

Erprobung und Optimierung verschiedener Magnetfelddetektionsverfahren im Hinblick auf ihre Eignung als ultraschnelle Messtechnik

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe–Universität
in Frankfurt am Main

von
Thorsten Hofmann
aus Hanau

Frankfurt, 2003
(DF1)

vom Fachbereich der
Johann Wolfgang Goethe-Universität als Dissertation angenommen.

Dekan:

Gutachter:

Datum der Disputation:

כִּי בָרַב חִכְמָה רַב־כֶּעֶס וְיִסְיָ דַעַת יִסְיָ מְכַאֵב

Denn wo viel Weisheit ist, da ist viel Grämen,
und wer viel lernt, der muss viel leiden.

SALOMO

Kohelet 1,18, etwa 950 v. Chr.

Dubitando enim ad inquisitionem venimus;
inquirendo veritatem percipimus.

Durch Zweifeln nämlich kommen wir zum Hinterfragen;
durch das Hinterfragen aber erfahren wir die Wahrheit.

PIERRE ABAELARD

„Sic et Non“ 1121 n. Chr.

Wo suchen wir das Nichts? Wie finden wir das Nichts?

Müssen wir, um etwas zu finden,
nicht überhaupt schon wissen, dass es da ist?

MARTIN HEIDEGGER

„Was ist Metaphysik“ 1929 n. Chr.

Inhaltsverzeichnis

I	Einleitung	I
2	Physikalische Grundlagen	3
2.1	Erzeugung kurzer Laserpulse	3
2.1.1	Der Ti:Saphir-Resonator	3
2.1.2	Mode Locking	5
2.1.3	Dispersionskompensation	7
2.2	Photokonduktive Bauelemente	7
2.2.1	Ladungsträgerdynamik	8
2.2.2	Silicon on Sapphire	9
2.2.3	Low-Temperature-Grown GaAs	11
2.2.4	Photoschalter als Quelle für elektromagnetische Strahlung	12
2.3	Mikrostrukturierung	13
2.3.1	Photolithographie	13
2.3.2	Der Ätzprozess	17
2.3.3	Der Lift-Off-Prozess	18
2.4	Magnetooptische Effekte	20
2.4.1	Über den dielektrischen Tensor und die Wellengleichung	20
2.4.2	Magnetooptik in Transmission - der Faraday-Effekt	22
2.4.3	Magnetooptik in Reflexion - der magnetooptische Kerr-Effekt	23
3	Magnetooptische Sensoren – Zwei mögliche Kandidaten	27
3.1	$Cd_{1-x}Mn_xTe$ – Ein verdünnt-magnetischer Halbleiter	27
3.1.1	Kristallstruktur und mikroskopischer Aufbau von DMS	27
3.1.2	Elektronische und optische Eigenschaften von $Cd_{1-x}Mn_xTe$	28
3.1.3	Austauschwechselwirkung in DMS	30
3.1.4	Die Zeemanaufspaltung in DMS	35
3.1.5	Die Faradayrotation und die Magnetisierung	37
3.1.6	Magnetische Ordnung in DMS	47
3.1.7	Dynamische Eigenschaften von DMS	47
3.2	Selten-Erd-Eisen-Granate (RIG)	52
3.2.1	Gitterstruktur und Sauerstoff-Koordination	52
3.2.2	Magnetische Eigenschaften von RIG	53
3.2.3	Optische Eigenschaften von RIGs	59

3.2.4	Magnetooptische Eigenschaften von RIG – Besonderheiten von Bi-RIG	61
4	Experimentelle Techniken	67
4.1	Zeitaufgelöste Messungen mit Kurzpuls-Lasern	67
4.2	Photokonduktive Messungen	67
4.3	Magnetooptische Messungen	69
4.3.1	Der photoelastische Modulator	70
4.3.2	Differenzmesstechnik	72
4.3.3	Differentielle Faradayrotation	74
4.3.4	Wellenlängendispersive Faradayrotation	75
4.3.5	Zeitaufgelöste Magnetooptik	76
4.4	Externe Magnetfeldsensoren	77
5	Ergebnisse	81
5.1	Mikrostrukturierung	81
5.2	Optische Charakterisierung von $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$	86
5.3	Magnetooptische Spektren von $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$	89
5.4	Messungen der magnetooptischen Sensitivität von $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$	95
5.5	Differenzielle Rotationsmessungen	100
5.6	Vergleich: Differenzdetektor – PEM	102
5.7	Zeitaufgelöste Magnetfeldmessungen mit externen Sensoren	104
6	Fazit	113
6.1	Detektionsmethoden	113
6.2	Das Sensormaterial	115
6.2.1	Verdünnt magnetische Halbleiter	115
6.2.2	Die ferrimagnetischen Granate	120
7	Zusammenfassung	125
A	Resonatortheorie	129
A.1	Gaußsche Strahlen	129
A.2	Gaußsche Strahlmatrizen	130
B	Prozessparameter	133
B.1	Waferreinigung	133
B.2	Lithographie	133
B.2.1	Positivprozess mit Allresist AR-P 354	133
B.2.2	Umkehrprozess mit Allresist AR-U 4040	134
B.3	Metallisierung	134
B.4	Ätzparameter	135
B.5	Ionenimplantation	136

C Mathematische Beschreibung der Polarisation	137
C.1 Die Stokesschen Parameter	137
C.2 Jones-Vektoren	137
C.3 Jones-Matrizen	138
D Der dielektrische Tensor als Ursache magnetooptischer Effekte	139
E Elektrooptische und Magnetooptische Sensitivität	141
Symbolverzeichnis	143
Literaturverzeichnis	149
Danksagung	181

I Einleitung

Viele Fragestellungen der Grundlagen- und angewandten Physik beziehen sich auf das Verhalten von Ladungsträgern und ihren Spins. Ein probates Mittel zur Untersuchung letzterer ist die Detektion ihrer Magnetisierung in Abhängigkeit verschiedener äußerer Parameter. Besondere Aufmerksamkeit gilt hierbei den dynamischen Eigenschaften in Verbindung mit lokaler Anregung. Die Liste der untersuchten Materialien ist lang. Neben der Charakterisierung von fertigen Hochfrequenzbauelementen wird vor allem am Verständnis neuer Materialien gearbeitet. Dabei sind eine Vielzahl von Materialklassen betroffen: Halbleiter und Halbleiternanostrukturen, Hochtemperatursupraleiter, GMR¹ und CMR¹-Systeme, metallische Schichtsysteme, organische und metallorganische Verbindungen und manche mehr.

