \frac{4\lambda f}{\pi d} \approx 0,85\lambda. \quad (3.2)$$

Die Halbleiterprobe befindet sich in einem LHe⁴-Durchflusskryostaten⁶ (MicrostatHi-Res, Firma Oxford Instruments⁷) auf einem ca. 8 cm langen Kühlfinger. Mit einem zusätzlichen Heizelement im Kryostaten lässt sich die Probenoberfläche in einem Bereich von 3,5 K bis 300 K einstellen. Der Abstand von der Probenoberfläche zur Oberseite des Kryostatenfensters beträgt nur ca. 3 mm, was den Einsatz eines hochauflösenden Mikroskop-Objektives erst ermöglicht. Der Kühlfinger des Probenkryostaten kann in die Bohrung eines zum Gesamtsystem (MicrostatBT, Oxford Instruments) gehörenden Magnetkryostaten eingeführt werden. Die ebenfalls mit flüssigem Helium gekühlten, supraleitenden Magnetspu-

⁵<http://www.zeiss.de>

⁶LHe⁴ - flüssiges Helium He⁴

⁷<http://www.oxinst.com>

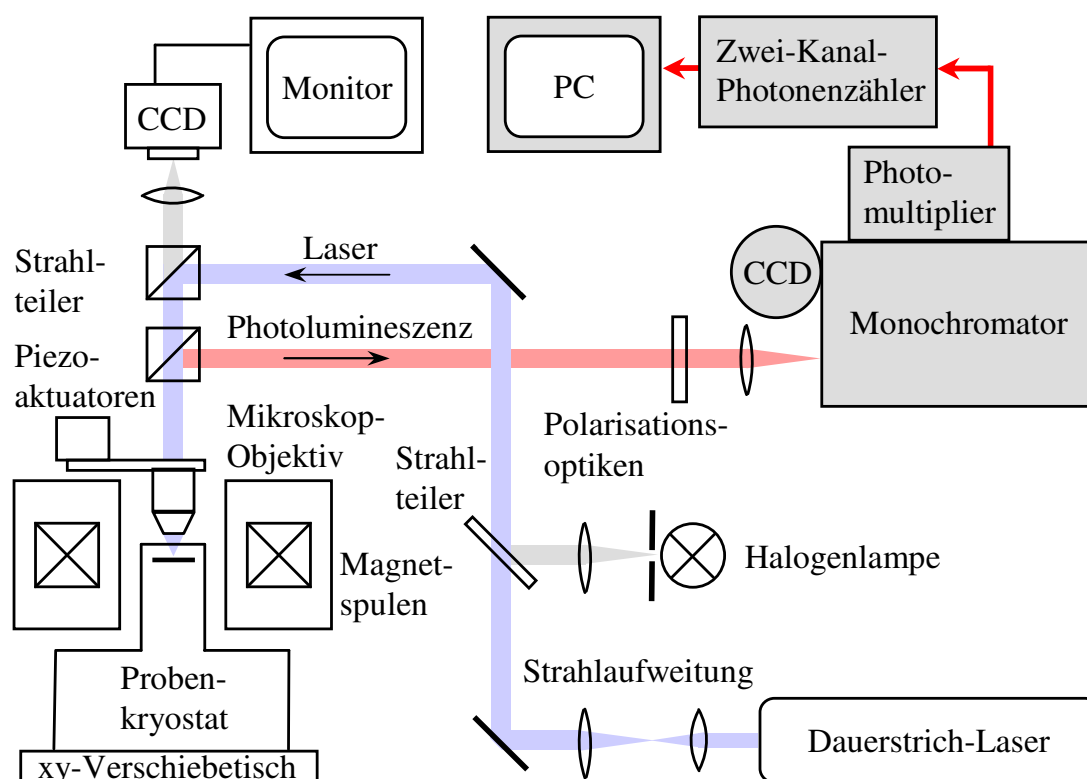


Abb. 3.4: Schematische Darstellung des Mikro-Magneto-Photolumineszenz-Messplatzes.

len erzeugen ein Magnetfeld von -5 T bis $+5$ T senkrecht zur Probenoberfläche und parallel zur Beobachtungsrichtung. Die PL-Messungen erfolgen also in *Faraday-Geometrie*.

Um den Laserstrahl über die Probe bewegen zu können, sind sowohl das Mikroskopobjektiv als auch der Probenkryostat an Positioniertischen befestigt. Die grobe Positionierung erfolgt durch Verschieben des Probenkryostaten per digitaler Mikrometerschrauben mit einer Genauigkeit von ca. $1\ \mu\text{m}$. Eine höhere Positioniergenauigkeit wird durch Bewegen des Mikroskops mittels elektrostriktiver Antriebe erreicht. Die kleinste steuerbare Schrittweite beträgt hier ca. $60\ \text{nm}$ und der maximale Verstellweg lateral $30\ \mu\text{m}$ und vertikal $100\ \mu\text{m}$.

Die von der Probe emittierte Lumineszenz wird durch das Mikroskop kollimiert, über den unteren Strahlteiler zu etwa $50\ \%$ reflektiert und mit einer Sammellinse auf den Eintrittsspalt des Monochromators fokussiert. Der Monochromator mit einer Fokallänge von $f_{\text{Mono}} = 550\ \text{mm}$ (Triax 550, Firma Jobin-Yvon⁸) zerlegt das eintreffende Licht

⁸<http://www.jobinyvon.com>

mittels eines von drei automatisch wechselbaren, holographischen Gittern (600, 1200 und 1800 Linien/mm) spektral (Dispersion: 3,01, 1,55 bzw. 1,03 nm/mm) und bildet das Spektrum entweder auf die angeschlossene mit flüssigem Stickstoff gekühlte CCD⁹-Kamera ab (PCCD2048x512 BI Vis, Firma Jobin-Yvon, Pixelgröße: $13,5 \times 13,5 \mu\text{m}^2$) oder alternativ auf einen Seitenaustrittsspalt. An diesem ist ein thermoelektrisch gekühlter Photomultiplier¹⁰ (R943-02, Firma Hamamatsu¹¹) angebracht, welcher zusammen mit dem Zweikanal-Photonenzähler für eine genauere Messung des Polarisationsgrades der PL verwendet wird (siehe Abschn. 3.2.2).

Zur Orientierung auf der Probe ist oberhalb des Mikroskops eine weitere CCD-Kamera installiert. Die Beleuchtung der Probe erfolgt mit einer Halogenlampe, die über einen Strahlteiler in den Laserstrahlengang eingekoppelt wird.

3.2.2 Polarisationsaufgelöste PL-Detektion

Sequentielle Messung zirkularer Polarisationen

Um Informationen über den Spinzustand der rekombinierenden Ladungsträger zu erhalten, muss neben der Energie der emittierten Photonen auch ihre Polarisation analysiert werden. Dies lässt sich am einfachsten realisieren, indem man mithilfe eines polarisationsselektiven, optischen Elementes nacheinander, d. h. *sequentiell*, die Intensität der gewünschten, zueinander orthogonalen Polarisationszustände I_a und I_b misst und daraus den Polarisationsgrad ρ bestimmt nach

$$\rho = \frac{I_a - I_b}{I_a + I_b}. \quad (3.3)$$

Wie in Abschn. 2.3.3 dargestellt, lässt sich die Spinpolarisation in Faraday-Geometrie über den Grad der *zirkularen* Polarisation der Photonen ermitteln. Zur Trennung von links- und rechtszirkular polarisiertem (monochromatischem) Licht, verwendet man eine Kombination aus doppelbrechendem Element und Linearpolarisator. Das doppelbrechende Element besitzt zwei zueinander orthogonale, optische Achsen (langsame und schnelle Achse). Der Anteil der Lichtwelle, dessen elektrischer Feldvektor parallel zur langsamen Achse ausgerichtet ist, wird gegenüber dem senkrecht dazu polarisierten Anteil beim Durchgang durch das Element verzögert. Beträgt die Verzögerung des Elementes gerade eine viertel Wellenlänge ($\lambda/4$ -Plättchen), so werden orthogonale zirkulare Polarisationen in orthogo-

⁹engl.: Charge Coupled Device

¹⁰engl. für Sekundärelektronen-Vervielfacher

¹¹<http://www.hamamatsu.com>

nale lineare Polarisationen umgewandelt, welche sich mit einem Linearpolarisator trennen lassen. Der Verkippungswinkel zwischen den Achsen von Linearpolarisator und doppelbrechendem Element muss dazu 45° betragen. Das Prinzip ist in [Abb. 3.5](#) dargestellt.

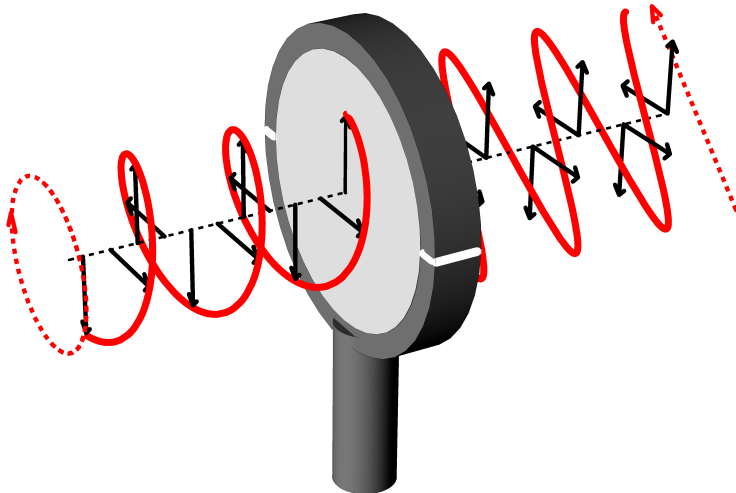


Abb. 3.5: *Umwandlung von linkszirkular polarisiertem Licht an einem doppelbrechenden Element mit horizontaler, langsamer optischer Achse in 45° linear polarisiertes Licht.*

Anstelle eines $\lambda/4$ -Plättchens, welches immer nur für einen beschränkten Wellenlängenbereich geeignet ist, kann auch ein sog. Soleil-Babinet-Kompensator verwendet werden. Bei ihm lässt sich der Betrag der Verzögerung über die optische Weglänge im doppelbrechenden Material per Mikrometerschraube einstellen. Um zwischen links- und rechtszirkular polarisiertem Licht zu unterscheiden, muss jedoch in beiden Fällen der nachfolgende Linearpolarisator jeweils um 90° von Hand gedreht werden. Dies ist von Nachteil, da erstens der gesamte Aufbau aufgrund seiner hohen Ortsauflösung sehr bewegungsempfindlich ist, und zweitens das Gitter des Monochromators eine polarisationsabhängige Reflektivität aufweist.

Beide Probleme lassen sich durch einen Flüssigkristall-Verzögerungselement (LRC-100, Firma Meadowlark¹²) umgehen. Bei ihm wird der Betrag der Doppelbrechung durch das Verkippen von Flüssigkristallen, die sich zwischen zwei Glasflächen befinden, mittels einer angelegten Spannung eingestellt. Nach Kalibration des Elementes kann durch Anlegen der geeigneten Spannung eine Verzögerung von $\lambda/4$ bzw. $3/4\lambda = -\lambda/4$ erreicht werden, so dass bei gleicher Stellung des Linearpolarisators entweder links- oder rechtszirkular polarisiertes Licht detektiert wird. Die Schaltzeit zwischen zwei Spannungen ist durch die Beweglichkeit der Flüssigkristalle auf etwa 20 ms – 100 ms beschränkt.

¹²<http://www.meadowlarkoptics.com>

Quasi-simultane Messung

Grundsätzlich ist die Auflösung, welche man bei einer sequentiellen Messung des Polarisationsgrades ρ erhält, durch die Stabilität des Messsystems beschränkt. Schwankungen der Ausgangsleistung des Lasers, der Laserstrahl-Position auf der Probe oder der PL-Einkopplung in das Detektionssystem wirken sich auf die gemessene PL-Intensität und damit auf die Genauigkeit von ρ aus. Dies gilt insbesondere, wenn die zu untersuchenden Strukturgrößen im Bereich des nahezu beugungsbegrenzten Laserstrahl-Durchmessers liegen.

Um den Einfluss von Intensitätsschwankungen zu eliminieren und damit die Messgenauigkeit von ρ zu erhöhen, muss eine Technik verwendet werden, bei der beide Polarisationen *quasi gleichzeitig* detektiert werden. Hierfür wird als Verzögerungselement ein sog. photoelastischer Modulator (PEM) verwendet (PEM-90, Firma Hinds Instruments¹³). Er besteht aus einem Quarzkristall, welcher sich durch ein seitlich angebrachtes Piezoelement verspannen lässt, wodurch eine zur Verspannung proportionale Doppelbrechung im Material hervorgerufen wird. Durch Anlegen einer sinusförmigen Hochspannung mit einer Frequenz von $f \approx 50$ kHz, welche der Eigenfrequenz des Kristalls entspricht, wird mittels PEM ein zeitlich variabler, ebenfalls sinusförmiger Phasenversatz $\varphi(t)$ erzeugt

$$\varphi(t) = \varphi_{\max} \sin(2\pi f \cdot t). \quad (3.4)$$

Über die Spannungsamplitude U_{\max} lässt sich der maximale Phasenversatz φ_{\max} einstellen.

Das Detektionsprinzip für zirkulare Polarisationen ist in [Abb. 3.6](#) veranschaulicht. Man wählt $\varphi_{\max} = \pi/2$ ($\Delta\lambda = \pm\lambda/4$). Zu den Zeiten maximaler Verzögerung wird damit links- und rechtszirkular polarisiertes Licht abwechselnd in $+45^\circ$ und -45° linear polarisiertes Licht umgewandelt und kann mit einem um 45° verkippten Linearpolarisator getrennt werden. Der Intensitätsverlauf für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht $I_l(t)$ bzw. $I_r(t)$ hinter der Kombination aus PEM und Linearpolarisator lässt sich z. B. mithilfe der Joneschen Matrixmethode (siehe [Anhang B](#)) berechnen. Es gilt für einen im mathematisch positiven Drehsinn um $+45^\circ$ gegen die bei $\varphi(t) = \varphi_{\max}$ langsame Achse des PEM verkippten Linearpolarisators

$$\begin{aligned} I_l(t) &= I_0/2 [1 + \sin(\varphi_{\max} \sin(2\pi f \cdot t))] \\ I_r(t) &= I_0/2 [1 - \sin(\varphi_{\max} \sin(2\pi f \cdot t))]. \end{aligned} \quad (3.5)$$

¹³<http://www.hindsinstruments.com/>

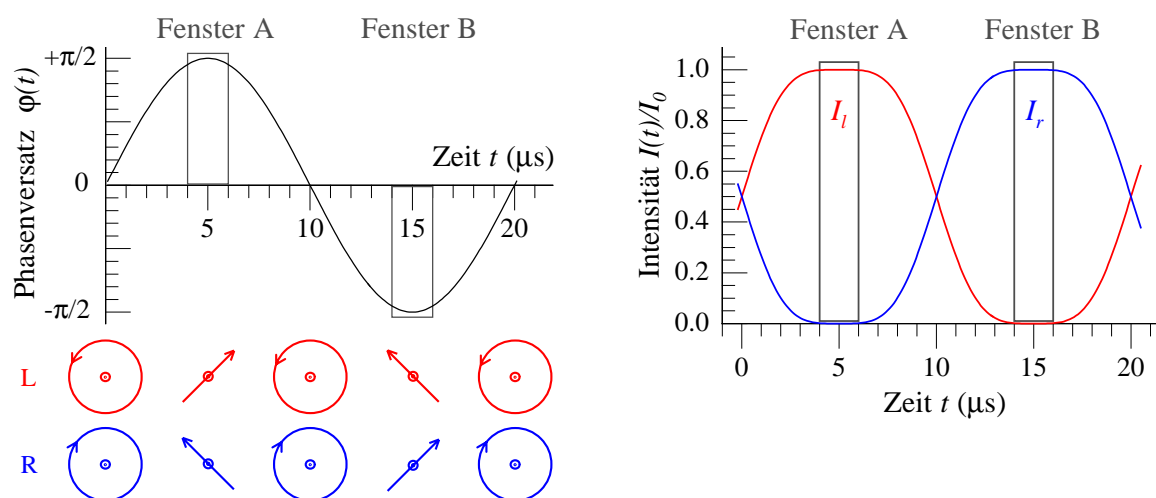


Abb. 3.6: *Polarisationsmessung mithilfe eines photoelastischen Modulators. Die durch das PEM erzeugte Phasenverzögerung variiert sinusförmig zwischen $\pm\pi/2$, so dass links- und rechtszirkular polarisiertes Licht abwechselnd in $\pm 45^\circ$ linear polarisiertes Licht umgewandelt wird (links). Mit einem um 45° verkippten Linearpolarisator lassen sich die Intensitäten I_l und I_r beider Komponenten in den Zeitfenstern A und B trennen und mit einem Zwei-Kanal-Photonenzähler auswerten (rechts).*

Im rechten Teil der [Abb. 3.6](#) sind $I_l(t)$ und $I_r(t)$ für $\varphi_{\max} = \pi/2$ dargestellt. Während eines ca. $2 \mu\text{s}$ langen Zeitfensters A bzw. B um $\varphi(t) = \pm\varphi_{\max}$ passiert nur eine zirkulare Polarisation die Kombination aus PEM und Linearpolarisator. Alle während dieser Zeit auf den Photomultiplier auftreffenden Photonen werden in einem der zwei Kanäle des Photonenzählers erfasst und so der Polarisationsgrad der Lumineszenz bestimmt. Da der zeitliche Abstand der Detektion beider Polarisationen aufgrund der PEM-Frequenz von $f \approx 50 \text{ kHz}$ nur $10 \mu\text{s}$ beträgt, lassen sich auf diese Weise fast alle zeitlichen Schwankungen des Messsystems eliminieren. Man erreicht, je nach PL-Intensität, eine Genauigkeit der Polarisationsgrad-Messung von $< 0,5 \%$.

Da bei dieser Messmethode ein Einkanal-Detektor anstelle der CCD verwendet wird, erkaufte man sich die höhere Genauigkeit des Polarisationsgrades jedoch mit einem Verlust an spektraler Information. Benötigt man den Polarisationsgrad als Funktion der Photonenenergie $\rho(E)$, so muss das Spektrum durch sukzessives Drehen des Monochromator-Gitters wiederum *sequentiell* aufgenommen werden. Je nach gewünschter Information kann daher eine der beiden Messtechniken oder auch eine Kombination beider von Vorteil sein.

Zur Automatisierung der Polarisationsgrad-Messungen mit dem PEM wurde ein Labview¹⁴-Programm geschrieben, mit dem sich neben Photonenzähler und Monochromator

¹⁴<http://www.ni.com/labview/>

auch die Spannungsversorgung des Magneten, sowie die elektrostriktiven Antriebe der Mikroskophalterung steuern lassen. Der Polarisationsgrad ρ kann damit automatisiert als Funktion der Photonenenergie E , des Magnetfeldes B oder der Position auf der Probe \boldsymbol{x} gemessen werden.

Einfluss der Strahlteiler auf die PL-Polarisation

Wie aus dem Schema des Messaufbaus in [Abb. 3.4](#) zu erkennen ist, wird die Photolumineszenz über einen Strahlteilerwürfel auf den Eintrittsspalt des Monochromators gelenkt. Die Reflexion am Strahlteiler kann aufgrund unterschiedlicher komplexer Brechungsindizes für die linearen s¹⁵- und p¹⁶-Polarisationen zu einer Veränderung der PL-Polarisation führen. Es hat sich gezeigt, dass selbst bei Strahlteilern, welche die s- und p-Polarisation nominell erhalten, es zu einem Phasenversatz zwischen beiden Komponenten kommt, so dass jede von s und p abweichende Polarisation, insbesondere aber zirkuläre Polarisationen, deutlich beeinflusst werden. Dies führt zu einem systematischen Fehler in der Polarisationsgrad-Messung.

Entsprechendes gilt auch für die Laseranregung mit definiert polarisierten Photonen. Hierbei muss der Laserstrahl sogar zwei Strahlteiler passieren, den oberen in Reflexion und den unteren in Transmission. Es ist daher unerlässlich, die Reflexions- und Transmissionseigenschaften der verwendeten Strahlteiler zu charakterisieren. Da in dieser Arbeit zirkuläre Polarisationen von Interesse sind, wurde deren Reflexion und Transmission an den Strahlteilern für jeweils eine Wellenlänge im blauen ($\lambda_{\text{Laser}} = 460 \text{ nm}$) und roten ($\lambda_{\text{Laser}} = 750 \text{ nm}$) Spektralbereich untersucht.

Dazu wurde das Licht eines durchstimmbaren Titan:Saphir-Lasers mittels eines Linearpolarisators und eines variablen Flüssigkristall-Verzögerungselementes möglichst rein rechtszirkular polarisiert und nach Reflexion bzw. Transmission am Strahlteiler mit einem zweiten Linearpolarisator analysiert (siehe [Abb. 3.7](#), links). Aus den normierten, winkelabhängigen Intensitätskurven $I(\phi)$ lässt sich mittels der Joneschen Matrixmethode (siehe [Anhang B](#)) der Einfluss der Strahlteiler auf die Polarisation der Photonen quantifizieren. Als Modell für das optische Verhalten eines Strahlteilers wird ein Verzögerungselement mit variabler Verzögerung φ und variablem Winkel α der Verzögerungsachse gewählt (dies entspricht einem Soleil-Babinet-Kompensator). Das Modell beinhaltet sowohl die durch

¹⁵s - E-Feldvektor des Lichts steht senkrecht zur Einfallsebene

¹⁶p - E-Feldvektor des Lichts ist parallel zur Einfallsebene

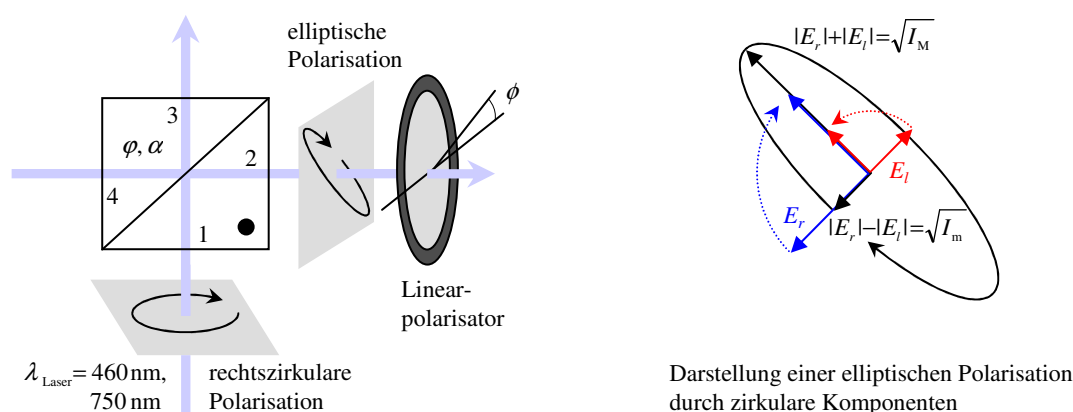


Abb. 3.7: Prinzip zur Messung der Polarisations-eigenschaften der Strahlteilerwürfel (links) und Zerlegung einer elliptischen Polarisation in zirkuläre Komponenten (rechts) zur Berechnung des zirkulären Polarisationsgrades.

Absorption als auch die durch Brechungsindex-Unterschiede hervorgerufenen Effekte. Eine Trennung beider Komponenten soll hier nicht erfolgen.

Die Intensitätskurven $I(\phi)$ können theoretisch durch aufeinanderfolgendes Anwenden der in [Anhang B](#) angegebenen Matrizen für den Soleil-Babinet-Kompensator $\overline{\overline{SB}}(\varphi, \alpha)$ und den Linearpolarisator $\overline{\overline{P}}_\phi$ auf den Jones-Vektor \mathbf{v}_r für rechtszirkular polarisiertes Licht beschrieben werden

$$I(\phi, \varphi, \alpha) = \left| \overline{\overline{P}}_\phi \cdot \overline{\overline{SB}}(\varphi, \alpha) \cdot \mathbf{v}_r \right|^2. \quad (3.6)$$

[Abbildung 3.8](#) zeigt exemplarisch den gemessenen und berechneten Verlauf von $I(\phi)$ nach Reflexion bzw. Transmission am unteren Strahlteiler für eine Laserwellenlänge von 750 nm. Es wird deutlich, dass die zirkuläre Polarisation bei der Transmission und bei Reflexion über die Flächen 3-4 des Strahlteilers annähernd erhalten bleibt, während die Reflexion über die Flächen 1-2 bereits zu einer deutlichen Änderung des Polarisationszustandes führt. Das Modell ergibt für beide Reflexionen eine Lage der optischen Achse von $\alpha \approx 0$, d. h. der Phasenversatz erfolgt wie erwartet zwischen linearer s- und p-Polarisation des Strahlteilers. Im ersten Fall beträgt die Phasenverzögerung nur $\varphi = 0,06\pi$ ($\Delta\lambda = 0,03\lambda$), während sie im zweiten Fall mit $\varphi = -0,23\pi$ ($\Delta\lambda = -0,115\lambda$) nicht mehr vernachlässigt werden kann.

Aus den minimalen und maximalen Intensitäten I_m und I_M der Kurven $I(\phi)$ kann unter der Annahme, dass kein unpolarisiertes Licht enthalten ist, das Verhältnis der Feldstär-

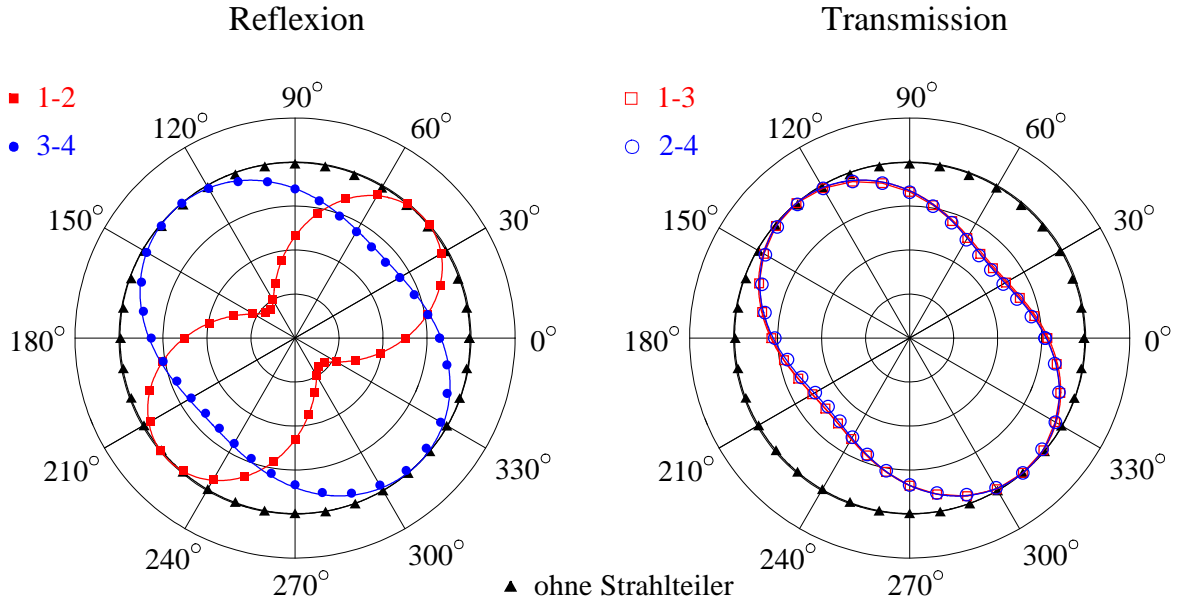


Abb. 3.8: Normierte Intensität $I(\phi)$ als Funktion des Analysatorwinkels ϕ nach Reflexion (links) bzw. Transmission (rechts) eines rechtszirkular polarisierten Laserstrahls mit einer Wellenlänge von $\lambda_{\text{Laser}} = 750 \text{ nm}$ am unteren Strahlteiler. Die Intensitätskurve $I(\phi)$ des Laserstrahls vor Passieren des Strahlteilers ist als Referenz in beiden Graphen mit angegeben (schwarze Dreiecke). Die durchgezogenen Linien entsprechen der Modellrechnung mit geeignet angepassten Parametern φ und α (siehe Text).

ken von links- und rechtszirkularer Polarisation E_l/E_r und daraus wiederum der zirkulare Polarisationsgrad ρ bestimmt werden. Nach Abb. 3.7 (rechts) gilt

$$I_m = (E_r - E_l)^2 \quad \text{und} \quad I_M = (E_r + E_l)^2. \quad (3.7)$$

Mit der Definition $\gamma = \sqrt{I_m/I_M}$ ergibt eine kurze Rechnung

$$\frac{E_l}{E_r} = \frac{1 - \gamma}{1 + \gamma} \quad \text{und} \quad \rho = \frac{I_l - I_r}{I_l + I_r} = \frac{E_l^2 - E_r^2}{E_l^2 + E_r^2} = -\frac{2\gamma}{1 + \gamma^2}. \quad (3.8)$$

Für die Reflexionen 3-4 und 1-2 ist $I_m/I_M = 0,67$ bzw. $0,21$, so dass der maximal messbare zirkulare Polarisationsgrad nach der Reflexion am Strahlteiler bei $\lambda_{\text{Laser}} = 750 \text{ nm}$ $\rho = -0,98$ bzw. $-0,76$ beträgt (das Minus ergibt sich aus der rechtszirkularen Eingangspolarisation).

Die Tabelle 3.1 gibt eine Übersicht über die Ergebnisse für beide Strahlteiler und alle Reflexions- und Transmissionsgeometrien bei den Wellenlängen $\lambda_{\text{Laser}} = 460 \text{ nm}$ und 750 nm . Es ist zu sehen, dass die zirkulare Polarisation in Transmission generell sehr gut

| | | Strahlteiler oben | | | | Strahlteiler unten | | | |
|---------------------------|-----|-------------------|--------------|-----------|--------|--------------------|--------------|-----------|--------|
| λ_{Laser} | Weg | $\varphi/2\pi$ | α (°) | I_m/I_M | ρ | $\varphi/2\pi$ | α (°) | I_m/I_M | ρ |
| 460 nm | 1-3 | 0,03 | -11 | 0,76 | -0,99 | -0,01 | -35 | 0,95 | -1,00 |
| | 2-4 | 0,02 | -17 | 0,82 | -0,99 | 0,00 | 0 | 0,96 | -1,00 |
| | 1-2 | -0,08 | -3 | 0,33 | -0,86 | -0,01 | 32 | 0,92 | -1,00 |
| | 3-4 | 0,04 | 4 | 0,62 | -0,97 | -0,02 | 6 | 0,76 | -0,99 |
| 750 nm | 1-3 | 0,05 | -2 | 0,49 | -0,94 | 0,04 | -4 | 0,62 | -0,97 |
| | 2-4 | 0,04 | -2 | 0,50 | -0,94 | 0,04 | -5 | 0,61 | -0,97 |
| | 1-2 | -0,10 | -2 | 0,27 | -0,82 | -0,11 | -2 | 0,21 | -0,76 |
| | 3-4 | -0,02 | 5 | 0,81 | -0,99 | 0,03 | -2 | 0,67 | -0,98 |
| Laser (ohne Strahlteiler) | | | | | | | | | |
| 460 nm | | 0,00 | 0 | 0,97 | -1,00 | | | | |
| 750 nm | | 0,00 | 0 | 0,99 | -1,00 | | | | |

Tab. 3.1: *Polarisationseigenschaften der Strahlteiler-Würfel. Neben den Modellparametern φ und α zur Beschreibung der winkelabhängigen Intensitätsverteilungen $I(\phi)$ sind das gemessene Verhältnis der maximalen zur minimalen Intensität I_m/I_M und der daraus resultierende zirkulare Polarisationsgrad ρ angegeben.*

erhalten wird, in Reflexion aber nur über die Flächen 3-4. Interessanterweise wird vom Hersteller ausdrücklich die Reflexion über 1-2 empfohlen. Man beachte weiterhin, dass sich das Verhalten beider nominell identischer Strahlteiler unterscheidet und darüber hinaus wellenlängenabhängig ist. Für alle folgenden Experimente wurde zur Umlenkung der Photolumineszenz auf den Monochromator die Reflexion über 3-4 des unteren Strahlteilers gewählt.

Abschließend sei angemerkt, dass die Modellparameter φ und α nicht nur für die verwendete rechtszirkulare Eingangspolarisation gültig sind, sondern allgemein für eine beliebige Eingangspolarisation gelten. Dies wurde beispielhaft für linear polarisiertes Licht (45° und 60°) mit $\lambda_{\text{Laser}} = 750$ nm anhand der Reflexion 1-2 am unteren Strahlteiler überprüft. Außerdem ist die Polarisationsänderung durch den Strahlteiler *reversibel*, d. h. sie lässt sich bei Kenntnis von φ und α mit einem entsprechend eingestellten Soleil-Babinet-Kompensator korrigieren.

3.3 Die zeitaufgelöste Kerr-Rotation

3.3.1 Der magneto-optische Faraday- und Kerr-Effekt

Die miteinander verwandten, von Michael Faraday [Far46] und John Kerr [Ker77] im 19. Jahrhundert entdeckten magneto-optischen Effekte besagen, dass linear polarisiertes Licht beim Passieren einer ferromagnetischen Schicht bzw. bei der Reflexion daran, die Polarisations Ebene dreht. Damals galt der Faraday-Effekt als erster Nachweis, dass Licht ein elektromagnetisches Phänomen ist, was wenige Jahre später durch Maxwell [Max65] mit den nach ihm benannten Gleichungen theoretisch hergeleitet wurde. In der aktuellen Forschung bilden diese Effekte die Grundlage für die äußerst empfindlichen und rein optischen Messtechniken der Faraday- und Kerr-Rotation. In Verbindung mit gepulsten Lasersystemen erlauben die Techniken die Untersuchung der Magnetisierungsdynamik mikroskopischer Ferromagnete [Bea96] und magnetischer Halbleiter [Cro96] auf einer sub-ps-Zeitskala. Da auch Elektronen und Löcher einen Spin und somit ein magnetisches Moment besitzen, können (in einem vereinfachten physikalischen Bild) Faraday- und Kerr-Effekt auch in nicht-magnetischen Halbleitern zur Untersuchung der kohärenten Ladungsträger-Spindynamik verwendet werden [Kik97].

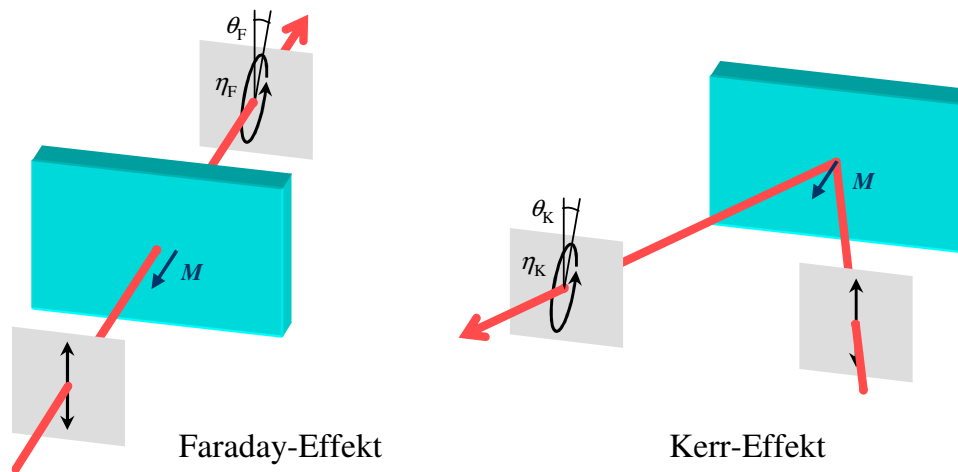


Abb. 3.9: Schematische Darstellung des Faraday- und des Kerr-Effektes, welche bei Transmission bzw. Reflexion eines linear polarisierten Laserstrahls an einer magnetisierten Probe auftreten.

In [Abbildung 3.9](#) sind beide Effekte schematisch veranschaulicht. Das linear polarisierte Licht erfährt nicht nur eine Drehung der Polarisations Ebene um den Faraday- bzw.

Kerr-Winkel $\theta_{F,K}$, sondern wird zudem in leicht elliptisches Licht mit der Elliptizität $\eta_{F,K}$ umgewandelt. Im Falle des Kerr-Effektes wird je nach Orientierung der Magnetisierung \mathbf{M} in der Probe zwischen drei Geometrien unterschieden (siehe Abb. 3.10): der *longitudinalen* (\mathbf{M} in der Probenebene und in der Einfallsebene des Lichtes), der *transversalen* (\mathbf{M} in der Probenebene und senkrecht zur Einfallsebene des Lichtes) und der *polaren* Geometrie (\mathbf{M} senkrecht zur Probenebene). Der allgemeine Fall ergibt sich als Überlagerung der drei Spezialfälle. Hinzu kommt die Unterscheidung nach Orientierung der Polarisationssebene des Einfallsstrahls: Entweder liegt sie in der Einfallsebene (p-Polarisation) oder steht senkrecht dazu (s-Polarisation). In der vorliegenden Arbeit wurde jedoch nur nahezu senkrecht einfallendes Laserlicht genutzt, wodurch nur Magnetisierungen in polarer Geometrie detektiert werden können. Zudem entfällt dadurch die Unterscheidung zwischen s- und p-Polarisation.

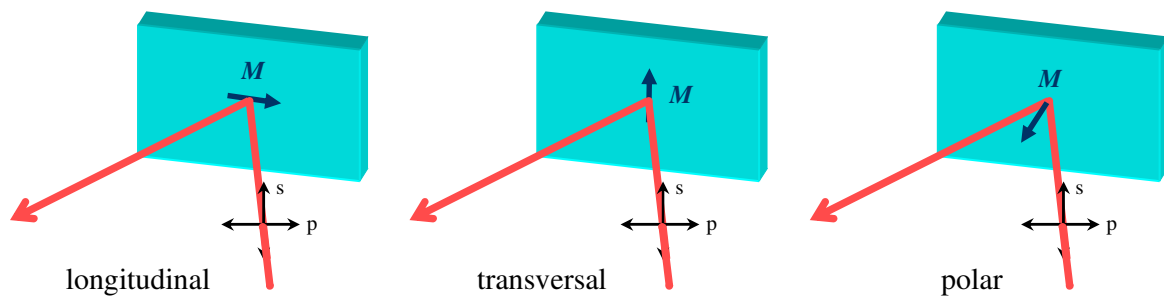


Abb. 3.10: Die drei Grundgeometrien des Kerr-Effektes. Zusätzlich sind die s- und die p-Polarisation des einfallenden Strahls gekennzeichnet.

Die makroskopische Beschreibung von Faraday- und Kerr-Effekt erfolgt über die Maxwell-Gleichungen zur Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in einem Medium. Zur Vereinfachung sei hier nur der Fall mit *polarer* Geometrie und *senkrechtem Lichteinfall* diskutiert, welcher für die Arbeit relevant ist. Eine allgemeine Beschreibung anderer Geometrien findet man u. a. in [Zak90a, You96]. Als weitere Einschränkung wird die untersuchte Schicht als *optisch dick* angenommen, so dass die Reflexion des Lichtstrahls von der Schichtunterseite vernachlässigt werden kann. Diese Vereinfachung gilt zwar für die untersuchten Halbleiterschichten i. Allg. nicht, ist aber für eine klare Trennung von Faraday- und Kerr-Effekt notwendig. Bei optisch dünnen Schichten vermischen sich beide Effekte, was die Berechnung wesentlich verkompliziert [Yan93, You98].

Für eine sich in z -Richtung in einem Medium ausbreitenden Welle mit der Vakuumwellenlänge λ_0 hat das elektrische Feld $\mathbf{E}(\mathbf{x}, t)$ am Ort \mathbf{x} zur Zeit t in komplexer Schreibweise die Form

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ 0 \end{pmatrix} \cdot e^{i(\mathbb{k}_z z - \omega t)} \quad \text{mit} \quad E_x, E_y \in \mathbb{C}, \quad (3.9)$$

wobei ω der Kreisfrequenz und $\mathbb{k}_z = \mathfrak{n} \cdot 2\pi/\lambda_0$ der komplexen Kreiswellenzahl der Welle entspricht. Der komplexe Brechungsindex $\mathfrak{n} = n + i\kappa$ ist durch die Brechzahl n und den Absorptionskoeffizienten κ gegeben. Die aus den Maxwell'schen Gleichungen ableitbare Wellengleichung in einem Medium lautet nach Einsetzen von $\mathbf{E}(\mathbf{x}, t)$ aus Gl. (3.9)

$$-\mathbb{k}_z^2 \mathbf{E} + \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \bar{\bar{\epsilon}}_r \mathbf{E} = 0. \quad (3.10)$$

Die Eigenschaften des Mediums sind dabei im komplexen Dielektrizitätstensor $\bar{\bar{\epsilon}}_r$ enthalten, welcher in polarer Geometrie die Form hat [Zak90b]

$$\bar{\bar{\epsilon}}_r = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & -\epsilon_{xy} & 0 \\ \epsilon_{xy} & \epsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{xx} \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad \epsilon_{ij} \in \mathbb{C}. \quad (3.11)$$

Mit $\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 = \omega^2/c^2 = (2\pi/\lambda_0)^2$ und Gl. (3.11) kann Gl. (3.10) umgeformt werden zur Eigenwertgleichung

$$\begin{pmatrix} \mathfrak{n}^2 - \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & 0 \\ -\epsilon_{xy} & \mathfrak{n}^2 - \epsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \mathfrak{n}^2 - \epsilon_{xx} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ 0 \end{pmatrix} = 0. \quad (3.12)$$

Die Bestimmungsgleichungen für die Eigenwerte und Eigenvektoren ergeben sich daraus zu

$$\mathfrak{n}_{\pm}^2 = \epsilon_{xx} \pm \epsilon_{xy} \quad \text{und} \quad E_y = \pm i E_x. \quad (3.13)$$

Ein Vergleich mit den zirkularen Einheitsvektoren aus Gl. (B.5) in Anhang B zeigt, dass die Eigenvektoren des Problems einer links- bzw. rechtszirkular polarisierten Welle entsprechen. Die Nebendiagonalelemente ϵ_{xy} des Tensors $\bar{\bar{\epsilon}}_r$ sind dafür verantwortlich, dass sich der komplexe Brechungsindex $\mathfrak{n}_{\pm} = \mathfrak{n}_{l,r}$ für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht unterscheidet, was die Ursache für den Faraday- und den Kerr-Effekt darstellt. Ist

die Brechzahl $n_{l,r}$ verschieden, so spricht man von zirkularer Doppelbrechung, bei einem Unterschied im Absorptionskoeffizienten $\kappa_{l,r}$ von zirkularem Dichroismus. Die Aufspaltung $\Delta n = n_r - n_l$ kann verschiedene physikalische Ursachen haben:

- Im „klassischen“ Fall eines Ferromagneten erzeugt die spontane Magnetisierung der Probe eine Zeeman-Aufspaltung der Energieniveaus ΔE_Z . Besitzt der Brechungsindex n eine Dispersion (d. h. $n = n(E)$), so führt dies zum Auftreten eines $\Delta n(E, \Delta E_Z)$.
- Das Anlegen eines externen Magnetfeldes verursacht auch in nicht-magnetischen Materialien ein ΔE_Z , weshalb etwa Kryostatenfenster oder Linsen im Magnetfeld ebenfalls ein Faraday-Signal hervorrufen.
- Bei optisch orientierten Ladungsträger-Spins in Halbleitern, wie GaAs, spielen Vielteilchen-Austauscheffekte für die spinabhängige, zeemanartige Aufspaltung der Energie-Niveaus eine entscheidende Rolle [Kim01].
- In den hier untersuchten, verdünnt-magnetischen Halbleitern führt die Ausrichtung der Mn^{2+} -Spins wegen der *sp-d*-Austauschwechselwirkung zur sog. riesigen Zeeman-Aufspaltung der Ladungsträger-Energieniveaus (siehe Abschn. 2.3.2) und damit zu einem mit dem Kerr-Effekt messbaren Δn .