Eine Möglichkeit, quantitative Aussagen über die zeitliche Entwicklung der Magnetisierung eines Materials nach instantaner Anregung zu erhalten, wird seit einigen Jahren erfolgreich eingesetzt: der zeitaufgelöste magnetooptische Kerr-Effekt TR-MOKE². Dabei wird die Polarisationsänderung eines Abfragepulses in Abhängigkeit des zeitlichen Abstandes von einem Anregepuls detektiert. Gerade für neue Materialien, deren Eigenschaften wenig verstanden sind, birgt diese Technik Probleme, da quantitative Messungen des TR-MOKE ein tiefes Verständnis des untersuchten Materials erfordern. Erschwerend kommt hinzu, dass polarisationsoptische Messverfahren das Vorliegen einer hinreichend großen einkristallinen Probe bedingen, die bei neuen Materialien oft nicht zur Verfügung steht.

Ein möglicher Ausweg ist die Verwendung externer Magnetfeldsensorik. In vielen Anwendungen werden Hall-Sonden oder SQUIDs³ bereits erfolgreich zur hochauflösenden Detektion von Magnetfeldern eingesetzt. Zur Visualisierung ausgedehnter, inhomogener Magnetfelder, z. B. von Flussschläuchen, kommen in der sog. Faraday-Mikroskopie magnetooptische Materialien als Magnetfeldsensoren zum Einsatz. Typischerweise werden in Faraday-Mikroskopen magnetische Granate, vorzugsweise dotierte Selten-Erd-Eisengranate als magnetooptisch aktive Materialien verwendet.

Die oben beschriebenen externen Sensoren haben alle einen Nachteil: die langsame Reaktion auf äußere Magnetfelder. Sie können also nur mit stark begrenzter Zeitauflösung verwendet werden. Zwar wurden mit speziellen SQUIDs und auch einigen Granatsystemen bereits Experimente mit Zeitauflösungen im Bereich einiger hundert Pikosekunden durchgeführt, jedoch sind für viele der oben genannten Anwendungen Zeitauflösungen

¹GMR: Giant Magneto Resistance, CMR: Colossal Magneto Resistance

²TR-MOKE: Time Resolved Magneto Optic Kerr Effect

³SQUID: Superconducting Quantum Interference Device

im Bereich weniger Pikosekunden und darunter wünschenswert.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden zwei grundlegend unterschiedliche Konzepte vorgestellt, die für die Realisation schneller Magnetfelddetektion erfolgversprechend scheinen: Eine optoelektronische Variante auf Basis mikrostrukturierter Photoschalter und eine magnetooptische Variante, in der eine in den 80er und 90er entwickelte Materialklasse zum Einsatz kommt, die verdünnt-magnetischen Halbleiter DMS⁴.

Beide vorgestellten Verfahren nutzen zum Erreichen der hohen Zeitauflösung einen Ti:Saphir-Kurzpulslaser, dessen Funktionsweise und Aufbau im Abschnitt 2.1 kurz umrissen wird.

Photokonduktive Schalter werden im wesentlichen auf zwei verschiedenen Materialien realisiert: epitaktisch gewachsenen und dann ionenimplantierten Siliziumschichten auf Saphirsubstraten, SOS⁵, und bei niedrigen Temperaturen epitaktisch gewachsenem GaAs auf intrinsischem GaAs-Substrat, LT-GaAs⁶. Die Eigenschaften dieser beiden Materialien werden im Abschnitt 2.2 kurz erläutert und ihre Eignung für verschiedene Anwendungen gegenüber gestellt.

Die Herstellung von photokonduktiven Bauelementen erfordert verschiedene Verfahren der Mikrostrukturierung und Dünnschichtabscheidung, die in Abschnitt 2.3 dargestellt sind.

Auf die verschiedenen möglichen Geometrien der magnetooptischen Detektion und ihre dielektrischen Grundlagen wird in Abschnitt 2.4 eingegangen.

Die physikalischen Eigenschaften der verdünnt-magnetischen Halbleiter, die sie zum aussichtsreichen Kandidaten ultraschneller Magnetfeldsensorik machen, werden in Abschnitt 3.1 dargelegt. Da im Rahmen dieser Arbeit ein Vergleich der magnetooptischen Eigenschaften der DMS-Materialien mit den etablierten ferrimagnetischen Eisengranaten durchgeführt wurde, werden die wesentlichen Eigenschaften der letzteren Systeme im Abschnitt 3.2 erläutert.

In Kapitel 4 werden die Details der verwendeten experimentellen Techniken dargestellt. Dabei werden die verschiedenen Methoden der magnetooptischen Spektroskopie wiedergegeben und ihre speziellen Einsatzgebiete aufgezeigt. Im Anschluss daran werden in Kapitel 5 die mit den verschiedenen Verfahren gewonnenen stationären und zeitaufgelösten Messungen präsentiert und die erhaltenen Ergebnisse miteinander verglichen. In Abschnitt 6 werden die Ergebnisse resümiert und die Vor- und Nachteile der verschiedenen Ansätze gegeneinander abgewogen. Kapitel 7 fasst die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit zusammen.

⁴DMS: Dilute Magnetic Semiconductor

⁵SOS: Silicon On Sapphire

⁶LT-GaAs: Low Temperature Grown GaAs

2 Physikalische Grundlagen

Allen im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Messverfahren ist gemeinsam, dass die hohe Zeitauflösung durch die Verwendung kurzer Laserpulse erreicht wird. Die optoelektronischen Sensoren beruhen auf dem Prinzip photokonduktiver Schalter, zu deren Herstellung mikrolithographische Verfahren auf unterschiedlichen Substratmaterialien zum Einsatz kommen. Bei dem alternativen Messkonzept, den magnetooptischen Sensoren, macht man sich die magnetfeldabhängige Polarisationsdrehung reflektierter und transmittierter Abfragestrahlen zu Nutze. Deshalb sollen in diesem Kapitel die physikalischen Grundlagen von Kurzpulslasern, photokonduktiven Bauelementen und deren Herstellung sowie von magnetooptischen Messverfahren kurz zusammengefasst werden.

2.1 Erzeugung kurzer Laserpulse

Die Messung ultraschneller Phänomene kann nicht auf ausschließlich elektronischem Wege erfolgen, da es keine hinreichend schnellen Detektoren und Messverstärker für den Subpikosekunden-Bereich gibt. Deshalb verwendet man bei solchen Messaufgaben indirekte Methoden, welche die kurzen Pulse eines Lasers ausnutzen. Dabei wird i. a. mit einem starken Laserpuls ein Signal generiert und mit einem schwachen Puls, der einen variablen zeitlichen Versatz zum dem ersten hat, kohärent abgetastet. Ein Beispiel für solche Experimente ist die Generation von THz-Strahlung auf einer Antenne oder einem Oberflächenemitter durch den starken Laserpuls und dessen Detektion mit Hilfe einer Antenne oder einem elektrooptischen Kristall. Ein weiteres Beispiel ist die sog. „Pump-Probe-Spektroskopie“, bei der der starke Puls (pump) einen Nichtgleichgewichtszustand in einem Material erzeugt und dieser über den schwachen Puls (probe) über dessen Reflektionsänderung, bzw. in einem erweiterten Experiment, dessen Polarisationsänderung abgetastet wird.

Die prinzipielle Funktionsweise eines Kurzpulslasers wird in den nächsten Abschnitten am Beispiel des Ti:Saphir-Lasers erklärt und die Bedingungen für einen stabilen Pulsbetrieb erläutert.

2.1.1 Der Ti:Saphir-Resonator

Typische Ti:Saphir-Laser für den Kurzpulsbetrieb besitzen die sog. X-Konfiguration (siehe Abbildung 2.1).¹ Eine Z-Konfiguration ist auf den ersten Blick äquivalent zur abgebil-

¹Dies gilt zumindest für selbst gebaute Oszillatoren, kommerzielle Systeme besitzen oft eine recht kom-

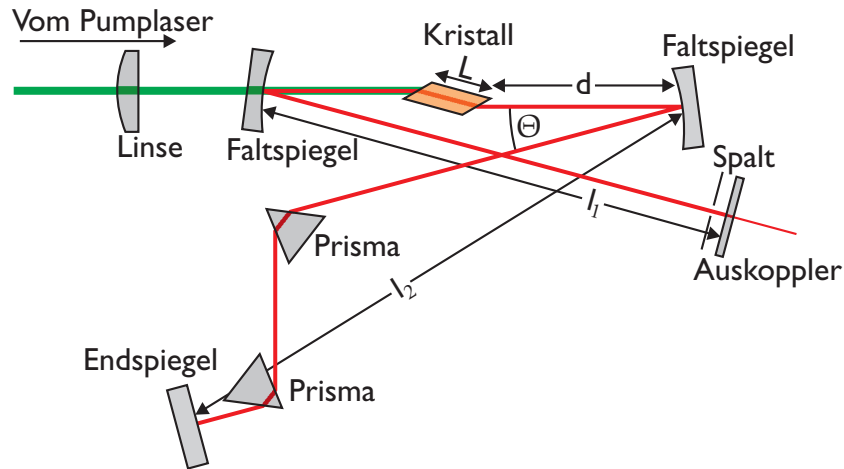


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau eines Ti:Saphir-Lasers für den Pulsbetrieb

deten X-Konfiguration, erweist sich jedoch als etwas ungünstiger bzgl. der Kompensation des von dem Kristall eingebrachten Astigmatismus.

Zur Berechnung der geeignetsten geometrischen Parameter des Lasers verwendet man das sog. *Stabilitätskriterium* für Laserresonatoren, das sich aus dem ABCD-Gesetz für Gaußsche Strahlen ableitet (siehe Anhang A, Gl. (A.13)):

$$-1 < \frac{1}{2} (A + D) < 1, \quad (2.1)$$

wobei A und D die [1,1] und [2,2] Komponenten der ABCD-Matrix des Resonators sind. Zur Berechnung der Resonatormatrix C_R multipliziert man die Matrizen der beteiligten optischen Komponenten für einen kompletten Umlauf miteinander. Beginnt man beispielsweise bei dem Endspiegel und vernachlässigt zunächst die beiden Prismen und den Spalt, da diese erst für den Pulsbetrieb wichtig sind, so ergibt sich unter Annahme eines verschwindenden Auskoppelgrades für die Tangentialebene:

$$\begin{aligned} C_{R,t} = & C_M(l_2,1) \cdot C_{S,t}(R,\Theta) \cdot C_M(d,1) \cdot C_{P,t}(L,n_{\text{TiSa}}) \cdot C_M(d,1) \cdot \\ & C_{S,t}(R,\Theta) \cdot C_M(l_1,1) \cdot C_M(l_1,1) \cdot C_{S,t}(R,\Theta) \cdot C_M(d,1) \cdot \\ & C_{P,t}(L,n_{\text{TiSa}}) \cdot C_M(d,1) \cdot C_{S,t}(R,\Theta) \cdot C_M(l_2,1) \end{aligned} \quad (2.2)$$

Für die Sagittalebene ergibt sich die Gesamtmatrix analog. Man beachte, dass die Reflexion an einem Planspiegel nicht berücksichtigt werden muss. Die Matrizen der einzelnen optischen Komponenten des Resonators sind in Tabelle A.1 aufgeführt.

Errechnet man für beide Ebenen die Resonatormatrizen und setzt die erhaltenen A- und D-Komponenten in das Stabilitätskriterium 2.1 ein, erhält man eine Kurvenschar,

plizierte Faltung.