Faraday-Effekt

Man betrachte eine linear in x -Richtung polarisierte elektromagnetische Welle, welche sich in z -Richtung ausbreite. Das elektrische Feld $\mathbf{E}(\mathbf{x}, t)$ hat die komplexe Form

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \begin{pmatrix} E_0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot e^{i(\mathbb{k}_z z - \omega t)}, \quad (3.14)$$

mit $\mathbb{k}_z = n \cdot 2\pi/\lambda_0$. Die linear polarisierte Welle $\mathbf{E}(\mathbf{x}, t)$ lässt sich in ihre links- und rechtszirkular polarisierten Komponenten mit den zugehörigen Einheitsvektoren $\mathbf{e}_l = 1/\sqrt{2}(\mathbf{e}_x + i\mathbf{e}_y)$ und $\mathbf{e}_r = 1/\sqrt{2}(\mathbf{e}_x - i\mathbf{e}_y)$ zerlegen, so dass für die Ausbreitung im magnetisierten Medium gilt

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cdot e^{i(n_l \frac{2\pi}{\lambda_0} z - \omega t)} \mathbf{e}_l + \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cdot e^{i(n_r \frac{2\pi}{\lambda_0} z - \omega t)} \mathbf{e}_r. \quad (3.15)$$

Nachdem die Welle $\mathbf{E}(\mathbf{x}, t)$ die in z -Richtung magnetisierte Schicht der Dicke d passiert hat, unterscheiden sich die komplexen Amplituden

$$E_l = \frac{E_0}{\sqrt{2}} e^{i n_l \frac{2\pi d}{\lambda_0}} \quad \text{und} \quad E_r = \frac{E_0}{\sqrt{2}} e^{i n_r \frac{2\pi d}{\lambda_0}} \quad (3.16)$$

der links- und rechtszirkular polarisierten Komponenten aufgrund von $\Delta n = n_r - n_l \neq 0$ in Betrag und Phase. Der Phasenunterschied

$$\Delta\varphi = \varphi_r - \varphi_l = \Delta n \frac{2\pi d}{\lambda_0} \quad (3.17)$$

resultiert aus der Doppelbrechung ($\Delta n \neq 0$) und verursacht gemäß [Abb. 3.11](#) und [Gl. \(C.2\)](#) aus [Anhang C](#) eine Drehung der linearen Polarisation um den Faraday-Winkel

$$\theta_F = \frac{1}{2} (\arg E_r - \arg E_l) = \frac{\Delta\varphi}{2} = \Delta n \frac{\pi d}{\lambda_0}. \quad (3.18)$$

Der Dichroismus ($\Delta\kappa = \kappa_r - \kappa_l \neq 0$), d. h. der Unterschied in den Absorptionskoeffizienten, führt dazu, dass sich die Beträge $|E_l|$ und $|E_r|$ beim Austreten aus der Schicht unterscheiden. Es gilt

$$\frac{|E_l|}{|E_r|} = e^{\Delta\kappa \frac{2\pi d}{\lambda_0}}. \quad (3.19)$$

Als Konsequenz erhält die Welle (siehe [Abb. 3.11](#) und [Gl. \(C.2\)](#) aus [Anhang C](#)) eine Elliptizität

$$\eta_F = \frac{|E_l| - |E_r|}{|E_l| + |E_r|} = \tanh\left(\Delta\kappa \frac{\pi d}{\lambda_0}\right) \approx \Delta\kappa \frac{\pi d}{\lambda_0}, \quad (3.20)$$

wobei die Näherung der tanh-Funktion für $\Delta\kappa \pi d / \lambda_0 \ll 1$ gilt, was i. Allg. gut erfüllt ist. Die Effekte der Faraday-Rotation θ_F und der Faraday-Elliptizität η_F lassen sich in einem *komplexen* Faraday-Winkel $\Theta_F = \theta_F + i\eta_F$ zusammenfassen. Es gilt

$$\Theta_F = \frac{\pi d}{\lambda_0} (\Delta n + i\Delta\kappa) = \frac{\pi d}{\lambda_0} \Delta n. \quad (3.21)$$

Kerr-Effekt

Bei der Reflexion eines linear polarisierten Lichtstrahls an einer in z -Richtung magnetisierten Schicht führt der Unterschied in den zirkularen, komplexen Brechungsindizes $\Delta n = n_r - n_l$ im Material auch zu einem Unterschied in den komplexen Reflektivitäten $\Delta r = r_r - r_l$ für die links- (r_l) und rechtszirkular (r_r) polarisierten Anteile des Lichtes.

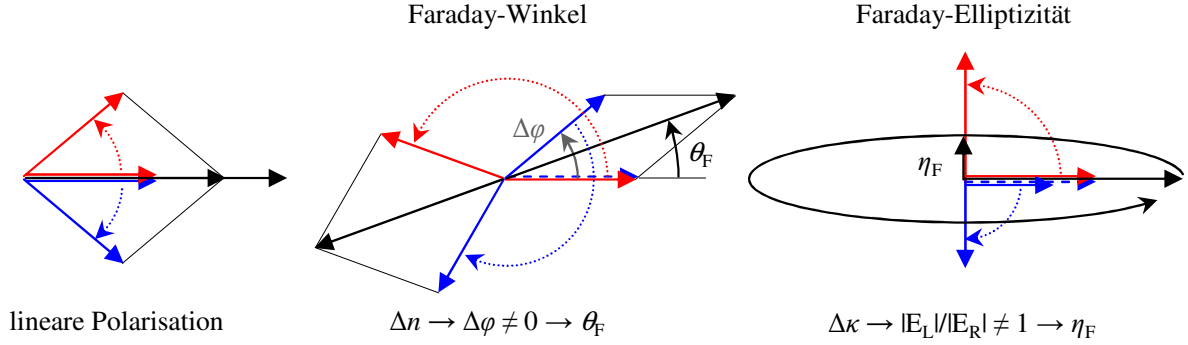


Abb. 3.11: Schema zur Entstehung von Faraday-Winkel und Faraday-Elliptizität durch zirkuläre Doppelbrechung ($\Delta n \neq 0$) bzw. zirkulären Dichroismus ($\Delta\kappa \neq 0$). Links: Zerlegung eines linear polarisierten, elektrischen Feldvektors (schwarz) in links- (rot) und rechtszirkular (blau) polarisierte Komponenten zu zwei verschiedenen Zeitpunkten. Mitte: Im Medium führt $\Delta n \neq 0$ zu einer Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ zwischen den zirkular polarisierten Komponenten (angedeutet durch den gestrichelten und den durchgezogenen blauen Pfeil). Diese entspricht einer Drehung der linearen Eingangspolarisation um den Faraday-Winkel θ_F . Rechts: Wegen $\Delta\kappa \neq 0$ werden links- und rechtszirkular polarisierte Anteile der linearen Polarisation unterschiedlich stark absorbiert, was eine elliptische Ausgangspolarisation (η_F) zur Folge hat.

Für einen senkrecht einfallenden Strahl gilt die Fresnel-Gleichung (Brechungsindex von Luft $n_0 = 1$)

$$r = \frac{n - 1}{n + 1}. \quad (3.22)$$

Nimmt man, wie im vorigen Abschnitt, eine linear in x -Richtung polarisierte, einfallende Welle an und verwendet die gleiche Notation für die komplexen Amplituden der linkszirkular (E_l) und rechtszirkular (E_r) polarisierten Komponente, so ist nach der Reflexion

$$E_l = \frac{E_0}{\sqrt{2}} r_l \quad \text{und} \quad E_r = \frac{E_0}{\sqrt{2}} r_r. \quad (3.23)$$

Der bei der Reflexion auftretende Phasenunterschied $\Delta\varphi$ zwischen E_r und E_l ergibt sich aus der Differenz der komplexen Phasen von r_r und r_l . In Analogie zum Faraday-Effekt ist der Kerr-Winkel gegeben durch

$$\theta_K = \frac{\Delta\varphi}{2} = \frac{1}{2}(\arg r_r - \arg r_l) \quad (3.24)$$

und die Kerr-Elliptizität lautet

$$\eta_K = \frac{|\mathbb{r}_l| - |\mathbb{r}_r|}{|\mathbb{r}_l| + |\mathbb{r}_r|}. \quad (3.25)$$

Zur Berechnung von θ_K und η_K benötigt man die Darstellung von \mathbb{r} nach Betrag und Phase. Unter Verwendung der Näherung $\kappa \ll n$, welche für Halbleiter an der Bandkante i. Allg. gut erfüllt ist (z. B. GaAs bei 300 K und $E = 1,5$ eV: $n = 3,7$, $\kappa = 0,08$ [Asp83]), erhält man nach kurzer Rechnung (siehe Gln. (C.10) und (C.11) aus Anhang C)

$$\mathbb{r} \approx \frac{n-1}{n+1} + i \frac{2\kappa}{(n+1)^2} \approx \frac{n-1}{n+1} e^{i \frac{2\kappa}{n^2-1}}. \quad (3.26)$$

Daraus ergeben sich mit den Gl. (3.24) und (3.25) die wiederum genäherten Ausdrücke (siehe Gln. (C.12) und (C.13) aus Anhang C)

$$\theta_K \approx \frac{\Delta\kappa}{n^2-1} \quad \text{und} \quad \eta_K \approx -\frac{\Delta n}{n^2-1}. \quad (3.27)$$

Führt man in Analogie zum Faraday-Effekt den *komplexen* Kerr-Winkel $\Theta_K = \theta_K + i\eta_K$ ein, so gilt

$$\Theta_K = \frac{1}{n^2-1} (\Delta\kappa - i\Delta n) = \frac{1}{n^2-1} \frac{\Delta n}{i}. \quad (3.28)$$

Im Rahmen der enthaltenen Näherungen gilt für der Kerr-Effekt interessanterweise also, dass die Kerr-Rotation durch den zirkularen Dichroismus im Material hervorgerufen wird, während die Kerr-Elliptizität eine Konsequenz der Doppelbrechung ist. Im Vergleich zum Faraday-Effekt (siehe Gl. (3.21)) sind die Rollen von Dichroismus und Doppelbrechung also gerade vertauscht, was durch den Faktor $1/i$ in Gl. (3.28) zum Ausdruck kommt.

Des Weiteren ist der hier dargestellte Kerr-Effekt für *optisch dicke* Schichten, bei der die Reflexion von der unteren Grenzfläche der Schicht vernachlässigt werden kann, ein reiner Oberflächeneffekt. Dies folgt aus der Tatsache, dass die Schichtdicke d in Gl. (3.28) nicht eingeht. Optisch dick bedeutet dabei, dass ein Großteil des Lichtes der Vakuum-Wellenlänge λ_0 bereits beim einfachen Durchgang durch die Schicht der Dicke d mit Absorptionskoeffizient κ absorbiert wird. Dies ist der Fall, wenn $d/\lambda_0 \geq 1/(2\pi\kappa)$ gilt.

Halbleiter-Schichten mit Dicken bis zu einigen μm sind bei Anregung in der Nähe der Bandkante jedoch meist als *optisch dünn* zu betrachten. In diesem Fall vermischen sich Faraday- und Kerr-Effekt, was die Berechnung verkompliziert und dazu führt, dass $\Theta_K \propto d/\lambda_0$ gilt [You98].

3.3.2 Der Messaufbau der zeitaufgelösten Kerr-Rotation

Die zeitaufgelöste Kerr-Rotation ist eine sog. Pump-Probe-Messtechnik: Mit einem *Pumpstrahl* wird das Spinsystem der zu untersuchenden Probe aus dem Gleichgewichtszustand gebracht und mit einem zeitlich versetzten *Probestrahl* die Rückkehr des Spinsystems zum Gleichgewicht mithilfe des Kerr-Effektes gemessen. Liegt an der Probe ein externes Magnetfeld an, so erfolgt dies i. Allg. über eine gedämpfte Präzession des Spinensembles. In Halbleitern kann man die Störung des Gleichgewichts hervorrufen, indem man mittels eines zirkular polarisierten Laserstrahls per optischer Orientierung [Mei84] Ladungsträger mit einer Nichtgleichgewichts-Spinverteilung erzeugt. In verdünnt-magnetischen Halbleitern vom Typ $A^{II}_{1-x}Mn_xB^{VI}$ (siehe Kap. 2) lassen sich die optisch erzeugten, spinpolarisierten Ladungsträger zusätzlich dazu nutzen, um per *sp-d*-Austauschwechselwirkung (Abschn. 2.3.2) auch das Mangan-Spinsystem aus dem Gleichgewichtszustand zu bringen und dessen Dynamik zu untersuchen [Cro96]. Dies ist Thema von Kap. 5.

Der Messaufbau der zeitaufgelösten Kerr-Rotation ist schematisch in Abb. 3.12 dargestellt. Für Pump- und Probestrahl wird ein durchstimmbarer, gepulster Titan:Saphir-Laser (Modell „Mira“, Firma Coherent¹⁷) mit einer Repetitionsrate von $f_{\text{rep}} = 76$ MHz und einer typischen Pulsbreite von $\Delta t_{\text{Puls}} = 2$ ps (ps-Betrieb) verwendet. Die Emissionswellenlänge λ kann durch ein doppelbrechendes Element im Resonator im Bereich $700 \text{ nm} \leq \lambda \leq 980 \text{ nm}$ eingestellt werden. Optisch gepumpt wird der Titan:Saphir-Laser durch einen diodengepumpten Festkörperlaser mit einer Ausgangsleistung von 6 W bei einer Pumpwellenlänge von $\lambda_{\text{Pump}} = 532$ nm (Modell Verdi, Firma Coherent). Für die Anregung der (Zn,Cd,Mn)Se-Probe (siehe Kap. 5) an der Resonanz des Schwerloch-Exzitons bei $\lambda_X \approx 460$ nm wurde zusätzlich eine Frequenzverdopplungseinheit verwendet (Firma APE¹⁸). Der frequenzverdoppelte Laserstrahl wird durch ein dünnes Glasplättchen in den Pump- und den Probestrahl mit einem Intensitätsverhältnis von etwa 10:1 aufgeteilt. Der Pumpstrahl passiert als nächstes eine optische Verzögerungsstrecke, die aus einem Retroreflektor auf einem schrittmotorgesteuerten Lineartisch besteht. Über den Weglängenunterschied zwischen Pump- und Probestrahl lässt sich die Zeitverzögerung einstellen, mit der beide Pulse auf die Probenoberfläche treffen. Aus dem maximalen Verstellweg des Lineartisches von $s_{\text{max}} = 30$ cm ergibt sich mit der Lichtgeschwindigkeit in Luft $v_c \approx 3 \cdot 10^8$ m/s eine maximale Verzögerung von $\Delta t_{\text{max}} = 2s_{\text{max}}/v_c \approx 2$ ns. Über Spiegel wird der Pumpstrahl danach auf eine Kombination aus Linearpolarisator und photoelastischem Modulator (PEM) gelenkt und schließlich

¹⁷<http://www.coherent.com/>

¹⁸<http://www.ape-berlin.de>

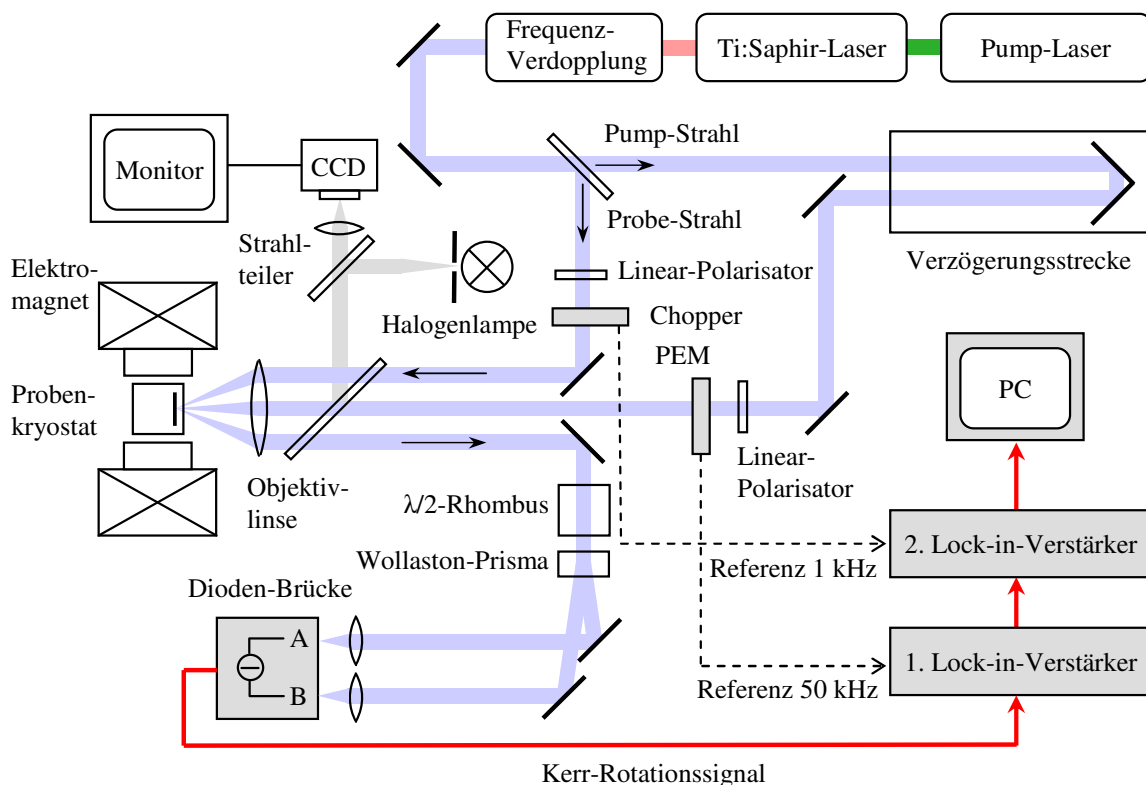


Abb. 3.12: Schematische Darstellung des Messaufbaus der zeitaufgelösten Kerr-Rotation.

mit einer Objektivlinse auf die Probenoberfläche fokussiert. Die optischen Achsen der beiden Polarisations-elemente sind um 45° gegeneinander verkippt, wodurch die Polarisation des Pumpstrahls mit der Frequenz des PEMs von ca. 50 kHz zwischen linkszirkular und rechtszirkular moduliert wird (siehe auch [Abschn. 3.2.2](#)). Da die Absorption von zirkular polarisiertem Licht geeigneter Energie im Halbleiter spinpolarisierte Ladungsträger erzeugt (siehe auch [Abb. 2.5](#) in [Abschn. 2.3.3](#)), führt eine Modulation der Anregungspolarisation zu einer Modulation der Ladungsträger-Spinpolarisation im Halbleiter und somit zu einer Modulation des Kerr-Signals. Man nutzt dies, um das Messsignal durch Verwendung eines Lock-in-Verstärkers von Störsignalen zu befreien.

Die Probe ist auf dem Kühlfinger eines Durchlauf-Mikroskopkryostaten angebracht, welcher mit flüssigem Helium gekühlt wird und sich über einen xyz-Verschiebetisch per Mikrometerschrauben bewegen lässt. Die Probentemperatur kann über ein Heizelement im Bereich von 2,3 K bis 500 K eingestellt werden. Der Kryostat befindet sich zwischen den Polschuhen eines Elektromagneten, welcher ein Magnetfeld von bis zu $\pm 1,3$ T in Voigt-

Geometrie, d. h. senkrecht zur Laserstrahlrichtung und parallel zur Probenoberfläche, erzeugt.

Der Probestrahl wird vertikal polarisiert und durch einen sog. Chopper¹⁹ mit einer Frequenz von 1 kHz in der Intensität moduliert. Die Intensitätsmodulation des Probestrahls dient wie die Polarisationsmodulation des Pumpstrahls dem Erreichen eines höheren Signal-zu-Rauschverhältnisses durch das Verwenden von Lock-in-Verstärkern. Über die Objektivlinse mit einer Brennweite von $f_{\text{Obj}} = 10$ cm wird der Probestrahl auf die Probenoberfläche mit einem typischen Strahldurchmesser von ca. 20 μm fokussiert. Dort muss er mit dem Pumpstrahl zur Überlappung gebracht werden, was durch Betrachtung beider Strahlen auf der Probe mithilfe einer CCD-Kamera und eines Monitors geschieht. Zur Abbildung der Probenoberfläche kann diese zusätzlich mit einer Halogenlampe beleuchtet werden. Da der Einfallswinkel des Probestrahls annähernd senkrecht zur Probenoberfläche ist, wird von den drei möglichen Kerr-Effekten (siehe Abb. 3.10) nur der *polare* detektiert, was die Interpretation der Daten erleichtert. Der von der Probe reflektierte Probestrahl wird über die Objektivlinse kollimiert und dessen Polarisation im Folgenden analysiert. Die durch den Kerr-Effekt hervorgerufene Drehung der linearen Polarisations Ebene θ_K liegt typischerweise im Bereich weniger mrad, so dass eine äußerst empfindliche Messtechnik vonnöten ist.

Dazu wird die Polarisation des nahezu vertikal polarisierten, reflektierten Strahls zunächst durch einen $\lambda/2$ -Verzögerer mit einer um $22,5^\circ$ verkippten optischen Achse um 45° gedreht.²⁰ Danach werden horizontal und vertikal polarisierte Anteile des Probestrahls mit einem Wollaston-Prisma räumlich getrennt, und auf die Photodioden A und B einer Diodenbrücke gelenkt. Die Diodenbrücke liefert ein zur Differenz der beiden Photoströme proportionale Ausgangsspannung, welche ihrerseits proportional zum Kerr-Winkel θ_K ist. Durch die Differenzbildung kann eine sehr hohe Genauigkeit bei der Messung von θ_K erreicht werden. Zudem wird das Ausgangssignal der Diodenbrücke, wie oben bereits erwähnt, durch zwei hintereinandergeschaltete Lock-in-Verstärker zusätzlich gefiltert und verstärkt. Das Prinzip beruht darauf, dass das Kerr-Signal sowohl die Modulationsfrequenz des Pump- als auch des Probestrahls enthält. Signale von Störquellen, wie etwa der Raumbeleuchtung im Labor oder auf die Photodioden gestreutes Pump-Laserlicht, enthalten entweder keine oder nur eine der Modulationsfrequenzen und werden durch die Doppel-Lock-in-Technik eliminiert. Der erste Lock-in-Verstärker nutzt das Referenzsignal des PEMs und filtert alle Signale heraus, die nicht der Frequenz der Polarisationsmodula-

¹⁹engl. für „Zerhacker“

²⁰Der Nachweis für die Funktionsweise des $\lambda/2$ -Verzögerers kann mithilfe den Jones-Formalismus aus Anhang B erfolgen.

tion des Pumpstrahls entsprechen. Die Intensitätsmodulation durch den Chopper erzeugt aufgrund der deutlich niedrigeren Frequenz die Einhüllende des Signals der Pumpstrahlmodulation und ist im Ausgangssignal des ersten Lock-in-Verstärkers weiterhin enthalten. Der zweite Lock-in-Verstärker erhält sein Referenzsignal vom Chopper und verstärkt das gewünschte Kerr-Signal, welches schließlich über ein Spannungsmessgerät ausgelesen und über ein Labview-Programm auf dem PC gespeichert wird. Das Labview-Programm steuert zudem automatisiert den Schrittmotor der Verzögerungsstrecke und die Spannungsversorgung des Elektromagneten.

Kapitel 4

Inkohärente Spin-Manipulation in Ferromagnet-Halbleiter-Hybriden

Dank der Methoden der Nanotechnologie, wie der Elektronenstrahlolithographie, der Molekularstrahlepitaxie und verschiedener Dünnschichttechniken, lassen sich heutzutage funktionelle ferromagnetische und halbleitende Materialien mit hoher Qualität und Ausbeute in hybriden Systemen kombinieren. Wie bereits in [Kap. 1](#) dargestellt, eröffnet dies völlig neue Perspektiven bei der Entwicklung innovativer Bauteile und Bauteilkonzepte. Besonders das Gebiet der Spintronik hat in vielfacher Hinsicht von dieser Materialkombination profitiert. In diesem Kapitel wird demonstriert, wie sich das Streufeld mikro- und nanostrukturierter Ferromagnete für die Definition einer lokal veränderlichen Ladungsträger-Spinpolarisation nutzen lässt. Das Prinzip, welches 1997 von Crowell et al. vorgeschlagen wurde [[Cro97b](#)], beruht darauf, dass das Streufeld der Ferromagneten über den Zeeman-Effekt zu einer lokalen Aufhebung der Spinentartung der Energieniveaus im Halbleiter führt. Optisch erzeugte Ladungsträger ohne bevorzugte Spinausrichtung relaxieren während ihrer Lebensdauer in das energetisch niedrigere Zeeman-Niveau, was eine Energieabsenkung des optischen Übergangs [[Pul00](#), [Sch04a](#), [Sch04b](#), [Sak04](#)] und eine Spinpolarisation der Ladungsträger zur Folge hat (siehe [Abschn. 2.3.4](#) und [2.3.5](#)). Bei geeigneter, remanenter Magnetisierung der Ferromagnete kann bei diesem Konzept auf ein externes Magnetfeld vollkommen verzichtet werden. Dies ist besonders vorteilhaft für mögliche Anwendungen in einem spintronischen Bauteil, wie etwa der von Redliński et al. theoretisch beschriebenen niederdimensionalen, spinselktiven Energiefalle [[Red05a](#), [Red05b](#)]. Ein ähnliches Konzept wurde unlängst auch von Berciu et al. entwickelt [[Ber05](#)], wobei anstelle der Streufelder von Ferromagneten magnetische Flussschläuche von Typ-II-Supraleitern genutzt werden sollen.

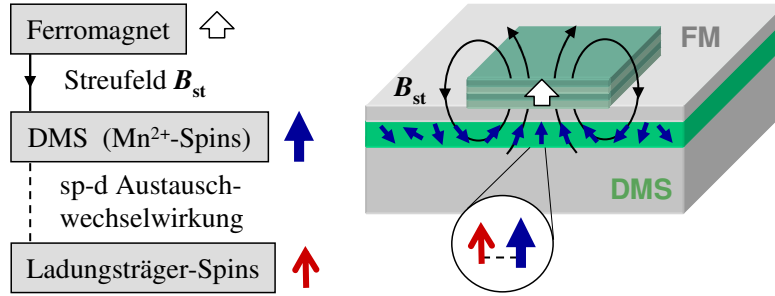


Abb. 4.1: Konzept zur lokalen Definition einer Ladungsträger(Exzitonen)-Spinpolarisation in einem DMS-Quantenfilm mittels des Streufeldes remanent, vertikal magnetisierter Mikroferromagnete (FM).

Grundlage für die Realisierbarkeit ist eine ausreichend große Zeeman-Aufspaltung ΔE_Z durch das magnetische Streufeld \mathbf{B}_{st} . Es gilt

$$\Delta E_Z(B_{st}) = g\mu_B B_{st} \approx 0,06 \text{ meV/T} \cdot gB_{st}, \quad (4.1)$$

wobei μ_B das Bohrsche Magneton ist und g der Landésche g -Faktor der Ladungsträger. Daraus ergibt sich, dass zum einen das Streufeld \mathbf{B}_{st} über die Geometrie der Ferromagnete und das verwendete Material zu maximieren ist, und andererseits ein möglichst hoher g -Faktor benötigt wird. Für das Elektronensystem in GaAs mit einem g -Faktor von $g_e = -0,44$ bei $T = 4$ K wäre beispielsweise ein nicht realisierbares Streufeld von $B_{st} \approx 13,5$ T nötig, um eine Zeeman-Aufspaltung in Höhe der thermischen Energie $k_B T$ bei $T = 4$ K zu erreichen.¹

In verdünnt-magnetischen Halbleitern (DMS) vom Typ $A_{1-x}^{II}Mn_xB^{VI}$ (siehe Kap. 2) kommt es aufgrund der $sp-d$ -Austauschwechselwirkung der Ladungsträger mit den d -Schalen-Elektronen der magnetischen Mn^{2+} -Ionen (siehe Abschn. 2.3.2) zu einer enormen Verstärkung des gewöhnlichen Zeeman-Effektes, man spricht vom „riesigen Zeeman-Effekt“. Die Spins der Mn^{2+} -Ionen der hier verwendeten (Zn,Cd,Mn)Se-Schicht richten sich entlang des extern angelegten Magnetfeldes aus und polarisieren ihrerseits die Spins der freien Ladungsträger. Die Stärke des riesigen Zeeman-Effektes lässt sich durch einen *effektiven* g -Faktor g_{eff} quantifizieren (siehe Gl. (2.29)), welcher für kleine externe Magnetfelder typischerweise um mehr als zwei Größenordnungen über dem g -Faktor von z. B. GaAs liegt. Damit verringert sich das für die Spinpolarisation benötigte Streufeld B_{st} auf einige zehn

¹ $k_B = 86,2 \mu\text{eV/K}$ ist die Boltzmann-Konstante

Millitesla, was experimentell umsetzbar ist. Durch die Verwendung eines DMS werden in dem vorgestellten Hybrid-Konzept drei verschiedene Spinsysteme miteinander gekoppelt: die magnetischen Momente des *Ferromagneten* erzeugen ein Streufeld, welches die Mn^{2+} -Spins im *magnetischen Halbleiter* ausrichtet, was wiederum zu einer Spinpolarisation der *optisch erzeugten Ladungsträger* führt. Das Prinzip ist in [Abb. 4.1](#) dargestellt.

Als DMS verwendet man zudem keinen Volumenhalbleiter sondern einen Quantenfilm, der sich nur wenige Nanometer unter der Halbleiteroberfläche befindet. Dies dient dem Einschluss der Ladungsträger in z -Richtung (Wachstumsrichtung des Halbleiterkristalls) und der Maximierung des wirkenden Streufeldes. Bei der Nutzung eines Quantenfilmes als aktiver Halbleiterschicht ist jedoch zu beachten, dass der effektive g -Faktor der beim optischen Übergang relevanten schweren Löcher (siehe [Abb. 2.6](#)) stark anisotrop ist und in der Quantenfilm-Ebene bei kleinen externen Magnetfeldern verschwindet [[Pey93](#)]. Daher sind vertikale Streufelder (senkrecht zur Quantenfilm-Ebene) und eine vertikale Beobachtungsgeometrie (Faraday-Geometrie), wie in [Abschn. 3.2.1](#) dargestellt, vonnöten. Die Erzeugung ausreichend ausgedehnter, remanenter, vertikaler Streufelder stellt neben den großen g -Faktoren im Halbleiter die zweite materialtechnische Herausforderung für die Umsetzung des Hybrid-Konzeptes dar. Es bedarf dafür, wie Streufeldberechnungen im Folgenden zeigen werden, Ferromagneten mit vertikaler, remanenter Magnetisierung. Aufgrund der großen Dipol-Energie dieser Konfiguration liegt die Vorzugsrichtung der Magnetisierung dünner ferromagnetischer Schichten in den meisten Fällen jedoch in der Filmebene. Deshalb werden spezielle ferromagnetische Fe/Tb-Schichtsysteme verwendet, bei denen die Wechselwirkungsenergie an den Fe/Tb-Grenzflächen die Dipolenergie kompensiert, was zur gewünschten vertikalen, remanenten Magnetisierung führt.

Das Kapitel ist wie folgt gegliedert: Zunächst werden die magneto-optischen Eigenschaften der verwendeten $(\text{Zn,Cd,Mn})\text{Se}/\text{ZnSe}$ -DMS-Heterostruktur dargestellt. Die anschließende analytische Berechnung des ferromagnetischen Streufeldes eines homogen magnetisierten Quaders zeigt, dass für ein räumlich ausgedehntes vertikales Streufeld eine vertikale remanente Magnetisierung notwendig ist. Diese kann durch die besonderen magnetischen Eigenschaften von Fe/Tb-Vielfachschicht-Ferromagneten erzielt werden. Der experimentelle Nachweis der streufeldinduzierten Spinpolarisation im DMS erfolgt mithilfe der polarisationsaufgelösten Mikro-Photolumineszenz-Spektroskopie (siehe [Abschn. 3.2.1](#)). Abschließend wird demonstriert, dass sich die Spinpolarisation im DMS über Betrag und Richtung der remanenten Magnetisierung der Ferromagnete steuern lässt.

4.1 Die magneto-optischen Eigenschaften des DMS-Quantenfilmes

4.1.1 PL-Spektrum ohne externes Magnetfeld

Die optischen Eigenschaften des DMS-Quantenfilmes wurden mithilfe der Mikro-Photolumineszenz-Spektroskopie (siehe [Abschn. 3.2.1](#)) untersucht. Zur Anregung der Probe diente ein InGaN-Diodenlaser mit einer Emissionswellenlänge von $\lambda = 403$ nm. Die verwendete Leistungsdichte betrug $d_L = 100$ W/cm². [Abbildung 4.2](#) zeigt ein Übersichtsspektrum des Photolumineszenz-Signals der Zn_{0,76}Cd_{0,16}Mn_{0,08}Se/ZnSe-Heterostruktur. Neben der Lumineszenz des Quantenfilmes bei $\approx 2,7$ eV (460 nm) mit einer spektralen Breite von ≈ 10 meV beobachtet man das energetisch wesentlich schmalere Signal der ZnSe-Barrieren bei 2,82 eV (440 nm) und ein sehr breites und schwaches Signal im Bereich von 2,0 – 2,3 eV. Letzteres entspricht dem sog. „internen Mn-Übergang“ (siehe [Abschn. 2.2.2](#)), der durch einen strahlungslosen Energietransfer von den optisch erzeugten Ladungsträgern auf das Mn-System zustande kommt [[Fal03](#)].

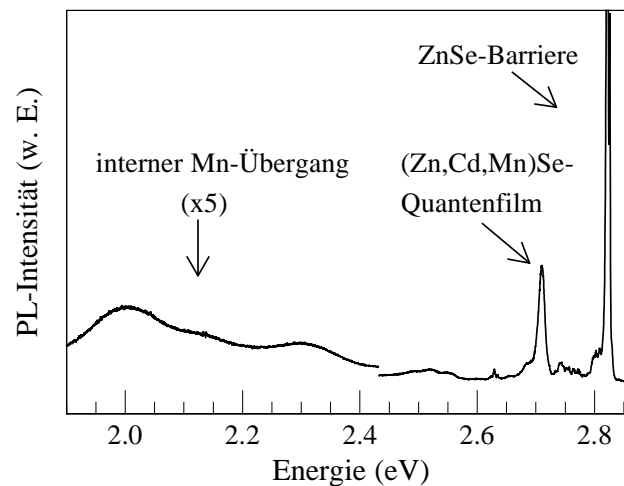


Abb. 4.2: Photolumineszenz-Spektrum der (Zn,Cd,Mn)Se/ZnSe-Heterostruktur. Die Lage der Übergänge des Mn, des Quantenfilmes und der Barriere sind mit Pfeilen gekennzeichnet. Das Signal des internen Mn-Übergangs ist fünfmal vergrößert dargestellt.

4.1.2 Energieverschiebung im Magnetfeld

Bei den Untersuchungen im externen Magnetfeld in Faraday-Konfiguration sind, wie in [Abschn. 2.3.3](#) erläutert, von allen dipolerlaubten Übergängen (vgl. [Abb. 2.5](#)) nur die beiden σ^+ - bzw. σ^- -polarisierten Übergänge des Schwerlochs ($m_j = \mp 1/2 \rightarrow m_j = \mp 3/2$) beobachtbar. Zur Unterscheidung der zirkularen Polarisierungen und damit zur Trennung der Übergänge wurde eine Kombination aus $\lambda/4$ -Plättchen und Linearpolarisator verwendet (siehe [Abschn. 3.2.2](#)). Der linke Graph in [Abb. 4.3](#) zeigt die σ^+ -polarisierte Komponente der PL-Spektren des DMS-Quantenfilmes für drei Temperaturen 4,2 K (rot), 10 K (blau) und 20 K (grün) als Funktion des externen Magnetfeldes $B_{\text{ext}} = 0 - 5$ T. Es ist deutlich die durch die sp - d -Austauschwechselwirkung ([Abschn. 2.3.2](#)) hervorgerufene, starke Energieverschiebung ΔE_+ des PL-Signals mit zunehmendem Magnetfeld B_{ext} zu erkennen. Mit steigender Proben temperatur T verringert sich ΔE_+ wieder.

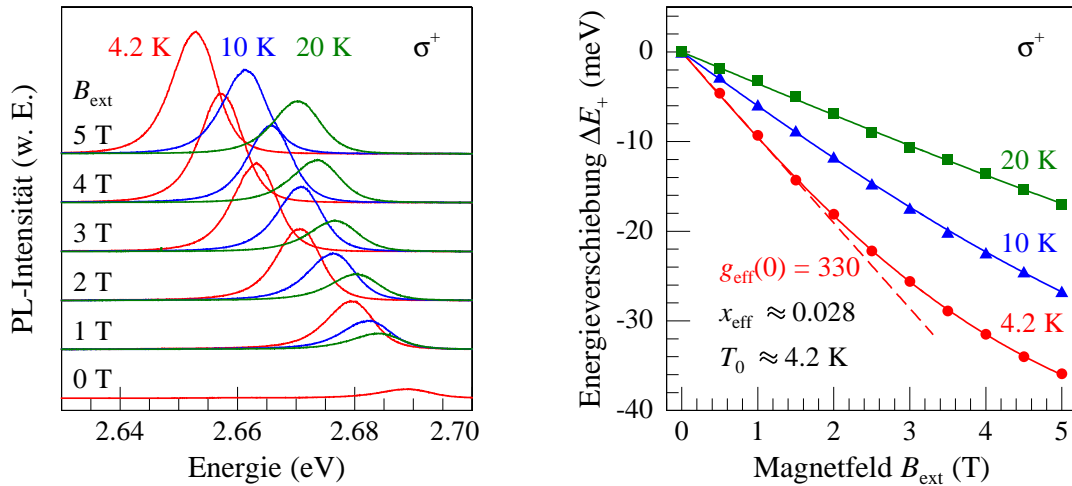


Abb. 4.3: σ^+ -polarisierte Komponente der Quantenfilm-PL-Spektren (links) und Energieverschiebung der PL-Maxima (rechts) als Funktion des externen Magnetfeldes B_{ext} bei Proben temperaturen von $T = 4,2$ K, 10 K und 20 K. Die Leistungsdichte des Lasers betrug $d_L = 100$ W/cm². Die durchgezogenen Linien im rechten Graphen entsprechen angepassten Brillouin-Funktionen, aus denen die Parameter $x_{\text{eff}} \approx 0,028$ und $T_0 \approx 4,2$ K ermittelt wurden. Aus der Steigung von ΔE_+ bei $T = 4,2$ K und $B_{\text{ext}} \approx 0$ wurde der effektive g -Faktor $g_{\text{eff}}(0) = 330$ bestimmt.

Die quantitative Auswertung der Energieverschiebung des PL-Maximums $\Delta E_+(B_{\text{ext}}, T)$ ist im rechten Graphen dargestellt. Die Messdaten lassen sich mit [Gl. \(2.28\)](#) unter Verwendung der Austauschkonstanten $N_0\alpha = 0,26$ eV und $N_0\beta = -1,31$ eV aus [Tab. 2.4](#) für $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ anpassen. Da die Energieverschiebung der gemessenen σ^+ -Komponente

ΔE_+ symmetrisch zur σ^- -Komponente ΔE_- ist, gilt für die riesige Zeeman-Aufspaltung $\Delta E_Z = \Delta E_- - \Delta E_+ = -2 \Delta E_+$. Die Gleichung für ΔE_+ lautet damit

$$\Delta E_+(B_{\text{ext}}, T) = -1/2 \cdot 5/2 \cdot N_0(\alpha - \beta) x_{\text{eff}} \cdot \mathcal{B}_{5/2} \left(\frac{5/2 \cdot g_{\text{Mn}} \mu_{\text{B}} B_{\text{ext}}}{k_{\text{B}}(T + T_0)} \right). \quad (4.2)$$

Die Kurvenanpassung liefert die effektive Mn-Konzentration x_{eff} und den Parameter $T_0 = T_{\text{eff}} - T$, welcher den Unterschied zwischen effektiver Spintemperatur T_{eff} und Proben­temperatur T angibt. Beide Parameter tragen der antiferromagnetischen Kopplung benachbarter Mn^{2+} -Spins Rechnung. Es ergibt sich für 4,2 K: $x_{\text{eff}} = 0,027$, $T_0 = 4,2$ K, für 10 K: $x_{\text{eff}} = 0,028$, $T_0 = 4,3$ K und für 20 K: $x_{\text{eff}} = 0,028$, $T_0 = 4,2$ K.

Die Ergebnisse stehen im Einklang mit bekannten Werten aus der Literatur [Twa84a, Kel01]. Für den Parameter T_0 ermittelten Keller et al. an $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/(\text{Zn,Be})\text{Se}$ -Vielfachquantenfilmen folgenden empirischen Zusammenhang zur nominellen Mn-Konzentration x

$$T_{0,\text{emp}}(x) = 47,2x - 281x^2 + 714x^3 \quad [\text{Kel01}]. \quad (4.3)$$

Für die vorliegende Probe ergibt sich $T_{0,\text{emp}}(0,08) = 2,3$ K, was etwa 2 K niedriger ist, als der experimentell bestimmte Wert. Daraus lässt sich schließen, dass die tatsächliche Proben­temperatur etwa 2 K höher ist, als die nominelle Temperatur, welche am Kühlfinger des Kryostaten gemessen wird.²

Die effektive Mn-Konzentration x_{eff} ergibt sich aus der nominellen Konzentration x durch

$$x_{\text{eff}} = r(x) \cdot x. \quad (4.4)$$

Der Faktor $r(x)$ entspricht der Wahrscheinlichkeit, dass ein bestimmtes Mn^{2+} -Ion kein weiteres Mn^{2+} -Ion als nächsten Kation-Nachbarn hat und somit ungepaart ist [Fat94, Hun04]. Für einen Zinkblende-Volumenkristall, bei dem jedes Kation zwölf nächste Kation-Nachbarn besitzt, gilt

$$r_{\text{V}}(x) = (1 - x)^{12}. \quad (4.5)$$

Die Mn^{2+} -Ionen an der Quantenfilm-Grenzfläche besitzen jeweils nur noch acht nächste Kationen-Nachbarn. Der Anteil der Grenzflächen am 18 Monolagen dicken Quantenfilm

²Aus Gründen der Übersichtlichkeit seien jedoch auch weiterhin stets die nominellen Proben­temperaturen angegeben.

ist $2/18 = 1/9$. Daher lautet die theoretische Reduktionsfaktor $r_{\text{QF}}(x)$ für den Fall des vorliegenden Quantenfilmes

$$r_{\text{QF}}(x) = \frac{8}{9}(1-x)^{12} + \frac{1}{9}(1-x)^8. \quad (4.6)$$

Dies ergibt für die vorliegende DMS-Probe mit $x = 0,08$ einen theoretischen Wert von $x_{\text{eff}} = 0,031$ in guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Ergebnis.

Wie in der Kapiteleinleitung beschrieben, ist die entscheidende Größe für das Ferromagnet-DMS-Hybridkonzept ein möglichst hoher effektiver g -Faktor g_{eff} bei kleinen externen Magnetfeldern B_{ext} . Mit Gl. (2.29) wurde der effektive g -Faktor bei $B_{\text{ext}} \approx 0$ und $T = 4,2$ K zu $g_{\text{eff}} = 330$ bestimmt.