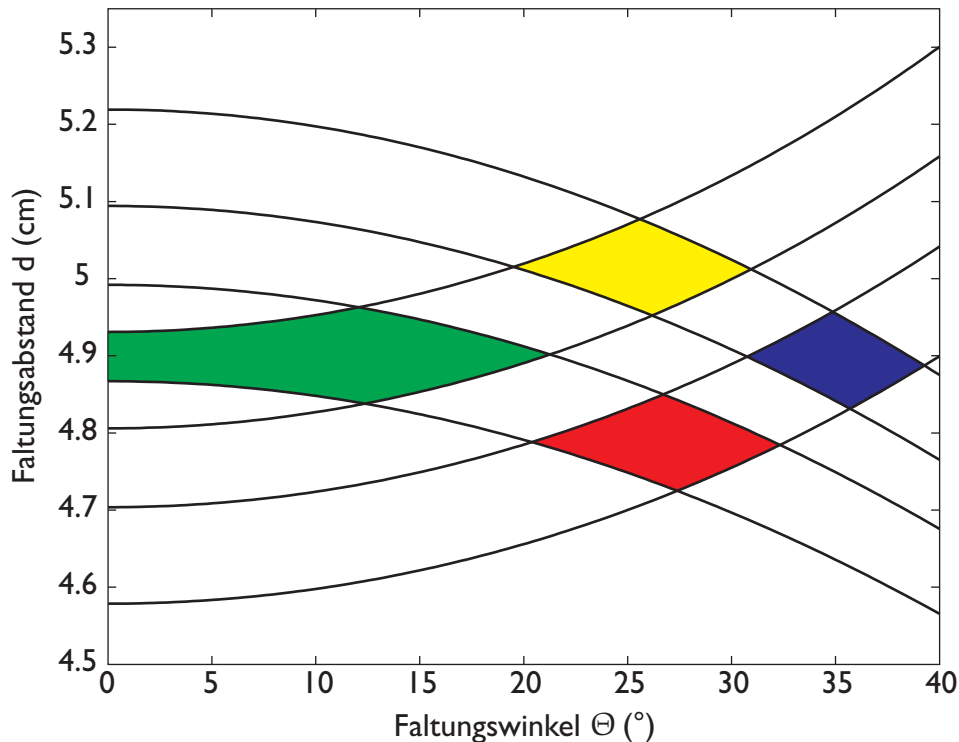


Abbildung 2.2: Stabilitätsbereiche für den Ti:Saphir-Resonator in X-Konfiguration

welche die Stabilitätsbereiche über eingeschlossene Flächen ausweist. Ein solches Diagramm für Armlängen von $l_1 = 60$ cm und $l_2 = 105$ cm ist in Abbildung 2.2 dargestellt.² Die Erfahrung zeigt, dass der günstigste Bereich für den Pulsbetrieb der untere Bereich des gelben Segmentes ist. Beim Aufbau eines Ti:Saphir-Resonators müssen demnach die Stabilitätsbereiche zunächst experimentell nachvollzogen und für den Pulsbetrieb anschließend die Parameter gemäß obiger Empfehlung eingestellt werden.

Zusätzlich zu diesen, allgemein für den CW-Betrieb³ geltenden Kriterien sind zur Erzeugung kurzer Puls weitere Maßnahmen notwendig. Erst diese erlauben den stabilen Pulsbetrieb durch das sog. *Mode Locking*.

2.1.2 Mode Locking

In inhomogen verbreiterten Lasermedien können Oszillationen auf verschiedenen Frequenzen stattfinden, die durch eine Lücke von $\omega_l = \pi c/l$ voneinander getrennt sind (l ist die Resonatorlänge). Um diese Multimode-Emission kohärent zu machen, gibt es

²Asymmetrische Armlängen sind hilfreich für den stabilen Pulsbetrieb. Eine detaillierte Analyse der Stabilitätskriterien von Ti:Saphir-Lasern, sowie den Voraussetzungen für den Betrieb mit ultrakurzen Pulsen kann der Diplomarbeit von Stefan Voll [Vol97] entnommen werden, dem ich für seine vielen nützlichen Tipps den Aufbau eines Ti:Saphir-Lasers betreffend an dieser Stelle herzlich danken möchte.

³CW: Continuous-Wave – Dauerstrich

zwei Möglichkeiten. Einerseits kann man durch Verkürzen des Resonators dafür sorgen, dass nur eine einzige Mode genügend Verstärkung erfährt, um zu oszillieren, andererseits kann man die verschiedenen Moden dazu bringen, dass ihre Phasen keine, über die durch die unterschiedlichen Frequenzen der Moden geforderten hinausgehende, Phasenverschiebung erfahren. Mit anderen Worten, die Phasenverschiebung der Moden nimmt periodisch wieder den Wert Null an; dieses Phänomen heißt *mode locking*. Dabei erfährt die Oszillationsintensität eine Modulation der Periode $T_p = 2\pi/\omega_1$. Oft ist es sinnvoll sicherzustellen, dass alle Phasen φ_n gleichzeitig zu einem bestimmten Zeitpunkt verschwinden, und anzunehmen, dass N_m Moden gleicher Amplitude vorliegen. Dann erhält man als zeitabhängige Ausgangsleistung

$$P(t) \propto \frac{\sin^2(N_m \omega t/2)}{\sin^2(\omega t/2)}. \quad (2.3)$$

Dabei entspricht die Periode T_p der Umlaufzeit im Resonator, die Peakleistung ist N_m -fach höher als die mittlere Leistung und die Zeit vom Peakmaximum zur ersten Nullstelle ist gegeben durch $\tau_0 = T_p/N_m$. Aus der Kenntnis des Modenabstandes und der Breite des Verstärkungsprofils kann man die Anzahl der beitragenden Moden bestimmen und findet außerdem $\tau_0 \approx 1/\Delta\nu$, d.h die Pulslänge ist bestimmt durch die reziproke Linienbreite der Emission.

Es gibt diverse Möglichkeiten, einen Laser im Mode-Locking-Betrieb zu halten. Man unterscheidet aktives Mode Locking (z. B. über synchrones Pumpen, Amplituden- oder Phasenmodulatoren) von passivem Mode Locking (z. B. über sättigbare Absorber oder Kerr-Linse). In einem Ti:Saphir-Laser bedient man sich in der Regel der Kerr-Linse. Diese entsteht wie folgt:

In vielen Materialien wird der Brechungsindex durch das transmittierte Licht beeinflusst. In erster Näherung findet man $n = n_0 + n_2 I$ (I ist die Intensität des Lichtes). Da dieser sog. *optische Kerr-Effekt* durch eine Deformation der Elektronenhüllen hervorgerufen wird, ist er sehr schnell (\sim fs). Legt man einen Strahl mit einem nicht gleichförmigen transversalen Intensitätsprofil zu Grunde (z. B. einen Gaußschen Strahl), ist der nichtlineare Effekt im Zentrum am größten und verschwindet nach außen hin. Man kann zeigen, dass diese laterale Brechungsindexvariation die gleiche Auswirkung wie eine sphärische Linse aufweist, d. h. der Strahl wird fokussiert. Dieses Phänomen nennt man Selbstfokussierung.

Diese kann verwendet werden, um einen nichtlinearen Filter zu realisieren. Da das Laserlicht im Pulsbetrieb eine höhere Intensität aufweist als im CW-Betrieb, ist es dort stärker fokussiert. Durch einen Spalt an geeigneter Stelle im Resonator wird der schwächer fokussierte Laserstrahl, also die Dauerstrichanteile stärker gedämpft.⁴ So besitzt der

⁴Üblicherweise steht der Spalt vor dem Auskoppler (vergleiche Abbildung 2.1), da bei der Verwendung eines Pulscompressors aus zwei Prismen die Aufstellung am Endspiegel zu einer Wellenlängenselektion führen würde.

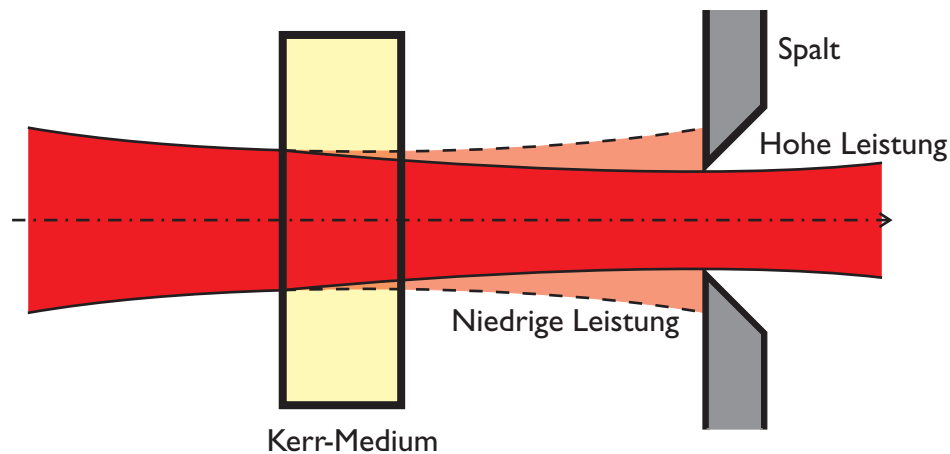


Abbildung 2.3: Begünstigung der Pulsmode durch einen nichtlinearen Filter, nach [Sve98]

Resonator für die gepulsten Anteile eine höhere Güte und sie setzen sich gegenüber den CW-Anteilen durch.

2.1.3 Dispersionskompensation

Je kürzer die Pulse innerhalb eines Resonators werden, desto größeren Einfluss üben dispersive Eigenschaften des Lasermediums (und ggf. anderer dispersiver Elemente) auf den Puls aus. So müssen bei Lasermedien mit sehr großen Verstärkungsbandbreiten (z. B. Ti:Saphir mit ca. 100 THz) zum Erreichen kürzerer Pulse als ca. 150 fs zusätzliche Elemente in den Resonator eingebaut werden, um diese durch die sog. *Group-Delay Dispersion GDD* hervorgerufene Pulsverbreiterung zu kompensieren. Eine weit verbreitete Methode besteht in der Verwendung eines sog. *Prismenkompressors* bestehend aus vier Prismen. Diese sind so geschnitten, dass die Strahlen bei symmetrischem Durchgang im Brewsterwinkel auftreffen (siehe Abbildung 2.4). Durch Einbringen der Prismen vor einen Endspiegel des Laserresonators reichen zwei Prismen zur Dispersionkontrolle aus; der Puls durchläuft dann die gleichen Prismen doppelt. Die durch die spezielle Konfiguration der Prismen hervorgerufene negative Dispersion kann durch Änderung des Abstandes der Prismen I und II (sowie III und IV) zueinander variiert werden. Zum Erreichen extrem kurzer Pulse (< 30 fs) muss zusätzlich noch die Dispersion dritter Ordnung *TOD* berücksichtigt werden.

2.2 Photokonduktive Bauelemente

Photokonduktivität bedeutet die Erhöhung der elektrischen Leitfähigkeit eines Halbleiters durch Beleuchtung. Dieser Effekt tritt durch die Erzeugung von Elektron-Loch-

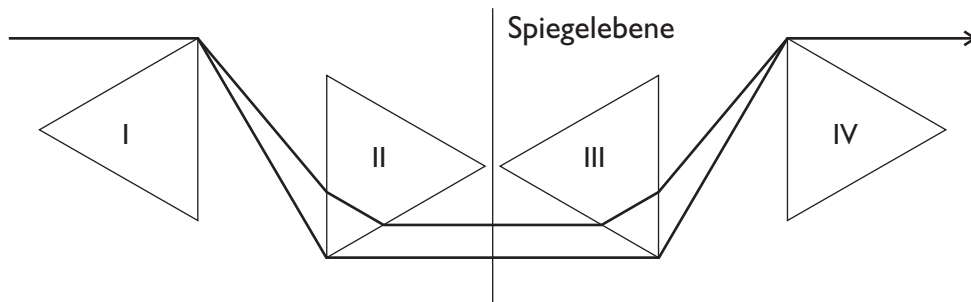


Abbildung 2.4: Prismenkompressor mit negativer GDD , nach [Sve98]

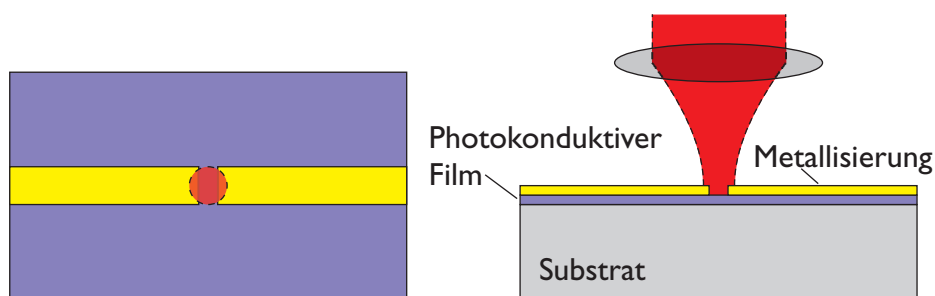


Abbildung 2.5: Photoleitende Lücke innerhalb eines Streifenleiters, nach [Aus88]