Weiterhin sei auf das Verhalten der PL-Intensitäten hingewiesen. Wie im linken Graphen von Abb. 4.3 zu sehen ist, nimmt die Intensität der σ^+ -Komponente der Quantenfilm-PL mit steigendem Magnetfeld zu, und verringert sich wiederum, wenn gleichzeitig die Probentemperatur erhöht wird. Dieses Verhalten hat zwei Ursachen: Zum einen wird der σ^+ -Übergang im Vergleich zum σ^- -Übergang mit steigendem Magnetfeld energetisch günstiger und somit wahrscheinlicher, was Ausdruck der zunehmenden Ladungsträger-Spinpolarisation ist. Aufgrund dieses Effektes allein kann sich die σ^+ -Intensität im Magnetfeld jedoch maximal verdoppeln. Die darüber hinausgehende Zunahme der (Gesamt)-Intensität ist mit der Unterdrückung des Energietransfers zum internen Mn-Übergang im Magnetfeld verbunden. Der Mn-Übergang entspricht dem Umlappen des Spins (engl.: spin flip) eines der $3d^5$ -Elektronen des Mn^{2+} und wird durch einen strahlungslosen Energietransfer von den Ladungsträgern auf die $3d^5$ -Elektronen angeregt. Mit zunehmender Ordnung des Mn^{2+} -Spinsystems, d. h. mit steigendem Magnetfeld und sinkender Temperatur, nimmt die Wahrscheinlichkeit eines Spinflips ab, so dass ein größerer Anteil der Ladungsträger direkt strahlend rekombiniert [Fal03].

4.1.3 Polarisationsgrad der Photolumineszenz

Nachdem im vorangegangenen Teil die magnetfeldabhängige Energieverschiebung der Quantenfilm-Lumineszenz untersucht und daraus u. a. der effektive g -Faktor von $g_{\text{eff}} = 330$ bei $T = 4,2$ K ermittelt wurde, soll es nun um die Spinpolarisation ρ_X der Ladungsträger im Magnetfeld gehen. Wie in den Abschnitten 2.3.4 und 2.3.5 dargestellt, kann der Grad der Polarisation ρ_X zwischen Spin-up-Exzitonen (N_{\uparrow}) und Spin-down-Exzitonen (N_{\downarrow})

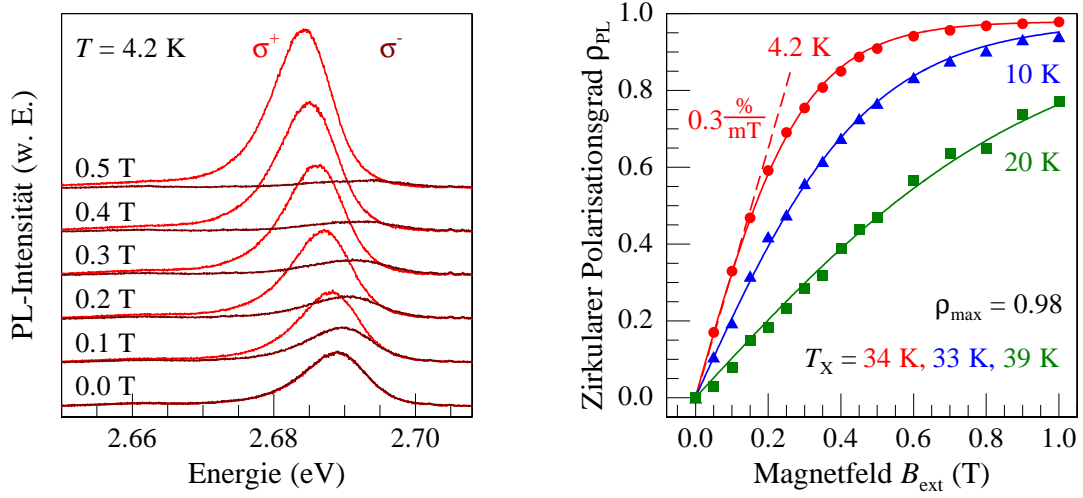


Abb. 4.4: *Polarisationsaufgelöste Quantenfilm-PL-Spektren bei 4,2 K (links) und zirkularer PL-Polarisationsgrad ρ_{PL} (rechts) als Funktion des externen Magnetfeldes B_{ext} bei $T = 4,2 \text{ K}$, 10 K und 20 K . Die durchgezogenen Linien im rechten Graphen entsprechen dem Modell aus Gl. (4.7) mit den Parametern $\rho_{\text{max}} = 0,98$ und $T_{\text{X}} = 34 \text{ K}$, 33 K bzw. 39 K (für die Probertemperaturen T in obiger Reihenfolge). Die Werte für x_{eff} und T_0 wurden aus Abb. 4.3 übernommen. Die gestrichelte Linie kennzeichnet den Anstieg $\Delta\rho_{\text{PL}}/\Delta B_{\text{ext}} = 0,3 \text{ \%/mT}$ bei kleinen Magnetfeldern und $T = 4,2 \text{ K}$.*

$$\rho_{\text{X}} = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}}$$

über den zirkularen Polarisationsgrad ρ_{PL} der Photolumineszenz

$$\rho_{\text{PL}} = \frac{I_{+} - I_{-}}{I_{+} + I_{-}}$$

gemessen werden.

Im linken Graphen der Abb. 4.4 sind die nach σ^{+} - und σ^{-} -Polarisation aufgelösten Spektren der Quantenfilm-PL bei einer Temperatur von $T = 4,2 \text{ K}$ für ein externes Magnetfeld von $B_{\text{ext}} = 0 - 0,5 \text{ T}$ dargestellt. Es ist zu erkennen, dass das σ^{-} -polarisierte Signal mit steigendem Magnetfeld, entsprechend Gl. (2.25), zu höheren Energien verschiebt und dabei an stark an Intensität verliert. Aus den Intensitäten der σ^{+} - und σ^{-} -polarisierten Photolumineszenz I_{+} bzw. I_{-} ist für die Probertemperaturen von $4,2 \text{ K}$ (rot), 10 K (blau) und 20 K (grün) der zirkulare Polarisationsgrad ρ_{PL} als Funktion von B_{ext} bestimmt worden. Die Ergebnisse lassen sich, wie in Abschn. 2.3.5 erläutert, mithilfe einfacher Raten-

gleichungen modellieren, und man erhält folgenden Ausdruck für $\rho_{\text{PL}}(B_{\text{ext}}, T)$ (siehe auch [Kel01])

$$\rho_{\text{PL}}(B_{\text{ext}}, T) = \rho_{\text{X}} = \rho_{\text{max}} \cdot \tanh\left(\frac{\Delta E_{\text{Z}}(B_{\text{ext}}, T_{\text{Mn}})}{2 k_{\text{B}} T_{\text{X}}}\right) \quad \text{mit} \quad \rho_{\text{max}} = \frac{\tau_{\text{X}}}{\tau_{\text{S}} + \tau_{\text{X}}}. \quad (4.7)$$

Man beachte, dass der Betrag der riesigen Zeeman-Aufspaltung ΔE_{Z} von der effektiven Temperatur T_{Mn} des Mn^{2+} -Spinsystems abhängt (mit $T_{\text{Mn}} = T_{\text{eff}} = T + T_0$), während der aus der Aufspaltung resultierende Polarisationsgrad der Ladungsträger durch deren Spintemperatur T_{X} gegeben ist.

Zur Beschreibung der Messdaten mit Gl. (4.7) wurden die Werte für x_{eff} und T_0 aus Abb. 4.3 übernommen und die Parameter T_{X} und ρ_{max} angepasst. Der Einfachheit halber wurde zunächst angenommen, dass sich das Verhältnis von Spinrelaxationszeit zur Lebensdauer der Exzitonen $\tau_{\text{S}}/\tau_{\text{X}}$ nicht wesentlich mit B_{ext} oder T ändert, so dass ρ_{max} für alle Datenpunkte gleich ist. Wie Abb. 4.4 (rechts) zu entnehmen ist, liefert das Modell (4.7) Ladungsträger-Spintemperaturen T_{X} , welche weit über der jeweiligen Proben temperatur T liegen, was physikalisch wenig sinnvoll ist. Im Umkehrschluss bedeutet dies, dass die gemessenen Polarisationsgrade $\rho_{\text{PL}}(B_{\text{ext}})$ allgemein deutlich niedriger sind, als es gemäß dem Modell (4.7) für $T_{\text{X}} \approx T$ zu erwarten wäre.

Die starke Diskrepanz zwischen Experiment und Modell legt nahe, dass das Verhältnis $\tau_{\text{S}}/\tau_{\text{X}}$ nicht wie angenommen konstant ist, sondern sich im gegebenen Bereich von B_{ext} und T signifikant ändert. Dafür spricht der in Abb. 4.3 (links) beobachtete starke Anstieg der Quantenfilm-PL mit steigendem B_{ext} . Dieser ist, wie im vorangegangenen Abschnitt erläutert, Folge der Unterdrückung des internen Mn-Übergangs, welcher einen zusätzlichen Rekombinationskanal für die Ladungsträger darstellt. Die Exzitonen-Lebensdauer τ_{X} nimmt also mit steigendem Magnetfeld deutlich zu. Bei $T = 4,2$ K und $|B_{\text{ext}}| \approx 1$ T ergibt sich aus dem Sättigungspolarisationsgrad von $\rho_{\text{max}} = 0,98$ ein Verhältnis von $\tau_{\text{S}}/\tau_{\text{X}} = 0,02$. Für kleinere $|B_{\text{ext}}|$ oder höhere T vergrößert sich dieses Verhältnis, was zu einer Abnahme von ρ_{max} führt und damit die geringeren Polarisationsgrade zumindest qualitativ erklären kann. Für einen quantitativen Nachweis wäre allerdings eine direkte Messung von τ_{X} und τ_{S} als Funktion von B_{ext} und T erforderlich.

Entscheidend für die Realisierbarkeit des Hybridkonzeptes ist der gemessene Anstieg des Polarisationsgrades ρ_{PL} mit B_{ext} bei $T = 4,2$ K und $B_{\text{ext}} = 0$. Aus dem Wert von $\Delta\rho_{\text{PL}}/\Delta B_{\text{ext}} \approx 0,3$ %/mT kann geschlossen werden, dass magnetische Streufelder von ei-

nigen zehn Millitesla bereits eine deutliche Spinpolarisation der Ladungsträger im DMS-Quantenfilm hervorrufen können.

4.2 Das Streufeld eines homogen magnetisierten Quaders

Es sei, wie in [Abb. 4.5](#) veranschaulicht, ein quaderförmiger, homogen in z -Richtung magnetisierter Ferromagnet gegeben und dessen magnetisches Streufeld $\mathbf{H}_{\text{st}}(\mathbf{r})$ am Ort \mathbf{r} im Außenraum des Ferromagneten gesucht. Aufgrund seiner Magnetisierung \mathbf{M} befinden sich an der Ober- und Unterseite des Ferromagneten ungepaarte magnetische Dipole, welche $\mathbf{H}_{\text{st}}(\mathbf{r})$ verursachen. Grundlage für die Berechnung von $\mathbf{H}_{\text{st}}(\mathbf{r})$ bilden die 2. und 4. Maxwell-Gleichung, die in differentieller Form lauten

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \nabla \cdot \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) = 0 \quad \text{und} \quad (4.8)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{D}. \quad (4.9)$$

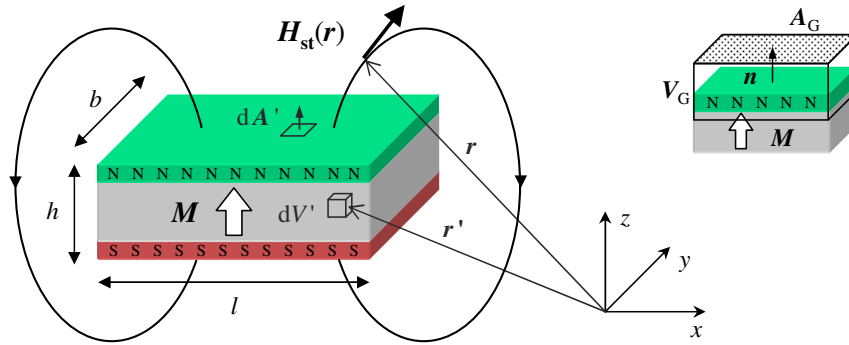


Abb. 4.5: Schematische Darstellung zur Berechnung des Streufeldes $\mathbf{H}_{\text{st}}(\mathbf{r})$ eines quaderförmigen, homogen in z -Richtung magnetisierten Ferromagneten. Die Grafik rechts dient der Bestimmung der magnetischen Oberflächenladungsdichte σ_m mittels des Gaußschen Satzes.

Da im Außenraum keine Ströme $\mathbf{j} = 0$ und keine zeitlich veränderliche, elektrische Flussdichte $\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{D} = 0$ auftreten, gilt dort $\nabla \times \mathbf{H} = 0$. Damit entspricht \mathbf{H} einem konservativen Kraftfeld, und es lässt sich ein *magnetisches* Skalarpotential Φ_m definieren, für das gilt

$$\mathbf{H} = -\nabla \Phi_m. \quad (4.10)$$

Man beachte, dass Gl. (4.10) mathematisch völlig identisch ist zum entsprechenden Ausdruck für das *elektrische* Potential Φ_e , aus dessen negativem Gradienten sich die elektrische Feldstärke \mathbf{E} ergibt. Mithilfe von Gl. (4.8) kann die Analogie zur Elektrostatik vervollständigt werden, indem man eine fiktive, magnetische Ladungsdichte ϱ_m einführt

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = -\nabla \cdot \mathbf{M} = \varrho_m. \quad (4.11)$$

Für das magnetische Skalarpotential Φ_m gilt damit die Poisson-Gleichung

$$\Delta \Phi_m = \nabla \cdot \nabla \Phi_m = -\varrho_m, \quad (4.12)$$

deren mathematische Lösung aus der Elektrostatik bekannt ist. Ist die Ladungsverteilung ϱ_m auf ein endliches Volumen V' beschränkt und fällt an dessen Oberfläche A' sprunghaft auf Null ab, so lautet Φ_m [Jac82]

$$\Phi_m = \frac{1}{4\pi} \int_{V'} \frac{\varrho_m(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV' + \frac{1}{4\pi} \oint_{A'} \frac{\sigma_m(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dA'. \quad (4.13)$$

Neben der Ladungsdichte ϱ_m im Innern des Körpers muss also auch die Flächenladungsdichte σ_m an der Oberfläche des Körpers berücksichtigt werden. Im Falle des Ferromagneten ist

$$\varrho_m = -\nabla \cdot \mathbf{M} \quad \text{und} \quad \sigma_m = \mathbf{M} \cdot \mathbf{n}, \quad (4.14)$$

wobei \mathbf{n} die Normale der Oberfläche darstellt. Während die linke Gleichung der Definition (4.11) der Ladungsdichte ϱ_m entspricht, kann die rechte Gleichung leicht mittels des Satzes von Gauß hergeleitet werden. Dazu betrachtet man, wie im rechten Teil von Abb. 4.5 angedeutet, ein Volumenelement V_G , welches den Teil A_G der Grenzfläche des Ferromagneten einschließt. Man erhält

$$\sigma_m \cdot A_G = \int_{V_G} \varrho_m dV = - \int_{V_G} \nabla \cdot \mathbf{M} dV = - \oint_{A(V_G)} \mathbf{M} \cdot d\mathbf{A} = \mathbf{M} \cdot \mathbf{n} \cdot A_G. \quad (4.15)$$

Die magnetische Feldstärke \mathbf{H} , die bei Abwesenheit eines externen Magnetfeldes dem Streufeld \mathbf{H}_{st} entspricht, folgt aus Φ_m gemäß Gl. (4.10) durch Gradientenbildung. Mit den

Gln. (4.13) und (4.14) und unter Beachtung, dass der Gradient $\nabla\Phi_m = \nabla_{\mathbf{r}}\Phi_m$ bezüglich \mathbf{r} zu bilden ist, erhält man

$$\mathbf{H}_{\text{st}} = \frac{1}{4\pi} \int_{V'} (-\nabla_{\mathbf{r}'} \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}')) \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dV' + \frac{1}{4\pi} \oint_{A'} \mathbf{M}(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{n} \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dA'. \quad (4.16)$$

Im hier betrachteten Fall eines homogen magnetisierten Körpers gilt $-\nabla_{\mathbf{r}'} \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}') = 0$, wodurch der erste Term in Gl. (4.16) entfällt. Zeigt die Magnetisierung zudem in z -Richtung, d. h. $\mathbf{M} = M_z \cdot \mathbf{e}_z$, so tragen nur Grund- und Deckfläche des Quaders zum Oberflächenintegral bei. Legt man den Ursprung des Koordinatensystems \mathbf{O} in die Mitte der Grundfläche des Quaders ($\mathbf{O} = (l/2, b/2, 0)$), so erhält man den folgenden analytischen Ausdruck für die i -Komponente ($i = x, y, z$) des Streufeldes H_{st}^i

$$H_{\text{st}}^i(\mathbf{r}) = \frac{M_z}{4\pi} \left[\mathcal{F}_{l/2, b/2, h}^i(\mathbf{r}) - \mathcal{F}_{l/2, -b/2, h}^i(\mathbf{r}) - \mathcal{F}_{-l/2, b/2, h}^i(\mathbf{r}) + \mathcal{F}_{-l/2, -b/2, h}^i(\mathbf{r}) \right. \\ \left. - \mathcal{F}_{l/2, b/2, 0}^i(\mathbf{r}) + \mathcal{F}_{l/2, -b/2, 0}^i(\mathbf{r}) + \mathcal{F}_{-l/2, b/2, 0}^i(\mathbf{r}) - \mathcal{F}_{-l/2, -b/2, 0}^i(\mathbf{r}) \right], \quad (4.17)$$

wobei die $\mathcal{F}_{x_0, y_0, z_0}^i(\mathbf{r})$ gegeben sind durch

$$\mathcal{F}_{x_0, y_0, z_0}^x(\mathbf{r}) = \operatorname{arcsinh} \left(\frac{y_0 - y}{\sqrt{(x - x_0)^2 + (z - z_0)^2}} \right), \\ \mathcal{F}_{x_0, y_0, z_0}^y(\mathbf{r}) = \operatorname{arcsinh} \left(\frac{x_0 - x}{\sqrt{(y - y_0)^2 + (z - z_0)^2}} \right) \quad \text{und} \quad (4.18) \\ \mathcal{F}_{x_0, y_0, z_0}^z(\mathbf{r}) = \arctan \left(\frac{(x - x_0)(y - y_0)}{(z - z_0)\sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2}} \right).$$

Liegt die Magnetisierung in x - oder y -Richtung, so sind die Koordinaten und Integrationsgrenzen in Gln. (4.17) und (4.18) entsprechend zyklisch zu vertauschen (siehe auch [Rei98, Ibr95]).

Abbildung 4.6 zeigt exemplarisch den Verlauf des Streufeldes eines Ferromagneten mit den lateralen Abmaßen $l = b = 1 \mu\text{m}$ und der Höhe $h = 100 \text{ nm}$ bei Magnetisierung in z -Richtung (oben) bzw. in x -Richtung (unten). Die Abmaße des Ferromagneten entsprechen typischen Dimensionen, wie sie sich mit Elektronenstrahl-Lithographie und Aufdampftechniken realisieren lassen. In den jeweils linken Graphen ist das Vektorfeld \mathbf{H}_{st} in der Symmetrie-Ebene $y = 0$ dargestellt. Die gestrichelten Linien verdeutlichen die Lage des DMS-Quantenfilmes, welcher sich 25 nm unter der Oberfläche des Halbleiters (siehe

Abb. 3.1 in Abschn. 3.1.1), also bei $z = -25$ nm, befindet. Für diesen Wert von z sind in den mittleren und rechten Graphen die auf M normierten H_{st}^x - bzw. H_{st}^z -Komponenten des Streufeldes als Funktion von x aufgetragen.

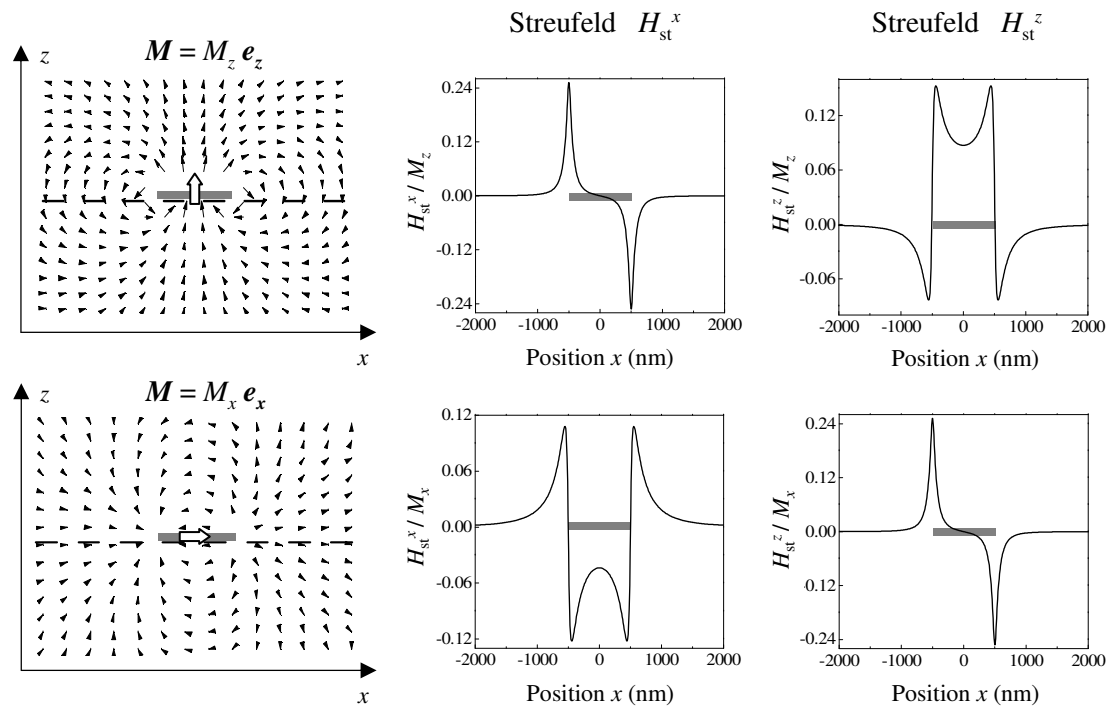


Abb. 4.6: Streufeld eines $1 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m} \times 100 \text{ nm}$ Ferromagneten bei Magnetisierung in z -Richtung (oben) bzw. in x -Richtung (unten). Links: Vektordarstellung von \mathbf{H}_{st} in der Symmetrie-Ebene $y = 0$. Mitte und rechts: Auf die Magnetisierung M normierte horizontale bzw. vertikale Streufeld-Komponente (H_{st}^x bzw. H_{st}^z) auf Höhe des DMS-Quantenfilmes ($z = -25$ nm) als Funktion von x . Die grauen Balken kennzeichnen die Lage des Ferromagneten.

Anhand von Abb. 4.6 lassen sich für das in der Kapitel-Einleitung vorgestellte Hybrid-Konzept folgende wichtige, allgemeingültige Aussagen treffen:

- Ein räumlich ausgedehntes Streufeld erhält man bei einem einzelnen, quaderförmigen Mikroferromagneten nur *unter-* oder *oberhalb* der Struktur und nur für die zu \mathbf{M} parallele Komponente von \mathbf{H}_{st} , d. h. für H_{st}^z bei $\mathbf{M} = M_z \cdot \mathbf{e}_z$ und für H_{st}^x bei $\mathbf{M} = M_x \cdot \mathbf{e}_x$.
- An den Enden des Ferromagneten tritt ein sehr starker Gradient des Streufeldes auf, wobei die zu \mathbf{M} parallele Streufeld-Komponente das Vorzeichen wechselt.

- Die zu \mathbf{M} senkrechte Komponente von \mathbf{H}_{st} ist äußerst inhomogen und auf einen schmalen Bereich an den Enden des Ferromagneten begrenzt (die Ausdehnung des Bereiches skaliert mit der Dicke des Ferromagneten).
- Möchte man das gemittelte Gesamtstreufeld einer Anordnung mehrerer gleich magnetisierter Ferromagnete nutzen, so ist zu berücksichtigen, dass die Streufeld-Komponente parallel zu \mathbf{M} symmetrisch bezüglich x ist, während die Komponenten senkrecht zu \mathbf{M} antisymmetrisch bezüglich x sind. Während sich die Streufelder der einzelnen Ferromagneten im ersten Fall also addieren, löschen sie sich im zweiten Falle unter Umständen gegenseitig aus.

Anhand dieser Aussagen kann man eine geeignete Proben- und Beobachtungsgeometrie definieren:

- Da für die Ladungsträger-Spinpolarisation im Quantenfilm ein Streufeld in z -Richtung benötigt wird, muss die Magnetisierung des oder der Ferromagneten ebenfalls in z -Richtung zeigen. Dies stellt für den Fall einer *remanenten* Magnetisierung eine nicht-triviale materialtechnische Anforderung dar.
- Da sich die räumlich ausgedehnten Streufeld-Komponenten unterhalb der Strukturen befinden, liegt eine Beobachtung von der Probenrückseite nahe. Dies ist jedoch zum einen technologisch schwierig, da es die Beseitigung des absorbierenden GaAs-Substrates erfordert, und zum anderen auch prinzipiell ungünstig, da im Falle sehr kleiner Strukturen über die positiven und negativen Komponenten des Streufeldes unterhalb und neben den Ferromagneten gemittelt wird.
- Es ist also eine Beobachtung von der Probenoberseite zu bevorzugen. Diese Geometrie ist einerseits technologisch und experimentell wesentlich leichter realisierbar, und verhindert andererseits die Mittelung positiver und negativer Streufeldkomponenten, da die lichtundurchlässigen Ferromagnete gleichzeitig als Schattenmaske fungieren. Der Nachteil dieser Geometrie, dass nämlich das Hauptstreufeld des Ferromagneten für die Beobachtung unzugänglich ist, kann zudem auf elegante Weise beseitigt werden: Man verwendet dazu anstelle eines quaderförmigen Magneten eine sog. „Antidot“-Struktur, wie im Folgenden beschrieben ist.

Bei einer sog. „Antidot“-Struktur handelt es sich um eine oder mehrere quaderförmige Aussparungen innerhalb einer größeren ferromagnetischen Schicht. Zur Berechnung des

Streufeldes einer solchen Struktur betrachte man zunächst den Verlauf des vertikalen Streufeldes H_{st}^z einer ausgedehnten planaren ferromagnetischen Schicht, welche in z -Richtung magnetisiert sei. [Abbildung 4.7](#) zeigt eine zweidimensionale Darstellung des auf M normierten Streufeldes H_{st}^z einer $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m} \times 100 \text{nm}$ ferromagnetischen Schicht bei $z = -25 \text{nm}$ (links), sowie einen eindimensionalen Schnitt entlang $y = 0$. Wie man erkennen kann, ist das Streufeld bis auf die Randbereiche der ausgedehnten magnetischen Schicht überall ungefähr Null. Anschaulich erklärt liegt das daran, dass die Feldlinien abseits der Randbereiche, wie bei einem Plattenkondensator in der Elektrostatik, fast ausschließlich im Innern des Magneten von Nord nach Süd schließen.

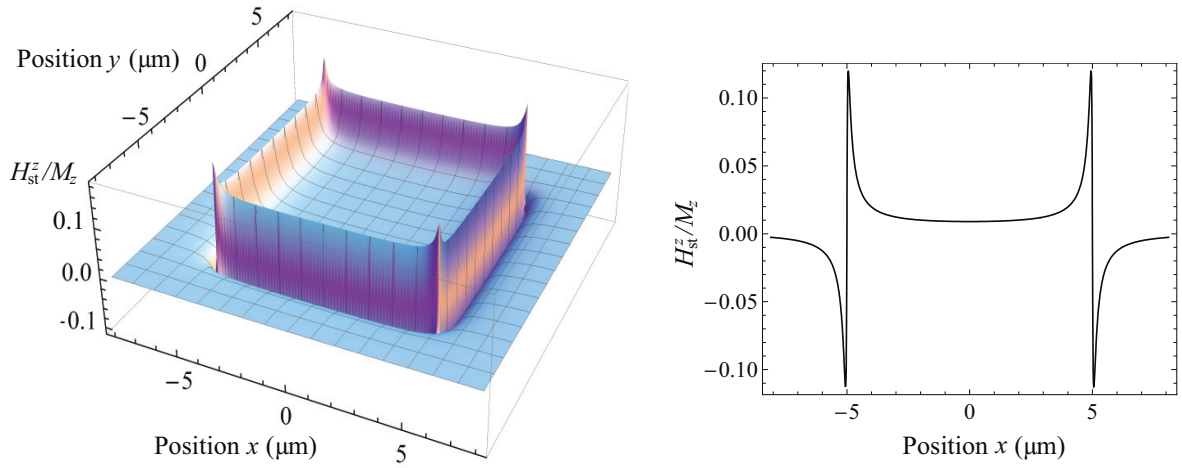


Abb. 4.7: Normiertes Streufeld H_{st}^z/M_z einer $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m} \times 100 \text{nm}$ ferromagnetischen Schicht bei $z = -25 \text{nm}$ und Magnetisierung in z -Richtung. Links: zweidimensionale Darstellung, rechts: Schnitt entlang $y = 0$.

Da Magnetfelder superpositionierbar sind, entspricht das Streufeld $\mathbf{H}_{\text{st}}^{\text{AD}}$ einer quaderförmigen Aussparung (eines sog. „Antidots“) innerhalb einer ausgedehnten Schicht dem Feld dieser Schicht $\mathbf{H}_{\text{st}}^{2\text{D}}$ abzüglich des Feldes eines zur Aussparung identischen Quaders $\mathbf{H}_{\text{st}}^{\text{Q}}$. Es gilt also

$$\mathbf{H}_{\text{st}}^{\text{AD}} = \mathbf{H}_{\text{st}}^{2\text{D}} - \mathbf{H}_{\text{st}}^{\text{Q}} \approx -\mathbf{H}_{\text{st}}^{\text{Q}}. \quad (4.19)$$

Die Antidot-Geometrie bietet also das invertierte Streufeld $-\mathbf{H}_{\text{st}}^{\text{Q}}$ des fehlenden Quaders. Damit erreicht man trotz der Beobachtung von der Probenoberseite ausgedehnte vertikale Streufelder, bei denen zudem das Gegenstreufeld außerhalb der Strukturen abgeschattet wird. Das auf M_z normierte vertikale Streufeld eines $2 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$ Antidots innerhalb einer $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m} \times 216 \text{nm}$ ausgedehnten ferromagnetischen Schicht ist in [Abb. 4.8](#)

für $z = -25$ nm dargestellt. In der Antidot-Apertur erhält man ein gemittelttes Streufeld von ca. $0,095 M_z$. Nutzt man eine regelmäßige Anordnung von Antidots, so entspricht dies

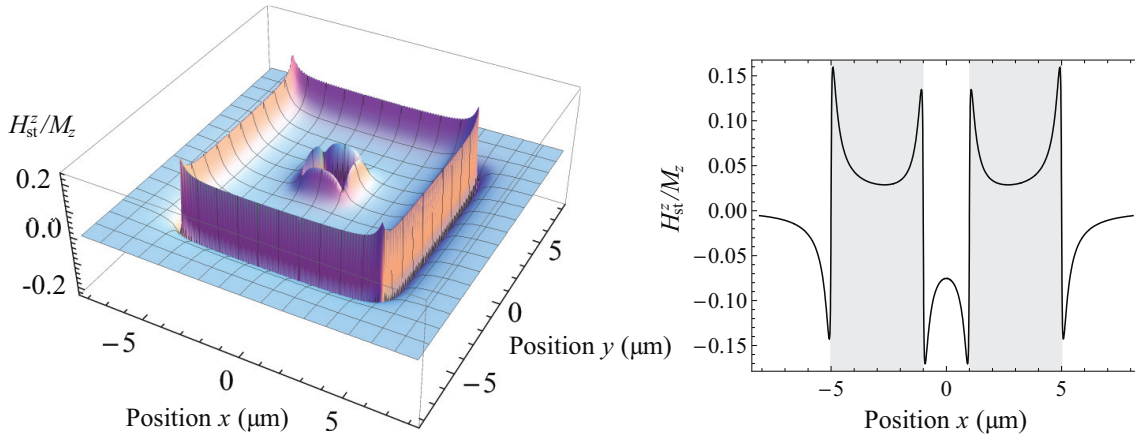


Abb. 4.8: Normiertes Streufeld H_{st}^z/M_z eines $2 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$ Antidots innerhalb einer $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m} \times 216$ nm ferromagnetischen Schicht bei $z = -25$ nm und Magnetisierung in z -Richtung. Links: zweidimensionale Darstellung, rechts: Schnitt entlang $y = 0$. Die durch den Magneten abgeschatteten Streufeld-Anteile sind grau unterlegt.

einer gitterartigen, ferromagnetischen Struktur, welche von van Roy et al. bereits 1992 für streufeld-basierte Bauteile vorgeschlagen wurde [Roy92].

4.3 Ferromagnetische Fe/Tb-Vielfachschichten

Ferromagnete, welche aus Legierungen oder Schichtsystemen eines Übergangselementes und einer Seltenerde bestehen, sind von großem technologischem Interesse, da sie eine senkrechte magnetische Anisotropie (PMA)³ bei Raumtemperatur aufweisen können. Dies wird beispielsweise in der magneto-optischen Datenspeicherung genutzt [Han90, Sha96]. In der vorliegenden Arbeit bildet die bei den Fe/Tb-Vielfachschichten auftretende PMA einen wichtigen Bestandteil des Ferromagnet-DMS-Hybridkonzeptes. Das magnetische Verhalten der Schichten ist allerdings äußerst komplex, da unterschiedliche magnetische Systeme mit variierender Kristallstruktur vorliegen und über Grenzflächen miteinander gekoppelt sind. Die Eigenschaften einer konkreten Probe hängen sehr empfindlich von den Herstellungsbedingungen, wie dem verwendeten Substratmaterial, der Herstellungstechnik und der Substrattemperatur ab. Eine umfassende Beschreibung des Materialsystems Fe/Tb ist

³engl.: Perpendicular Magnetic Anisotropy

daher außerordentlich schwierig und geht weit über den Rahmen dieser Arbeit hinaus. Hier sei auf weiterführende Literatur [Kim99, Tap00, Ric01] und insbesondere auf die Dissertationen von W.-S. Kim [Kim98] und J. Tappert [Tap98] am Fachbereich Physik der Gesamthochschule Duisburg verwiesen.

Der folgende Abschnitt beschränkt sich auf einige für das Hybridkonzept relevante Aspekte: Es werden die Herkunft verschiedener magnetischer Anisotropien und die allgemeinen magnetischen Eigenschaften der Elemente Fe und Tb erläutert, sowie die konkreten Eigenschaften der in den Hybriden verwendeten Fe/Tb-Vielfachschichten dargestellt.

4.3.1 Magnetische Anisotropien

Wie in den Streufeldrechnungen in Abschn. 4.2 gezeigt wurde, ist für ein räumlich ausgedehntes, vertikales magnetisches Streufeld eine vertikale Magnetisierung der mikroskopischen Ferromagnete notwendig. Diese lässt sich zwar in einem ausreichend starken, vertikalen externen Magnetfeld erzwingen (siehe z. B. [Sch04a, Sch04b]), jedoch ist dann die Ladungsträger-Spinpolarisation bereits durch das externe Feld gesättigt. Zudem ist es Ziel des vorgestellten Ferromagnet-DMS-Hybridkonzeptes, ganz auf ein externes Magnetfeld verzichten zu können. Hierfür bedarf es eines ferromagnetischen Systems mit einer *remanenten*, vertikalen Magnetisierung. Die Existenz einer Vorzugsrichtung der spontanen Magnetisierung wird generell als „Anisotropie“ bezeichnet.

Die sog. „*Formanisotropie*“ verhindert i. Allg. eine vertikale Ausrichtung der Magnetisierung in dünnen ferromagnetischen Schichten. Sie ist Folge der ungepaarten magnetischen Dipole, welche an allen Oberflächen des Ferromagneten auftreten, die nicht parallel zur Magnetisierung sind. Diese Dipole erzeugen, wie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben, einerseits das magnetische Streufeld *außerhalb* des Ferromagneten, aber gleichzeitig auch ein der Magnetisierung \mathbf{M} entgegen gerichtetes sog. „Entmagnetisierungsfeld“ \mathbf{H}_d *im Inneren* des Ferromagneten. Die mit \mathbf{M} und \mathbf{H}_d verbundene Entmagnetisierungsenergie E_d lautet

$$E_d = -\frac{1}{2}\mu_0 \int_V \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_d dV. \quad (4.20)$$

Stellt E_d den dominanten Term der magnetischen Gesamtenergie dar, so wird dieser im Gleichgewichtszustand minimiert. Dies führt aber automatisch zu einem Zustand minimaler Entmagnetisierungsfelder \mathbf{H}_d und damit auch minimaler externer Streufelder. Hierin liegt das Hauptproblem bei der Nutzung remanenter, ferromagnetischer Streufelder. Als Konsequenz der Minimierung von \mathbf{H}_d liegt die Vorzugsrichtung der Magnetisierung einer dünnen,

zweidimensionalen ferromagnetischen Schicht in der Filmebene und bei einem eindimensionalen ferromagnetischen Draht entlang der Drahtachse. In dieser Anordnung besitzen die magnetischen „Oberflächenladungen“ jeweils maximalen Abstand. Sind die Ferromagnete größer als die materialtypische Domänengröße, so bildet sich in den Randbereichen zudem eine Domänenstruktur aus, die das Streufeld weiter verringert.

Das Problem der Formanisotropie lässt sich nur umgehen, indem man ein ferromagnetisches Material nutzt, bei dem weitere Anisotropie-Terme auftreten, die die Formanisotropie energetisch kompensieren können. Als Beispiel seien die Kristallanisotropie und die Grenzflächenanisotropie genannt.

Die *Kristallanisotropie* resultiert aus dem anisotropen elektrostatischen Gitterpotential des ferromagnetischen Kristalls. Dieses gibt die Orientierung der Elektronenorbitale und damit ihrer Bahnmomente vor. Über die Spin-Bahn-Kopplung kommt es zu einer bevorzugten Ausrichtung der Spins entlang bestimmter Symmetrieachsen des Kristalls. Kann die theoretische Beschreibung der Kristallanisotropie über die Betrachtung eines einzelnen Kristall-Ions im elektrischen Feld der nächsten Nachbarn erfolgen, so spricht man auch von der sog. „*Einionen-Anisotropie*“. Ein phänomenologisches Modell der Kristallanisotropie wurde von van Vleck [Vle37] entwickelt. Für hexagonale Kristallgitter lautet der entsprechende Energieterm beispielsweise

$$E_c = K_{c,1} \sin^2 \theta + K_{c,2} \sin^4 \theta \quad (4.21)$$

mit den Anisotropiekonstanten $K_{c,1}$, $K_{c,2}$ und dem Winkel θ zwischen der Magnetisierungsrichtung und der c -Achse des hexagonalen Gitters.

An einer Grenzfläche ist die Symmetrie des Kristalls gebrochen, so dass es wiederum über die Spin-Bahn-Wechselwirkung zu einer Änderung der bevorzugten Spinausrichtung kommen kann [Née54]. Man spricht hier von der „*Grenzflächenanisotropie*“. Der Ausdruck für die zugehörige Energie eines dünnen magnetischen Filmes lautet

$$E_s = \frac{2K_s}{d} \sin^2 \theta, \quad (4.22)$$

wobei K_s die Anisotropiekonstante der Oberfläche ist, d die Dicke der Schicht und θ der Winkel zwischen der Magnetisierungsrichtung und der Oberflächennormalen.

4.3.2 Magnetische Eigenschaften von Fe und Tb

Die magnetischen Eigenschaften der Übergangsmetalle und Seltenerden beruhen hauptsächlich auf den unkompenzierten magnetischen Momenten der d -Schalen- bzw. f -Schalen-Elektronen. Fe mit der Elektronenkonfiguration $[\text{Ar}]3d^64s^2$ gehört zu den Übergangsmetallen und weist in der α -Konfiguration ein kubisch-raumzentriertes Gitter (bcc-Gitter) auf. Das magnetische Moment pro Atom beträgt $\mu_{\text{Fe}} = 2,218 \mu_{\text{B}}$, was einer Sättigungsmagnetisierung von $M_{\text{sat,Fe}} = 1,746 \text{ MA/m} = 2,194 \text{ T}/\mu_0$ bei $T = 0 \text{ K}$ entspricht.⁴ Die Curie-Temperatur, oberhalb derer sich Fe paramagnetisch verhält, ist $T_{\text{C,Fe}} = 1043 \text{ K}$ [Kit06].

Tb ist ein Seltenerde-Element aus der Gruppe der Lanthanoide, hat die Elektronenkonfiguration $[\text{Xe}]4f^95d^06s^2$ und eine hexagonale (hcp) Gitterstruktur. Im Gegensatz zu den Übergangsmetallen trägt hier neben dem Spin auch der Bahndrehimpuls der Elektronen zum Magnetismus bei, so dass man ein sehr großes magnetisches Moment pro Atom von $\mu_{\text{Tb}} = 9,34 \mu_{\text{B}}$ erhält, was wiederum einer Sättigungsmagnetisierung von $M_{\text{sat,Tb}} = 2,70 \text{ MA/m} = 3,40 \text{ T}/\mu_0$ bei $T = 0 \text{ K}$ entspricht. Bei Tb existieren zwei Phasenübergänge: Oberhalb der Néel-Temperatur von $T_{\text{N,Tb}} = 230,2 \text{ K}$ ist es paramagnetisch und unterhalb der Curie-Temperatur von $T_{\text{C,Tb}} = 219,6 \text{ K}$ ferromagnetisch. Dazwischen existiert eine antiferromagnetische Phase mit einer sog. „helimagnetischen“ Struktur, bei der alle Momente einer hexagonalen Grundfläche parallel ausgerichtet sind, aber von Fläche zu Fläche um einen bestimmten Winkel gedreht sind [Eil72]. Aufgrund des nicht-verschwindenden Bahndrehimpulses ($L \neq 0$) und der starken Spin-Bahn-Kopplung liegt bei Tb eine starke Einionen-Anisotropie vor. Dies hat zur Folge, dass polykristalline oder amorphe Proben mit unregelmäßiger Atomanordnung keine makroskopische, remanente Magnetisierung aufweisen und sich im externen Magnetfeld auch nur schwer magnetisieren lassen.

4.3.3 Magnetische Eigenschaften der Fe/Tb-Vielfachschichten

Magnetische Heterostrukturen, bestehend aus nm-dicken Fe und Tb-Schichten, können eine starke senkrechte, magnetische Anisotropie aufweisen. Der Ursprung dieser Anisotropie ist komplex und bis heute nicht eindeutig geklärt. Untersuchungen per ^{57}Fe -Mößbauer-Spektroskopie, polarem Kerr-Effekt und supraleitender Quanteninterfe-

⁴Die Umrechnung lautet $M_{\text{sat},i}(0 \text{ K}) = \mu_i \frac{N_{\text{A}}}{V_{\text{mol},i}}$ mit dem magnetischen Moment μ_i pro Atom des Stoffes i , der Avogadro-Konstante N_{A} und dem molaren Volumen $V_{\text{mol},i}$.

renzeinheit (SQUID)⁵ legen folgendes Bild nahe [Tap00]: An den Fe/Tb-Grenzflächen bilden sich dünne legierte Bereiche aus, in denen sich die magnetischen Tb-Momente aufgrund der Einionen-Anisotropie senkrecht zur Oberfläche ausrichten. Zwischen den $4f$ -Elektronen des Tb und den $3d$ -Elektronen des Fe im legierten Bereich besteht eine antiferromagnetische Kopplung [Cam72, Car90, Han90]. Durch diese werden die Fe-Momente antiparallel zum Tb ausgerichtet, so dass an der Grenzfläche ein ferrimagnetisches Verhalten vorliegt, bei welchem das magnetische Moment des Tb überwiegt. In den nicht-legierten Bereichen wird aufgrund der Formanisotropie eine Orientierung der Magnetisierung in der Filmebene bevorzugt. Aufgrund des Einflusses der Grenzflächen erhält die Magnetisierung jedoch auch dort eine zur Probenoberfläche senkrechte Komponente.

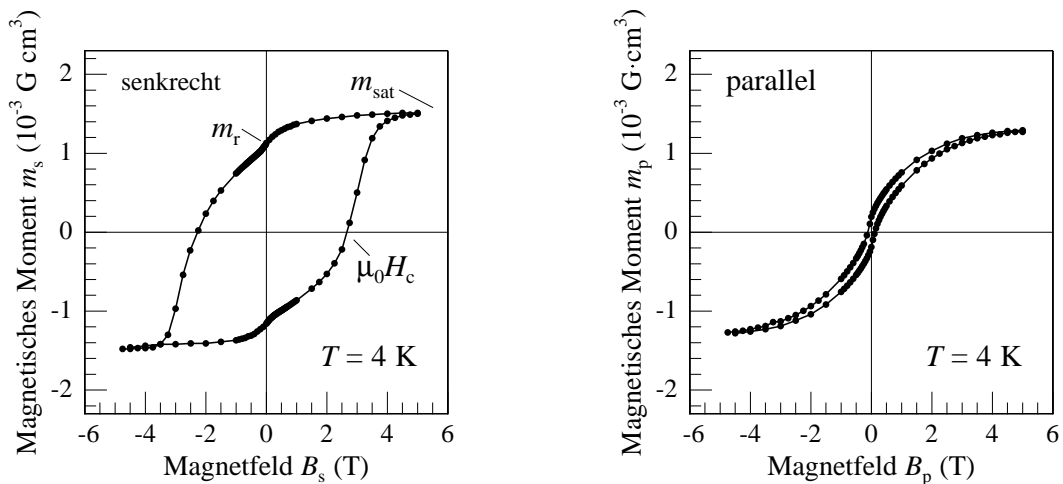


Abb. 4.9: SQUID-Messung des magnetischen Momentes m_i eines $(3,8 \text{ nm})^2$ ausgedehnten $40 \times (3,5 \text{ nm Fe}/1,9 \text{ nm Tb})$ -Vielfachschicht-Systems als Funktion eines externen Magnetfeldes B_i bei einer Proben temperatur von 4 K. Links: Magnetfeld und gemessene Magnetisierungskomponente stehen senkrecht zur Probenoberfläche ($i = s$), rechts: B_i und m_i sind parallel zur Oberfläche ($i = p$). Im linken Graphen sind zudem das Koerzitivfeld $\mu_0 H_c$, das remanente magnetische Moment m_r sowie das magnetische Moment in Sättigung m_{sat} gekennzeichnet.

Die magnetischen Eigenschaften einer $(3,8 \text{ nm})^2$ großen planaren Fe/Tb-Vielschicht, bestehend aus 40 Doppellagen von je 3,5 nm Fe und 1,9 nm Tb (analog zu den Ferromagneten der Hybridprobe B, siehe Abb. 3.3, Mitte), wurden am Lehrstuhl für Magnetismus und Magnetoelektronik der Universität Regensburg mittels SQUID untersucht. Abbildung 4.9 zeigt das zum externen Magnetfeld B parallele magnetische Moment m des Schichtsystems

⁵engl.: Superconducting Quantum Interference Device

B bei einer Proben­temperatur von 4 K und Magnetisierung senkrecht (links) und parallel (rechts) zur Probenoberfläche. Wie man erkennen kann, hat eine senkrechte Magnetisierung der Probe ein starkes remanentes magnetisches Moment zur Folge, im Gegensatz zur Magnetisierung entlang der Probenoberfläche. Die Probe weist somit eine deutliche senkrechte, magnetische Anisotropie auf, wie sie für die Hybridstrukturen im Folgenden benötigt wird. Die Koerzitivfeldstärke bei senkrechter Magnetisierung und Tieftemperatur ist mit $H_c \approx 2,5 T/\mu_0$ sehr groß. Die senkrechte Magnetisierungskurve (links) erscheint aufgrund der antiferromagnetischen Kopplung zwischen Fe und Tb abgerundet [Eym88, Tap98] und weist um 0 T einen leichten Knick auf, welcher wahrscheinlich durch eine weichmagnetische amorphe Fe-Komponente im Schichtsystem hervorgerufen wird [Kim98].

Aus dem magnetischen Moment m kann die Magnetisierung M bei gegebenem Volumen V des Magneten über $M = m/V$ bestimmt werden. Für V soll an dieser Stelle das Gesamtvolumen des Vielschicht-Systems $(3,8 \text{ mm})^2 \cdot 40 \cdot (3,5 + 1,9) \text{ nm}$ eingesetzt werden, so dass sich eine über den Magneten gemittelte Magnetisierung ergibt, wie sie in den Streufeld-Rechnungen (siehe Abschn. 4.2) verwendet werden kann.⁶ Man erhält einen Sättigungswert von $M_{\text{sat}} \approx 600 \text{ mT}/\mu_0$ bei einer Feldstärke oberhalb von $H_{\text{sat}} \approx 3,8 T/\mu_0$ und eine remanente Magnetisierung von $M_r \approx 470 \text{ mT}/\mu_0$.⁷

Anhand des experimentellen Wertes von M_r lässt sich in Kombination mit der Streufeld-Rechnung aus Abb. 4.8 und dem Anstieg der Spinpolarisation des DMS im externen Magnetfeld $\Delta\rho_{\text{PL}}/\Delta B_{\text{ext}}$ aus Abb. 4.4 abschätzen, welcher Grad der Spinpolarisation sich durch das Streufeld der Ferromagneten bei Verwendung der Antidot-Geometrie im DMS erreichen lässt. Es ergibt sich ein Streufeld von ca. 40 mT und eine Spinpolarisation bei 4 K von ca. 10%, welche klar nachweisbar sein sollte. Die Fe/Tb-Schichten sind demnach gut für das vorgestellte Hybridkonzept geeignet.

Da die senkrechte, magnetische Anisotropie der Fe/Tb-Schichten an die Ausrichtung der Tb-Momente gekoppelt und letztere stark temperaturabhängig ist, ändern sich auch die magnetischen Eigenschaften der Vielschicht-Magnete, wie Koerzitivfeldstärke H_c , remanente Magnetisierung M_r und Sättigungsmagnetisierung M_{sat} , deutlich mit der Temperatur. Dies ist in Abb. 4.10 anhand von SQUID-Messungen am Schichtsystem B bei den Proben­temperaturen von 80 K, 220 K und 300 K veranschaulicht. Oberhalb der Curie-Temperatur von Tb $T \geq T_{C,\text{Tb}} \approx 220 \text{ K}$ ist die Koerzitivfeldstärke H_c gering, für niedrige

⁶Da die amorphen Tb-Schichten außer an den Grenzflächen nicht zur Gesamtmagnetisierung beitragen (vgl. Abschn. 4.3.2), ist auch eine Normierung auf das Volumen der Fe-Schichten möglich und sinnvoll (siehe z. B. [Tap98, Kim98]).

⁷Für M gilt die Umrechnung: $1 \text{ G} = 10^3 \text{ A/m} = 4\pi/10 \text{ mT}/\mu_0$.

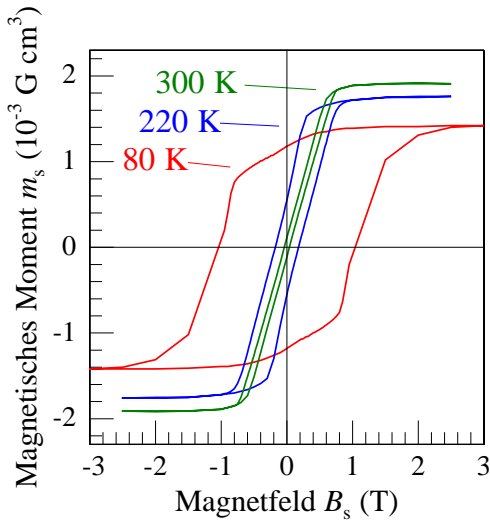


Abb. 4.10: Temperaturabhängigkeit der Magnetisierungskurven einer $(3,8 \text{ mm})^2$ ausgedehnten $40 \times (3,5 \text{ nm Fe}/1,9 \text{ nm Tb})$ -Vielschicht.

Temperaturen nimmt sie jedoch stark zu. Die starke Temperaturabhängigkeit von H_c ist typisch für Übergangsmetall/Seltenerde-Verbindungen, und wird zur magneto-optischen Datenspeicherung genutzt: Ein Laser erhitzt die magnetische Schicht lokal und verringert damit an dieser Stelle den Wert von H_c , was ein lokales Ummagnetisieren durch ein externes Magnetfeld ermöglicht [Han90].

Die Abnahme von H_c mit steigender Temperatur führt oberhalb von 220 K auch zu einer starken Verringerung der remanenten Magnetisierung M_r . Bei Raumtemperatur beträgt $M_r = 50 \text{ mT}/\mu_0$ nur noch etwa ein Zehntel des Tieftemperaturwertes, so dass man für das Hybridkonzept, schon aufgrund der Eigenschaften der Fe/Tb-Ferromagnete auf eine Kühlung der Proben angewiesen ist.

Die Sättigungsmagnetisierung M_{sat} steigt im Gegensatz zu H_c und M_r mit zunehmender Temperatur. Ursache hierfür ist die antiferromagnetische Kopplung von Fe- und Tb-Momenten an der Grenzfläche: Während bei Tieftemperatur ein Teil der Fe-Momente durch benachbarte, antiparallel ausgerichtete Tb-Momente kompensiert wird, dominieren die Fe-Momente die Gesamtmagnetisierung bei Raumtemperatur. Mit diesem Prozess ist auch die Reorientierung der makroskopischen Magnetisierung von einer bevorzugt senkrechten zu einer bevorzugt parallelen Orientierung zur Probenoberfläche verbunden, da ab einer bestimmten Temperatur die Formanisotropie die senkrechte magnetische Anisotropie wieder überwiegt [Kim98].

4.4 Lokale Spinpolarisation in Fe/Tb-DMS-Hybriden

Nachdem in den vorangegangenen Abschnitten dieses Kapitels die Eigenschaften des DMS-Quantenfilmes und der Fe/Tb-Ferromagnete untersucht wurden, und anhand theoretischer Streufeldrechnungen die Realisierbarkeit des Hybrid-Konzeptes abgeschätzt wurde, soll in diesem Abschnitt der experimentelle Nachweis der streufeldinduzierten DMS-Spinpolarisation erfolgen. Es wird gezeigt, wie der Grad der Spinpolarisation im DMS von der Geometrie der ferromagnetischen Strukturen abhängt. Anhand einer einzelnen, mikroskopischen Antidot-Struktur wird demonstriert, dass sich durch inhomogene Streufelder eine auf sub- μm -Skala variierende Spinpolarisation im DMS definieren lässt, welche selbst bei einer Temperatur von 80 K noch nachweisbar ist. Über die remanente Magnetisierung des Antidots können Betrag und Richtung dieser Spinpolarisation kontrolliert werden.

4.4.1 Abhängigkeit der Spinpolarisation von der Geometrie der Ferromagnete

Die ferromagnetischen Strukturen der Hybridprobe A (Quadrate, Drähte und Antidots, siehe auch [Abb. 3.3](#) in [Abschn. 3.1.2](#)) wurden bei 4 K in einem externen Feld von $B_{\text{ext}} = -5$ T magnetisiert. Die Bestimmung der Ladungsträger-Spinpolarisation im DMS-Quantenfilm erfolgte in Remanenz ($B_{\text{ext}} = 0$ T) mithilfe der in [Abschn. 3.2.2](#) dargestellten quasi-simultanen Messmethode für den zirkularen PL-Polarisationsgrad. Der Laser mit einer Leistung von $0,3 \mu\text{W}$ wurde auf einen Durchmesser von ca. $20 \mu\text{m}$ defokussiert und der Monochromator-Austrittsspalt komplett geöffnet (2 mm Spaltbreite), so dass die DMS-PL in ihrer gesamten spektralen Breite auf den Photomultiplier traf.

Wie [Abb. 4.11](#) zeigt, lässt sich in Gegenwart der Ferromagnete auch ohne ein externes Magnetfeld ein strukturabhängiger Polarisationsgrad ρ_{PL} der DMS-PL nachweisen. Für einen gegebenen Strukturtyp nimmt ρ_{PL} mit kleiner werdender Strukturgröße b zu. Bei gleicher Strukturgröße b ist ρ_{PL} für die ferromagnetischen Quadrate geringer als für die Drähte und für jene wiederum geringer als für die Antidots. Verallgemeinert kann also festgestellt werden, dass ρ_{PL} mit steigendem Füllfaktor zunimmt. Der höchste remanente Polarisationsgrad auf der Hybridprobe A wurde bei den Antidots mit $b = 600$ nm gemessen. Hier beträgt $\rho_{\text{PL}} = 3,5$ %.

Um die experimentellen Ergebnisse mit der Theorie zu vergleichen, wurde das Streufeld der jeweiligen Strukturen berechnet und über die nicht von den Magneten abgeschatteten Bereiche gemittelt. Der Einfachheit halber wurde eine homogene Ausleuchtung der

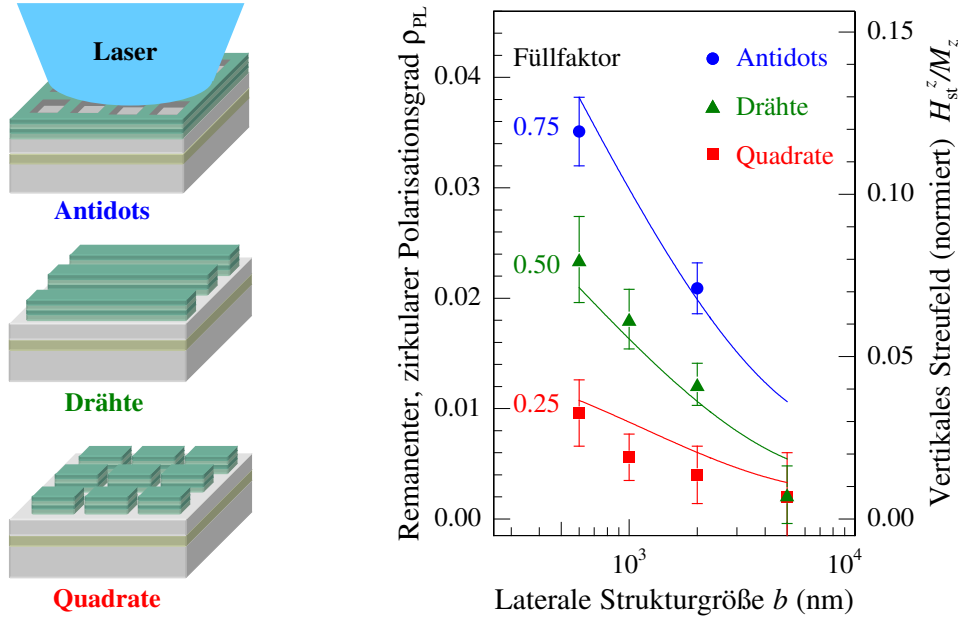


Abb. 4.11: Links: Schematische Darstellung der untersuchten Strukturen auf der Hybridprobe A. Rechts: Remanenter, zirkularer Polarisationsgrad der DMS-PL in Gegenwart ferromagnetischer Quadrate, Drähte bzw. Antidots mit lateraler Strukturgröße b (linke y -Achse). Die durchgezogenen Linien entsprechen dem theoretisch berechneten Streufeld H_{st}^z/M_z für die gegebenen Strukturen (rechte y -Achse).

optisch zugänglichen Bereiche angenommen, d. h. Effekte der Nahfeld-Beugung des Lasers an den Ferromagneten wurden vernachlässigt. Die Ergebnisse der Rechnung sind als durchgezogene Linien in [Abb. 4.11](#) dargestellt. Da der Wert der remanenten Magnetisierung des Schichtsystems A (20 Doppellagen von je 2,6 nm Fe und 1,4 nm Tb, Gesamthöhe 80 nm + 5 nm) in z -Richtung M_z nicht bekannt ist, wurde das Streufeld H_{st}^z auf M_z normiert aufgetragen (siehe rechte y -Achse). Theorie und Experiment stimmen *qualitativ* gut überein, für einen Wert von $M_z = 115 \text{ mT}/\mu_0$ ergäbe sich eine *quantitative* Übereinstimmung.

4.4.2 Definition einer ortsabhängigen Spinpolarisation mithilfe einer ferromagnetischen Antidot-Struktur

Zur Optimierung der remanenten Spinpolarisation wurde eine zweite Hybridprobe B hergestellt (siehe [Abschn. 3.1.2](#) und [Abb. 3.3](#)). Die Fe/Tb-Ferromagnete bestehen hier aus 40 Doppellagen von je 3,5 nm Fe und 1,9 nm Tb, welche wiederum mit einer 5 nm Cr Deck-

schicht versehen sind (Schichtsystem B, Gesamthöhe 216 nm + 5 nm). Bedeutsam sind vor allem die Erhöhung der Schichtdicke t_{Fe} des Fe und die Verdopplung der Schichtanzahl. Wie in [Ric01] gezeigt wurde, führt eine Erhöhung von t_{Fe} zu einem starken Anstieg der erreichbaren Sättigungsmagnetisierung M_{sat} . Die Ursache hierfür ist, dass der Anteil des magnetisierbaren Fe im Vergleich zum kompensierten Anteil an der Fe/Tb-Grenzfläche mit steigendem t_{Fe} zunimmt. Andererseits kann t_{Fe} nicht beliebig erhöht werden, da bei zu dicken Fe-Schichten die Formanisotropie gegenüber der Grenzflächenanisotropie wieder überwiegen würde, so dass die senkrechte magnetische Anisotropie verloren ginge. Dies hätte eine Verringerung der benötigten *remanenten, vertikalen* Magnetisierung trotz evtl. höherer Sättigungsmagnetisierung zur Folge. Durch die Verdopplung der Schichtanzahl erhöht sich bei gegebener remanenter Magnetisierung der Fe/Tb-Schichten die Menge des magnetischen Materials auf der Probe und damit auch das Streufeld. Um eine laterale Diffusion der Ladungsträger aus Gebieten mit unterschiedlichen Vorzeichen des Streufeldes zu verhindern, wurde bei der Probenherstellung vor dem Metallisieren ein Ätzschritt eingefügt. Die Ferromagnete sind ca. 100 nm in den Halbleiter versenkt, wodurch sich die DMS-Schicht jetzt auf einer Höhe von ca. $z = +75$ nm (statt $z = -25$ nm) befindet. Dies führt auch zu einer Erhöhung des vertikalen Streufeldes, jedoch nur in den Bereichen, welche sich in unmittelbarer Nähe (lateraler Abstand ≤ 150 nm) der Ferromagnete befinden.

Verhalten im externen Magnetfeld

Für die folgenden Untersuchungen wurde ein einzelner Antidot der Probe B mit einer lateralen Abmessung von $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$ und einer Apertur von $2 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$ ausgewählt. Die [Abbildung 4.12](#) (links) zeigt eine elektronenmikroskopische Aufnahme der Struktur. Der zirkulare Polarisationsgrad ρ_{PL} der DMS-PL wurde als Funktion des externen Magnetfeldes B_{ext} auf einem unstrukturierten Referenzbereich ([Abb. 4.12](#) (Mitte)) und in der Apertur des Antidots ([Abb. 4.12](#) (rechts)) gemessen. Die Anregungsleistung betrug $0,4 \mu\text{W}$ bei einem Laserstrahl-Durchmesser von $d_{\text{Laser}} \approx 1 \mu\text{m}$. Der Austrittsspalt des Monochromators war wiederum komplett geöffnet, so dass ρ_{PL} für den in der Einfügung von [Abb. 4.12](#) (Mitte) gekennzeichneten Spektralbereich bestimmt wurde. Das externe Magnetfeld B_{ext} wurde im Bereich von -5 T bis $+5$ T variiert, um bei maximalem Feld eine vollständige Magnetisierung der Antidot-Struktur in z -Richtung zu erreichen (vergleiche [Abb. 4.9](#)). Die Messung von ρ_{PL} erfolgte im relevanten Bereich von $|B_{\text{ext}}| \leq 1$ T bei einer Temperatur von

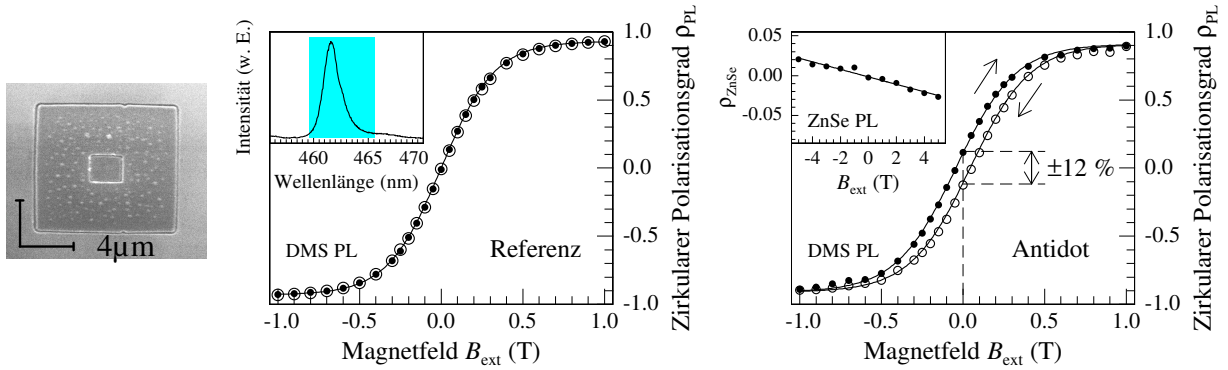


Abb. 4.12: Magnetfeldabhängige Polarisationsgrad-Messungen an einem $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$ Antidot mit einer $2 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$ Apertur. Links: Elektronenmikroskopische Aufnahme des Antidots. Mitte: Referenzmessung an einer unstrukturierten Stelle des DMS. ρ_{PL} beinhaltet den in der Einfügung gekennzeichneten spektralen Bereich der DMS-PL. Rechts: DMS- und ZnSe-Polarisationsgrad, gemessen in der Antidot-Apertur.

$T = 4 \text{ K}$. Die Ergebnisse für steigendes bzw. fallendes Magnetfeld sind durch gefüllte bzw. offene Kreise dargestellt.

Während die Referenzmessungen für beide Durchlaufrichtungen des Magnetfeldes nahezu identisch sind, ist bei der Antidot-Struktur ein deutliches Hystereseverhalten beobachtbar. Diese Hysterese ist Folge des zusätzlich in der Antidot-Apertur auftretenden Streufeldes. Man erhält in Remanenz, d. h. *ohne* externes Magnetfeld, einen durchlaufungsabhängigen Polarisationsgrad von $\rho_{PL} = \pm 12\%$, welcher deutlich höher ist, als der maximal in Probe A beobachtete Wert von $\rho_{PL} = 3,5\%$. Man beachte, dass die Hystereseschleife von $\rho_{PL}(B_{ext})$ in umgekehrtem Sinne zur Hystereseschleife des Ferromagneten durchlaufen wird (steigender Ast befindet sich hier links vom fallenden Ast). Dies liegt daran, dass das Streufeld in der Antidot-Apertur stets entgegen der Magnetisierung des Antidots zeigt (siehe Abb. 4.8). Ist der Antidot also beispielsweise beim Durchlauf des externen Feldes von -5 T nach $+1 \text{ T}$ in $-z$ -Richtung magnetisiert, so weist das Streufeld in der Apertur in $+z$ -Richtung, und man erhält im Antidot stets einen etwas größeren Wert für ρ_{PL} als in der Referenzmessung. Insbesondere ergibt sich bei $B_{ext} = 0$ ein *positiver*, remanenter Polarisationsgrad. Bei den Schnittpunkten der $\rho_{PL}(B_{ext})$ -Kurven mit der x -Achse kompensiert das externe Magnetfeld B_{ext} gerade das Streufeld $\mu_0 H_{st}^z$, und man erhält daraus $H_{st}^z = \pm 44 \text{ mT}/\mu_0$.

Die Hysterese in $\rho_{PL}(B_{ext})$ in der Antidot-Apertur könnte prinzipiell auch durch eine streufeld-induzierte, polarisationsabhängige Absorption der DMS-PL in der darüberliegenden ZnSe-Deckschicht verursacht werden. Man bezeichnet dies als „zirkularen Dichroismus“.

Um diesen Effekt auszuschließen, wurde zusätzlich der zirkulare PL-Polarisationsgrad der ZnSe-Barrieren in der Antidot-Apertur gemessen. Wie in der Einfügung von [Abb. 4.12](#) rechts zu sehen ist, ist der ZnSe-Polarisationsgrad selbst bei großen Magnetfeldern gering ($|\rho_{\text{ZnSe}}| \leq 3\%$), und zudem negativ für positive B_{ext} , in Übereinstimmung mit einem geringen, negativen Exzitonen- g -Faktor ($g_{\text{X},100} = -0,13$ für ein Magnetfeld in 100-Richtung des Kristalls [[Ven79](#)]). Ein möglicher, zirkularer Dichroismus der ZnSe-Deckschicht spielt für den beobachteten DMS-Polarisationsgrad also keine wesentliche Rolle.

Spektrum und Polarisationsgrad in Remanenz

Für die genaue Bestimmung von ρ_{PL} in der Antidot-Struktur ist die quasi-simultane Messmethode (siehe [Abschn. 3.2.2](#)) unverzichtbar, da bereits leichte Schwankungen der Laserstrahl-Position innerhalb der Apertur zu starken Änderungen der PL-Intensität führen. Eine sequentielle Aufnahme polarisationsaufgelöster Spektren mit der CCD hat demnach einen großen Messfehler in ρ_{PL} zur Folge. Andererseits wird bei der quasi-simultane Messung ein Einkanal-Detektor (Photomultiplier) verwendet, so dass die spektrale Intensitätsverteilung der PL nur sequentiell durch Drehen des Monochromator-Gitters gemessen werden kann. Im Folgenden wurden beide Messtechniken kombiniert, um die im positiven, remanenten Streufeld der Antidot-Apertur spektral aufgespaltenen, zirkular polarisierten PL-Signale des DMS zu bestimmen. Der Antidot wurde zunächst in einem externen Magnetfeld von $B_{\text{ext}} = -5$ T magnetisiert. Bei $B_{\text{ext}} = 0$ und einer Anregungsleistung von $1,4 \mu\text{W}$ wurden mithilfe eines $\lambda/4$ -Plättchens und eines Linearpolarisators die zirkular polarisierten Komponenten der DMS-PL in der Antidot-Apertur mit der CCD des Monochromators aufgenommen. Im Anschluss wurde bei gleicher Laserleistung und einem Monochromator-Austrittsspalt von $0,1$ mm (entspricht einer spektralen Auflösung von $0,3$ nm) $\rho_{\text{PL}}(E)$ mit dem Photomultiplier gemessen. Abschließend wurden die relativen Intensitäten der CCD-Spektren so gewählt, dass sich daraus $\rho_{\text{PL}}(E)$ reproduzieren lässt.

In [Abb. 4.13](#) sind die polarisationsaufgelösten Spektren (untere zwei Kurven, linke y -Achse) und der energieabhängige Polarisationsgrad $\rho_{\text{PL}}(E)$ (obere Kurve, rechte y -Achse) dieser kombinierten Messungen dargestellt. Während die durchgezogenen Linien den CCD-Daten entsprechen, zeigen die Kreise, Dreiecke und Quadrate die Photomultiplier-Daten. Man beachte, dass die Zählimpulse in den Kanälen A und B des Photonenzählers den σ^+ - bzw. σ^- -polarisierten PL-Intensitäten $I_+(E)$ (rote Kreise) bzw. $I_-(E)$ (blaue Dreiecke) entsprechen. Aus ihnen berechnet sich der Polarisationsgrad $\rho_{\text{PL}}(E)$ (offene, schwarze Quadrate).

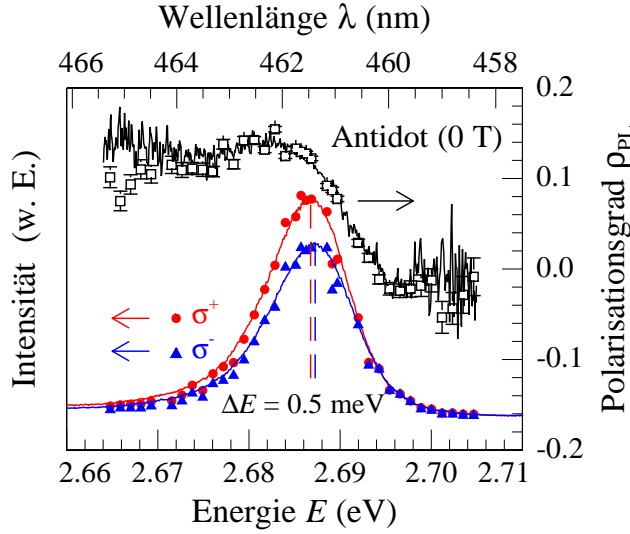


Abb. 4.13: Zirkulare Polarisationsanteile (unteren zwei Kurven, linke y-Achse) und spektral aufgelöster Polarisationsgrad (obere Kurve, rechte y-Achse) der DMS-PL in der Apertur des magnetisierten Antidots ohne externes Magnetfeld. Die durchgezogenen Linien entsprechen den CCD-Daten, die Kreise, Dreiecke und Quadrate den Messdaten mit Photomultiplier und Photonen-zähler.

Wie zu erkennen ist, liefern beide Messmethoden ein konsistentes Bild: Aufgrund des positiven Streufeldes in der Antidot-Apertur kommt es über den riesigen Zeeman-Effekt zu einer Aufspaltung zwischen dem Spin-up und Spin-down-Niveau der Schwerloch-Exzitonen (siehe [Abschn. 2.3.3](#) und [2.3.4](#)). Dies ist als spektrale Aufspaltung ΔE der zirkular polarisierten Komponenten der DMS-PL beobachtbar. Aus den spektralen Schwerpunkten \bar{E}_{\pm} der CCD-Spektren, definiert über $\bar{E}_{\pm} = \int I_{\pm}(E) \cdot E dE / \int I_{\pm}(E) dE$, ergibt sich ein Wert von $\Delta E = 0,5$ meV (dieser Wert liegt wegen der großen spektralen Breite der DMS-PL bereits nah an der Auflösungsgrenze des Experimentes). Die Energieaufspaltung zwischen den Spin-Niveaus führt zu einer Spinpolarisation, so dass die Intensität des σ^+ -polarisierten PL-Anteils höher ist als die des σ^- -Anteils. Der über das gesamte Spektrum ermittelte Polarisationsgrad beträgt bei den gegebenen Anregungsbedingungen etwa +9,5 %, variiert jedoch stark als Funktion der PL-Energie E . Während $\rho_{\text{PL}}(E)$ für Energien E unterhalb der PL-Maxima deutlich größer ist als +9,5 %, wird $\rho_{\text{PL}}(E)$ für größere E sogar leicht negativ. Die Reduktion des Mittelwertes von ρ_{PL} gegenüber dem Wert aus [Abb. 4.12](#) ist Folge der stärkeren Heizung des Mn^{2+} -Spinsystems bei der hier verwendeten höheren Laserleistung (siehe auch [Abb. 4.15](#)).

Positionsabhängige Polarisationsgradmessungen

Das Streufeld mikroskopischer Ferromagnete bietet nicht nur den Vorteil, ein externes Magnetfeld ersetzen zu können. Aufgrund seiner Inhomogenität lassen sich darüber hinaus große lokale Magnetfeld-Gradienten von $10^4 - 10^6$ T/m realisieren. Hier soll der Feldgra-

dient genutzt werden, um eine auf sub- μm -Längenskala variierende Spinpolarisation der Mn^{2+} -Ionen sowie der Ladungsträger im DMS zu definieren. Zum Nachweis dient wiederum die in Abb. 4.12 links abgebildete Antidot-Struktur, welche vor der Messung in einem externen Magnetfeld von $B_{\text{ext}} = -5 \text{ T}$ magnetisiert worden ist. Die vertikale Komponente der Magnetisierung zeigt demnach in die $-z$ -Richtung. Der fokussierte Laser wird bei einer Anregungsleistung von $1,4 \mu\text{W}$ mittels der Piezoaktuatoren des Mikroskopobjektives entlang einer lateralen Symmetrieachse des Antidots gerastert und der lokale Spinpolarisationsgrad per quasi-simultaner Messmethode aufgenommen. Abbildung 4.14 oben links veranschaulicht die Messgeometrie.

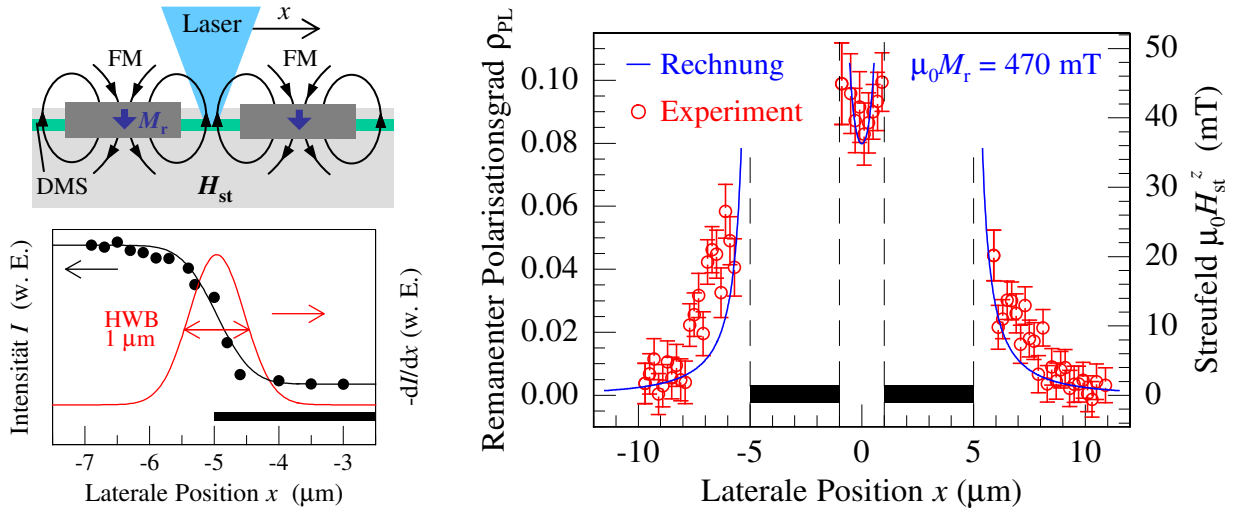


Abb. 4.14: Oben links: Prinzipskizze zur ortsaufgelösten Messung des DMS-PL-Polarisationsgrades $\rho_{\text{PL}}(x)$ an einer einzelnen Antidot-Struktur (Querschnitt). Die vertikale Streufeldkomponente H_{st}^z des tiefgeätzten Antidots ist auf der Höhe des DMS-Quantenfilmes positiv wegen der nach unten zeigenden remanenten Magnetisierung M_r . Unten links: Bestimmung der Halbwertsbreite (HWB) des Laserstrahl-Profiles aus der positionsabhängigen PL-Intensität an der linken Außenkante des Antidots. Rechts: Vergleich der experimentell ermittelten Polarisationsgrad-Verteilung $\rho_{\text{PL}}(x)$ mit der theoretischen Verteilung des Streufeldes $\mu_0 H_{\text{st}}^z(x)$ bei einer remanenten, vertikalen Magnetisierung des Antidots von $M_r = 470 \text{ mT}/\mu_0$. Zur relativen Skalierung der y -Achsen wurde verwendet, dass der mittlere Polarisationsgrad im Antidot von $\bar{\rho}_{\text{AD}} = +9,5 \%$ einem vertikalen Streufeld von $+44 \text{ mT}$ entspricht.

Zur Bestimmung der Ortsauflösung in den positionsabhängigen Messungen sei zunächst die in Abb. 4.14 unten links dargestellte, nicht polarisationsaufgelöste Intensität $I(x)$ der DMS-PL beim Rastern des Lasers über eine Kante der Antidot-Struktur betrachtet (linke y -Achse). Vernachlässigt man Vibrationen des Messsystems und Diffusion der Ladungsträger,

so entspricht $I(x)$ der Faltung des Strahlprofils des Anregungslasers mit der Stufenfunktion der Kante. Nimmt man für den Laserstrahl eine gaußförmige Intensitätsverteilung an (siehe rote Kurve, rechte y -Achse), so erhält man aus der Kurvenanpassung eine Standardabweichung von $\sigma = 425$ nm. Definiert man den Laserstrahldurchmesser d_{Laser} über die Breite bei halber Maximalintensität (Halbwertsbreite, HWB), so ist $d_{\text{Laser}} = 1$ μm . Dieser Wert kann als Ortsauflösung des Experimentes betrachtet werden.⁸

Das Ergebnis der ortsaufgelösten Polarisationsgradmessung ist auf der rechten Seite von [Abb. 4.14](#) (linke y -Achse) gezeigt. Wie erwartet, ist der streufeld-induzierte Spinpolarisationsgrad überall positiv: ρ_{PL} ist innerhalb der Antidot-Apertur am größten und nimmt außerhalb der Struktur zu beiden Seiten ab. Aufgrund der höheren Anregungsleistung ist der mittlere Polarisationsgrad in der Apertur mit $\bar{\rho}_{\text{AD}} = +9,5$ % wieder etwas geringer als in [Abb. 4.12](#). Die Skalierung der rechten y -Achse ergibt sich daraus, dass $\bar{\rho}_{\text{AD}}$ (gemäß [Abb. 4.12](#)) einem Streufeld von $+44$ mT entspricht. Da der Wert der remanenten, senkrechten Magnetisierung $M_r = 470$ mT/ μ_0 der Fe/Tb-Schichten bekannt ist (siehe [Abschn. 4.3.3](#)), können die experimentellen Ergebnisse *quantitativ* mit der theoretischen Streufeld-Verteilung (blaue durchgezogene Linie in [Abb. 4.14](#)) verglichen werden. Die Rechnung entspricht prinzipiell der aus [Abb. 4.8](#), jedoch befindet sich der DMS wegen des Ätzschritts hier auf einer Höhe von $z = +75$ nm (gemessen von der Unterseite des Antidots). Wie zu erkennen ist, stimmen Experiment und Theorie im Rahmen der Messgenauigkeit sehr gut miteinander überein. Damit ist der Nachweis erbracht, dass ferromagnetische Streufelder dazu geeignet sind, eine ortsabhängige Spinpolarisation der Ladungsträger (und damit auch der Mn^{2+} -Ionen) im Halbleiter zu definieren. Umgekehrt ermöglicht das vorgestellte Messverfahren, über die lokale Spinpolarisation der Ladungsträger die Verteilung vertikaler Streufelder von einigen zehn Millitesla auf einer μm -Längenskala zu bestimmen.

Es sei angemerkt, dass die vorgestellte Hybridstruktur der von Redlinski et al. in [[Red05a](#), [Red05b](#)] vorgeschlagenen spinselektiven Energiefalle nahekommt, jedoch noch nicht ihrer experimentellen Umsetzung entspricht. Hierfür wäre ein spinabhängiger, quasi-nulldimensionaler Einschluss der Ladungsträger durch das ferromagnetische Streufeld vonnöten, welcher nicht nachgewiesen wurde. Einerseits sind bei der verwendeten Struktur die Ladungsträger innerhalb der Apertur schon aufgrund des Ätzschritts räumlich eingeschränkt. Andererseits ist die streufeld-induzierte Einschlussenergie der Ladungsträger mit

⁸Streng genommen ist d_{Laser} nur eine Obergrenze für den Laserstrahl-Durchmesser, da Ladungsträgerdiffusion und Vibrationen des Aufbaus auf (sub)- μm -Skala zu einer Verbreiterung des Intensitätsprofils führen. Auf jeden Fall ist d_{Laser} aber ein Maß für die Ortsauflösung des Experimentes.

$< 0,5$ meV bei der gegebenen lateralen Ausdehnung des Streufeldes zu gering, als dass die Aufspaltung der Ladungsträger-Subbänder die thermische Energie $k_B T$ übertreffen könnte.

Einfluss der Mangan-Spintemperatur

Abschließend sei in diesem Abschnitt untersucht, auf welchen Bereich die Proben­temperatur T für eine nachweisbare Spinpolarisation zu beschränken ist. Wie in den [Abschn. 4.3.3](#) und [4.1.3](#) gezeigt wurde, nimmt sowohl die senkrechte, remanente Magnetisierung der Fe/Tb-Ferromagnete M_r als auch die erreichbare Spinpolarisation $\rho_X = \rho_{PL}$ bei gegebenem Magnetfeld im DMS mit steigender Temperatur ab. Während M_r jedoch erst oberhalb von $T = 80$ K deutlich sinkt (vergleiche [Abb. 4.9](#) und [4.10](#)), nimmt ρ_{PL} schon für kleinere Werte von T stark ab (siehe [Abb. 4.4](#)). Letzterer Effekt ist Folge der stark abnehmenden magnetischen Ordnung des paramagnetischen Mn^{2+} -Spinsystems mit steigender Proben­temperatur, wie in [Abb. 2.4](#) aus [Abschn. 2.3.1](#) zu erkennen ist. Die Temperaturbeschränkung ist beim Hybridkonzept also im Wesentlichen durch die Magnetisierbarkeit des DMS gegeben. Neue Halbleitersysteme, welche selbst bei Raumtemperatur magnetische Eigenschaften aufweisen [[Die00](#), [Sai03](#)], könnten zukünftig eine Alternative zu den hier verwendeten „klassischen“ II-VI-DMS auf Selenid- oder Tellurid-Basis darstellen.

Zur Analyse des Temperaturverhaltens, siehe [Abb. 4.15](#) (links), wurde der Polarisationsgrad der DMS-PL ρ_{PL} in der Antidot-Apertur in Remanenz ($B_{ext} = 0$) bei einer Anregungsleistung von $0,4 \mu W$ als Funktion der Proben­temperatur T bestimmt (rote offene Kreise). Vor Beginn der Messung wurde der Antidot einmalig in einem externen Magnetfeld von $B_{ext} = -5$ T vollständig magnetisiert. Als Referenzmessungen dienten $\rho_{PL}(T)$ auf einem unstrukturierten Bereich des DMS bei $B_{ext} = 0$ (blaue Dreiecke) und bei $B_{ext} = 44$ mT (blaue Quadrate), wobei letzterer Magnetfeldwert der Stärke des mittleren vertikalen Streufeldes in der Antidot-Apertur entspricht.