Paaren auf. Durch geeignete Materialwahl und geeignetes Design können Bauelemente, die auf diesem Konzept basieren, verschiedene Funktionen erfüllen. Photokonduktive Schalter bestehen im allgemeinen aus einem isolierenden Substrat mit einer photoleitenden Dünnschicht und mikrostrukturierten Streifenleitern (siehe Abb. 2.5). Eine Lücke innerhalb der metallischen Leitung übernimmt dabei die Rolle des Schalters. Im nicht beleuchteten Zustand ist die elektrische Leitfähigkeit gering, da der halbleitende Film einen hohen Dunkelwiderstand besitzt. Wird nun der optische Puls auf die Lücke fokussiert, werden Ladungsträger generiert, ein Strom kann fließen.

2.2.1 Ladungsträgerdynamik

Ein bestimmender Faktor für die Geschwindigkeit optoelektronischer Bauelemente ist die Schaltgeschwindigkeit des verwendeten Photoschalters. Diese ist gegeben durch die Beweglichkeitslebensdauer des verwendeten Halbleitermaterials.

Die Absorption eines Photons durch einen Halbleiter und die sich daraus ergebende Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares erfolgt praktisch instantan und mit 100%-iger Effizienz, vorausgesetzt, die Energie der Photonen reicht aus, um die Elektronen in erlaubte Zustände anzuregen. Die auf die Anregung folgende Relaxation läuft jedoch wesentlich langsamer ab und wird durch verschiedene Effekte bestimmt.

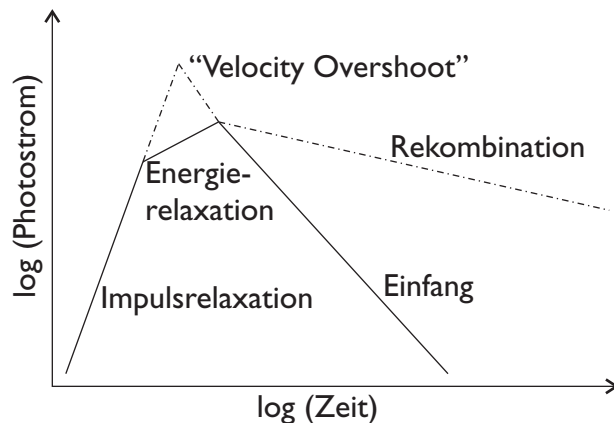


Abbildung 2.6:

Charakteristische Relaxationsvorgänge der Ladungsträger in Halbleitern, nach [Aus88]

Die Anstiegszeit des Photostroms wird bestimmt durch die elastische Streurrate der generierten Elektronen und Löcher („Impulsrelaxation“). Wenn die Anregungsenergie höher ist als nötig (d. h. größer als die Bandlücke in intrinsischen Halbleitern) wird der Energieüberschuss in Form von kinetischer Energie auf das Elektron-Loch-Paar übertragen. Die Ladungsträgermobilität geht bedingt durch die bei hoher Geschwindigkeit vergrößerte Streurrate jedoch zurück.

Für sehr hohe Vorspannungen werden die Ladungsträger nach der Anregung stark beschleunigt. Dies kann zu dem sog. *velocity overshoot*⁵ führen, bzw. unter bestimmten Voraussetzungen sogar zu einer Verringerung der Ladungsträgermobilität.

Eine Möglichkeit, die Lebensdauer der Ladungsträger (diese kann in intrinsischen Halbleitern bis zu einigen ms betragen) zu verringern, ist das Einbringen von Defekten, die als Einfang- und Rekombinationszentren dienen. Dabei ist die Einfangzeit gegeben durch

$$\tau_c = \frac{1}{N_t \sigma_c \langle v_{th} \rangle}, \quad (2.4)$$

worin N_t die Dichte der Einfangzentren, σ_c den Einfangquerschnitt und $\langle v_{th} \rangle$ die mittlere Geschwindigkeit der Ladungsträger bezeichnet [Aus88]. Diese ist sehr viel kürzer als die Rekombinationszeit der angeregten Ladungsträger und dominiert somit den elektrischen Strom durch angeregte Halbleiter.

2.2.2 Silicon on Sapphire

Ein Weg, durch gezieltes Einbringen tiefer Störstellen die Lebensdauer der Ladungsträger zu verringern, ist die Ausnutzung von Strahlenschäden durch Ionenbeschuss [SAJA81, DGC87]. Dieses Verfahren kommt bei Verwendung von sog. SOS-Substraten (*Silicon-on-Sapphire*) zum Einsatz. Dabei findet man für niedrige Implantationsdosen

⁵Der *velocity overshoot* beschreibt die Situationen, in denen die mittlere Elektronengeschwindigkeit höher ist als die quasistationäre Driftgeschwindigkeit. Diese Effekte können modelliert werden, indem man eine Abhängigkeit der Diffusionskonstante von dem elektrischen Feld zulässt.

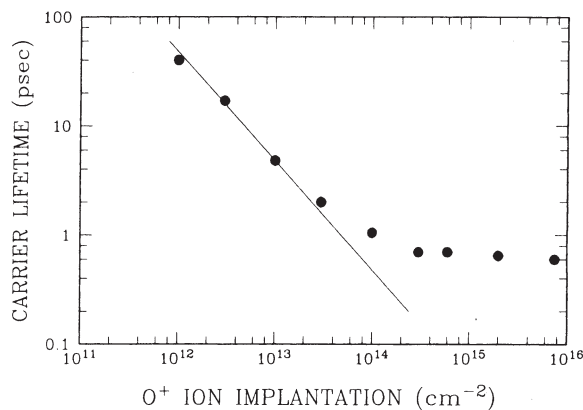


Abbildung 2.7:

Einfangzeiten optisch generierter Ladungsträger in ionenimplantiertem Silizium [DGC87]

eine linearen Abhängigkeit zwischen Dosis und Lebensdauer, während oberhalb von ca. 10^{14} cm^{-2} deutliches Sättigungsverhalten eintritt (s. Abb. 2.7), welches dem durch die Gleichung (2.4) beschriebenen Verhalten nicht mehr gehorcht. Dies wird im wesentlichen bedingt durch die Amorphisierungsgrenze des Halbleiters.