Wie erwartet, verringert sich der Grad der remanenten Spinpolarisation in der Antidot-Apertur mit steigendem T deutlich. Der Verlauf von $\rho_{PL}(T)$ stimmt gut mit der Referenzmessung bei $B_{ext} = 44$ mT überein. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass die Änderung der remanenten, senkrechten Magnetisierung des Ferromagneten im gegebenen Temperaturbereich von $T = 4$ K – 80 K nur eine untergeordnete Rolle für $\rho_{PL}(T)$ spielt. Es dominiert die Abnahme der DMS-Magnetisierung mit T , wobei jedoch selbst bei 80 K, d. h. oberhalb der Siedetemperatur von Stickstoff, noch eine nachweisbare Spinpolarisation von ca. 1 % in der Antidot-Apertur vorhanden ist. Der Spinpolarisationsgrad in der Referenzmessung bei $B_{ext} = 0$ ist Null innerhalb der experimentellen Fehlers von $\pm 0,5$ %.

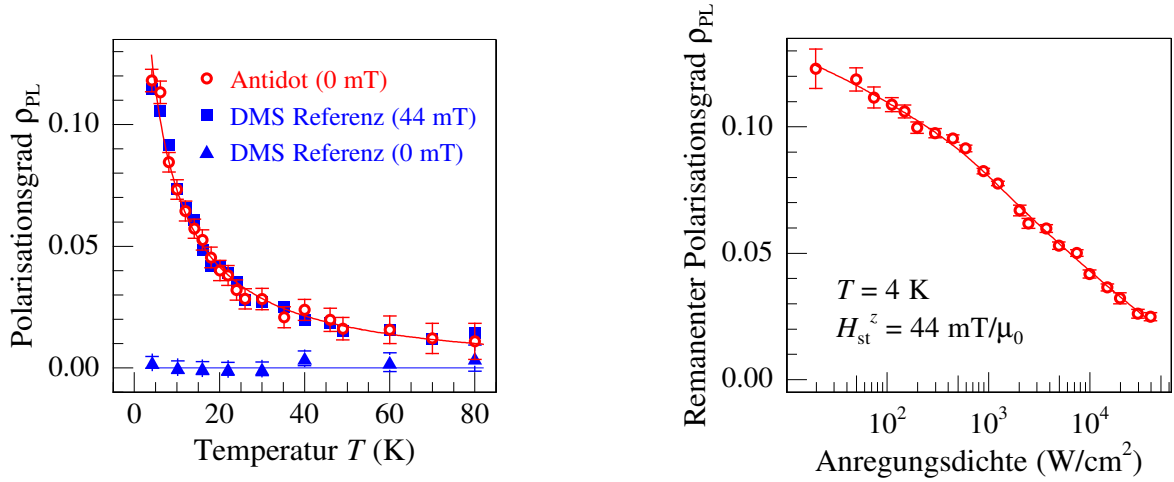


Abb. 4.15: Remanenter Polarisationsgrad der DMS-PL innerhalb der magnetisierten Antidot-Apertur (rote offene Kreise) als Funktion der Proben­temperatur T (links) bzw. der Anregungsdichte (rechts). Im linken Graphen sind zusätzlich zwei Referenzmessungen auf einem unstrukturierten Bereich des DMS bei $B_{ext} = 44$ mT (blaue Quadrate) und $B_{ext} = 0$ (blaue Dreiecke) gezeigt. Die Anregungsleistung von $0,4 \mu\text{W}$ entspricht einer Leistungsdichte von ca. 75 W/cm^2 . Die Proben­temperatur im rechten Graphen betrug $T = 4$ K.

Die Ordnung des Mn^{2+} -Spinsystems bei gegebenem Magnetfeld ist nicht nur von der Proben­temperatur T abhängig, sondern auch von der verwendeten Anregungsdichte der Laserstrahlung⁹. Dies ist im rechten Graphen der Abb. 4.15 dargestellt. Es wurde der remanente Polarisationsgrad ρ_{PL} der DMS-PL in der Apertur des vollständig magnetisierten Antidots als Funktion der Anregungsdichte des Lasers bestimmt. Wie zu erkennen ist, nimmt ρ_{PL} von über 12 % bei 15 W/cm^2 auf unter 3 % bei 30 kW/cm^2 ab, ein Effekt welcher als „Spinheizung“ bezeichnet wird [Kel01]. Die Übertragung der Energie von den optisch generierten Ladungsträgern auf das Mn^{2+} -Spinsystem erfolgt dabei auf zwei Wegen: Zum einen *indirekt* über Nichtgleichgewichtsphononen [Kou03, Kne06], die von den Ladungsträgern erzeugt werden, und zum anderen *direkt* über Spinflip-Streuung mit den nicht-spinpolarisierten Ladungsträgern sowie durch Anregung des internen Mangan-Übergangs ${}^6A_1 \rightleftharpoons {}^4T_1$ (siehe Abschn. 2.2.2) [Kön00, Kne06].

⁹Die Leistungsdichte wurde aus der Anregungsleistung unter Annahme eines Laserstrahldurchmessers von $d = 2\sigma$ gemäß Abb. 4.14 ermittelt.

4.4.3 Manipulation des remanenten Spinpolarisationsgrades

Die streufeld-induzierte Kopplung zwischen Mn^{2+} - und Ladungsträger-Spins auf der einen Seite und Fe/Tb-Ferromagneten auf der anderen Seite ermöglicht eine Manipulation der lokalen Spinpolarisation im Halbleiter über den Wert der remanenten, vertikalen Magnetisierung M_r der Ferromagnete. Um dieses zu demonstrieren, wurde M_r des $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$ Antidots aus [Abb. 4.12](#) variiert, und der Grad der Spinpolarisation der Ladungsträger $\rho_X = \rho_{\text{PL}}$ in der $2 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$ -Apertur bestimmt. Zwei einfache Möglichkeiten zur Änderung von M_r wurden genutzt: zum einen über Stärke und Vorzeichen des zur Magnetisierung verwendeten senkrechten, externen Magnetfeldes B_{FM} und zum anderen über die Temperatur des Ferromagneten T_{FM} . Die Bestimmung des DMS-PL-Polarisationsgrades ρ_{PL} im Antidot erfolgte immer ohne externes Magnetfeld und bei einer Temperatur von $T = 4 \text{ K}$.¹⁰

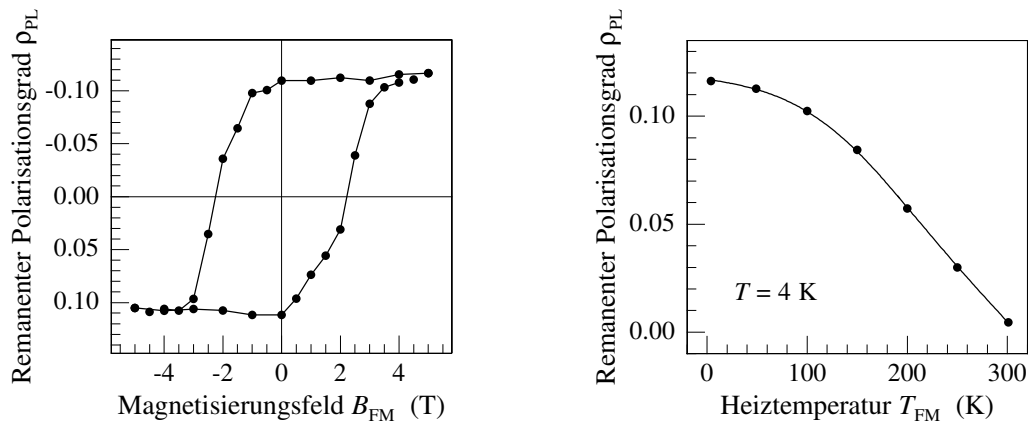


Abb. 4.16: DMS-PL-Polarisationsgrad in der Antidot-Apertur bei $B_{\text{ext}} = 0$ und $T = 4 \text{ K}$ nach kurzzeitigem Anlegen eines externen Magnetfeldes B_{FM} (links) bzw. nach kurzzeitigem Erhöhen der Proben temperatur auf T_{FM} (rechts).

Der linke Graph in [Abb. 4.16](#) zeigt ρ_{PL} nachdem der Antidot bei $T = 4 \text{ K}$ jeweils für kurze Zeit einem externen Magnetfeld von $B_{\text{ext}} = B_{\text{FM}}$ ausgesetzt wurde. Wie erkennbar ist, lässt sich der Wert von ρ_{PL} im Antidot über B_{FM} und die daraus resultierende remanente Magnetisierung des Ferromagneten beliebig zwischen $\pm 12 \%$ einstellen. Außerdem können dem Verlauf von $\rho_{\text{PL}}(B_{\text{FM}})$ wichtige Parameter des Magnetisierungsverhaltens der Fe/Tb-Struktur, wie die Koerzitivfeldstärke $H_c \approx 2,5 \text{ T}/\mu_0$ und die Sättigungsfeldstärke $H_{\text{sat}} \approx 3,8 \text{ T}/\mu_0$, für $T = 4 \text{ K}$ entnommen werden. Die hier rein optisch ermittelten Werte für die

¹⁰Die Notwendigkeit dazu ergibt sich daraus, dass ρ_X bei $|B_{\text{ext}}| > 0,5 \text{ T}$ sättigt und für $T > 80 \text{ K}$ verschwindet.

Antidot-Struktur stimmen gut mit den SQUID-Daten der planaren Fe/Tb-Vielfachschicht aus [Abb. 4.9](#) in [Abschn. 4.3.3](#) überein.

Bei den Messungen im rechten Graphen wurde der Antidot bei $T = 4$ K und $B_{\text{ext}} = -5$ T magnetisiert, daraufhin einer erhöhten Temperatur $T = T_{\text{FM}}$ ausgesetzt und anschließend ρ_{PL} bei $T = 4$ K bestimmt. Der erzielte Spinpolarisationsgrad und damit auch die vertikale, remanente Magnetisierungskomponente M_r des Antidots ändern sich für $T_{\text{FM}} < 100$ K nur geringfügig, während sie für höhere T_{FM} stark abnehmen. Dies steht in Übereinstimmung mit den temperaturabhängigen SQUID-Daten der planaren Fe/Tb-Vielfachschicht aus [Abb. 4.10](#) in [Abschn. 4.3.3](#) und den temperaturabhängigen Polarisationsgradmessungen am einzelnen Antidot (siehe [Abb. 4.15](#)) aus dem vorangegangenen Abschnitt.

Die hier vorgestellten Experimente liefern den Nachweis, dass sich die Spinpolarisation im DMS-Halbleiter über die Magnetisierung mikrostrukturierter Ferromagnete kontrollieren lässt. Sie weisen jedoch den Nachteil auf, dass die Zeitskala zum Ändern der Spinpolarisation im Bereich von Sekunden bis Minuten liegt. Abschließend sei erwähnt, dass dies jedoch kein grundsätzliches Problem des Hybridkonzeptes ist. Die Magnetisierung der Fe/Tb-Ferromagnete kann weitaus schneller geändert werden, wenn diese mit einem intensiven Laserpuls bestrahlt werden. Dies haben Experimente an gleichartigen DMS-Fe/Tb-Hybridstrukturen am Institut für Physik der Humboldt-Universität zu Berlin gezeigt. Ein einzelner 15 ns langer Laserpuls mit einer Energiedichte von 16 mJ/cm^2 genügt, um das Elektronensystem der Fe/Tb-Ferromagnete so stark zu heizen, dass die remanente Magnetisierung bei ausgeschaltetem externen Magnetfeld verschwindet. Wiederholt man das Experiment in einem externen Magnetfeld, welches der Magnetisierung der Ferromagnete entgegengesetzt ist, jedoch unterhalb der Koerzitivfeldstärke liegt, kann die Magnetisierungsrichtung der Ferromagnete mithilfe des Laserpulses sogar umgeschaltet werden [[Hal08](#), [Fan09](#)].

Kapitel 5

Manipulation der kohärenten Spindynamik magnetischer Ionen

Im vorangegangenen [Kapitel 4](#) wurde demonstriert, dass mithilfe des Streufeldes mikroskopischer Ferromagnete eine lokal variierende Magnetisierung in einem verdünnt-magnetischen Halbleiter (DMS) definiert werden kann. Aufgrund der starken *sp-d*-Austauschwechselwirkung zwischen den im DMS enthaltenen magnetischen Mn^{2+} -Ionen und den optisch erzeugten Ladungsträgern erhalten letztere eine Spinpolarisation, welche entsprechend der magnetischen Umgebung ebenfalls lokal veränderlich ist. Das vorgestellte Konzept zur Manipulation der Ladungsträger-Spinpolarisation weist jedoch eine wichtige Beschränkung auf: Die Ausrichtung der Spins entlang des Streufeldes geschieht nicht kohärent, d. h. unter Beibehaltung der Phaseninformation der Wellenfunktionen, sondern *inkohärent* durch spontane Relaxation der Ladungsträger aus dem jeweils energetisch höheren in das niedrigere Zeeman-Niveau. Daher wurde auch auf die Erzeugung eines einheitlichen Anfangszustandes aller Ladungsträger-Spins in den Experimenten verzichtet, so dass eine unpolarisierte und nicht-resonante Anregung mit einem Dauerstrichlaser ausreichend war.

[Kapitel 5](#) beschäftigt sich im Folgenden mit der *kohärenten* Spindynamik in Ferromagnet-DMS-Hybriden. Durch optische Orientierung [[Mei84](#)], d. h. zirkular polarisierte, resonante Anregung, werden mit einem gepulsten Laser zu definierten Zeiten Ladungsträger mit identischem Spinzustand in den Halbleiter injiziert. Im externen Magnetfeld, welches gegenüber der Spinorientierung verkippt ist, führen die Spins i. Allg. eine kohärente Präzession um die Magnetfeldachse aus, während das System durch Spinrelaxation wieder ins Gleichgewicht zurückstrebt. Mithilfe der zeitaufgelösten Kerr-Rotation

(TRKR¹, siehe Abschn. 3.3) lassen sich sowohl die Spinpräzession als auch die Spinrelaxation experimentell untersuchen.

In DMS-Halbleitern beeinflusst die *sp-d*-Austauschwechselwirkung auch die kohärente Spindynamik in entscheidender Weise: Zum einen ist aufgrund des großen effektiven g -Faktors g_{eff} die Präzessionsfrequenz der Elektronen im DMS verglichen mit nichtmagnetischen Halbleitern wie GaAs um mehrere Größenordnungen erhöht und liegt für typische Magnetfelder von ca. 1 T im THz-Bereich. Zum anderen führt das Austauschfeld der optisch erzeugten, spinpolarisierten Löcher dazu, dass auch die magnetischen Momente der Mn^{2+} -Ionen kohärent aus ihrer Gleichgewichtslage bewegt werden, und ebenfalls zu präzedieren beginnen. Diese kohärente Präzession der lokalisierten Mn^{2+} -Spins kann weit über die Lebensdauer der Ladungsträger hinaus andauern und lässt sich über ferromagnetische Streufelder manipulieren.

Wie bei der inkohärenten Spinmanipulation kann das räumlich variierende Streufeld mikro- und nanostrukturierter Ferromagnete $\mathbf{B}_{\text{st}}(\mathbf{x}) = \mu_0 \mathbf{H}_{\text{st}}(\mathbf{x})$ dazu genutzt werden, ein extern angelegtes, homogenes Magnetfeld \mathbf{B}_{ext} lokal zu modulieren. Das Gesamtmagnetfeld $\mathbf{B}_{\text{ges}}(\mathbf{x}) = \mathbf{B}_{\text{ext}} + \mathbf{B}_{\text{st}}(\mathbf{x})$ am Ort \mathbf{x} definiert Betrag und Richtung der Präzessionsfrequenz $\nu(\mathbf{x}) \propto \mathbf{B}_{\text{ges}}(\mathbf{x})$ des Mn^{2+} -Spins am Ort \mathbf{x} . Im vorliegenden Kapitel wird die streufeld-induzierte Manipulation der kohärenten Mn^{2+} -Spinpräzession in Ferromagnet-DMS-Hybriden nachgewiesen. Darüber hinaus wird sich zeigen, dass die Präzession eines lokalisierten Spinensembles im inhomogenen Magnetfeld \mathbf{B}_{ges} besondere Eigenschaften aufweist: Neben einer beschleunigten Dephasierung des Ensembles führt die Überlagerung der Einzelpräzessionen mit unterschiedlicher Frequenz $\nu(\mathbf{x})$ zur Beobachtung einer *zeitabhängigen* Ensemble-Präzessionsfrequenz.

5.1 Kohärente Mn^{2+} -Spindynamik im homogenen, externen Magnetfeld

Bevor der Einfluss inhomogener, ferromagnetischer Streufelder auf die kohärente Spindynamik in DMS-Quantenfilmen dargestellt wird, soll in diesem Abschnitt zunächst auf das Verhalten im *homogenen*, externen Magnetfeld eingegangen werden. Wie im Folgenden gezeigt wird, spielt die *sp-d*-Austauschwechselwirkung für die Dynamik der Ladungsträger- und Mn^{2+} -Spins im externen Magnetfeld eine entscheidende Rolle.

¹engl.: Time-resolved Kerr Rotation

5.1.1 Theoretische Beschreibung der Spindynamik

Spinpräzession

Die zeitliche Entwicklung des Erwartungswertes des Spinoperators $\hat{\mathbf{s}} = (\hat{s}_x, \hat{s}_y, \hat{s}_z)$ ist durch die zeitabhängige Schrödingergleichung gegeben. Nutzt man das Heisenberg-Bild, bei dem die Beschreibung der Zeitabhängigkeit von den Zuständen auf die Operatoren übertragen wird, so lautet sie

$$\frac{d}{dt}\hat{\mathbf{s}}(t) = \frac{1}{i\hbar} [\hat{\mathbf{s}}(t), \hat{H}] \quad (5.1)$$

Für das Auftreten der Spinpräzession eines Elektrons mit Spin $\hat{\mathbf{s}}$ und zugehörigem magnetischen Moment $\hat{\boldsymbol{\mu}} = \gamma\hat{\mathbf{s}} = -g\mu_B/\hbar \hat{\mathbf{s}}$ im externen Magnetfeld \mathbf{B} ist der Zeeman-Term

$$\hat{H}_B = -\hat{\boldsymbol{\mu}} \cdot \mathbf{B} = \frac{g\mu_B}{\hbar} \hat{\mathbf{s}} \cdot \mathbf{B}. \quad (5.2)$$

des Hamiltonoperators \hat{H} verantwortlich. Es ist dann nämlich

$$\frac{d}{dt}\hat{\mathbf{s}}(t) = \frac{1}{i\hbar} \cdot \frac{g\mu_B}{\hbar} \cdot [\hat{\mathbf{s}}(t), \hat{\mathbf{s}}(t) \cdot \mathbf{B}]. \quad (5.3)$$

Unter Nutzung der Kommutatorrelation $[\hat{s}_i, \hat{s}_j] = i\hbar \epsilon_{ijk} \hat{s}_k$ ergibt sich beispielsweise für die x -Komponente

$$\frac{d}{dt}\hat{s}_x = \frac{g\mu_B}{\hbar} (\hat{s}_z B_y - \hat{s}_y B_z). \quad (5.4)$$

Allgemein erhält man

$$\frac{d}{dt}\hat{\mathbf{s}} = -\frac{g\mu_B}{\hbar} \hat{\mathbf{s}} \times \mathbf{B} = \hat{\boldsymbol{\mu}} \times \mathbf{B}. \quad (5.5)$$

Das mit $\hat{\mathbf{s}}$ verbundene magnetische Moment $\hat{\boldsymbol{\mu}}$ verursacht ein Drehmoment im Magnetfeld \mathbf{B} , welches die Richtung des Spins $\hat{\mathbf{s}}$ ändert.

Zur Veranschaulichung sei ein Elektron mit einem Spin von $\hbar/2$ im konstanten Magnetfeld $\mathbf{B} = B \cdot \mathbf{e}_x$ in x -Richtung betrachtet. Der Erwartungswert des Spins zeige zum Zeitpunkt $t = 0$ in die $-z$ -Richtung $\langle \hat{\mathbf{s}}(0) \rangle = (0, 0, -\hbar/2)$. Die Lösung des gekoppelten Differentialgleichungssystems aus Gl. (5.5) liefert

$$\langle \hat{\mathbf{s}}(t) \rangle = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ \sin \omega t \\ -\cos \omega t \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad \omega = 2\pi\nu = \frac{g\mu_B B}{\hbar}. \quad (5.6)$$

Dies entspricht einer Präzession des Spinerwartungswertes $\langle \hat{\mathbf{s}}(t) \rangle$ mit der Larmorkreisfrequenz ω in der yz -Ebene um \mathbf{B} .

Multipliziert man Gl. (5.5) mit dem gyromagnetischen Verhältnis γ und betrachtet ein großes Ensemble von Spins, so erhält man den Präzessionsterm der Bloch-Gleichungen [Blo46] für eine Magnetisierung \mathbf{M} im Magnetfeld \mathbf{B}

$$\frac{d}{dt}\mathbf{M} = \gamma\mathbf{M} \times \mathbf{B}. \quad (5.7)$$

Spinrelaxation und Spindephasierung

Die vollständigen Bloch-Gleichungen beinhalten darüber hinaus einen Term, welcher die exponentielle zeitliche Abnahme der Magnetisierungskomponenten M_i beschreibt. Für die M_i -Komponente entlang des externen Magnetfeldes \mathbf{B} (hier: M_x) ist die Abnahme in Richtung des Gleichgewichtswertes M_i^0 mit einem Energieverlust des Systems verbunden. Man spricht in diesem Falle von „Spinrelaxation“ und bezeichnet die zugehörige Zeitkonstante T_1 als (longitudinale) „Spinrelaxationszeit“. Eine Verringerung der M_i -Komponenten senkrecht zu \mathbf{B} beeinflusst die Gesamtenergie des Spinsystems nicht. Der Prozess wird i. Allg. „Spindephasierung“ genannt und die entsprechende Zeitkonstante T_2 „Spindephasierungszeit“ (oder auch „transversale Spinrelaxationszeit“).

H. C. Torrey nahm ergänzend die Diffusion der Magnetisierung mit einer Diffusionskonstanten D mit in die Blochgleichungen auf [Tor56].² Die so erhaltenen Bloch-Torrey-Gleichungen lauten [Zut04]

$$\frac{d}{dt}\mathbf{M} = \gamma\mathbf{M} \times \mathbf{B} + D \nabla^2 \mathbf{M} - \begin{pmatrix} (M_x - M_x^0)/T_1 \\ M_y/T_2 \\ M_z/T_2 \end{pmatrix} \quad (5.8)$$

Es sei darauf hingewiesen, dass in Abwesenheit eines externen Magnetfeldes für ein isotropes oder kubisches System $T_1 = T_2$ gilt, da keine der Raumachsen ausgezeichnet ist. Im allgemeinen Fall eines anisotropen Systems lässt sich außer der Ungleichung $T_2 \leq 2T_1$ [Yaf63] kein genereller Zusammenhang zwischen beiden Zeiten angeben. Häufig ist jedoch $T_2 \ll T_1$, wie beim Mn^{2+} -Spinsystem der hier vorgestellten DMS ($T_2 < \text{ns}$ [siehe unten], $T_1 \approx \mu\text{s}$ [Hum05]), da eine Vielzahl von Dephasierungsmechanismen zwar T_2 nicht aber T_1 beeinflussen. Betrachtet man ein Ensemble von Spins, so wird außerdem zwischen

²Man beachte, dass D nur im Falle eines isotropen oder kubischen Festkörpers ein Skalar ist, wie hier der Einfachheit halber angenommen.

Dephasierungsmechanismen unterschieden, welche einen irreversiblen Kohärenzverlust bedeuten, und solchen, die prinzipiell reversibel sind. Ein Beispiel für den letzteren Fall wäre die Dekohärenz eines präzedierenden Spinensembles aufgrund eines lokal unterschiedlichen g -Faktors. Durch Umkehren der Magnetfeldrichtung lässt sich die Kohärenz wiederherstellen. Während T_2 nur irreversible Prozesse enthält, wird für den allgemeinen Fall reversibler und irreversibler Dekohärenz die Bezeichnung „effektive Spindephasierungszeit“ $T_2^* \leq T_2$ benutzt [Hu01, Zut04].

5.1.2 Spindynamik und kohärenter Spintransfer in DMS

In verdünnt-magnetischen Halbleitern mit großer Bandlücke und einer Mn-Konzentration von $x_{\text{Mn}} > 0,01$ ist der „klassische“ Zeeman-Effekt gegenüber dem riesigen Zeeman-Effekt, welcher aus der $sp-d$ -Austauschwechselwirkung resultiert, vernachlässigbar gering. Daher spielt der zugehörige Hamiltonoperator H_B aus Gl. (5.2) auch keine entscheidende Rolle für die Spindynamik in diesen DMS-Materialien. Sie ist vielmehr durch den Austausch-Hamiltonoperator \hat{H}_{sp-d} aus Gl. (2.14) bestimmt. \hat{H}_{sp-d} kann jedoch auch in der Form von Gl. (5.2) geschrieben werden, wenn man unter Nutzung von Molekularfeld- und Virtueller-Kristall-Näherung (siehe Abschn. 2.3.2) in Analogie zu Gl. (2.29) einen effektiven g -Faktor für Elektronen ($g_{\text{eff},e}$) und Löcher ($g_{\text{eff},l}$) definiert

$$g_{\text{eff},e} = -N_0\alpha \cdot x_{\text{eff}} \frac{\langle S_{\text{Mn}} \rangle}{\hbar \mu_B B} \quad \text{und} \quad g_{\text{eff},l} = -N_0\beta \cdot x_{\text{eff}} \frac{\langle S_{\text{Mn}} \rangle}{\hbar \mu_B B} \quad (5.9)$$

Es gilt dann für Elektronen bzw. Löcher [Sui98]

$$\hat{H}_{sp-d,i} \approx \frac{g_{\text{eff},i} \mu_B}{\hbar} \hat{\mathbf{s}} \cdot \mathbf{B} \quad \text{mit } i = e, l \quad (5.10)$$

Somit können prinzipiell sowohl Elektronen als auch Löcher in DMS-Materialien eine kohärente Spinpräzession ausführen. Wegen der großen effektiven g -Faktoren $g_{\text{eff},i}$ sind die Larmorfrequenzen ν_i gegenüber den nicht-magnetischen binären II-VI-Halbleitern um mehrere Größenordnungen erhöht. Experimentell lässt sich die Präzession allerdings nur beobachten, wenn die effektiven Spindephasierungszeiten T_2^* ausreichend groß sind ($T_2^* \gg 1/\nu_i$). Eine Präzession der Schwerloch-Spins (Γ_8 -Band) wird zudem verhindert, wenn die Energieaufspaltung von Schwerloch und Leichtloch bei $B = 0$ und $k = 0$ zu groß ist. Dies liegt daran, dass die Schwerlöcher allein nicht präzedieren können ($\langle \phi_{\Gamma_8^{\text{sl}} \downarrow} | \hat{\mathbf{s}} | \phi_{\Gamma_8^{\text{sl}} \uparrow} \rangle = 0$). Im Fall der vorliegenden DMS-Quantenfilme sorgt das Einschlusspotential in Wachstumsrichtung

(siehe Gl. (2.24)) für eine starke Schwerloch-Leichtloch-Aufspaltung (einige zehn meV), so dass eine Schwerloch-Spinpräzession ausgeschlossen ist.

Der Aufbau der verwendeten $\text{Zn}_{0,76}\text{Cd}_{0,16}\text{Mn}_{0,08}\text{Se}/\text{ZnSe}$ -Heterostruktur entspricht dem aus Abb. 3.1. Die Spindynamik wurde mittels zeitaufgelöster Kerr-Rotation (siehe Abschn. 3.3) untersucht. Die Anregungswellenlänge des im ps-Modus betriebenen, frequenzverdoppelten Titan:Saphir-Lasers betrug $\lambda = 459,7$ nm. Bei der Proben temperatur von $T = 2,3$ K entspricht dies einer resonanten Anregung des Schwerloch-Übergangs $m_j = \pm 3/2 \rightarrow m_j = \pm 1/2$ (siehe Abb. 2.5). Durch zirkular polarisierte Anregung werden im DMS spinpolarisierte Ladungsträger erzeugt, deren Spinausrichtung parallel oder antiparallel zum Ausbreitungsvektor \mathbf{k} des Laserstrahls (z -Richtung) ist und senkrecht zur Probenoberfläche (xy -Ebene) und zum externen Magnetfeld $\mathbf{B}_{\text{ext}} = B_{\text{ext}} \cdot \mathbf{e}_x$ (x -Richtung).³ Die Leistungen von Pump- und Probestrahl betragen 4,6 mW bzw. 1,3 mW. Der Durchmesser der Laserstrahlen auf der Probe war ca. 20 μm . Das Magnetfeld wurde in mehreren Schritten von 0 auf ca. 800 mT erhöht.

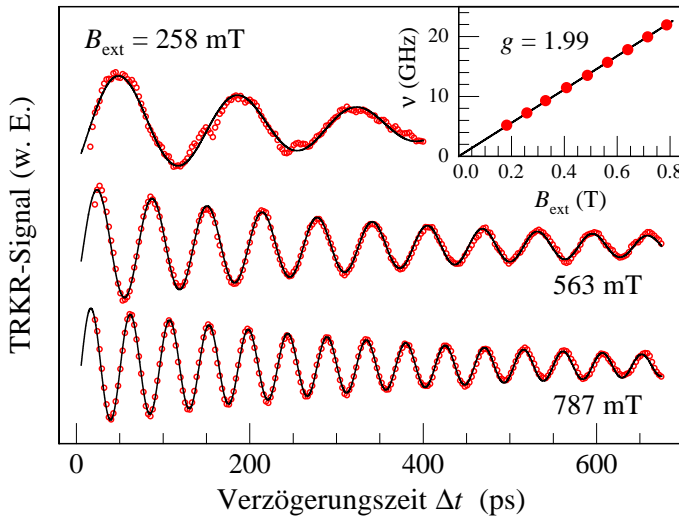


Abb. 5.1: Kohärente Präzession der Mn^{2+} -Spins in einem homogenen, externen Magnetfeld. Das TRKR-Signal ist für die (nominellen) Magnetfeldwerte von 258 mT, 563 mT und 787 mT dargestellt. Die durchgezogenen Linien entsprechen angepassten Kurven nach Gl. (5.11). Einfügung: Aus der linearen Magnetfeldabhängigkeit der Präzessionsfrequenz $\nu(B_{\text{ext}})$ wurde ein g -Faktor von $g = 1,99$ ermittelt.

Abbildung 5.1 zeigt exemplarisch die bei $B_{\text{ext}} = 258$ mT, 563 mT und 787 mT gemessenen TRKR-Kurven (rote offene Kreise). Es lässt sich klar eine zeitlich gedämpfte Spinpräzession erkennen, deren Frequenz $\nu = \omega/2\pi$ gemäß Gl. (5.6) mit steigendem B_{ext} zunimmt. Die exakten Werte von $\nu(B_{\text{ext}})$ wurden durch Kurvenanpassung ermittelt (durch-

³Die Geometrie entspricht damit dem Beispiel aus Abschn. 5.1.1.

gezogene schwarze Linien). Die mathematische Beschreibung des TRKR-Signals $\theta(\Delta t)$ bei einer Laufzeitverzögerung Δt zwischen Pump- und Probestrahl lautet allgemein

$$\theta(\Delta t) = \theta_0 \exp(-\Delta t/T_2^*) \sin(2\pi\nu \Delta t + \varphi) \quad \text{mit} \quad \nu = \frac{g\mu_B}{\hbar} B_{\text{ext}}, \quad (5.11)$$

Trägt man $\nu(B_{\text{ext}})$ für alle B_{ext} auf (siehe Einfügung), so erhält man den erwarteten linearen Zusammenhang. Aus dem Anstieg der Geraden ergibt sich ein g -Faktor von $g \approx 2$. Dieser weist nach, dass es sich bei der beobachteten Spinpräzession nicht um die Elektronenspins im Leitungsband handeln kann. Aus dem in [Abb. 4.3](#) per Photolumineszenz-Spektroskopie bestimmten effektiven, excitonischen g -Faktor von $g_{\text{eff,X}} = g_{\text{eff,e}} + g_{\text{eff,l}} \approx 330$ folgt nämlich, dass wegen $|N_0\alpha| \approx 1/5 |N_0\beta|$ (siehe [Tab. 2.4](#)) gilt $g_{\text{eff,e}} \approx g_{\text{eff,X}}/6 \approx 55$.

Der experimentell ermittelte Wert des g -Faktors entspricht mit hoher Genauigkeit dem atomaren g -Faktor von Mangan $g_{\text{Mn}}^{\text{Atom}} = 2$ (siehe [Gl. \(2.5\)](#)). Es handelt sich also um eine makroskopische, kohärente gedämpfte Präzession der paramagnetischen Mn^{2+} -Momente im optisch angeregten Bereich der verdünnt-magnetischen Halbleiterschicht. Die Elektronen-Spindynamik lässt sich im gegebenen Experiment nicht beobachten, da deren Spinlebensdauer $\tau_{\text{S,e}} \equiv T_{1,\text{e}}$ wegen des hohen Mn-Gehalts des Quantenfilmes sehr kurz ist [[Sch06](#)]. Man beachte, dass der zur Bestimmung des externen Magnetfeldes B_{ext} verwendete Hall-Sensor einen relativ hohen Fehler von ca. ± 10 mT aufwies. Daher wurde der genaue Wert von B_{ext} in allen folgenden Messungen anhand des bekannten g -Faktors von Mn in einer II-VI-Halbleitermatrix $g_{\text{Mn}}^{\text{II-VI}} = 2,01$ [[Cro97a](#), [Aki98](#)] mithilfe der experimentell bestimmten $\nu(B_{\text{ext}})$ geeicht.

Der Prozess der Anregung der kohärenten Mn^{2+} -Spinpräzession wurde von Crooker et al. [[Cro96](#), [Cro97a](#)], sowie Akimoto et al. [[Aki98](#)] aufgeklärt: Anfänglich befinden sich die magnetischen Momente der Mn^{2+} -Ionen im thermodynamischen Gleichgewicht und sind parallel zum externen Magnetfeld \mathbf{B}_{ext} ausgerichtet (hier: entlang x -Richtung). Der zirkular polarisierte, resonante Pump-Laserpuls erzeugt per optischer Orientierung [[Mei84](#)] spinpolarisierte Elektronen-Schwerloch-Paare, deren Ausrichtung parallel zur Oberflächennormale der Probe und senkrecht zu \mathbf{B}_{ext} ist (z -Richtung). Aufgrund der sp - d -Austauschwechselwirkung stellt die Ladungsträger-Spinpolarisation für das Mn^{2+} -Spinsystem ein effektives, magnetisches Austauschfeld \mathbf{B}_{sp-d} dar. Während der Spinlebensdauern $\tau_{\text{S,e}}$, $\tau_{\text{S,l}}$ von Elektronen und schweren Löchern wirkt auf die Mn^{2+} -Spins ein effektives Gesamtmagnetfeld von $\mathbf{B}_{\text{ext}} + \mathbf{B}_{sp-d}$, welches zu einer Auslenkung der Mn^{2+} -Spins aus der Gleichgewichtslage und nach Verschwinden von \mathbf{B}_{sp-d} zu einer Präzessionsbewegung führt. Den Hauptbeitrag zur Auslenkung liefern dabei die Lochspins, da deren

Austauschfeld wegen $|N_0\beta|/|N_0\alpha| \approx 5$ etwa fünfmal größer ist als das der Elektronen. Zudem präzedieren die Elektronenspins im Gegensatz zu den Lochspins mit hoher Larmorfrequenz, so dass ihr gemittelttes Austauschfeld in guter Näherung verschwindet.

Die Dynamik der Mn^{2+} -Spins kann, wie in [Aki98] dargestellt, mit den Bloch-Torrey-Gleichungen (5.8) beschrieben werden, wobei die Spindiffusion der Mn^{2+} -Momente vernachlässigt wird ($D = 0$). Das zugehörige TRKR-Signal hat für $\Delta t > \tau_{S,e}, \tau_{S,l}$ die Form aus Gl. (5.11), wobei φ einer kleinen negativen Phase entspricht. Der Verlauf ist also *sinusförmig*, da bei $\Delta t = 0$ alle Mn^{2+} -Spins noch in Richtung des externen Magnetfeldes \mathbf{B}_{ext} zeigen. Für Elektronen würde man hingegen wegen der anfänglich senkrechten Ausrichtung der Spins zum Magnetfeld einen *kosinusförmigen* Kurvenverlauf ($\varphi = +\pi/2$) erwarten. Die geringe negative Phase φ spiegelt die Zeitverzögerung t_d wider, die sich aus dem endlich schnellen Auslenken der Mn^{2+} -Spins während der Anwesenheit des Austauschfeldes ergibt. Es ist $\varphi = -2\pi\nu t_d = -g_{\text{Mn}}\mu_B B_{\text{ext}}/\hbar t_d < 0$.

Betrachtet man die TRKR-Signale in Abb. 5.1, so bestätigt sich der für die Mn^{2+} -Spinpräzession zu erwartende sinusförmige Verlauf der Kurven. Der aus der Kurvenanpassung ermittelte Phasenversatz φ liefert charakteristische Verzögerungszeiten t_d , die gut mit der Literatur übereinstimmen (z. B. $\varphi(787 \text{ mT}) = -0,75 \text{ rad} \Rightarrow t_d \approx 5 \text{ ps}$ [Aki98, Cro97a]). Abschließend sei angemerkt, dass sich aus dem absoluten Wert des Kerr-Signals bei geeigneter Referenzmessung (hier nicht erfolgt) der mittlere Verkippungswinkel α der Mn^{2+} -Spins und daraus wiederum die mittlere Stärke des Austauschfeldes B_{sp-d} ermitteln lässt. Typische Werte für $B_{\text{ext}} = 1 \text{ T}$ liegen bei $\alpha = 0,3 \text{ mrad} = 0,02^\circ$ und $B_{sp-d} = 0,5 \text{ mT}$ [Aki98]. Man beachte, dass es sich bei diesen Angaben um *mittlere* Werte für das *gesamte* Mn^{2+} -Spinensemble handelt: Tatsächlich wird unter typischen Anregungsbedingungen nur ein Bruchteil der Mn^{2+} -Spins ausgelenkt, da die Konzentration der optisch erzeugten Löcher wesentlich geringer ist, als die der Mn^{2+} -Ionen im DMS. Dies erklärt auch die geringe Stärke des mittleren Austauschfeldes.

Der kohärente Spintransfer von den Ladungsträgern auf die d -Schalen-Elektronen der Mn^{2+} -Ionen ermöglicht es, mittels zeitaufgelöster Kerr- oder Faraday-Rotation die Magnetisierungsdynamik in DMS-Halbleitern in einem großen Bereich von Magnetfeldern *direkt* zeitabhängig zu studieren. Dies ist ein großer Vorteil gegenüber anderen Techniken wie der paramagnetischen Elektronenresonanz (EPR)⁴, bei welcher nur *indirekt* aus Form und Breite eines magnetfeldabhängigen Resonanzsignals auf die Dephasierungsdynamik geschlossen wird. Die Kurvenanpassung der Daten aus Abb. 5.1 mittels Gl. (5.11) liefert neben den

⁴engl.: Electron Paramagnetic Resonance

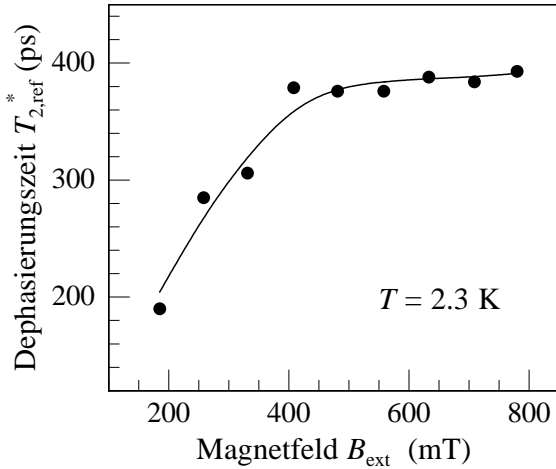


Abb. 5.2: Effektive Spindephasierungszeit $T_{2,\text{ref}}^*$ der Mn^{2+} -Spins als Funktion des (gezeichneten) externen Magnetfeldes B_{ext} bei einer Probentemperatur von $T = 2,3$ K. Die durchgezogene Linie dient der Führung des Auges.

Larmorfrequenzen $\nu(B_{\text{ext}})$ auch die Magnetfeldabhängigkeit der effektiven Spindephasierungszeit $T_{2,\text{ref}}^*(B_{\text{ext}})$. Diese ist in [Abb. 5.2](#) aufgetragen. In Übereinstimmung mit Untersuchungen aus der Literatur [[Cro97a](#)] liegt die T_2^* -Zeit bei Tieftemperatur ($T \leq 5$ K) im Bereich einiger hundert Pikosekunden und nimmt im hier untersuchten Bereich von $B_{\text{ext}} < 1$ T mit steigendem Magnetfeld zu. Leider ist in der bisherigen Literatur kein theoretisches Modell zur Beschreibung des Dekohärenzverhaltens von quasi-paramagnetischen DMS (vgl. [Abschn. 2.3.1](#)) bei Tieftemperatur zu finden. Daher fehlt an dieser Stelle eine anschauliche Erklärung der Zunahme von $T_{2,\text{ref}}^*(B_{\text{ext}})$.

Bekannt ist, dass das Dekohärenz- [[Sam88](#)] und Relaxationsverhalten [[Sca96](#)] in magnetischen Halbleitern allgemein durch die kurzreichweitige Wechselwirkung benachbarter Mn^{2+} -Spins bestimmt wird. Man beachte, dass diese Wechselwirkung *antiferromagnetischer* Natur ist (siehe [Abschn. 2.3.1](#)), so dass die kohärente Präzession der effektiven Gesamtmagnetisierung eines DMS eigentlich der Präzession zweier entgegengesetzt gerichteter, miteinander wechselwirkender magnetischer Untergitter entspricht. Eine Verletzung der Gesamtspin-Erhaltung setzt eine *anisotrope* Wechselwirkung der Spins voraus. In EPR-Studien wurde nachgewiesen [[Sam88](#)], dass bei DMS nicht die direkte Dipol-Dipol-Wechselwirkung ausschlaggebend ist, sondern die sog. „Dzyaloshinskii-Moriya“-Wechselwirkung [[Mor60](#)]. Sie ergibt sich aus den anisotropen Komponenten des vom Anion vermittelten Superaustausches zwischen zwei benachbarten Mn^{2+} -Spins. Während in [Gl. \(2.3\)](#) nur der isotrope Anteil der Wechselwirkung dargestellt wurde, hat der anisotrope Anteil, welcher durch die Mischung der Mn^{2+} -Spineigenzustände aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung des Anions hervorgerufen wird, folgende Form [[Mor60](#)]

$$\hat{H}_{D-M} = - \sum_{i \neq j} \mathbf{D}_{ij} (\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j) \cdot (\hat{\mathbf{S}}_i \times \hat{\mathbf{S}}_j). \quad (5.12)$$

Das Verhältnis der Stärken von anisotroper (\mathbf{D}_{ij}) zu isotroper (J_{d-d}) Spin-Spin-Wechselwirkung bestimmt die Dephasierungszeit T_2^* im Grenzfall hoher Temperaturen [Sam88]. Für niedrige Temperaturen gilt das Modell des „exchange narrowing“ (Austauschverschmälerung) [Hub85], streng genommen jedoch nur für magnetische Halbleiter mit hoher Mn-Konzentration oberhalb der Perkolationsgrenze von $x_{\text{Mn}} = 0,2$. In $\text{A}^{\text{II}}_{1-x}\text{Mn}_x\text{B}^{\text{VI}}$ -Halbleitern *sinkt* dabei die Dephasierungszeit T_2^* mit abnehmender Temperatur [Sam88, Cro96], da Spin-Spin-Korrelationen durch reduzierte thermische Fluktuationen verstärkt werden, und sich die antiferromagnetisch gekoppelten Bereiche (engl.: Cluster) im Mn^{2+} -Spinsystems ausdehnen [McC05, Fur88a]. Analog werden mit zunehmendem Magnetfeld die thermischen Fluktuationen ebenfalls unterdrückt [Bac02], so dass auch hier eine *Abnahme* der T_2^* -Zeit zu erwarten ist. Tatsächlich ist dies auch für den hier nicht untersuchten Bereich von $B_{\text{ext}} > 1$ T beobachtet worden [Cro97a].

5.2 Lokalisierte Spins im inhomogenen magnetischen Streufeld

Die im vorangegangenen Abschnitt beschriebene kohärente Präzession der Mn^{2+} -Spins soll mithilfe des Streufeldes mikro- und nanostrukturierter Ferromagnete, welche auf dem DMS aufgebracht werden, lokal beeinflusst werden. Im Folgenden wird dargestellt, dass sich die Präzessionsfrequenz bei geeigneter Wahl von Ferromagnet und Magnetisierungsrichtung nachweisbar ändern lässt. Aufgrund der Inhomogenität des Streufeldes ist dies jedoch mit einer reduzierten Dephasierungszeit T_2^* des Spinensembles verbunden. Interessanterweise führt die Streufeld-Inhomogenität außerdem dazu, dass das Ensemble-TRKR-Signal der lokalisierten Mn^{2+} -Spins *qualitativ* vom üblichen exponentiell gedämpften, sinusförmigen Verlauf abweicht: Man beobachtet eine zeitlich veränderliche Präzessionsfrequenz des Ensembles.

5.2.1 Manipulation der Präzessionsfrequenz

Aus der Voigt-Geometrie des TRKR-Experimentes zur kohärenten Mn^{2+} -Spinpräzession (siehe Abb. 3.12) folgt, dass zur Manipulation der Präzessionsfrequenz möglichst starke

Streufeldkomponenten *parallel* zur Probenoberfläche erwünscht sind. Wie die Rechnungen aus [Abschn. 4.2](#) zeigen, sollte dazu die Magnetisierungsrichtung der Ferromagnete ebenfalls in der Probenebene liegen. Eine horizontale Magnetisierung ist in dünnen ferromagnetischen Schichten wegen der Formanisotropie ([Abschn. 4.3.1](#)) auch ohne externes Magnetfeld leicht zu erreichen. Spezielle Vielfachschicht-Magnete, wie sie in [Kap. 4](#) für eine vertikale, remanente Magnetisierung notwendig waren, sind hier nicht erforderlich. Als ferromagnetisches Material wurde Cobalt (Co) gewählt, da es eine relativ hohe Sättigungsmagnetisierung von $M_{\text{sat}}(0K) = 1820 \text{ mT}/\mu_0$ [[Kef66](#)] aufweist. Eine *remanente* Kontrolle der Präzessionsfrequenz ist jedoch trotz bevorzugter horizontaler Magnetisierung schwer realisierbar. Zum einen liegt dies daran, dass sich die remanente Magnetisierung auch in der Ebene so ausrichtet, dass das Streufeld minimiert wird. Beispielsweise liegt sie bei Drahtstrukturen entlang der Längsachse, so dass nur an den Drahtenden ein nicht vernachlässigbares Streufeld erzeugt wird. Zum anderen wird für die Beobachtung einer ausgeprägten Oszillation der Mn^{2+} -Spins ein Magnetfeld von mindestens ca. 100 mT benötigt, was mit ferromagnetischen Nanostrukturen in Remanenz generell kaum zu erreichen ist. Aus diesen Gründen wird im Folgenden auf Experimente bei $B_{\text{ext}} = 0$ verzichtet und stattdessen die durch ein Streufeld verursachte lokale Änderung der Präzession im externen Magnetfeld untersucht. Diesem Ziel dient die in [Abschn. 3.1.2](#) beschriebene Hybridprobe C. Wie sich zeigte, bieten Co-Drahtstrukturen mit einem Verhältnis von Drahtbreite zu Zwischenraum von ca. 1 : 1 ein Optimum zwischen Streufeldstärke und Signalintensität.

Die kohärente Dynamik der Mn^{2+} -Spins des DMS wurde in einem variablen externen Magnetfeld B_{ext} mit und ohne Einfluss des ferromagnetischen Streufeldes \mathbf{B}_{st} der Co-Drähte mithilfe der TRKR-Technik untersucht. Wie in [Abb. 5.3](#) (links) dargestellt, ist B_{ext} senkrecht zur Beobachtungsrichtung, d. h. parallel zur Probenoberfläche, orientiert (Voigt-Geometrie) und senkrecht zur Längsachse der Drähte. Die Magnetisierung der Drähte erfolgt also entlang der Drahtbreite, was eine maximale magnetische Oberflächenladung und damit ein maximales Streufeld zur Folge hat (siehe [Abschn. 4.2](#)). Die in der TRKR-Messung genutzten Co-Strukturen weisen folgenden Geometrie auf (siehe elektronenmikroskopische Aufnahme, [Abb. 5.3](#) (Mitte)): Die Drahtbreite beträgt $b = 480 \text{ nm}$, die Drahtlänge $l = 150 \text{ }\mu\text{m}$ und die laterale Periode der Drahtstrukturen $p = 1100 \text{ nm}$. Die Höhe der Strukturen wurde per Rasterkraftmikroskopie zu 60 nm bestimmt. Darin ist noch die 5 nm dicke Cr-Antioxidationsschicht enthalten, so dass die Höhe der Co-Drähte $h = 55 \text{ nm}$ beträgt. In [Abb. 5.3](#) (rechts) sind die TRKR-Signale des DMS mit (Co-DMS-Hybrid) und ohne (DMS-Referenz) die Drahtstrukturen gezeigt. Der Wert von

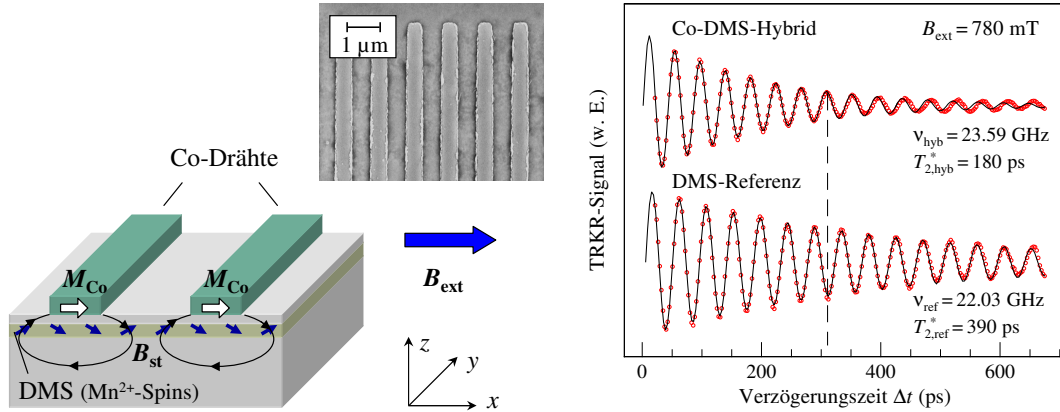


Abb. 5.3: Manipulation der kohärenten Mn^{2+} -Spindynamik. Links: Mithilfe des Streufeldes \mathbf{B}_{st} ferromagnetischer Co-Drahtstrukturen lässt sich die Präzessionsfrequenz der Mn^{2+} -Spins des DMS lokal variieren. Die Magnetisierung der Co-Drähte (\mathbf{M}_{Co}) erfolgt durch ein externes Magnetfeld \mathbf{B}_{ext} parallel zur Probenebene und senkrecht zur Längsachse der Drähte. Mitte: Elektronenmikroskopische Aufnahme eines Co-Drahtfeldes auf einem DMS. Die Drahtbreite beträgt $b = 480$ nm, die Periode $p = 1100$ nm und die Drahtlänge $l = 150$ μm (nur Ausschnitt dargestellt). Rechts: TRKR-Signal der Mn^{2+} -Spins des DMS auf einem Feld mit Co-Drähten (oben) bzw. auf einem unstrukturierten Referenzbereich (unten) bei $B_{ext} = 780$ mT und $T = 2,3$ K. In Anwesenheit des Streufeldes erhöht sich die Präzessionsfrequenz ν und verringert sich die effektive Ensemble-Dephasierungszeit T_2^* .

$B_{ext} = 780$ mT wurde, wie oben erwähnt, anhand des Mn- g -Faktors von $g_{Mn} = 2,01$ [Cro97a, Aki98] geeicht (nomineller Wert lt. Hall-Sensor: $B_{ext} = 787$ mT). Die Probentemperatur betrug $T = 2,3$ K. Anregungswellenlänge, Leistungen von Pump- und Probestrahl sowie die Laserstrahldurchmesser auf der Probe wurden gegenüber dem vorangegangenen [Abschnitt 5.1.2](#) nicht verändert.

Zur Bestimmung der Präzessionsfrequenz ν und der effektiven Ensemble-Dephasierungszeit T_2^* wurden die gemessenen TRKR-Kurven entsprechend [Gl. \(5.11\)](#) angepasst (durchgezogene, schwarze Kurven in [Abb. 5.3](#) (rechts)). Es zeigt sich, dass sich die TRKR-Daten der DMS-Referenz gut mit [Gl. \(5.11\)](#) beschreiben lassen; für die Co-DMS-Hybridstruktur tritt jedoch ein deutlicher Phasenversatz für $\Delta t > 400$ ps auf. Der Ursprung dieses Phasenversatzes wird im folgenden [Abschnitt 5.2.2](#) erläutert. Hier sei zunächst nur zur Bestimmung von ν der Bereich der Δt bei der Kurvenanpassung auf $0 \leq \Delta t \leq 300$ ps beschränkt.

Als Ergebnis erhält man, dass die Präzessionsfrequenz in Gegenwart der Ferromagnete $\nu_{hyb} = 23,59$ GHz gegenüber der Referenz mit $\nu_{ref} = 22,03$ GHz deutlich erhöht ist.

Dies entspricht der Erwartung, da die horizontale Streufeldkomponente B_{st}^x zwischen den Co-Strukturen (auf Höhe des DMS) entlang des externen Magnetfeldes B_{ext} weist (siehe [Abb. 5.3](#) (links) und [Abb. 5.6](#) (links)). Somit gilt für das Gesamtmagnetfeld \mathbf{B}_{ges} , welches die Präzessionsfrequenz der Mn^{2+} -Spins definiert, $B_{\text{ges}} = |\mathbf{B}_{\text{ext}} + \mathbf{B}_{\text{st}}| > B_{\text{ext}}$. Unter den Strukturen sind B_{st}^x und B_{ext} antiparallel. Diese Bereiche werden jedoch von den lichtundurchlässigen Ferromagneten abgeschattet und tragen nicht zum TRKR-Signal bei.⁵ Die durch das Streufeld erzeugte, mittlere Frequenzänderung beträgt $\Delta\nu = \nu_{\text{hyb}} - \nu_{\text{ref}} = 1,56$ GHz, was ausreichend ist, um im Bereich der Mn^{2+} -Spinlebensdauern einen deutlichen Phasenversatz zwischen den TRKR-Signalen mit und ohne Co-Drähte zu beobachten (siehe gestrichelte Linie in [Abb. 5.3](#) (rechts)). Aus dem Wert von $\Delta\nu$ ergibt sich mit $g_{\text{Mn}} = 2,01$ gemäß [Gl. \(5.11\)](#) ein gemittelttes Streufeld von $\langle B_{\text{ges}} \rangle - B_{\text{ext}} = 55$ mT, welchem die Mn^{2+} -Spins ausgesetzt sind. Man beachte, dass die direkte Interpretation der beobachteten Frequenzänderung $\Delta\nu$ als Wirkung des Streufeldes hier nur möglich ist, da der g -Faktor der Mn^{2+} -Spins unabhängig von der Bandstruktur des Wirtskristalls ist, und somit nicht von weiteren Faktoren wie der Proben temperatur, der Anregungswellenlänge oder einer Verspannung des Kristallgitters durch die Ferromagnete beeinflusst wird. Untersucht man beispielsweise die Spindynamik optisch erzeugter Ladungsträger in Ferromagnet-Halbleiter-Hybriden, so ist die Berücksichtigung dieser Effekte entscheidend für eine korrekte Analyse der TRKR-Daten [[Mei06a](#), [Hoh08](#)].

Da das Streufeld inhomogen ist, oszillieren die einzelnen, lokalisierten Mn^{2+} -Spins mit unterschiedlicher Frequenz und Präzessionsachse. Dies führt zu einer starken Verkürzung der effektiven Ensemble-Dephasierungszeit von $T_{2,\text{ref}}^* = 390$ ps auf $T_{2,\text{hyb}}^* = 180$ ps.

In [Abb. 5.4](#) sind die Ergebnisse der Kurvenanpassungen für alle untersuchten externen Magnetfelder B_{ext} zusammengefasst. Es ist zu erkennen, dass das Streufeld der Co-Drähte etwa bei $B_{\text{ext}} = 500$ mT sättigt. Direkte Daten zum Magnetisierungsverhalten $M_x(B_{\text{ext}})$ der Co-Drähte liegen leider nicht vor. In der Literatur wurde allerdings für 80 nm hohe Fe-Drähte mit 500 nm Drahtbreite und 1 μm Periode ein ähnlicher Verlauf für $M_x(B_{\text{ext}})$ beobachtet [[Mei06a](#)]. Im Gegensatz zum starken Anstieg der T_2^* -Zeiten mit B_{ext} in der Referenzmessung aus [Abb. 5.2](#), ändert sich die Ensemble-Dephasierungszeit im Co-DMS-Hybrid kaum. Es ist $T_{2,\text{hyb}}^*(B_{\text{ext}}) \approx 180$ ps. Hieraus lässt sich schlussfolgern, dass die Inhomogenität des Streufeldes einen zusätzlichen Dephasierungsmechanismus für das Mn^{2+} -Spinensemble darstellt, welcher bereits bei relativ kleinen B_{ext} dominiert und die T_2^* -Zeit beschränkt.

⁵Der Einfluss der Nahfeldbeugung an den Strukturen sei hier vernachlässigt.

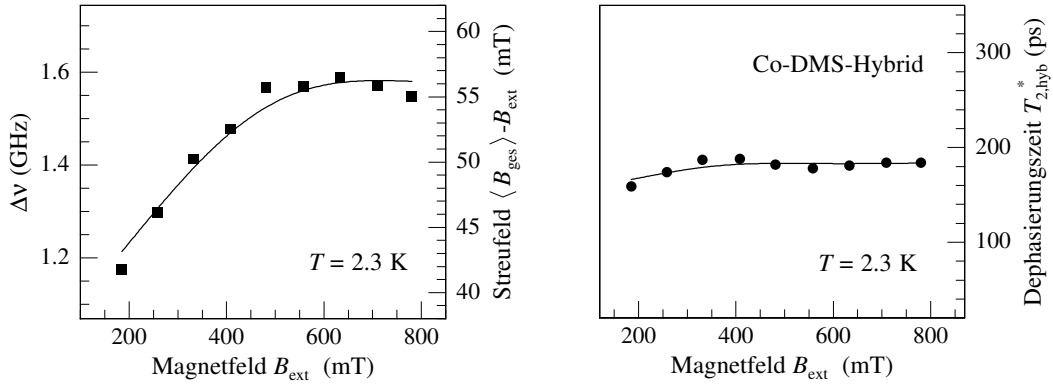


Abb. 5.4: Änderung der Präzessionsfrequenz $\Delta\nu$ und zugehöriges, gemitteltetes Streufeld $\langle B_{\text{ges}} \rangle - B_{\text{ext}}$ (links) sowie die Ensemble-Dephasierungszeit $T_{2,\text{hyb}}^*$ der Mn^{2+} -Spins (rechts) in Gegenwart der Co-Drahtstrukturen. Die Linien dienen der Führung des Auges.

Mit der Beobachtung einer erhöhten Larmorfrequenz ν bei Verringerung der Dephasierungszeit T_2^* in Gegenwart der Co-Drähte ist der Nachweis erbracht, dass sich die kohärente Mn^{2+} -Spindynamik über lokale, ferromagnetische Streufelder beeinflussen lässt. Der lokalisierte Charakter des untersuchten Spinsystems ermöglicht sogar darüber hinausgehende Aussagen zum Einfluss des Streufeldes. Dies ergibt sich daraus, dass die *lokalisierten* Mn^{2+} -Spins im Gegensatz zu beispielsweise *beweglichen* Ladungsträger-Spins [Mei06a, Mei06b, Mei07a, Hoh08] selbst nicht über die Inhomogenitäten des Streufeldes mitteln. Die Mittelung erfolgt allein durch die Ensemblemessung. Die Mn^{2+} -Spins können demnach als lokale Messsonden des inhomogenen Streufeldes betrachtet und das Ensemblesignal als Summation über die Einzelooszillationen verstanden werden. Dies soll Thema des letzten Abschnittes dieses Kapitels sein.

5.2.2 Einfluss des inhomogenen Streufeldes auf die Dynamik des Spinensembles

Bislang wurde der Einfluss des ferromagnetischen Streufeldes der Co-Strukturen auf die Mn^{2+} -Spindynamik quantifiziert, indem aus den aufgenommenen TRKR-Daten mithilfe von Gl. (5.11) eine *mittlere* Präzessionsfrequenz ν_{hyb} sowie eine *effektive* Ensemble-Dephasierungszeit $T_{2,\text{hyb}}^*$ extrahiert wurden. Jeder einzelne Mn^{2+} -Spin i präzediert jedoch eigentlich mit einer eigenen Larmorfrequenz ν_i , welche durch Betrag und Richtung des räumlich variierenden Gesamtmagnetfeldes $\mathbf{B}_{\text{ges}}(\mathbf{x}) = \mathbf{B}_{\text{ext}} + \mathbf{B}_{\text{st}}(\mathbf{x}_i)$ am Ort \mathbf{x}_i des Spins gegeben ist (siehe Abb. 5.5 (links)). Zeitlich ändern sich die ν_i der Mn^{2+} -Spins aufgrund ihrer Lokalisierung nicht. Die unterschiedlichen ν_i führen zur Dephasierung des

Spinensembles mit $T_{2,\text{hyb}}^*$, was deutlich kürzer sein kann als die Kohärenzzeit T_2 jedes Einzelspins.

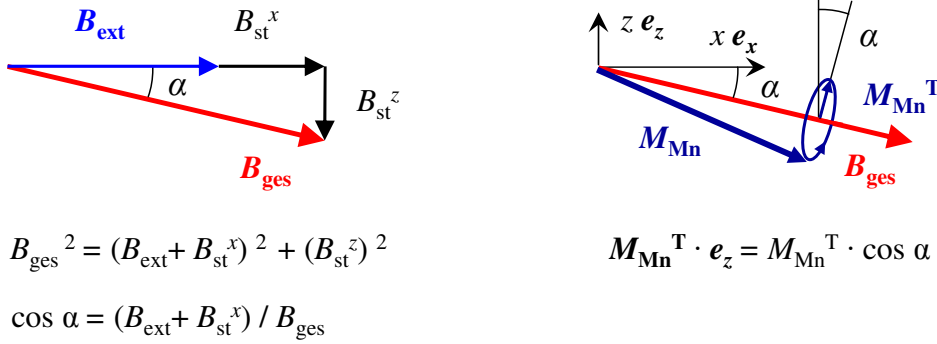


Abb. 5.5: Links: Das Gesamtmagnetfeld \mathbf{B}_{ges} am Ort \mathbf{x}_i entspricht der Vektorsumme aus externem Magnetfeld \mathbf{B}_{ext} und lokalem Streufeld $\mathbf{B}_{\text{st}}(\mathbf{x}_i)$. $B_{\text{st}}^x(\mathbf{x}_i)$ und $B_{\text{st}}^z(\mathbf{x}_i)$ sind die Streufeld-Komponenten entlang \mathbf{B}_{ext} bzw. entlang der Probennormalen. \mathbf{B}_{ges} ist gegenüber \mathbf{B}_{ext} um den Winkel α verkippt. Rechts: Vom Anteil der präzedierenden, lokalen Mn^{2+} -Magnetisierung \mathbf{M}_{Mn} , welcher senkrecht auf \mathbf{B}_{ges} steht (M_{Mn}^{T}), misst die zeitaufgelöste Kerr-Rotationstechnik die Komponente $M_{\text{Mn}}^{\text{T}} \cdot \cos \alpha$ entlang der Probennormalen.

Eine exaktere Beschreibung des TRKR-Ensemblesignals $\theta(\Delta t)$ als mit Gl. (5.11) kann erfolgen, indem man die durch das Streufeld $\mathbf{B}_{\text{st}}(\mathbf{x}_i)$ gegebenen Präzessionen $\nu(\mathbf{x}_i)$ der einzelnen Spins i an den Orten \mathbf{x}_i explizit in einer Summe berücksichtigt. Es ist dann

$$\theta(\Delta t) = \theta_0 \exp(-\Delta t / T_{2,\text{mod}}^*) \sum_i \sin(2\pi\nu(\mathbf{x}_i) \Delta t + \varphi) \cos \alpha_i. \quad (5.13)$$

Hierbei wird angenommen, dass die Dephasierungszeit $T_{2,\text{mod}}^*$ im Modell für alle Mn^{2+} -Spins gleich ist. Der Term $\cos \alpha_i$ in der Summe berücksichtigt, dass die Präzession um \mathbf{B}_{ges} erfolgt, was wegen der Streufeldkomponente B_{st}^z gegenüber \mathbf{B}_{ext} um den Winkel α verkippt ist. Der hier verwendete *polare* TRKR-Aufbau (siehe Abschn. 3.3.2) detektiert nur den Anteil der oszillierenden lokalen Mn-Magnetisierung entlang der Probennormalen $M_{\text{Mn}}^{\text{T}} \cos \alpha_i$. Dies ist in Abb. 5.5 veranschaulicht. Je stärker also an einem Ort die z -Komponente des Streufeldes B_{st}^z ist im Vergleich zu $B_{\text{ext}} + B_{\text{st}}^x$, umso größer ist α und umso kleiner der Beitrag der lokalen Mn-Magnetisierung zum Gesamt-TRKR-Signal.

Das Streufeld $\mathbf{B}_{\text{st}}(\mathbf{x}) = \mu_0 \mathbf{H}_{\text{st}}(\mathbf{x})$ lässt sich für quaderförmige Co-Strukturen mit homogener Magnetisierung $\mathbf{M} = M_x \cdot \mathbf{e}_x$, wie in Abschn. 4.2 erläutert, analytisch berechnen. In Abb. 5.6 (links) ist der Verlauf der Komponenten H_{st}^x / M_x (rote Kurve) und H_{st}^z / M_x (blaue Kurve) zwischen zwei benachbarten Co-Drähten auf Höhe des DMS ($z = -25$ nm) darge-

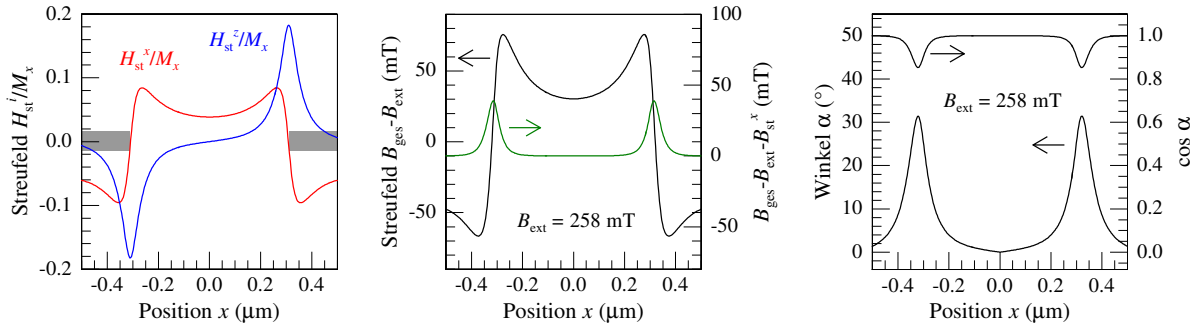


Abb. 5.6: Streufeld zwischen zwei benachbarten, homogen magnetisierten Co-Drähten auf Höhe des DMS ($z = -25$ nm). Die Strukturgeometrie und Magnetisierungsrichtung entspricht der aus [Abb. 5.3](#). Links: Streufeld-Komponenten H_{st}^x (entlang \mathbf{B}_{ext} , rote Linie) und H_{st}^z (entlang der Probennormalen, blaue Linie) normiert auf die Magnetisierung der Drähte $|\mathbf{M}| = M_x$. Die grauen Rechtecke kennzeichnen die Position der Ferromagnete. Mitte: Streufeld $B_{\text{ges}} - B_{\text{ext}}$ (schwarze Linie, linke y-Achse) für $B_{\text{ext}} = 258$ mT und $M_x = 0,43 \cdot 1820$ mT/ μ_0 . Die grüne Linie (rechte y-Achse) zeigt den Verlauf von $B_{\text{ges}} - B_{\text{ext}} - B_{\text{st}}^x$, was dem Anteil von B_{st}^z am Gesamtstreufeld entspricht. Rechts: Verkippungswinkel α zwischen \mathbf{B}_{ges} und \mathbf{B}_{ext} (linke y-Achse) sowie der Term $\cos \alpha$ (rechte y-Achse) für $B_{\text{ext}} = 258$ mT und $M_x = 0,43 \cdot 1820$ mT/ μ_0 .

stellt. Die Abmessungen der Co-Drähte betragen gemäß [Abb. 5.3](#): $l = 150$ μm , $b = 480$ nm, $h = 55$ nm, $p = 1100$ nm. H_{st}^x/M_x ist zwischen den Drähten positiv, d. h. parallel zu B_{ext} und in den von den Magneten abgeschatteten Bereichen negativ. H_{st}^z/M_x ist nur in der Nähe der Kanten der Co-Strukturen deutlich von Null verschieden, hier sind die Werte jedoch wesentlich größer als für H_{st}^x/M_x . Man beachte, dass die Präzessionsfrequenz ν vom Betrag $|\mathbf{B}_{\text{ges}}|$ des Gesamtmagnetfeldes abhängt. Daher führt $H_{\text{st}}^z/M_x \neq 0$ unabhängig vom Vorzeichen *immer* zu einer lokalen Erhöhung von ν . Positive und negative Komponenten von H_{st}^z/M_x mitteln sich in einer Ensemblemessung also *nicht* weg.

Der mittlere Graph in [Abb. 5.6](#) zeigt exemplarisch für $B_{\text{ext}} = 258$ mT die Größe $B_{\text{ges}} - B_{\text{ext}}$, welche proportional zur lokalen Frequenzänderung $\Delta\nu$ ist (schwarze Kurve, linke y-Achse). Die Magnetisierung wurde zu $M_x = 0,43 \cdot M_{\text{sat}}$ (mit der Sättigungsmagnetisierung von Co: $M_{\text{sat}}(0\text{K}) = 1820$ mT/ μ_0 [[Kef66](#)]) gewählt, so dass das berechnete, mittlere Streufeld zwischen den Co-Drähten mit dem experimentell in [Abb. 5.4](#) (links) ermittelten von $\langle B_{\text{ges}} \rangle - B_{\text{ext}} = 46$ mT übereinstimmt. Die grüne Kurve (rechte y-Achse) gibt den Anteil von B_{st}^z am Gesamtstreufeld an. Wie zu erkennen ist, darf B_{st}^z besonders bei niedrigen Werten von B_{ext} in der Nähe der Kanten der Co-Drähte nicht vernachlässigt werden. Ansonsten ist $B_{\text{ges}} - B_{\text{ext}} \approx B_{\text{st}}^x$.

Im rechten Graphen von [Abb. 5.6](#) sind der Verkippungswinkel α zwischen \mathbf{B}_{ges} und \mathbf{B}_{ext} (linke y -Achse) sowie der Wert von $\cos \alpha$ (rechte y -Achse) als Funktion des Ortes x zwischen den Co-Drähten dargestellt. Das externe Magnetfeld beträgt wiederum $B_{\text{ext}} = 258$ mT. Während $\alpha(x)$ nahe den Co-Strukturen Werte von über 30° annimmt, ist die relevante Größe $\cos \alpha(x) \approx 1$ über große Bereiche von x . Dies liegt daran, dass $\cos \alpha \approx 1 - 0 \cdot \alpha - \alpha^2$ für nicht allzu große α in *linearer* Näherung 1 ergibt. Im Modell wurde der Term $\cos \alpha_i$ aus Vollständigkeitsgründen dennoch berücksichtigt.

Zur Beschreibung der magnetfeldabhängigen TRKR-Daten des Co-DMS-Hybrids wurde die Summe aus [Gl. \(5.13\)](#) über 100 gleichmäßig entlang x verteilte Mn^{2+} -Spins ausgeführt. Das Modell enthält vier freie Parameter: die TRKR-Amplitude θ_0 , die Phase φ , die Spindephasierungszeit $T_{2,\text{mod}}^*$ und den Betrag der Magnetisierung in x -Richtung $M_x = m_{\text{rel}} \cdot M_{\text{sat}}$. Die relative Magnetisierung m_{rel} wurde jeweils so gewählt, dass das mittlere berechnete Streufeld $\langle B_{\text{ges}} \rangle - B_{\text{ext}}$ dem experimentell ermittelten aus [Abb. 5.4](#) (links) entspricht. Damit lassen sich die Präzessionsfrequenzen ν_i und Verkippungswinkel α_i für jeden Einzelspin vorgeben und die Werte von θ_0 , φ und $T_{2,\text{mod}}^*$ anpassen. [Abbildung 5.7](#) zeigt die so erhaltenen Parameter m_{rel} und $T_{2,\text{mod}}^*$.

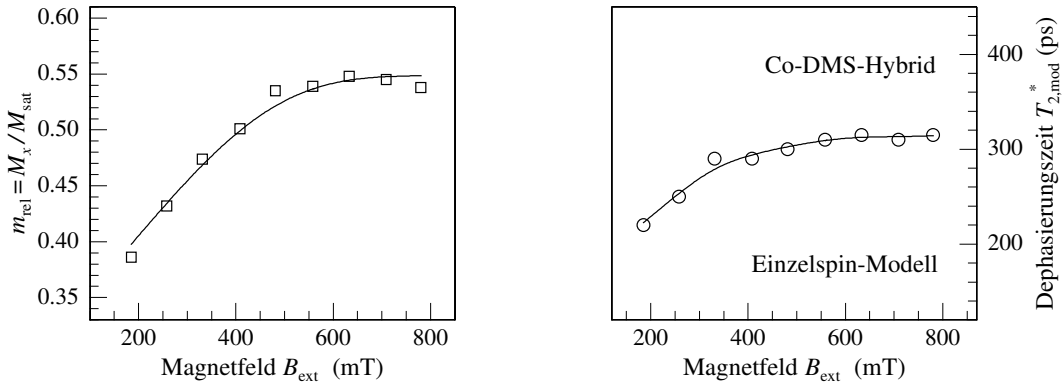


Abb. 5.7: Relative Magnetisierung m_{rel} der Co-Drähte in Anteilen der Sättigungsmagnetisierung $M_{\text{sat}}(0\text{K})$ (links) und Dekohärenzzeit $T_{2,\text{mod}}^*$ jedes Einzelspins nach Modell [\(5.13\)](#). Die Linien dienen der Führung des Auges.

Der Kurvenverlauf von $m_{\text{rel}}(B_{\text{ext}})$ ähnelt dem des Streufeldes $\langle B_{\text{ges}} \rangle - B_{\text{ext}}$ aus [Abb. 5.4](#) (links). Aufgrund des zunehmenden Einflusses von B_{st}^z bei abnehmendem B_{ext} ist der Zusammenhang zwischen beiden Größen jedoch nichtlinear. Es fällt auf, dass die relative Magnetisierung nicht bei einem Wert von 1 sätigt, sondern bei $m_{\text{rel}} \approx 0,54$. Die Co-Drähte erreichen also nicht die volle, nominelle Sättigungsmagnetisierung, was darauf hindeutet, dass die ferromagnetischen Strukturen partiell oxidiert sind. Diese Vermutung ließ sich

durch energiedispersive Röntgenspektroskopie (EDX)⁶ bestätigen. Bei Elektronenbeschuss der Co-Strukturen im Vakuum konnten für Sauerstoff charakteristische Linien im Röntgenspektrum beobachtet werden. Unklar ist allerdings, ob die teilweise Oxidation bereits bei der Herstellung der Probe und daher homogen in den Strukturen auftrat oder erst nachträglich und damit vornehmlich an den Oberflächen. Für die erste Variante spricht, dass einerseits eine 5 nm dicke Cr-Schutzschicht vorhanden war, welche eine nachträgliche Oxidation des Co verhindern sollte, und andererseits Co selbst einen geschlossenen, wenige nm-dünnen, oxidischen Schutzfilm bildet.

Die mithilfe des Modells unterschiedlich präzedierender Einzelspins bestimmten Dephasierungszeiten $T_{2,\text{mod}}^*$ (siehe Abb. 5.7 (rechts)) sind interessanterweise i. Allg. deutlich größer als die $T_{2,\text{hyb}}^*$ in Abb. 5.4 (rechts) bei Annahme einer einzelnen, gemittelten Oszillation. Außerdem nimmt $T_{2,\text{mod}}^*$ im Gegensatz zu $T_{2,\text{hyb}}^*$ mit steigendem Magnetfeld B_{ext} zu und erreicht fast die auf der unstrukturierten DMS-Probe beobachteten Werte $T_{2,\text{ref}}^*$ (siehe Abb. 5.2). Daraus lässt sich schlussfolgern, dass die Inhomogenität des ferromagnetischen Streufeldes und die damit verbundenen variierenden Präzessionsfrequenzen ν_i der einzelnen Mn^{2+} -Spins tatsächlich die Hauptursache für die starke Verkürzung der effektiven Dephasierungszeit $T_{2,\text{hyb}}^*$ des Spinensembles darstellen. Die leichte Abweichung zwischen $T_{2,\text{mod}}^*$ und $T_{2,\text{ref}}^*$ legt nahe, dass ein weiterer Dephasierungsmechanismus in Gegenwart der ferromagnetischen Strukturen eine Rolle spielen muss. Möglich wäre, dass z. B. die hier vernachlässigte antiferromagnetische Wechselwirkung zwischen direkt benachbarten Mn^{2+} -Spins im *inhomogenen* Gesamtmagnetfeld zu einer stärkeren Dephasierung führt als im *homogenen*, externen Magnetfeld. Abschließend sei bemerkt, dass die Dephasierungszeit $T_{2,\text{mod}}^*$ des Einzelspin-Modells nicht mit der tatsächlichen Kohärenzzeit T_2 eines einzelnen Mn^{2+} -Spins gleichgesetzt werden kann. Abgesehen von der Streufeld-Inhomogenität sind nämlich alle weiteren möglichen Ensemble-Dephasierungsmechanismen auch in $T_{2,\text{mod}}^*$ enthalten.

In Abb. 5.8 (links) ist beispielhaft die Beschreibung der TRKR-Daten der Co-DMS-Hybride mithilfe des Einzelspin-Modells (5.13) bei $B_{\text{ext}} = 780$ mT gezeigt. Die gewählten Modellparameter sind $m_{\text{rel}} = 0,54$ und $T_{2,\text{mod}}^* = 315$ ps. Es fällt auf, dass die theoretische Kurve für $\Delta t > 400$ hier nicht den starken Phasenversatz aufweist, wie bei Annahme einer einzelnen, mittleren Oszillation aller Mn^{2+} -Spins in Abb. 5.3. Zum Vergleich ist für beide Modelle der Bereich $400 \text{ ps} \leq \Delta t \leq 675 \text{ ps}$ auf der rechten Seite in Abb. 5.8 erneut dargestellt.

⁶engl.: Energy Dispersive X-ray Spectroscopy

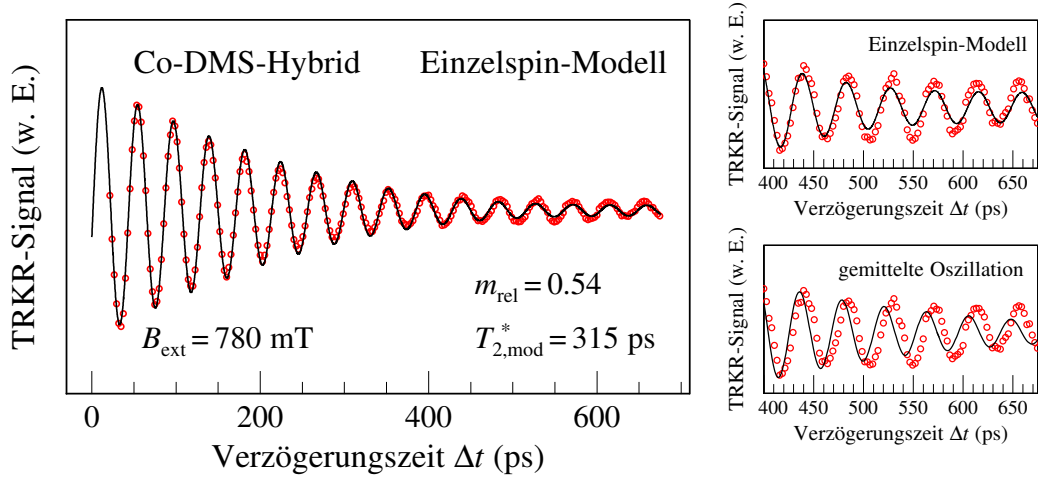


Abb. 5.8: TRKR-Signal des Co-DMS-Hybrids bei $B_{\text{ext}} = 780$ mT. Die durchgezogene Linie im linken Graphen entspricht der Beschreibung gemäß dem Modell (5.13) unterschiedlich präzedierender Einzelspins mit den Parametern $m_{\text{rel}} = 0,54$ und $T_{2,\text{mod}}^* = 315$ ps. Die rechten Graphen zeigen einen Ausschnitt der TRKR-Daten im Bereich von $400 \text{ ps} \leq \Delta t \leq 675 \text{ ps}$ mit den angepassten Kurven nach dem Einzelspin-Modell (oben) bzw. mit nur einer einzelnen, mittleren Oszillation (unten).

Da das Modell der mittleren Oszillation eine feste Präzessionsfrequenz $\langle \nu_{\text{hyb}} \rangle$ beinhaltet, bedeutet der für $\Delta t > 400$ ps auftretende Phasenversatz gegenüber den beobachteten TRKR-Daten, dass sich die Ensemblefrequenz ν_{hyb} in Wirklichkeit als Funktion der Verzögerungszeit Δt ändert. Jeder einzelne Mn^{2+} -Spin präzediert jedoch mit einer zeitlich konstanten Frequenz ν_i . Die zeitliche Variation von $\nu_{\text{hyb}}(\Delta t)$ muss demnach ein Ensembleeffekt sein, der sich aus der Überlagerung der verschiedenen Einzelpräzessionen mit ν_i ergibt.

Um das Auftreten einer variierenden Ensemble-Präzessionsfrequenz $\nu_{\text{hyb}}(\Delta t)$ zu quantifizieren, wurden die TRKR-Daten in Intervallen von $[\Delta t - 65 \text{ ps}, \Delta t + 65 \text{ ps}]$ durch gedämpfte Sinusfunktionen vom Typ (5.11) angepasst. [Abbildung 5.9](#) (links) zeigt für $B_{\text{ext}} = 780$ mT, dass ν_{hyb} tatsächlich stark mit Δt variiert: Während der ersten 500 ps nimmt ν_{hyb} um etwa 1 GHz ab und steigt danach wieder auf annähernd den ursprünglichen Wert. Der nach dem Einzelspin-Modell theoretisch erwartete Verlauf von $\nu_{\text{hyb}}(\Delta t)$ kann aus den Nullstellen von [Gl. \(5.13\)](#) bestimmt werden (siehe [Abb. 5.9](#) (rechts)). Der Vergleich beider Kurven zeigt, dass sich trotz kleinerer Abweichungen die experimentellen Beobachtungen theoretisch gut reproduzieren lassen. Eine quantitativ exakte Beschreibung der Daten durch das Modell kann wegen der darin enthaltenen Vereinfachungen nicht erwartet werden: Zum einen wurden die Co-Drahtstrukturen als homogen magnetisierte,

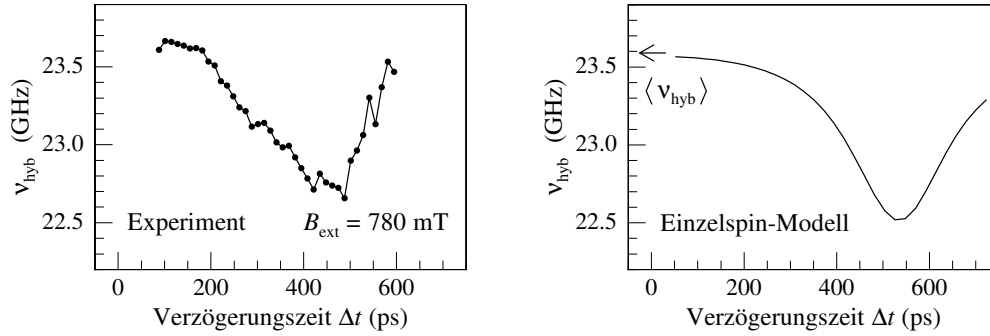


Abb. 5.9: Verlauf der experimentell bestimmten Präzessionsfrequenz ν_{hyb} des Mn^{2+} -Spinensembles (links) und der mit dem Einzelspin-Modell berechneten (rechts) als Funktion der Verzögerungszeit Δt . $\langle \nu_{\text{hyb}} \rangle = 23,59$ GHz ist die zum mittleren Gesamtfeld $\langle B_{\text{ges}} \rangle = B_{\text{ext}} + 55$ mT gehörige Larmorfrequenz und folgt aus der Wahl von $m_{\text{rel}} = 0,54$.

geometrisch perfekte Quader angenommen, was die lokale Streufeldverteilung idealisiert. Zum anderen wurden im Modell eine homogene Ausleuchtung der Co-Strukturen durch den Laser und eine perfekte Abschattung der Bereiche unterhalb der Ferromagnete vorausgesetzt. Das tatsächliche Strahlprofil des Lasers und Effekte der Nahfeldbeugung (siehe z. B. [Mei07a]) wurden nicht berücksichtigt, um das Modell möglichst einfach und die Anzahl der freien Parameter gering zu halten.

Es sei darauf hingewiesen, dass die modellierte Präzessionsfrequenz $\nu_{\text{hyb}}(\Delta t)$ bei kleinen Δt stets mit der mittleren Frequenz $\langle \nu_{\text{hyb}} \rangle$ entsprechend dem Mittelwert $\langle B_{\text{ges}} \rangle$ der Streufeldverteilung übereinstimmt. Dies lässt sich allgemeingültig nachweisen, indem man an den Nullstellen t_0 der Präzession mit $\langle \nu_{\text{hyb}} \rangle$ die Summe aus Gl. (5.13) linear nähert nach

$$\sum_i \sin(2\pi\nu_i t_0 + \varphi) \cos \alpha_i \approx \sum_i 2\pi\nu_i (t_0 - t_i). \quad (5.14)$$

Dabei sind t_i die nur wenig von t_0 abweichenden Nullstellen der Terme $\sin(2\pi\nu_i t_i + \varphi)$ und $\cos \alpha_i \approx 1$. Im Rahmen dieser linearen Näherung, d. h. für nicht allzu große Verzögerungszeiten Δt und Unterschiede in den Frequenzen ν_i , kann gezeigt werden, dass die t_0 auch Nullstellen von Gl. (5.13) sind. Die Äquivalenz $\nu_{\text{hyb}}(\Delta t \approx 0) \approx \langle \nu_{\text{hyb}} \rangle$ ist für die Bestimmung des gemittelten Streufeldes $\langle B_{\text{ges}} \rangle - B_{\text{ext}}$ aus den TRKR-Daten von Bedeutung. Sie sagt aus, dass auch das Anpassen einer einzelnen, gedämpften Sinusfunktion vom Typ (5.11) ein korrektes Ergebnis für $\langle \nu_{\text{hyb}} \rangle$ liefert, wenn man den Bereich der Δt auf einige der ersten Oszillationen beschränkt. So ist es in Abb. 5.3 und Abb. 5.4 auch erfolgt.