Bezüglich der Art der implantierten Ionen gibt es zwei mögliche Ansätze. Man verwendet entweder isoelektronische Ionen (z. B. Silizium in Silizium) bei moderaten Energien (wenige hundert keV), d. h. die Ionen bleiben in der Siliziumschicht und bilden senkrecht zur Oberfläche eine möglichst homogene Verteilung, oder man verwendet größere Ionen (z. B. Argon) und höhere Beschleunigungsspannungen (einige MeV), um sicherzustellen, dass die Ionen nach der Schädigung im Substrat (z. B. dem Saphir beim SOS-Material) stecken bleiben und keine geladenen Störstellen in der Halbleiterschicht entstehen. Durch Optimierung der Implantationsparameter kann man Relaxationszeiten von etwa 600 fs erreichen, ohne die Ladungsträgermobilität zu sehr einzuschränken.

Neben der reinen Einfangzeit muss jedoch auch die Ladungsträgerbeweglichkeit beachtet werden. Diese zeigt ebenfalls ein Verhalten proportional zu $1/N_t$ [Erg50, Aus88] und hängt weiterhin sehr stark von dem verwendeten Halbleitermaterial ab. Es muss stets gewährleistet sein, dass genügend Rekombinationskanäle für die eingefangenen Ladungsträger zur Verfügung stehen, um thermische Reemission zu unterbinden. Der gleiche ungewollte Nebeneffekt kann durch flache Störstellen auftreten, die in der Regel kurze Emissionszeiten besitzen.

Ein positiver Nebeneffekt der Ionenimplantation ist die Erhöhung des Widerstandes durch die Verlagerung der Fermikante unter das Störstellenband, so dass unvermeidlich geladene Störstellen entvölkert werden. Dies verringert den Dunkelstrom erheblich. Darüber hinaus findet man (insbesondere in indirekten Halbleitern wie Silizium) eine deutlich erhöhte Absorption in Bandkantennähe.

Führt man die Implantation nach der Metallisierung durch, so vermeidet man die Ausbildung gleichrichtender Schottkykontakte zwischen dem Halbleiter und den metallischen Strukturen. So muss bei der Auswahl der Metalle und den Metallisierungsbedingungen kein extremer Aufwand getrieben werden. Ohne diesen hilfreichen Nebeneffekt

ist es äußerst schwierig, Kontakte herzustellen, die sowohl für Elektronen als auch für Löcher Ohmschen Charakter besitzen, um nicht mit jedem Laserpuls den Hintergrund an nicht abgesaugten Ladungsträgern zu erhöhen.

2.2.3 Low-Temperature-Grown GaAs

Einen anderen Weg zur Verringerung der Ladungsträgerlebensdauer geht man bei sog. *low-temperature-grown GaAs* („LT-GaAs“). Dabei wird mittels Molekularstrahlepitaxie eine GaAs-Schicht auf ein semiisolierendes GaAs-Substrat aufgewachsen. LT-GaAs machte zunächst durch seine extrem hohe Durchbruchspannung und die damit verbundenen günstigen Eigenschaften in Feldeffekttransistoren auf sich aufmerksam [SCC⁺88]. Diese kann, abhängig von den Wachstumsparametern, 35 V/μm erreichen. Oberhalb von ca. 20 V/μm findet man jedoch bereits signifikante Tunnelströme, wodurch die Schaltgeschwindigkeit wieder sinkt [AdBB96].

Durch die (im Vergleich zu der für das Wachstum hochreiner GaAs-Schichten) äußerst niedrige Wachstumstemperatur (um 200 °C) werden außerordentlich hohe Störstellendichten erzeugt. In Verbindung mit dem stets verwendeten Arsenüberschuss sind das hauptsächlich sog. *As-antisites* und *As-interstitials*, d. h. das Arsen nimmt entweder die Gallium-Gitterplätze ein [MLE90, LPN⁺95] oder es belegt Zwischengitterplätze [LMS⁺97]. Diese (flachen) Störstellen sorgen jedoch für eine hohe Leitfähigkeit des so gezüchteten Materials und damit in optoelektronischen Anwendungen zu hohen Dunkelströmen.⁶ Dem kann durch einen unter gleichem Arsen-Überdruck vorgenommenen Temperschnitt entgegengewirkt werden.⁷ Dadurch bilden sich durch Diffusion aus den Punktdefekten Arsen-Ausscheidungen von einigen wenigen bis zu 40 nm Größe. Die Leitfähigkeit entspricht dann wieder der semiisolierenden Galliumarsenids.

Die Vorgänge bei der Ladungsträgerrelaxation in LT-GaAs sind komplex und im Detail nach wie vor umstritten. So werden einerseits die residuellen Punktdefekte und andererseits die Arsen-Cluster für die schnellen Einfangzeiten und damit die dominierenden optoelektronischen Eigenschaften verantwortlich gemacht. Auch für die Erniedrigung der Leitfähigkeit durch das Ausheilen gibt es konkurrierende Erklärungsansätze [Seg02].

Aus Abbildung 2.8 wird der Zusammenhang zwischen den Ladungsträgerlebensdauern⁸ und den Züchtungsparameter deutlich. Es können Relaxationszeiten bis hinzu wenigen Femtosekunden erreicht werden, jedoch ist die kürzeste Relaxationszeit nicht immer wünschenswert, da bei sehr niedrigen Ausheiltemperaturen die Mobilität der Ladungsträger stark eingeschränkt wird. Dies wirkt sich negativ auf die Eigenschaften der Bauelemente wie z. B. Photomischer aus.

⁶Vergleiche das Punktdefektmodell nach Look, z. B. in [Seg02]

⁷Der Temperschnitt erfolgt i. a. bei zwischen 400 und 700 °C und wird direkt nach dem Wachstum in der MBE-Anlage durchgeführt.

⁸Korrekterweise müsste hier prinzipiell von Einfangzeiten gesprochen werden, da die Ladungsträger auch nach ihrem Einfang durch Störstellen durchaus noch vorhanden sind und beispielsweise Abschirmungseffekte hervorrufen können.