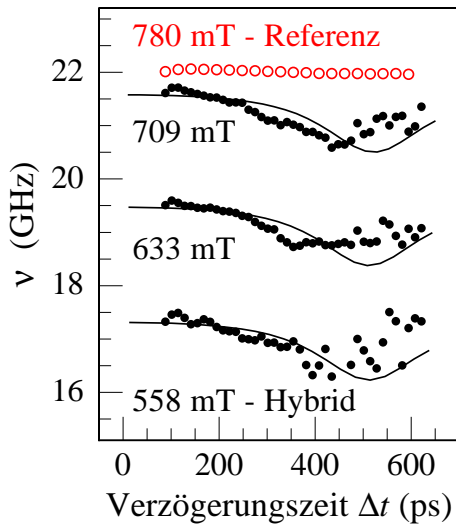


Abb. 5.10: Ensemblefrequenz $\nu_{\text{hyb}}(\Delta t)$ in Gegenwart der Co-Drähte für $B_{\text{ext}} = 558\text{mT}$, 633mT und 780mT (schwarze volle Kreise) und auf der DMS-Referenz (rote offene Kreise). Die durchgezogenen schwarzen Linien entsprechen der jeweiligen Modellrechnung.

Die starke Änderung von $\nu(\Delta t)$ tritt für alle untersuchten B_{ext} auf und immer nur in Gegenwart der Co-Drähte. Das Modell stimmt jeweils recht gut mit den Daten überein. Als Illustration ist in [Abb. 5.10](#) der Verlauf von $\nu_{\text{hyb}}(\Delta t)$ auf dem Co-DMS-Hybrid (schwarze volle Kreise) zusammen mit der Modellrechnung (durchgezogene Linien) für drei weitere B_{ext} dargestellt. Die roten offenen Kreise zeigen die gleiche Frequenzanalyse für die DMS-Referenz bei $B_{\text{ext}} = 780\text{mT}$. Hier ist nur eine minimale Abnahme von ν mit Δt zu beobachten. Diese ist vermutlich ein Artefakt, welches von einer leichten Verringerung von B_{ext} durch thermisches Aufheizen des Elektromagneten während der Messung herrührt.

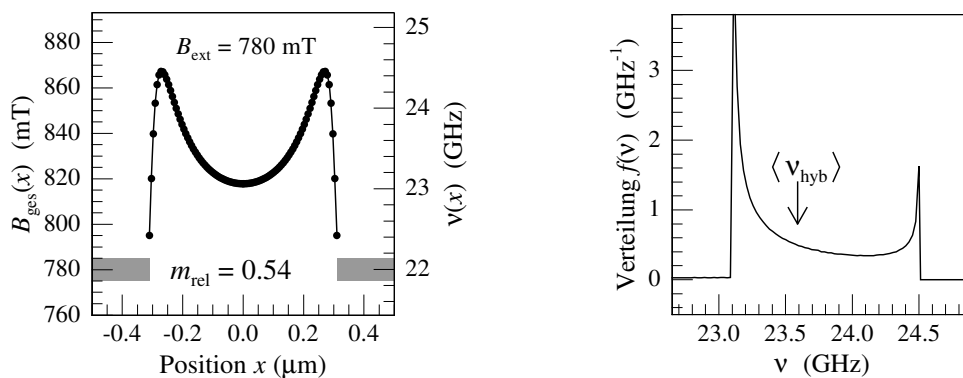


Abb. 5.11: Links: Gesamtmagnetfeld $B_{\text{ges}}(x)$ zwischen zwei benachbarten Co-Drähten (graue Rechtecke) auf Höhe des DMS ($z = -25\text{nm}$) bei $B_{\text{ext}} = 780\text{mT}$. Rechts: Häufigkeitsverteilung $f(\nu)$ der Präzessionsfrequenzen $\nu(x)$, welche sich aus $B_{\text{ges}}(x)$ ergibt. $\langle \nu_{\text{hyb}} \rangle$ entspricht dem Mittelwert aller auftretenden $\nu(x)$.

Abschließend sei die Frage geklärt, warum die Präzession lokalisierter Spins in einem inhomogenen magnetischen Streufeld zur Beobachtung einer zeitlich variierenden Ensemblefrequenz führt. Dazu ist in [Abb. 5.11](#) (links) das Gesamtmagnetfeld $B_{\text{ges}}(x)$ zwischen zwei benachbarten Co-Drähten (linke y -Achse) und die zugehörige, lokale Präzessionsfrequenz $\nu(x)$ (rechte y -Achse) für $B_{\text{ext}} = 780$ mT ($m_{\text{rel}} = 0,54$) dargestellt. Aus dem räumlichen Verlauf $\nu(x)$ kann eine Häufigkeitsverteilung $f(\nu)$ der auftretenden ν ermittelt werden. Aufgrund des geringen, mittleren Abstands der Mn^{2+} -Spins kann von einer quasi-kontinuierlichen Verteilung $\nu(x)$ ausgegangen werden. Die Summe aus [Gl. \(5.13\)](#) kann dann unter Annahme von $\cos \alpha_i \approx 1$ als Integral in den Grenzen x_1 und x_2 des Zwischenraumes zweier benachbarter Ferromagnete geschrieben werden

$$\begin{aligned} \sum_i \sin(2\pi\nu(x_i) \Delta t + \varphi) \cos \alpha_i &\approx \frac{1}{x_2 - x_1} \int_{x_1}^{x_2} \sin(2\pi\nu(x) \Delta t + \varphi) dx \\ &= \frac{1}{x_2 - x_1} \int_{\nu(x_1)}^{\nu(x_2)} \sin(2\pi\nu \Delta t + \varphi) \frac{dx}{d\nu} d\nu \\ &= \int_{\nu_1}^{\nu_2} f(\nu) \sin(2\pi\nu \Delta t + \varphi) d\nu. \end{aligned} \quad (5.15)$$

Die Häufigkeitsverteilung $f(\nu)$ ist also gegeben durch

$$f(\nu) = \frac{1}{x_2 - x_1} \cdot \frac{d}{d\nu} x(\nu). \quad (5.16)$$

Die Funktion $x(\nu)$ ist die zu $\nu(x)$ inverse Funktion. Falls $\nu(x)$ nicht umkehrbar ist, da an verschiedenen Positionen gleiche Frequenzen auftreten, muss $x(\nu)$ stückweise definiert werden. Die Häufigkeitsverteilung $f(\nu)$ ist auf 1 normiert, denn es gilt

$$\int_{\nu_1}^{\nu_2} f(\nu) d\nu = \frac{1}{x_2 - x_1} \int_{\nu(x_1)}^{\nu(x_2)} \frac{dx}{d\nu} d\nu = \frac{1}{x_2 - x_1} \int_{x_1}^{x_2} dx = 1. \quad (5.17)$$

In [Abb. 5.11](#) (rechts) ist die zu $\nu(x)$ gehörige Frequenzverteilung $f(\nu)$ aufgetragen. Es treten zwei scharfe Maxima in $f(\nu)$ auf, die aus den Bereichen von $\nu(x)$ stammen, wo $d\nu/dx = 0$ (vgl. [Gl. \(5.16\)](#), $dx/d\nu$ divergiert).⁷ Allgemein sind jene Frequenzen ν besonders häufig vertreten, bei denen die Steigung der Kurve $\nu(x)$ gering ist. Dies ist mittig zwischen den

⁷Die endliche Höhe der Maxima in [Abb. 5.11](#) (rechts) ist eine Konsequenz der numerischen Bestimmung von $f(\nu)$.

Ferromagneten der Fall und jeweils in unmittelbarer Nähe der Strukturen. Der Mittelwert $\langle \nu_{\text{hyb}} \rangle$ der Frequenzen $\nu(x)$ ist in [Abb. 5.11](#) (rechts) durch einen Pfeil gekennzeichnet. Theoretisch ist $\langle \nu_{\text{hyb}} \rangle$ gegeben durch

$$\langle \nu_{\text{hyb}} \rangle = \int_0^{\infty} f(\nu) \nu d\nu. \quad (5.18)$$

Die Form der Häufigkeitsverteilung $f(\nu)$ liefert den Schlüssel für das Verständnis der zeitlich variierenden Ensemblefrequenz $\nu(\Delta t)$. Man betrachte zunächst den einfachsten Fall der Addition zweier sinusförmiger Oszillationen mit den Frequenzen ν_a und ν_b und gleicher Amplitude (= 1). Nach Additionstheorem gilt

$$\sin(2\pi\nu_a t) + \sin(2\pi\nu_b t) = 2 \sin\left(2\pi \frac{\nu_a + \nu_b}{2} t\right) \cos\left(2\pi \frac{\nu_a - \nu_b}{2} t\right). \quad (5.19)$$

Die Oszillation erfolgt also mit der mittleren Frequenz $\langle \nu \rangle = (\nu_a + \nu_b)/2$, und der Kosinusterm bildet die Einhüllende. Addiert man zu [Gl. \(5.19\)](#) zwei weitere Oszillationen gleicher Amplitude mit den Frequenzen ν_c und ν_d , wobei wiederum $(\nu_c + \nu_d)/2 = \langle \nu \rangle$ gelte, so oszilliert auch die Summe der vier gegebenen Frequenzen mit $\langle \nu \rangle$.

Ist eine Häufigkeitsverteilung $f(\nu)$ also *symmetrisch* bezüglich ihres Mittelwertes $\langle \nu \rangle$, so kann man sich das Integral aus [Gl. \(5.15\)](#) als Summation über Paare von Oszillationen mit den Frequenzen ν_i und ν_j vorstellen mit $(\nu_i + \nu_j)/2 = \langle \nu \rangle$. Die Ensemblefrequenz ist dann $\langle \nu \rangle$ und ist zeitlich konstant. Ist $f(\nu)$ hingegen *asymmetrisch*, wie es bei magnetischen Streufeldern nach [Abb. 5.11](#) (rechts) der Fall ist, so ist die Überlagerung der Einzelschwingungen nicht von der Form $g(t) \cdot \sin(2\pi\langle \nu \rangle t)$ und weist daher i. Allg. keine zeitlich konstante Frequenz auf.

Zur Demonstration dieser Aussage wurde in [Abb. 5.12](#) (links) zusätzlich zur gegebenen, asymmetrischen Streufeld-Verteilung bei $B_{\text{ext}} = 780$ mT (schwarze Linie) eine symmetrische Gaußverteilung (blaue Kurve) mit einem Mittelwert von $\langle \nu_{\text{hyb}} \rangle$ und einer Standardabweichung von $\sigma = 0,45$ GHz angenommen. Auf der rechten Seite in [Abb. 5.12](#) ist das zu erwartenden TRKR-Signal für beide $f(\nu)$ mit einer einzelnen, gedämpften Sinuskurve der Frequenz $\langle \nu_{\text{hyb}} \rangle$ verglichen. Die Dephasierungszeit beträgt in allen drei Modellen $T_2^* = 315$ ps. Es ist klar zu erkennen, dass für die symmetrische Gaußverteilung im Gegensatz zur asymmetrischen Streufeld-Verteilung kein Phasenversatz des Ensemblesignals bezüglich der einfachen Sinuskurve auftritt. Wie die Einfügung in [Abb. 5.12](#) (rechts) zeigt, ist die zur Gaußverteilung gehörige Ensemble-Präzessionsfrequenz $\nu(\Delta t)$ (durchgezogene

blaue Linie) zeitlich konstant. Sowohl bei der Gaußverteilung als auch bei der Streufeld-Verteilung ist die *effektive* Dephasierungszeit des gesamten Spinensembles gegenüber der Dephasierungszeit $T_2^* = 315$ ps jedes Einzelspins deutlich verkürzt.⁸

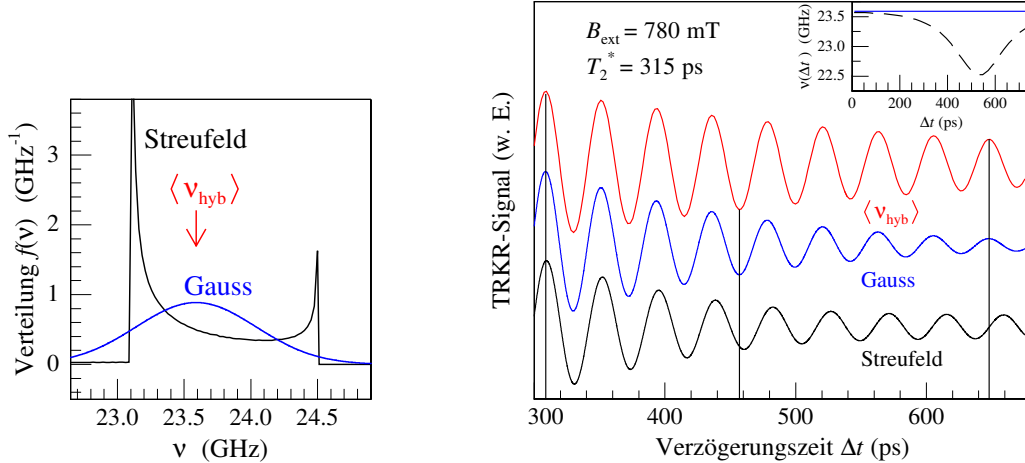


Abb. 5.12: Symmetrieeinfluss der Frequenzverteilungen $f(\nu)$. Links: Streufeld-Verteilung (schwarze Linie) für $B_{\text{ext}} = 780$ mT und gaußförmige Frequenzverteilung (blaue Linie) mit Mittelwert $\langle \nu_{\text{hyb}} \rangle$ und Standardabweichung $\sigma = 0,45$ GHz. Rechts: Modellerte TRKR-Signale für beide Frequenzverteilungen im Vergleich zu einer einzelnen, exponentiell gedämpften Sinuskurve mit Frequenz $\langle \nu_{\text{hyb}} \rangle$. Die Dephasierungszeit ist in allen drei Modellen $T_2^* = 315$ ps. Die Einfügung zeigt den zeitlichen Verlauf der Ensemble-Präzessionsfrequenz $\nu(\Delta t)$ für die Gaußverteilung (durchgezogene blaue Linie) und die Streufeldverteilung (gestrichelte schwarze Linie).

Die Erkenntnis, dass die Überlagerung einzelner Oszillationen mit unterschiedlichen Frequenzen nicht nur zu einer Verkürzung der effektiven Dephasierungszeit des Spinensembles führt, sondern unter Umständen auch zu einer zeitlich veränderlichen Ensemble-Präzessionsfrequenz, ist von genereller Bedeutung. Wegen der i. Allg. geringen Signalintensitäten einzelner spintragender Quantenobjekte ist im Experiment fast immer eine Mittelung über ein größeres Ensemble von Spins vonnöten. Häufig führen dabei Inhomogenitäten der lokalen physikalischen Umgebung der Einzelspins zu einer Begrenzung der effektiven Ensemble-Dephasierungszeit. Als Beispiele seien die Spinpräzession gebundener Elektronen in (In,Ga)As/GaAs Quantenpunkten [Gre06] und die Dekohärenz gebundener Löcher in GaAs/(Al,Ga)As-Quantenfilmen [Syp07] genannt. In beiden Fällen führt ein

⁸Der konkrete Wert der effektiven Ensemble-Dephasierungszeit hängt im Falle der Gaußverteilung von der gewählten Standardabweichung σ ab. Für $\sigma = 0,45$ GHz ergibt sich gerade eine zur Streufeld-Verteilung ähnliche Ensemble-Dephasierung.

lokal variierender g -Faktor der Ladungsträger zu einer beschleunigten Dephasierung des Ensembles. Wie Greilich et al. gezeigt haben, kann diese *effektive* Dephasierung durch eine geeignete Sequenz von Laserpulsen in einer Modenkopplungstechnik (engl.: „Mode-locking“) überwunden werden [Gre06]. Die Variation des g -Faktors ist in den aufgeführten Experimenten gaußförmig, und somit symmetrisch um den Mittelwert verteilt, so dass die beobachtete Ensemble-Präzessionsfrequenz konstant ist. Dies muss jedoch nicht für jede Art der Inhomogenität gelten. In vielen Konzepten zur Spinmanipulation werden beispielsweise elektrische oder magnetische Felder mikrostrukturierter Kontakte genutzt [Tok06, Aws07, Lou07, Mei07b]. Hier ist die Häufigkeitsverteilung der Präzessionsfrequenzen zumindest für lokalisierte Spins, welche nicht von sich aus über auftretende Inhomogenitäten mitteln, in der Regel asymmetrisch. Das Ensemble-Signal kann in diesen Fällen nur unzureichend durch eine einzelne, exponentiell gedämpfte Sinuskurve mit konstanter Frequenz beschrieben werden. Stattdessen ist ein Modell zu bevorzugen, welches die Präzessionen der einzelnen Spins mit ihren jeweils unterschiedlichen Frequenzen berücksichtigt.

Anhang

A Das Kane-Modell

Die Bandstruktur eines Halbleiters liefert die Grundlage für das Verständnis seiner elektronischen und optischen Eigenschaften. Für die in dieser Arbeit relevanten II-VI-Halbleiter mit Zinkblendestruktur und direkter Bandlücke ermöglicht das Modell von E. O. Kane [Kan56] eine Beschreibung der Dispersionsrelationen für die obersten drei Valenzbänder sowie das unterste Leitungsband in der Nähe des Γ -Punktes ($k \approx 0$). Darüber hinaus liefert es explizite Ausdrücke für die Elektronen-Wellenfunktionen dieser Bänder und erlaubt damit auch, den Einfluss weiterer Wechselwirkungen, wie der $sp-d$ -Austauschwechselwirkung (siehe Abschn. 2.3.2), auf das Bänderschema zu berechnen. Es werden im Folgenden die Hauptaussagen des Kane-Modells zusammengefasst, ohne jedoch die expliziten Rechnungen durchzuführen. Hier sei auf weiterführende Literatur verwiesen [Chu95], [Bas91]. Eine gute Zusammenfassung findet sich auch in [Zaw71].

Der Hamilton-Operator für ein Bandedelektron im Volumenhalbleiter ohne externe elektrische oder magnetische Felder lautet

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{\text{SO}} = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m_0} + \hat{V}(\mathbf{r}) + \frac{\hbar}{4m_0^2c^2} \left(\nabla \hat{V}(\mathbf{r}) \times \hat{\mathbf{p}} \right) \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}. \quad (\text{A.1})$$

Hierbei ist $\hat{\mathbf{p}}$ der Impulsoperator, m_0 die Ruhemasse des Elektrons, $\hat{V}(\mathbf{r})$ das Kristallpotential und $\hat{\boldsymbol{\sigma}} = (\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y, \hat{\sigma}_z)$ die Pauli-Spinmatrix mit ihren Komponenten

$$\hat{\sigma}_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \hat{\sigma}_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \hat{\sigma}_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.2})$$

Der dritte Summand auf der rechten Seite von Gl. (A.1) stellt die Spin-Bahn-Wechselwirkung \hat{H}_{SO} dar, welche daraus resultiert, dass nach der speziellen Relativitäts-

theorie ein Teilchen mit dem Impuls \mathbf{p} das elektrische Feld $\mathbf{E} = -\nabla V(\mathbf{r})$ der Kristallrumpfe als magnetisches Feld $\mathbf{B} \propto \nabla V(\mathbf{r}) \times \mathbf{p}$ spürt, welches mit dem Spin $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$ des Teilchens wechselwirkt. Der Spin-Bahn-Term ist u. a. für die energetische Abspaltung des Split-Off-Bandes vom Leichtloch- und Schwerlochband verantwortlich. Die stationäre Schrödinger-Gleichung lautet

$$(\hat{H}_0 + \hat{H}_{\text{SO}}) \psi_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = E_n \psi_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r}). \quad (\text{A.3})$$

Da das Potential $\hat{V}(\mathbf{r})$ periodisch in den Basisvektoren des Kristallgitters ist, lassen sich die Lösungen $\psi_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ der Gl. (A.3) in der Bloch-Form darstellen

$$\psi_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = A \cdot u_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}), \quad (\text{A.4})$$

wobei die $u_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ ebenfalls Gitterperiodizität aufweisen. Die Konstante A ergibt sich aus der Normierung der $\psi_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ und $u_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r})$. Typischerweise werden die $\psi_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ über das Gesamtvolumen des Kristalls V auf 1 normiert und die $u_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ über das Volumen der Einheitszelle Ω_0 auf Ω_0 . Mit dieser Konvention ist $\int_V |u_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r})|^2 d^3r = V$ und also $A = 1/\sqrt{V}$.

Um das Eigenwert-Problem zu lösen, kann man es durch einen vollständigen Satz von Basisfunktionen $u_{m0}(\mathbf{r})$ beschreiben. Die Eigenfunktionen $u_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ lassen sich dann als Linearkombination dieser Basisfunktionen darstellen

$$u_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \sum_m a_{m\mathbf{k}} u_{m0}(\mathbf{r}). \quad (\text{A.5})$$

Die Näherung des Kane-Modells besteht nun darin, dass anstelle eines vollständigen Satzes nur vier Basisfunktionen $u_{m0}(\mathbf{r})$ (mit Berücksichtigung des Spins acht Basisfunktionen) zur Beschreibung des untersten Leitungsbandes und der obersten drei Valenzbänder verwendet werden. Der Einfluss tiefer liegender Valenzbänder oder höher liegender Leitungsbander wird vernachlässigt. Zur Darstellung der $u_{m0}(\mathbf{r})$ verwendet man die sog. Luttinger-Kohn Amplituden $|S\rangle$, $|X\rangle$, $|Y\rangle$ und $|Z\rangle$, welche Gitterperiodizität aufweisen und unter Operationen der tetraedrischen Punktgruppe T_d , entsprechend der Kristallsymmetrie des Zinkblende-Gitters, wie die s , p_x , p_y bzw. p_z -Wellenfunktionen des Wasserstoffmodells transformieren [Lut55]. Sie sind orthonormale Eigenfunktionen zum Hamiltonoperator \hat{H}_0 ohne Spin-Bahn-Kopplung an der Bandkante ($k = 0$). Es gilt

$$\hat{H}_0 |S\rangle = E_s |S\rangle \quad \text{und} \quad \hat{H}_0 |X\rangle = E_p |X\rangle, \quad \hat{H}_0 |Y\rangle = E_p |Y\rangle, \quad \hat{H}_0 |Z\rangle = E_p |Z\rangle. \quad (\text{A.6})$$

Mit Berücksichtigung der Spinzustände $|\uparrow\rangle = (1, 0)$ und $|\downarrow\rangle = (0, 1)$ wählt man folgende acht Basisfunktionen

$$\begin{aligned} & |iS \downarrow\rangle, \quad -1/\sqrt{2} |(X + iY) \uparrow\rangle, \quad +1/\sqrt{2} |(X - iY) \uparrow\rangle, \quad |Z \downarrow\rangle \\ & |iS \uparrow\rangle, \quad -1/\sqrt{2} |(X + iY) \downarrow\rangle, \quad +1/\sqrt{2} |(X - iY) \downarrow\rangle, \quad |Z \uparrow\rangle. \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

Die Notation $|iS \downarrow\rangle$ meint dabei den Produktzustand $|iS\rangle|\downarrow\rangle$. Die Basisfunktionen sind Eigenzustände zu den Drehimpulsoperatoren \hat{L}^2 und \hat{L}_z , sowie \hat{S}^2 und \hat{S}_z . Mit der Nomenklatur $|l, m_l\rangle_l$ für die Eigenzustände $\hat{L}^2 |l, m_l\rangle_l = l(l+1)\hbar^2 |l, m_l\rangle_l$ und $\hat{L}_z |l, m_l\rangle_l = m_l \hbar |l, m_l\rangle_l$ (für \hat{S}^2 und \hat{S}_z analog) gilt

$$\begin{aligned} |S\rangle &= |0, 0\rangle_l, \quad \mp 1/\sqrt{2} |X \pm iY\rangle = |1, \pm 1\rangle_l \quad \text{und} \quad |Z\rangle = |1, 0\rangle_l \\ |\uparrow\rangle &= \left|\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\right\rangle_s \quad \text{und} \quad |\downarrow\rangle = \left|\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\right\rangle_s. \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Damit lässt sich der Hamilton-Operator \hat{H} aus Gl. (A.1) in Matrixform $\overline{\overline{\mathbf{H}}}$ darstellen und dessen Eigenwerte und Eigenfunktionen bestimmen.

Wählt man den Vektor \mathbf{k} parallel zur Quantisierungsachse der Drehimpulsoperatoren $\hat{\mathbf{L}}$, $\hat{\mathbf{S}}$ und $\hat{\mathbf{J}}$ ($k = k_z$), so nimmt $\overline{\overline{\mathbf{H}}}$ Blockdiagonalform an, und die Eigenwertgleichung lässt sich leicht aufstellen. Als Lösung der Gleichung ergeben sich vier Energie-Bänder (siehe Abb. A.1): das Leitungsband (lb, Γ_6 -Symmetrie), das Schwerloch- (sl, Γ_8 -Symmetrie), das Leichtloch- (ll, Γ_8 -Symmetrie) und das Split-Off-Band (so, Γ_7 -Symmetrie). Legt man den Energienullpunkt auf die obere Valenzbandkante von Γ_8 , so folgt für die Split-Off-Energie $\Delta = E_{\Gamma_8} - E_{\Gamma_7}$ und die fundamentale Bandlücke $E_g = E_{\Gamma_6} - E_{\Gamma_8}$

$$\Delta = -3 E_p \quad \text{und} \quad E_g = E_s. \quad (\text{A.9})$$

Die ermittelten Dispersionsrelationen $E_{\Gamma_i}(\mathbf{k})$ für das Γ_6 , Γ_8^{sl} , Γ_8^{ll} und Γ_7 -Band lassen sich in der Nähe von $k = 0$ parabolisch nähern

$$\begin{aligned} E_{\Gamma_6} &= E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2 m_{\Gamma_6}} \\ E_{\Gamma_8^{\text{sl}}} &= \frac{\hbar^2 k^2}{2 m_{\Gamma_8^{\text{sl}}}} \quad \text{und} \quad E_{\Gamma_8^{\text{ll}}} = \frac{\hbar^2 k^2}{2 m_{\Gamma_8^{\text{ll}}}} \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

$$E_{\Gamma_7} = -\Delta + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{\Gamma_7}},$$

und man erhält analytische Ausdrücke für die effektiven Massen m_{Γ_6} , $m_{\Gamma_8^{sl}}$, $m_{\Gamma_8^{ll}}$ und m_{Γ_7} (siehe z.B. [Bas91], S. 46). Die Massen $m_{\Gamma_8^{ll}}$ und m_{Γ_7} sind negativ, für die Masse des Schwerlochs erhält man $m_{\Gamma_8^{sl}} = m_0 > 0$. Hier ist für ein korrektes Ergebnis die Einbeziehung weiterer Bänder im Rahmen einer Störungsrechnung 2. Ordnung notwendig [Bir74]. Für gewöhnlich werden die Elektronen des Valenzbandes mit negativer effektiver Masse und negativer Ladung durch positiv geladene Teilchen mit positiver Masse ersetzt (Lochbild), was die Bewegungsgleichung der Teilchen im elektromagnetischen Feld nicht beeinflusst.

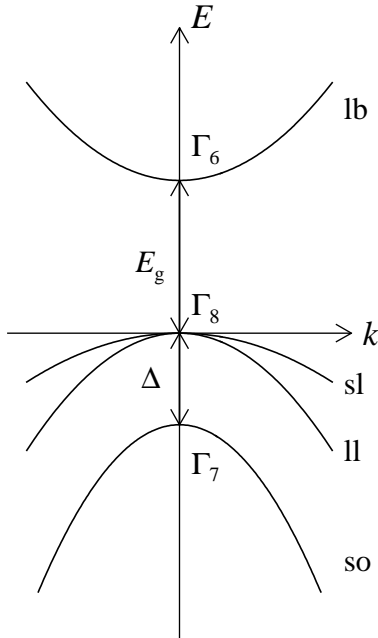


Abb. A.1: Schematische Darstellung der Bandstruktur eines direkten II-VI Halbleiters mit Zinkblende-Struktur in der Nähe des Γ -Punktes.

Nach den Gln. (A.10) sind das Leichtloch- und das Schwerlochband im Volumenhalbleiter an der Bandkante entartet. In niederdimensionalen Strukturen, wie Quantenfilmen oder Quantenpunkten, ergibt sich jedoch aufgrund der unterschiedlichen effektiven Massen eine andere Einschlussenergie, welche die Entartung aufhebt (siehe „effektive Massentheorie“, z.B. [Chu95] S. 141ff.). Dies ist für die optischen Auswahlregeln der in dieser Arbeit untersuchten Proben von entscheidender Bedeutung (siehe Abschn. 2.3.3).

Neben den Dispersionsrelationen $E_{\Gamma_i}(\mathbf{k})$ erlaubt das Kane-Modell die Ermittlung der Eigenfunktionen $u_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ der vier Bänder in der Nähe der Bandkante ($k \approx 0$). Ist \mathbf{k} parallel zur Quantisierungsrichtung von $\hat{\mathbf{J}}$ (siehe oben), so sind die $u_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ gleichzeitig auch

Eigenfunktionen zu den Operatoren \hat{J}^2 und \hat{J}_z . Direkt an der Bandkante ($k = 0$) lauten die Eigenfunktionen $\phi_{\Gamma_i} = u_{n0}(\mathbf{r})$

$$\begin{aligned}
\phi_{\Gamma_6\uparrow} &= |iS \uparrow\rangle & \phi_{\Gamma_6\downarrow} &= |iS \downarrow\rangle \\
\phi_{\Gamma_8^{sl}\uparrow} &= -\frac{1}{\sqrt{2}} |(X + iY) \uparrow\rangle & \phi_{\Gamma_8^{sl}\downarrow} &= \frac{1}{\sqrt{2}} |(X - iY) \downarrow\rangle \\
\phi_{\Gamma_8^{ll}\uparrow} &= -\frac{1}{\sqrt{6}} |(X + iY) \downarrow\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} |Z \uparrow\rangle & \phi_{\Gamma_8^{ll}\downarrow} &= \frac{1}{\sqrt{6}} |(X - iY) \uparrow\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} |Z \downarrow\rangle \\
\phi_{\Gamma_7\uparrow} &= \frac{1}{\sqrt{3}} |(X + iY) \downarrow\rangle + \frac{1}{\sqrt{3}} |Z \uparrow\rangle & \phi_{\Gamma_7\downarrow} &= \frac{1}{\sqrt{3}} |(X - iY) \uparrow\rangle - \frac{1}{\sqrt{3}} |Z \downarrow\rangle.
\end{aligned} \tag{A.11}$$

Die Funktionen ϕ_{Γ_i} sind Eigenfunktionen zu \hat{J}^2 und \hat{J}_z , was sich zeigen lässt, indem man auf die [Gln. \(A.8\)](#) zurückgreift (die Eigenzustände zu \hat{S}^2 , \hat{S}_z und \hat{J}^2 , \hat{J}_z sind analog zu \hat{L}^2 , \hat{L}_z benannt)

$$\begin{aligned}
\phi_{\Gamma_6\uparrow} / i &= |0, 0\rangle_l \left| \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \right\rangle_s = \left| \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \right\rangle_j \\
\phi_{\Gamma_6\downarrow} / i &= |0, 0\rangle_l \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle_s = \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle_j \\
\phi_{\Gamma_8^{sl}\uparrow} &= |1, +1\rangle_l \left| \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \right\rangle_s = \left| \frac{3}{2}, +\frac{3}{2} \right\rangle_j \\
\phi_{\Gamma_8^{sl}\downarrow} &= |1, -1\rangle_l \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle_s = \left| \frac{3}{2}, -\frac{3}{2} \right\rangle_j \\
\phi_{\Gamma_8^{ll}\uparrow} &= +\sqrt{\frac{1}{3}} |1, +1\rangle_l \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle_s + \sqrt{\frac{2}{3}} |1, 0\rangle_l \left| \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \right\rangle_s = \left| \frac{3}{2}, +\frac{1}{2} \right\rangle_j \\
\phi_{\Gamma_8^{ll}\downarrow} &= +\sqrt{\frac{1}{3}} |1, -1\rangle_l \left| \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \right\rangle_s + \sqrt{\frac{2}{3}} |1, 0\rangle_l \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle_s = \left| \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle_j \\
\phi_{\Gamma_7\uparrow} / (-1) &= +\sqrt{\frac{2}{3}} |1, +1\rangle_l \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle_s - \sqrt{\frac{1}{3}} |1, 0\rangle_l \left| \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \right\rangle_s = \left| \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \right\rangle_j \\
\phi_{\Gamma_7\downarrow} / (-1) &= -\sqrt{\frac{2}{3}} |1, -1\rangle_l \left| \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \right\rangle_s + \sqrt{\frac{1}{3}} |1, 0\rangle_l \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle_s = \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle_j.
\end{aligned}$$

Das letzte Gleichheitszeichen ergibt sich jeweils aus den Clebsch-Gordan-Koeffizienten für das $(l = 1, s = 1/2)$ -System von Zuständen. Die Eigenfunktionen ϕ_{Γ_i} sind zudem nur bis auf eine globale Phase eindeutig definiert.

B Jones-Vektoren und Jones-Matrizen

Formalismus

Die Beschreibung des Polarisationszustandes einer (vollständig polarisierten) elektromagnetischen Welle und deren Beeinflussung durch optische Elemente kann auf sehr kompakte und elegante Weise durch den von R. Clark Jones 1941 eingeführten Formalismus [Jon41] erfolgen. Der Polarisationszustand der Welle wird durch einen zweidimensionalen, komplexen Vektor \mathbf{v} dargestellt und ein optisches Element durch eine ebenfalls komplexe 2×2 -Matrix $\overline{\overline{\mathbf{M}}}$. Der Polarisationszustand $\mathbf{v}_{\mathbf{E}}$ nach Passieren des optischen Elementes $\overline{\overline{\mathbf{M}}}$ ergibt sich aus dem Anfangszustand $\mathbf{v}_{\mathbf{A}}$ durch Multiplikation

$$\mathbf{v}_{\mathbf{E}} = \overline{\overline{\mathbf{M}}} \cdot \mathbf{v}_{\mathbf{A}} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} v_{\mathbf{A},1} \\ v_{\mathbf{A},2} \end{pmatrix} \quad \text{mit } m_{ij}, v_i \in \mathbb{C}. \quad (\text{B.1})$$

Der Einfluss von n aufeinanderfolgenden optischen Elementen $\overline{\overline{\mathbf{M}}}_1 \dots \overline{\overline{\mathbf{M}}}_n$ kann durch Matrixmultiplikation zu einer Gesamtmatrix $\overline{\overline{\mathbf{M}}}_{\text{ges}}$ zusammengefasst werden

$$\mathbf{v}_{\mathbf{E}} = \overline{\overline{\mathbf{M}}}_n \cdot \overline{\overline{\mathbf{M}}}_{n-1} \cdot \dots \cdot \overline{\overline{\mathbf{M}}}_2 \cdot \overline{\overline{\mathbf{M}}}_1 \cdot \mathbf{v} = \overline{\overline{\mathbf{M}}}_{\text{ges}} \cdot \mathbf{v}_{\mathbf{A}}. \quad (\text{B.2})$$

Die Definition von \mathbf{v} folgt aus der komplexen Darstellung des elektrischen Feldes $\mathbf{E}(\mathbf{x}, t)$ einer ebenen, elektromagnetischen Welle mit Wellenvektor \mathbf{k} und Kreisfrequenz ω am Ort \mathbf{x} zur Zeit t

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{E}_0 \cdot e^{\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t} = \begin{pmatrix} E_{x,0} \cdot e^{i\varphi_x} \\ E_{y,0} \cdot e^{i\varphi_y} \\ 0 \end{pmatrix} \cdot e^{k_z z - \omega t}. \quad (\text{B.3})$$

Das physikalische, elektrische Feld entspricht dem Realteil der komplexen Größe $\mathbf{E}(\mathbf{x}, t)$. Für das zweite Gleichheitszeichen wurde die z -Richtung als Ausbreitungsrichtung angenommen, was im Vakuum wegen $\mathbf{k} \cdot \mathbf{E} = 0$ auch zu $E_z = 0$ führt. Man beachte, dass die Komponenten von \mathbf{E}_0 i. Allg. komplex sind. Für $\varphi_x - \varphi_y = m \cdot \pi$ (m ganzzahlig) ist die Welle linear polarisiert, ansonsten elliptisch. Da die vollständige Information über die

Polarisation der Welle in \mathbf{E}_0 enthalten ist, wird im Jones-Formalismus auf die restlichen Angaben verzichtet, und der zu \mathbf{E} gehörige Jones-Vektor $\mathbf{v} = (v_1, v_2)$ wird definiert über $v_1 = E_{x,0} \cdot e^{i\varphi_x}$ und $v_2 = E_{y,0} \cdot e^{i\varphi_y}$.

Basisvektoren und Polarisationsgrad

Die jeweils zueinander orthonormalen linearen bzw. zirkularen Basisvektoren $\mathbf{v}_i, \mathbf{v}_j$ lauten nach dieser Notation

$$\mathbf{v}_x = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{linear in } x\text{-Richtung} \quad \mathbf{v}_y = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad \text{linear in } y\text{-Richtung} \quad (\text{B.4})$$

$$\mathbf{v}_l = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \quad \text{linkszirkular} \quad \mathbf{v}_r = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \quad \text{rechtszirkular.} \quad (\text{B.5})$$

Aufgrund der Orthonormalität gilt $\mathbf{v}_i^* \cdot \mathbf{v}_j = \delta_{ij}$, wobei \mathbf{v}_i^* der konjugiert komplexe Vektor zu \mathbf{v}_i und δ_{ij} das Kronecker-Delta ist. Ein beliebiger Vektor \mathbf{v} kann immer als Linearkombination zweier Basisvektoren $\mathbf{v}_i, \mathbf{v}_j$ geschrieben werden: $\mathbf{v} = a_i \cdot \mathbf{v}_i + a_j \cdot \mathbf{v}_j$ ($a_{i,j} \in \mathbb{C}$). Dies lässt sich für die Berechnung des zu den Polarisierungen $\mathbf{v}_i, \mathbf{v}_j$ gehörigen Polarisationsgrades eines Vektors \mathbf{v} nutzen. So gilt beispielsweise für den zirkularen Polarisationsgrad ρ

$$\rho = \frac{I_l - I_r}{I_l + I_r} = \frac{|a_l|^2 - |a_r|^2}{|a_l|^2 + |a_r|^2} = \frac{|\mathbf{v}_l^* \cdot \mathbf{v}|^2 - |\mathbf{v}_r^* \cdot \mathbf{v}|^2}{|\mathbf{v}_l^* \cdot \mathbf{v}|^2 + |\mathbf{v}_r^* \cdot \mathbf{v}|^2}. \quad (\text{B.6})$$

Polarisatoren und Verzögerungselemente

Ein Polarisator $\overline{\mathbf{P}}$, der den Polarisationszustand \mathbf{v}_P erzeugt, ist durch die Eigenschaft definiert, dass für einen beliebigen Anfangszustand \mathbf{v}_A gilt: $\mathbf{v}_E = \overline{\mathbf{P}} \cdot \mathbf{v}_A = \text{const} \cdot \mathbf{v}_P$. Ist \mathbf{v}_P ein Einheitsvektor und $\mathbf{v}_A = \mathbf{v}_P$, dann sei $\text{const} = 1$. Damit ergeben sich die Matrizen für Linear- und Zirkularpolarisatoren zu

$$\overline{\mathbf{P}}_x = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{linear in } x\text{-Richtung} \quad \overline{\mathbf{P}}_y = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \text{linear in } y\text{-Richtung} \quad (\text{B.7})$$

$$\overline{\mathbf{P}}_l = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ i & 1 \end{pmatrix} \quad \text{linkszirkular} \quad \overline{\mathbf{P}}_r = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & i \\ -i & 1 \end{pmatrix} \quad \text{rechtszirkular.} \quad (\text{B.8})$$

Als weitere wichtige Klasse optischer Elemente seien die Verzögerungselemente $\overline{\overline{\mathbf{V}}}_x(\varphi)$ erwähnt, welche einen Phasenversatz φ zwischen den linearen Polarisationskomponenten \mathbf{v}_x und \mathbf{v}_y eines Vektors \mathbf{v} hervorrufen. Dabei sei x die langsame und y die schnelle Achse. Aus Symmetriegründen wird $\overline{\overline{\mathbf{V}}}_x(\varphi)$ so definiert, dass die Komponente entlang \mathbf{v}_x um die Hälfte des Phasenversatzes verzögert wird, während die Komponente entlang \mathbf{v}_y um die Hälfte des Phasenversatzes beschleunigt wird. Aus den vorherigen Überlegungen ergibt sich direkt, dass

$$\overline{\overline{\mathbf{V}}}_x(\varphi) = \overline{\overline{\mathbf{SB}}}(\varphi, 0^\circ) = \begin{pmatrix} e^{+i\varphi/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi/2} \end{pmatrix}. \quad (\text{B.9})$$

Während der allgemeine Fall dem Soleil-Babinet-Kompensator $\overline{\overline{\mathbf{SB}}}(\varphi, \alpha)$ mit einem Verkipfungswinkel $\alpha = 0^\circ$ entspricht, folgt für die Spezialfälle eines $\lambda/4$ -Plättchens ($\varphi = \pi/2$) und eines $\lambda/2$ -Plättchens ($\varphi = \pi$)

$$\overline{\overline{\mathbf{V}}}_x(\pi/2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1+i & 0 \\ 0 & 1-i \end{pmatrix} \quad (\lambda/4) \quad \overline{\overline{\mathbf{V}}}_x(\pi) = \begin{pmatrix} i & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix} \quad (\lambda/2). \quad (\text{B.10})$$

Ein photoelastischer Modulator (siehe [Abschn. 3.2.2](#)) entspricht nach seinen Polarisatoneigenschaften einem Soleil-Babinet-Kompensator mit sinusförmig oszillierender Verzögerung: $\varphi(t) = \varphi_{\max} \sin(2\pi f \cdot t)$ ($f \approx 50$ kHz). Damit lautet die zugehörige Jones-Matrix $\overline{\overline{\mathbf{PEM}}}(\varphi_{\max}, t)$

$$\overline{\overline{\mathbf{PEM}}}(\varphi_{\max}, t) = \begin{pmatrix} e^{+i\frac{\varphi_{\max}}{2} \sin(2\pi f \cdot t)} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\varphi_{\max}}{2} \sin(2\pi f \cdot t)} \end{pmatrix}. \quad (\text{B.11})$$

Drehmatrix

Zur Erzeugung eines linear polarisierten Vektors \mathbf{v}_α , dessen Polarisation in einem Winkel α zur positiven x -Achse (gemessen im mathematisch positiven Drehsinn) liegt, und zur Erzeugung von Polarisator- oder Verzögerungsmatrizen $\overline{\overline{\mathbf{P}}}_\alpha$ bzw. $\overline{\overline{\mathbf{V}}}_\alpha$, deren optische Achse um α von der x -Achse abweicht, dient die Drehmatrix $\overline{\overline{\mathbf{D}}}(\alpha)$

$$\overline{\overline{\mathbf{D}}}(\alpha) = \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix}. \quad (\text{B.12})$$

Das Anwenden von $\overline{\overline{\mathbf{D}}}(\alpha)$ auf einen Vektor \mathbf{v} entspricht einer Drehung des *Koordinatensystems* um den Winkel α im mathematisch *negativen* Drehsinn. Daraus folgt z. B.

$\mathbf{v}_y = \overline{\overline{D}}(90^\circ) \cdot \mathbf{v}_x$. Allgemein ist

$$\mathbf{v}_\alpha = \overline{\overline{D}}(\alpha) \cdot \mathbf{v}_x = \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix}. \quad (\text{B.13})$$

In analoger Weise folgt für einen Linearpolarisator $\overline{\overline{P}}_\alpha$, der um Winkel α bezüglich der x -Achse verkippt ist

$$\overline{\overline{P}}_\alpha = \overline{\overline{D}}(\alpha) \cdot \overline{\overline{P}}_x \cdot \overline{\overline{D}}(-\alpha) = \begin{pmatrix} \cos^2 \alpha & \cos \alpha \sin \alpha \\ \cos \alpha \sin \alpha & \sin^2 \alpha \end{pmatrix}. \quad (\text{B.14})$$

Anschaulich betrachtet gilt: Wendet man $\overline{\overline{P}}_\alpha$ auf einen Vektor \mathbf{v}_A an, so entspricht das dem Drehen von \mathbf{v}_A zu $\mathbf{v}_{A,-\alpha}$, dem anschließenden Anwenden der unverdrehten Originalmatrix $\overline{\overline{P}}_x$ und schließlich dem Zurückdrehen des Endvektors von $\mathbf{v}_{E,-\alpha}$ zu \mathbf{v}_E . Mathematisch gesehen erfolgt eine Koordinatentransformation mittels $\overline{\overline{D}}(\alpha)$.

Das gleiche Prinzip lässt sich auch zur Erzeugung eines Verzögerungselementes $\overline{\overline{V}}_\alpha$ mit einer um α gegen x verdrehten langsamen Achse anwenden. So lautet z. B. die Beschreibung eines Soleil-Babinet-Kompensators mit wählbarer Verzögerung φ und Drehachse α

$$\overline{\overline{SB}}(\varphi, \alpha) = \overline{\overline{D}}(\alpha) \cdot \overline{\overline{SB}}(\varphi, 0^\circ) \cdot \overline{\overline{D}}(-\alpha). \quad (\text{B.15})$$

C Berechnungen zum Faraday- und Kerr-Effekt

C.1 Kenngrößen elliptischer Polarisationen

Im folgenden Abschnitt wird gezeigt, dass ein beliebiger Jones-Vektor \mathbf{v} i. Allg. eine elliptische Polarisation beschreibt. Die Kenngrößen der Ellipse, ihr Neigungswinkel θ gegenüber der x -Achse sowie ihre Elliptizität η , lassen sich durch Zerlegung des Vektors \mathbf{v} in seine komplexen, zirkular polarisierten Komponenten E_l und E_r bestimmen

$$\mathbf{v} = E_l \mathbf{v}_l + E_r \mathbf{v}_r \quad (\text{C.1})$$

Es wird nachgewiesen, dass gilt

$$\theta = \frac{1}{2} (\arg E_r - \arg E_l) \quad \text{und} \quad \eta = \frac{|E_l| - |E_r|}{|E_l| + |E_r|}, \quad (\text{C.2})$$

wobei ein positiver Wert für θ einer Verkippung der Hauptachse im mathematisch positiven Drehsinn entspricht und ein positives η einer links umlaufenden Ellipse (ebenfalls im mathematisch positiven Drehsinn). Die Gleichungen bilden die Grundlage für die Berechnung von Neigungswinkel und Elliptizität der Lichtpolarisation beim Faraday- und Kerr-Effekt (siehe [Abschn. 3.3.1](#)).

Zur Herleitung beginnt man mit der Parametergleichung $\mathbf{x}(\varphi)$ einer links umlaufenden Ellipse, deren Hauptachse $a = 1$ und Nebenachse $b = \eta < 1$ entlang der x - bzw. y -Richtung orientiert sind ($\theta = 0$)

$$\mathbf{x} = \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \varphi \\ \eta \sin \varphi \end{pmatrix} = \operatorname{Re} \left[\begin{pmatrix} 1 \\ i\eta \end{pmatrix} e^{-i\varphi} \right]. \quad (\text{C.3})$$

Die komplexe Darstellung von $\mathbf{x}(\varphi)$ auf der rechten Seite in [Gl. \(C.3\)](#) ($\operatorname{Re}[c]$ sei der Realteil von c) entspricht bereits der zeitlichen Beschreibung des elektrischen Feldes einer elliptisch polarisierten Welle mit $E_{x,0} = 1$ und $E_{y,0} = \eta$ am Ort $z = 0$ (vgl. [Gl. \(B.3\)](#)), wenn man für $\varphi = \omega t$ einsetzt. Der (unnormierte) Jones-Vektor $\mathbf{v}_{\eta,0}$ für eine links umlaufende, elliptische Polarisation mit Elliptizität $0 < \eta < 1$ und Neigungswinkel $\theta = 0$ lautet demnach

$$\mathbf{v}_{\eta,0} = \begin{pmatrix} 1 \\ i\eta \end{pmatrix}. \quad (\text{C.4})$$

Den Jones-Vektor $\mathbf{v}_{\eta,\theta}$ einer um den Winkel θ geneigten Ellipse erhält man mithilfe der Drehmatrix $\overline{\overline{\mathbf{D}}}_{\theta}$ (siehe [Gl. \(B.12\)](#))

$$\mathbf{v}_{\eta,\theta} = \overline{\overline{\mathbf{D}}}_{\theta} \cdot \mathbf{v}_{\eta,0} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ i\eta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta - i\eta \sin \theta \\ \sin \theta + i\eta \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (\text{C.5})$$

Als nächstes bestimmt man die zirkularen Komponenten E_l und E_r des Vektors $\mathbf{v}_{\eta,\theta}$. Unter Nutzung der Orthonormalität ($\mathbf{v}_i^* \cdot \mathbf{v}_j = \delta_{ij}$) der zirkularen Einheitsvektoren \mathbf{v}_l und \mathbf{v}_r erhält man mit [Gl. \(C.1\)](#) nach kurzer Rechnung

$$E_l = \mathbf{v}_l^* \cdot \mathbf{v}_{\eta,\theta} = \frac{1}{\sqrt{2}}(1 + \eta) e^{-i\theta} \quad \text{und} \quad E_r = \mathbf{v}_r^* \cdot \mathbf{v}_{\eta,\theta} = \frac{1}{\sqrt{2}}(1 - \eta) e^{i\theta}. \quad (\text{C.6})$$

Also ist

$$\mathbf{v}_{\eta,\theta} = \frac{1}{\sqrt{2}}(1 + \eta) e^{-i\theta} \mathbf{v}_l + \frac{1}{\sqrt{2}}(1 - \eta) e^{i\theta} \mathbf{v}_r. \quad (\text{C.7})$$

Durch Einsetzen von E_l und E_r in [Gln. \(C.2\)](#) ist der Nachweis für ihre Richtigkeit erbracht

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}(\arg E_r - \arg E_l) &= \frac{1}{2}(\theta - (-\theta)) = \theta \\ \frac{|E_l| - |E_r|}{|E_l| + |E_r|} &= \frac{1 + \eta - (1 - \eta)}{1 + \eta + (1 - \eta)} = \eta. \end{aligned}$$

Abschließend sei bemerkt, dass jeder beliebige Vektor \mathbf{v} so umgeschrieben werden kann, dass er die Form aus [Gl. \(C.7\)](#) annimmt. Es ist nämlich für $E_l \neq 0$ und $\eta \neq -1$

$$\begin{aligned} \mathbf{v} &= E_l \mathbf{v}_l + E_r \mathbf{v}_r \propto \mathbf{v}_l + c \mathbf{v}_r \quad \text{mit } c \in \mathbb{C} \\ \text{und } \mathbf{v}_{\eta, \theta} &\propto \mathbf{v}_l + \frac{1 - \eta}{1 + \eta} e^{i2\theta} \mathbf{v}_r = \mathbf{v}_l + c \mathbf{v}_r. \end{aligned}$$

Für den Fall $E_l = 0$ folgt $\eta = -1$ und $\theta = \arg(E_r)$.

Näherung für kleine Winkel und Elliptizitäten

Für einen Jones-Vektor $\mathbf{v}_{\eta, \theta} = E_x \mathbf{v}_x + E_y \mathbf{v}_y \approx \mathbf{v}_x$ mit geringem Verkippungswinkel und geringer Elliptizität $|\theta|, |\eta| \approx 0$, können θ und η auch aus den linearen Komponenten E_x und E_y näherungsweise bestimmt werden. Aus [Gl. \(C.5\)](#) folgt, dass gilt

$$\begin{aligned} \frac{E_y}{E_x} &= \frac{\sin \theta + i\eta \cos \theta}{\cos \theta - i\eta \sin \theta} = \frac{(\sin \theta + i\eta \cos \theta)(\cos \theta + i\eta \sin \theta)}{\cos^2 \theta + \eta^2 \sin^2 \theta} \\ &= \frac{\sin \theta \cos \theta (1 - \eta^2) + i\eta}{\cos^2 \theta + \eta^2 \sin^2 \theta} \approx \theta + i\eta. \end{aligned} \tag{C.8}$$

Damit ist für kleine Winkel und Elliptizitäten $\theta \approx \operatorname{Re}(E_y/E_x)$ und $\eta \approx \operatorname{Im}(E_y/E_x)$.

C.2 Näherungsweise Bestimmung von Kerr-Winkel und Kerr-Elliptizität

Die komplexe Reflektivität

Wie in [Abschn. 3.3.1](#) erläutert, benötigt man zur Bestimmung des Kerr-Winkels θ_K und der Kerr-Elliptizität η_K in polarer Geometrie die komplexe Reflektivität r , welche sich aus dem komplexen Brechungsindex $n = n + i\kappa$ nach Fresnel-Formel ergibt zu

$$\mathfrak{r} = \frac{n-1}{n+1} = \frac{(n-1) + i\kappa}{(n+1) + i\kappa}. \quad (\text{C.9})$$

Durch die Umformungen

$$\begin{aligned} \mathfrak{r} &= \frac{(n-1) + i\kappa}{(n+1) + i\kappa} = \frac{((n-1) + i\kappa) \cdot ((n+1) - i\kappa)}{(n+1)^2 + \kappa^2} \\ &= \frac{n^2 - 1 + \kappa^2 + i\kappa(n+1 - (n-1))}{(n+1)^2 + \kappa^2} \\ &\stackrel{\kappa^2 \approx 0}{\approx} \frac{n-1}{n+1} + i \frac{2\kappa}{(n+1)^2} \end{aligned} \quad (\text{C.10})$$

erhält man eine näherungsweise Darstellung nach Real- und Imaginärteil. Für die Darstellung $\mathfrak{r} = |\mathfrak{r}| \cdot e^{i\varphi_r}$ nach Betrag und Phase folgt durch die Näherung $Re(\mathfrak{r}) \gg Im(\mathfrak{r})$ ($n^2 - 1 \gg 2\kappa$)

$$|\mathfrak{r}| \approx Re(\mathfrak{r}) = \frac{n-1}{n+1} \quad \text{und} \quad \varphi_r \approx \tan \varphi_r = \frac{Im(\mathfrak{r})}{Re(\mathfrak{r})} = \frac{2\kappa}{n^2 - 1}. \quad (\text{C.11})$$

Damit lassen sich θ_K und η_K unter Verwendung von [Gln. \(3.24\)](#) und [\(3.25\)](#) ebenfalls näherungsweise bestimmen.

Kerr-Winkel und Kerr-Elliptizität

Für den Kerr-Winkel θ_K gilt mit $\Delta\kappa = \kappa_r - \kappa_l$ und $\Delta n = n_r - n_l$, sowie $n \approx n_r \approx n_l$ und $\kappa \approx \kappa_r \approx \kappa_l$

$$\begin{aligned} \theta_K &= \frac{1}{2}(\arg \mathfrak{r}_r - \arg \mathfrak{r}_l) = \frac{1}{2} \left(\frac{2\kappa_r}{n_r^2 - 1} - \frac{2\kappa_l}{n_l^2 - 1} \right) = \frac{\kappa_r(n_l^2 - 1) - \kappa_l(n_r^2 - 1)}{(n_r^2 - 1)(n_l^2 - 1)} \\ &\stackrel{n_r \approx n_l}{\approx} \frac{\kappa_r n_l^2 - \kappa_l n_r^2 - \Delta\kappa}{(n^2 - 1)^2} = \frac{\kappa_r(n_l^2 - n_r^2) + (\kappa_r - \kappa_l)n_r^2 - \Delta\kappa}{(n^2 - 1)^2} \\ &= \frac{\kappa_r(n_l - n_r)(n_l + n_r) + \Delta\kappa(n_r^2 - 1)}{(n^2 - 1)^2} \\ &\stackrel{\substack{n_r \approx n_l \\ \kappa_r \approx \kappa}}{\approx} \frac{\kappa \Delta n \cdot 2n}{(n^2 - 1)^2} + \frac{\Delta\kappa(n^2 - 1)}{(n^2 - 1)^2} \approx \frac{\Delta\kappa}{n^2 - 1}. \end{aligned} \quad (\text{C.12})$$

Die letzte Näherung in [Gl. \(C.12\)](#) verlangt dabei, dass $\Delta\kappa/\kappa \gg \Delta n/n$, was an der Bandkante eines direkten Halbleiters i. Allg. erfüllt ist (siehe z. B. für GaAs [\[Asp83\]](#)).

Für die Kerr-Elliptizität η_K folgt

$$\begin{aligned}
\eta_K &= \frac{|r_l| - |r_r|}{|r_l| + |r_r|} = \frac{|r_l|/|r_r| - 1}{|r_l|/|r_r| + 1} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{|r_l|}{|r_r|} - 1 \right) \\
&= \frac{1}{2} \left(\frac{n_l - 1}{n_l + 1} \cdot \frac{n_r + 1}{n_r - 1} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{n_l n_r + n_l - n_r - 1}{n_l n_r - n_l + n_r - 1} - 1 \right) \\
&= \frac{1}{2} \left(1 + 2 \frac{n_l - n_r}{(n_l + 1)(n_r - 1)} - 1 \right) \\
&\stackrel{n_r \approx n_l}{\approx} -\frac{\Delta n}{n^2 - 1}.
\end{aligned} \tag{C.13}$$

Definiert man den komplexen Kerr-Winkel Θ_K als $\Theta_K = \theta_K + i\eta_K$, so gilt

$$\Theta_K = \frac{1}{n^2 - 1} (\Delta\kappa - i\Delta n) = \frac{1}{n^2 - 1} \frac{\Delta \mathfrak{n}}{i}. \tag{C.14}$$

Alternative Herleitung

Es sei darauf hingewiesen, dass mit Gl. (C.8) ein alternativer Weg zur Herleitung von Kerr-Winkel und Kerr-Elliptizität besteht. Dazu werden die *linearen* Komponenten E_x und E_y des elektrischen Feldes nach Reflexion benötigt. Diese können aus den in den Gln. (3.23) angegeben zirkularen Komponenten E_l und E_r entsprechend den Definitionen von linearen ($\mathbf{v}_x, \mathbf{v}_y$, Gl. (B.4)) und zirkularen Einheitsvektoren ($\mathbf{v}_l, \mathbf{v}_r$, Gl. (B.5)) bestimmt werden mit

$$\begin{aligned}
E_x &= \mathbf{v}_x^* \cdot (E_l \mathbf{v}_l + E_r \mathbf{v}_r) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} (r_l + r_r) \\
E_y &= \mathbf{v}_y^* \cdot (E_l \mathbf{v}_l + E_r \mathbf{v}_r) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} i(r_l - r_r).
\end{aligned} \tag{C.15}$$

Aus Gl. (C.8) folgt dann, dass

$$\Theta_K = \theta_K + i\eta_K \stackrel{\theta_K \approx 0}{\approx} \stackrel{\eta_K \approx 0}{\approx} \frac{E_y}{E_x} = i \frac{r_l - r_r}{r_l + r_r} = i \frac{n_l - n_r}{n_l n_r - 1}. \tag{C.16}$$

Das letzte Gleichheitszeichen ergibt sich aus Gl. (3.22) nach kurzer Rechnung. Nähert man im Nenner des letzten Terms $n_{l,r} \approx n$ und berücksichtigt, dass $n_l - n_r = -\Delta n$, so erhält man sofort die Beziehung aus Gl. (C.14).

Literaturverzeichnis

- [Ade05] C. Adelman, J. S. X. Lou, C. J. Palmstrøm, und P. A. Crowell, [Phys. Rev. B](#) **85**, 121301(R) (2005).
- [Agg83] R. L. Aggarwal, S. N. Jasperson, J. Stankiewicz, Y. Shapira, S. Foner, B. Khazai und A. Wold, [Phys. Rev. B](#) **28**, 6907 (1983).
- [Aki98] R. Akimoto, K. Ando, F. Sasaki, S. Kobayashi und T. Tani, [Phys. Rev. B](#) **57**, 7208 (1998).
- [All02] D. A. Allwood, G. Xiong, M. D. Cooke, C. C. Faulkner, D. Atkinson, N. Vernier und R. P. Cowburn, [Science](#) **296**, 2003 (2002).
- [Ash76] N. W. Ashcroft und N. D. Mermin, *Solid State Physics*. Saunders College Publishing, Philadelphia (1976).
- [Asp83] D. E. Aspnes und A. A. Studna, [Phys. Rev. B](#) **27**, 985 (1983).
- [Aws07] D. D. Awschalom und M. E. Flatté, [Nat. Phys.](#) **3**, 153 (2007).
- [Bac02] G. Bacher, A. A. Maksimov, H. Schömig, V. D. Kulakovskii, M. K. Welsch, A. Forchel, P. S. Dorozhkin, A. V. Chernenko, S. Lee, M. Dobrowolska und J. K. Furdyna, [Phys. Rev. Lett.](#) **89**, 127201 (2002).

- [Bai88] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich und J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
- [Bar85] G. Barilero, C. Rigaux, M. Menant, Nguyen Hy Hau und W. Giriat, *Phys. Rev. B* **32**, 5144 (1985).
- [Bas91] G. Bastard, *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures*, Seiten 41–50. John Wiley and Sons, Inc., Les Ulis Cedex (1991).
- [Bau04] G. E. W. Bauer, A. Brataas, Y. Tserkovnyak, B. I. Halperin, M. Zwierzycki und P. J. Kelly, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 126601 (2004).
- [Bea96] E. Beaupaire, J.-C. Merle, A. Daunois und J.-Y. Bigot, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4250 (1996).
- [Ber75] L. Bergmann und C. Schaefer, *Lehrbuch der Experimentalphysik*, Band IV, Teil 1. Walter de Gruyter, Berlin (1975).
- [Ber05] M. Berciu, T. G. Rappoport und B. Jankó, *Nature* **435**, 71 (2005).
- [Bha83] A. K. Bhattacharjee, G. Fishman und B. Coqblin, *Physica* **117B & 118B**, 449 (1983).
- [Bin89] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach und W. Zinn, *Phys. Rev. B* **39**, 4828 (1989).
- [Bir74] G. L. Bir und G. E. Pikus (Herausgeber), *Symmetry and Strain-Induced Effects in Semiconductors*. Wiley, New York (1974).
- [Blo46] F. Bloch, *Phys. Rev.* **70**, 460 (1946).
- [Bro99] L. C. Brown, *IEEE Ann. Hist. Comput.* **21**, 55 (1999).

- [Cam72] I. A. Campbell, *J. Phys. F: Metal Phys.* **2**, L47 (1972).
- [Car90] C. Carbone, R. Rochow, L. Braicovich, R. Jungblut, T. Kachel, D. Tillmann und E. Kisker, *Phys. Rev. B* **41**, 3866 (1990).
- [Chu95] S. L. Chuang, *Physics of Optoelectronic Devices*, Seiten 129–137. Wiley Series in Pure and Applied Optics, John Wiley and Sons, Inc., New York (1995).
- [Ciu02] C. Ciuti, J. P. McGuire und L. J. Sham, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 156601 (2002).
- [Coe05] J. M. Coey, M. Venkatesan und C. B. Fitzgerald, *Nat. Mater.* **4**, 173 (2005).
- [Cro96] S. A. Crooker, J. J. Baumberg, F. Flack, N. Samarth und D. D. Awschalom, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2814 (1996).
- [Cro97a] S. A. Crooker, D. D. Awschalom, J. J. Baumberg, F. Flack und N. Samarth, *Phys. Rev. B* **56**, 7574 (1997).
- [Cro97b] P. A. Crowell, V. Nikitin, D. D. Awschalom, F. Flack, N. Samarth und G. A. Prinz, *J. Appl. Phys.* **81**, 5441 (1997).
- [Cro05] S. A. Crooker, M. Furis, X. Lou, C. Adelman, D. L. Smith, C. J. Palmstrøm und P. A. Crowell, *Science* **309**, 2191 (2005).
- [Die00] T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert und D. Ferrand, *Science* **287**, 1019 (2000).
- [Die02] T. Dietl, *Semicond. Sci. Technol.* **17**, 377 (2002).
- [Die07] T. Dietl, *J. Phys.: Condens. Matter* **19**, 165204 (2007).
- [DiV95] D. P. DiVincenzo, *Science* **270**, 255 (1995).

- [Ell72] R. J. Elliot (Herausgeber), *Magnetic Properties of Rare Earth Metals*. Plenum Press, London (1972).
- [Eps02] R. J. Epstein, I. Malajovich, R. K. Kawakami, Y. Chye, M. Hanson, P. M. Petroff, A. C. Gossard und D. D. Awschalom, [Phys. Rev. B](#) **65**, 121202(R) (2002).
- [Eps03] R. J. Epstein, J. Stephens, M. Hanson, Y. Chye, A. C. Gossard, P. M. Petroff, und D. D. Awschalom, [Phys. Rev. B](#) **68**, 041305(R) (2003).
- [Eym88] J. Eymery, A. Fnidiki, R. Krishnan, M. Tessier und J. Vitton, [Phys. Rev. B](#) **38**, 11931 (1988).
- [Fal03] H. Falk, J. Hübner, P. J. Klar und W. Heimbrod, [Phys. Rev. B](#) **68**, 165203 (2003).
- [Fan09] Y.-H. Fan. Dissertation, Humboldt-Universität zu Berlin (2009).
- [Far46] M. Faraday, *Philos. Trans. R. Soc. London* **5**, 592 (1846).
- [Fat94] J. M. Fatah, T. Piorek, P. Harrison, T. Stirner und W. E. Hagston, [Phys. Rev. B](#) **49**, 10341 (1994).
- [Fer01] D. Ferrand, J. Cibert, A. Wasiela, C. Bourgognon, S. Tatarenko, G. Fishman, T. Andrearczyk, J. Jaroszyński, S. Koleśnik, T. Dietl, B. Barbara und D. Dufeu, [Phys. Rev. B](#) **63**, 085201 (2001).
- [Fuk04] T. Fukushima, K. Sato, H. Katayama-Yoshida und P. H. Dederichs, [Jpn. J. Appl. Phys.](#) **43**, L 1416 (2004).
- [Fur88a] J. K. Furdyna, [J. Appl. Phys.](#) **64**, R29 (1988).
- [Fur88b] J. K. Furdyna und J. Kossut (Herausgeber), *Diluted Magnetic Semiconductors*, Band 25 von *Semiconductors and Semimetals*. Academic Press, San Diego (1988).

- [Gaj78] J. A. Gaj, J. Ginter und R. R. Gałazka, [Phys. Status Solidi B](#) **89**, 655 (1978).
- [Gaj79] J. A. Gaj, R. Planel und G. Fishman, [Solid State Comm.](#) **29**, 435 (1979).
- [Gal06] W. J. Gallagher und S. S. P. Parkin, [IBM J. Res. Dev.](#) **50**, 5 (2006).
- [Gar99] S. Gardelis, C. G. Smith, C. H. W. Barnes, E. H. Linfield und D. A. Ritchie, [Phys. Rev. B](#) **60**, 7764 (1999).
- [Goe88] O. Goede und W. Heimbrodt, [Phys. Status Solidi B](#) **146**, 11 (1988).
- [Gre06] A. Grelich, D. R. Yakovlev, A. Shabaev, A. L. Efros, I. A. Yugova, R. Oulton, V. Stavarache, D. Reuter, A. Wieck und M. Bayer, [Science](#) **313**, 341 (2006).
- [Hal08] S. Halm, P. E. Hohage, J. Nannen, E. Neshataeva, L. Schneider, G. Bacher, Y.-H. Fan, J. Puls und F. Henneberger, [J. Phys. D: Appl. Phys.](#) **41**, 164007 (2008).
- [Ham99] P. R. Hammar, B. R. Bennett, M. Y. Yang und M. Johnson, [Phys. Rev. Lett.](#) **83**, 203 (1999).
- [Han90] P. Hansen, [J. Magn. Magn. Mater.](#) **83**, 6 (1990).
- [Han02] A. T. Hanbicki, B. T. Jonker, G. Itskos, G. Kioseoglou und A. Petrou, [Appl. Phys. Lett.](#) **80**, 1240 (2002).
- [Has88] K. C. Hass und H. Ehrenreich, [J. Cryst. Growth](#) **86**, 8 (1988).
- [Hau97] A. Haury, A. Wasiela, A. Arnoult, J. Cibert, S. Tatarenko, T. Dietl und Y. Merle d'Aubigné, [Phys. Rev. Lett.](#) **79**, 511 (1997).
- [Hec05] E. Hecht, *Optik*. Oldenbourg Verlag, München, 4. Auflage (2005).
- [Hoh08] P. E. Hohage, J. Nannen, S. Halm, G. Bacher, M. Wahle, S. F. Fischer, U. Kunze, D. Reuter und A. D. Wieck, [Appl. Phys. Lett.](#) **92**, 241920 (2008).

- [Hu01] X. Hu, R. de Sousa und S. Das Sarma, [cond-mat/0108339](#) (2001).
- [Hub85] D. L. Huber, [Phys. Rev. B](#) **31**, 4420 (1985).
- [Hun04] A. Hundt, J. Puls und F. Henneberger, [Phys. Rev. B](#) **69**, 121309(R) (2004).
- [Hun05] A. Hundt, J. Puls, A. V. Akimov, Y. H. Fan und F. Henneberger, [Phys. Rev. B](#) **72**, 033304 (2005).
- [Ibr95] I. S. Ibrahim und F. M. Peeters, [Phys. Rev. B](#) **52**, 17321 (1995).
- [Ike68] M. Ikeda, K. Itho und H. Sato, [J. Phys. Soc. Japan](#) **22**, 455 (1968).
- [Imr06] A. Imre, G. Csaba, L. Ji, A. Orlov, G. H. Bernstein und W. Porod, [Science](#) **311**, 205 (2006).
- [Jac82] J. D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik*. Walter de Gruyter, Berlin, 2. Auflage (1982).
- [Jia05] X. Jiang, R. Wang, R. M. Shelby, R. M. Macfarlane, S. R. Bank, J. S. Harris und S. S. P. Parkin, [Phys. Rev. Lett.](#) **94**, 056601 (2005).
- [Jon41] R. C. Jones, [J. Opt. Soc. Am.](#) **31**, 488 (1941).
- [Jul75] M. Julliere, [Phys. Lett. A](#) **54**, 225 (1975).
- [Kan56] E. O. Kane, [J. Phys. Chem. Solids](#) **1**, 82 (1956).
- [Kat00] J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman, E. B. Myers und D. C. Ralph, [Phys. Rev. Lett.](#) **84**, 3149 (2000).
- [Kef66] F. Keffer, In *Handbuch der Physik*, herausgegeben von S. Flügge, Band 18, Teil 2, Seite 4, Springer-Verlag, Berlin (1966).

- [Kel01] D. Keller, D. R. Yakovlev, B. König, W. Ossau, T. Gruber, A. Waag, L. W. Molenkamp und A. V. Scherbakov, [Phys. Rev. B](#) **65**, 035313 (2001).
- [Ker77] J. Kerr, *Phil. Mag.* **3**, 399 (1877).
- [Kik97] J. M. Kikkawa, I. P. Smorchkova, N. Samarth und D. D. Awschalom, [Science](#) **277**, 1284 (1997).
- [Kim98] W.-S. Kim, *Influence of interfaces on magnetization reversal and perpendicular magnetic anisotropy of Fe/Tb multilayers*. Dissertation, Gesamthochschule Duisburg (1998).
- [Kim99] W.-S. Kim, W. Kleemann, R. A. Brand und W. Keune, [J. Phys.: Condens. Matter](#) **11**, 4317 (1999).
- [Kim01] A. V. Kimel, F. Bentivegna, V. N. Gridnev, V. V. Pavlov, R. V. Pisarev und T. Rasing, [Phys. Rev. B](#) **63**, 235201 (2001).
- [Kit06] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg Verlag, München, 14. Auflage (2006).
- [Kön00] B. König, I. A. Merkulov, D. R. Yakovlev, W. Ossau, S. M. Ryabchenko, M. Kutrowski, T. Wojtowicz, G. Karczewski und J. Kossut, [Phys. Rev. B](#) **68**, 16870 (2000).
- [Kne06] M. K. Kneip, D. R. Yakovlev, M. Bayer, A. A. Maksimov, I. I. Tartakovskii, D. Keller, W. Ossau, L. W. Molenkamp und A. Waag, [Phys. Rev. B](#) **73**, 035306 (2006).
- [Kol86] L. Kolodziejski, R. Gunshor, R. Venkatasubramanian, T. Bonsett, R. Frohne, S. Datta, N. Otsuka, R. B. Bylisma, W. M. Becker und A. V. Nurmikko, [J. Vac. Sci. Technol.](#) **B4**, 583 (1986).

- [Kou03] A. V. Koudinov, Y. G. Kusrayev und I. G. Aksyanov, *Phys. Rev. B* **68**, 085315 (2003).
- [Lan61] R. Landauer, *IBM J. Res. Dev.* **5**, 183 (1961).
- [Lar85] B. E. Larson, K. C. Hass und H. Ehrenreich, *Solid State Commun.* **56**, 347 (1985).
- [Lar88] B. E. Larson, K. C. Hass, H. Ehrenreich und A. E. Carlsson, *Phys. Rev. B* **37**, 4137 (1988).
- [Lee99] W. Y. Lee, S. Gardelis, B.-C. Choi, Y. B. Xu, C. G. Smith, C. H. W. Barnes, D. A. Ritchie, E. H. Linfield und J. A. C. Bland, *J. Appl. Phys.* **85**, 6682 (1999).
- [Lou07] X. Lou, C. Adelman, S. A. Crooker, E. S. Garlid, J. Zhang, K. S. Madhukar Reddy, S. D. Flexner, C. J. Palmström und P. A. Crowell, *Nat. Phys.* **3**, 197 (2007).
- [Loz91] H. J. Lozykowski und V. K. Shastri, *J. Appl. Phys.* **69**, 3235 (1991).
- [Lut55] J. M. Luttinger und W. Kohn, *Phys. Rev.* **97**, 869 (1955).
- [Mac03] S. Mackowski, T. A. Nguyen, H. E. Jackson, L. M. Smith, J. Kossut und G. Karczewski, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 5524 (2003).
- [Mad99] O. Madelung, U. Rössler und M. Schulz (Herausgeber), *II-VI and I-VII Compounds; Semimagnetic Compounds*, Band 41B von *Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter*. Springer Verlag, Berlin (1999).
- [Max65] J. C. Maxwell, *Philos. Trans. R. Soc. London* **155**, 459 (1865).
- [McC05] A. D. McCarty, A. K. Hassan, L.-C. Brunel, K. Dziatkowski und J. K. Furdyna, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 157201 (2005).

- [Mei84] F. Meier und B. P. Zakharchenya, *Optical Orientation*. North Holland, Amsterdam (1984).
- [Mei06a] L. Meier, G. Salis, C. Ellenberger, K. Ensslin und E. Gini, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 172501 (2006).
- [Mei06b] L. Meier, G. Salis, C. Ellenberger, E. Gini und K. Ensslin, *Phys. Rev. B* **74**, 245318 (2006).
- [Mei07a] L. Meier, G. Salis, N. Moll, C. Ellenberger, I. Shorubalko, U. Wahlen, K. Ensslin und E. Gini, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 162507 (2007).
- [Mei07b] L. Meier, G. Salis, I. Shorubalko, E. Gini, S. Schön und K. Ensslin, *Nat. Phys.* **3**, 650 (2007).
- [Mor60] T. Moriya, *Phys. Rev.* **120**, 91 (1960).
- [Mot02] V. F. Motsnyi, J. de Boeck, J. Das, W. V. Roy, G. Borghs, E. Goovaerts und V. I. Safarov, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 265 (2002).
- [Née54] L. Néel, *J. Phys. Radium* **15**, 225 (1954).
- [Noy57] T. Noyes und W. E. Dickinson, *IBM J. Res. Dev.* **1**, 72 (1957).
- [Nur92] A. V. Nurmikko und R. L. Gunshor, *J. Lumin.* **52**, 89 (1992).
- [Ohn96] H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto und Y. Iye, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 363 (1996).
- [Ohn98] H. Ohno, *Science* **281**, 951 (1998).
- [Ose82] S. Oseroff, *Phys. Rev. B* **25**, 6484 (1982).

- [Pey93] P. Peyla, A. Wasiela, Y. Merle d'Aubigne, D. E. Ashenford und B. Lunn, [Phys. Rev. B](#) **47**, 3783 (1993).
- [Pid66] C. R. Pidgeon und R. N. Brown, [Phys. Rev.](#) **146**, 575 (1966).
- [Pon97] W. F. Pong, R. A. Mayanovic, J. K. Kao, H. H. Hsieh, J. Y. Pieh, Y. K. Chang, K. C. Kuo und P. K. Tseng, [Phys. Rev. B](#) **55**, 7633 (1997).
- [Pri90] G. A. Prinz, [Science](#) **250**, 1092 (1990).
- [Pul00] F. Pulizzi, P. Christianen, J. Maan, T. Wojtowicz, G. Karczewski und J. Kossut, [Phys. Status Solidi A](#) **178**, 33 (2000).
- [Red05a] P. Redliński, T. G. Rappoport, A. Libal, J. K. Furdyna, B. Jankó und T. Wojtowicz, [Appl. Phys. Lett.](#) **86**, 113103 (2005).
- [Red05b] P. Redliński, T. Wojtowicz, T. G. Rappoport, A. Libál, J. K. Furdyna und B. Jankó, [Phys. Rev. B](#) **72**, 085209 (2005).
- [Rei98] J. Reijniers und F. M. Peeters, [Appl. Phys. Lett.](#) **73**, 357 (1998).
- [Ric01] F. Richomme, J. Teillet, A. Fnidiki und W. Keune, [Phys. Rev. B](#) **64**, 094415 (2001).
- [Roy92] W. van Roy, J. de Boeck und G. Borghs, [Appl. Phys. Lett.](#) **61**, 3056 (1992).
- [Sai03] H. Saito, V. Zayets, S. Yamagata und K. Ando, [Phys. Rev. Lett.](#) **90**, 207202 (2003).
- [Sak04] M. Sakuma, K. Hyomi, I. Souma, A. Murayama und Y. Oka, [Appl. Phys. Lett.](#) **85**, 6203 (2004).
- [Sam88] N. Samarth und J. K. Furdyna, [Phys. Rev. B](#) **37**, 9227 (1988).

- [Sca96] D. Scalbert, *Phys. Status Solidi B* **193**, 189 (1996).
- [Sch97] C. J. H. Schutte, J. E. Bertie, P. R. Bunker, J. T. Hougen, I. M. Mills, J. K. G. Watson und B. P. Winnewisser, *Pure Appl. Chem.* **69**, 1641 (1997).
- [Sch04a] H. Schömig, A. Forchel, S. Halm, G. Bacher, J. Puls und F. Henneberger, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 2826 (2004).
- [Sch04b] H. Schömig, S. Halm, G. Bacher, A. Forchel, W. Kipferl, C. H. Back, J. Puls und F. Henneberger, *J. Appl. Phys.* **85**, 7411 (2004).
- [Sch06] M. Scheibner, T. A. Kennedy, L. Worschech, A. Forchel, G. Bacher, T. Slobodskyy, G. Schmidt und L. W. Molenkamp, *Phys. Rev. B* **73**, 081308(R) (2006).
- [Sch07] E. Schuster, *Struktur, Magnetismus und Grenzflächeneigenschaften epitaktischer dünner Fe- und FePt-Filme auf GaAs(001)-Substraten*. Dissertation, Universität Duisburg-Essen (2007).
- [Sha96] Z. S. Shan und D. J. Sellmyer, Band 22 von *Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths*. Elsevier (1996).
- [Slo96] J. C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996).
- [Str66] R. A. Stradling, *Proc. Phys. Soc.* **90**, 175 (1966).
- [Sui98] D. Suisky, W. Heimbrodt, C. Santos, F. Neugebauer, M. Happ, B. Lunn, J. E. Nicholls und D. E. Ashenford, *Phys. Rev. B* **58**, 3969 (1998).
- [Syp07] M. Syperek, D. R. Yakovlev, A. Greulich, J. Misiewicz, M. Bayer, D. Reuter und A. D. Wieck, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 187401 (2007).
- [Tak99] M. Takahashi, *Phys. Rev. B* **60**, 15858 (1999).

- [Tan87] M. Taniguchi, M. Fujimori, M. Fujisawa, T. Mori, I. Souma und Y. Oka, [Solid State Comm.](#) **62**, 431 (1987).
- [Tap98] J. Tappert, *Strukturelle und magnetische Eigenschaften dünner Tb/Fe-Vielfachschichten*. Dissertation, Gesamthochschule Duisburg (1998).
- [Tap00] J. Tappert, S. Neumann, J. Jungermann, W.-S. Kim, T. Ruckert, R. A. Brand, W. Keune, W. Kleemann, F. Richomme, J. Teillet, F. Klose und H. Maletta, [Philos. Mag. B](#) **80**, 257 (2000).
- [Tok06] Y. Tokura, W. G. van der Wiel, T. Obata und S. Tarucha, [Phys. Rev. Lett.](#) **96**, 047202 (2006).
- [Tor56] H. C. Torrey, [Phys. Rev.](#) **104**, 563 (1956).
- [Twa84a] A. Twardowski, M. von Ortenberg und M. Demianiuk, [Solid State Comm.](#) **51**, 849 (1984).
- [Twa84b] A. Twardowski, P. Swiderski, M. von Ortenberg und R. Pauthenet, [Solid State Comm.](#) **50**, 509 (1984).
- [Veg21] L. Vegard, [Z. Phys. A](#) **5**, 17 (1921).
- [Ven79] H. Venghaus, [Phys. Rev. B](#) **19**, 3071 (1979).
- [Ven80] H. Venghaus und P. J. Dean, [Phys. Rev. B](#) **21**, 1596 (1980).
- [Vle37] H. J. van Vleck, [Phys. Rev.](#) **52**, 1178 (1937).
- [Wei92] R. Weidemann, H.-E. Gumlich, M. Kupsch und H.-U. Middelman, [Phys. Rev. B](#) **45**, 1172 (1992).
- [Wol01] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnár, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova und D. M. Treger, [Science](#) **294**, 1488 (2001).

- [Wró04] J. Wróbel, T. Dietl, A. Łusakowski, G. Grabecki, K. Fronc, R. Hey, K. H. Ploog und H. Shtrikman, [Phys. Rev. Lett.](#) **93**, 246601 (2004).
- [Yaf63] Y. Yafet, In *Solid State Physics*, herausgegeben von F. Seitz und D. Turnbull, Band 14, Teil 2, Academic Press, New York (1963).
- [Yan93] Z. J. Yang und M. R. Scheinfein, [J. Appl. Phys.](#) **74**, 6810 (1993).
- [Yof93] A. D. Yoffe, [Adv. Phys.](#) **42**, 173 (1993).
- [You96] C.-Y. You und S.-C. Shin, [Appl. Phys. Lett.](#) **69**, 1315 (1996).
- [You98] C.-Y. You und S.-C. Shin, [J. Appl. Phys.](#) **84**, 541 (1998).
- [Zak90a] J. Zak, E. R. Moog, C. Liu und S. D. Bader, [J. Appl. Phys.](#) **68**, 4203 (1990).
- [Zak90b] J. Zak, E. R. Moog, C. Liu und S. D. Bader, [J. Magn. Magn. Mater.](#) **89**, 107 (1990).
- [Zaw71] W. Zawadzki und W. Szymańska, [Phys. Status Solidi B](#) **45**, 415 (1971).
- [Zut04] I. Zutíć, J. Fabian und S. Das Sarma, [Rev. Mod. Phys.](#) **76**, 323 (2004).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

- Herrn Prof. Dr. G. Bacher danke ich für die Aufnahme am Lehrstuhl für Werkstoffe der Elektrotechnik, für das interessante Arbeitsthema, die Bereitstellung der Infrastruktur und die Betreuung der Arbeit.
- Herrn Prof. Dr. F. J. Tegude danke ich für die freundliche Bereitschaft zur Übernahme des Korreferats.
- Herrn Prof. W. Keune und Frau Dr. Ellen Schuster vom Lehrstuhl für Angewandte Physik der Universität Duisburg-Essen danke ich für die Herstellung der Fe/Tb-Vielfachschichten und für die Hilfestellung beim Verständnis der komplizierten Physik dieser Ferromagnete.
- Herrn Mathias Sperl vom Lehrstuhl für Magnetismus und Magnetoelektronik der Universität Regensburg danke ich für die SQUID-Messungen an den Fe/Tb-Ferromagneten.
- Herrn Prof. F. Henneberger und Herrn Dr. J. Puls vom Institut für Physik der Humboldt-Universität zu Berlin danke ich für die Herstellung der verdünnt-magnetischen Halbleiter-Heterostrukturen. Darüber hinaus danke ich Herrn Prof.

Henneberger und Frau Dr. S. Blumstengel für die Geduld und das Vertrauen, welche sie mir bezüglich der Fertigstellung dieser Arbeit entgegengebracht haben.

- Ich danke allen Arbeitskollegen, mit denen ich in den letzten Jahren Büro und Labors, Freude und Leid, ja selbst mal ein Bier oder ein Doppelbett geteilt habe. Dank euch gab es immer einen Grund, gut gelaunt zur Arbeit zu erscheinen! Die gemeinsamen Diskussionen zur Physik, zum Wetter, zur Steuererklärung und zur politischen Weltlage waren unersetzlich! Ihr wart immer für mich da, egal ob in Duisburg, Berlin, Flagstaff, Warschau, Texel, Bonn, Tokio oder Hattingen.
- Insbesondere danke ich Ekaterina Neshataeva für ihre Unterstützung bei den Mikro-Photolumineszenzmessungen an den Fe/Tb-DMS-Hybriden, Patric Hohage und Jörg Nannen für die Zurverfügungstellung „ihres“ zeitaufgelösten Kerr-Rotationsmessplatzes und für die Hilfe bei den Messungen zur Mn^{2+} -Spindynamik, sowie Lars Schneider für die gemeinsam durchgeführten zeitaufgelösten Photolumineszenzmessungen, auch wenn diese letztlich nicht den Weg in diese Arbeit gefunden haben.
- Herrn Dr. Tilmar Kümmell und Herrn Frank Seifert danke ich für ihr Engagement bei der Herstellung der Hybridstrukturen.
- Der abschließende Dank gilt meiner Familie. Danke für den Ansporn, die Hilfe, das Verständnis und eure Nervenstärke, sowie die vielen, vielen entbehrten Stunden! Dankeschön, dass ihr auf mich aufgepasst habt und mich von Zeit zu Zeit aus den spintronischen Untiefen zurück an die frische Luft des Tages geführt habt!