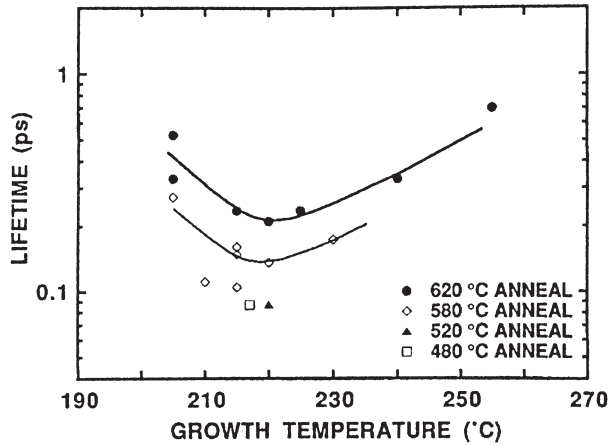


Abbildung 2.8:
Ladungsträgerlebensdauer in LT-GaAs in Abhängigkeit von Züchtungs- und Ausheilungs-temperatur [MNVB97]

Der große Dunkelwiderstand (50-100 MΩ bei 5 μm Photolücke), die hohe Durchbruchspannung und die kurzen Relaxationszeiten qualifizieren LT-GaAs-Strukturen besonders als Emitter oder Photomischer im Terahertz-Frequenzbereich, da durch die im Vergleich zu SOS höhere Vorspannung größere Strahlungsleistungen erreicht werden können (siehe z. B. [Sie02]).

Neben der oben genannten Methode konnten kurze Ladungsträgerlebensdauern in GaAs auch durch Ionenimplantation von Arsen erreicht werden [KMJ+95]. Jedoch kann aus den gleichen Gründen wie oben nicht auf den anschließenden Temperschnitt verzichtet werden.

2.2.4 Photoschalter als Quelle für elektromagnetische Strahlung

Eines der Hauptanwendungsgebiete für ultraschnelle Photoschalter ist die Generation, bzw. Detektion von elektromagnetischer Strahlung im Terahertz-Frequenzbereich, im folgenden THz-Strahlung genannt.

Die von einem elektrisch vorgespannten Halbleiter nach Anregung durch einen kurzen Laserpuls emittierte elektromagnetische Strahlung hat ihre Ursache in der schnellen Änderung des Photostroms. Diese wird durch zwei Mechanismen verursacht: 1. die schnelle Änderung der Ladungsträgerdichte durch die optische Anregung (2.5) und 2. die Beschleunigung der Ladungsträger im äußeren elektrischen Feld (2.6)[PTS00]:

$$\frac{dn_c}{dt} = -\frac{n_c}{\tau_c} + G, \quad (2.5)$$

$$\frac{d\mathbf{v}_{e,h}}{dt} = -\frac{\mathbf{v}_{e,h}}{\tau_s} + \frac{q_{e,h}}{m_{e,h}} \mathbf{E}. \quad (2.6)$$

Dabei ist n_c die Anzahl der Ladungsträger, τ_c die Einfangzeit, G die Generationsrate, $\mathbf{v}_{e,h}$ die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen, bzw. Löcher, $q_{e,h}$ deren Ladung, $m_{e,h}$

ihre effektiven Massen, τ_s die Impulsrelaxation und \mathbf{E} das lokale elektrische Feld. Dabei muss beachtet werden, dass das lokale elektrische Feld durch die Vorspannung und deren Abschirmung gebildet wird:

$$\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_b - \frac{\mathbf{P}(t)}{\alpha_0 \epsilon}, \quad (2.7)$$

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = -\frac{\mathbf{P}}{\tau_r} + \mathbf{J}. \quad (2.8)$$

Dabei ist \mathbf{E}_b das durch die Vorspannung hervorgerufene Feld, ϵ die Dielektrizitätskonstante, α_0 ein Geometriefaktor, \mathbf{P} die Polarisation, τ_r die Rekombinationszeit und $\mathbf{J} = q_h n \mathbf{v}_h + q_e n \mathbf{v}_e$ die Stromdichte. Das lokale elektrische Feld ist somit ebenfalls eine zeitabhängige Größe. Außerdem geht dadurch auch die Relaxationszeit und nicht nur die Einfangzeit in die emittierte Strahlungsleistung ein.

Die emittierte elektromagnetische Strahlung (unter der einfachen Annahme eines Hertzschen Dipols, siehe z. B. [ACS84]) ist proportional zur zeitlichen Ableitung der Stromdichte und damit gilt mit der relativen Geschwindigkeit zwischen Elektronen und Löchern $\mathbf{v}_r = \mathbf{v}_h - \mathbf{v}_e$ (nach [PTS00])

$$\mathbf{E}_{\text{rad}} \propto e \mathbf{v}_r \frac{\partial n_c}{\partial t} + e n_c \frac{\partial \mathbf{v}_r}{\partial t}. \quad (2.9)$$

Das Dipolmoment eines solchen Emitters ist gleich dem Produkt aus dem Photostrom und der Breite der photoleitenden Lücke. Im Fernfeld ist die Höhe des emittierten elektrischen Feldes proportional zur zweiten Ableitung des Dipolmomentes, d. h. sein zeitlicher Verlauf entspricht der ersten Ableitung des Photostroms (siehe Gleichung (2.9)). Dementsprechend wird die Höhe des positiven Peaks durch die Anstiegszeit des Photostroms, d. h. die elastische Streuung der Ladungsträger und die Dauer des optischen Pulses bestimmt (s. Abschnitt 2.2.1), während der Betrag des folgende Teils der Transiente mit negativem Vorzeichen durch die Ladungsträgerrelaxation verursacht wird (vergleiche Abbildung 2.9, [PTS00]).

2.3 Mikrostrukturierung

Der zentrale technologische Schritt bei der Herstellung photokonduktiver Bauelemente ist die Mikrostrukturierung. Dabei ist für das Gelingen ein exaktes Zusammenspiel der einzelnen Prozesse, i. a. Photolithographie, Metallisierung und Strukturgebung (Ätzen, Lift-Off) notwendig.

2.3.1 Photolithographie

Mit Hilfe der Photolithographie wird die gewünschte Mikrostruktur von einer Vorlage („Maske“) auf eine lichtempfindliche Lackschicht („Photoresist“) übertragen. Dazu

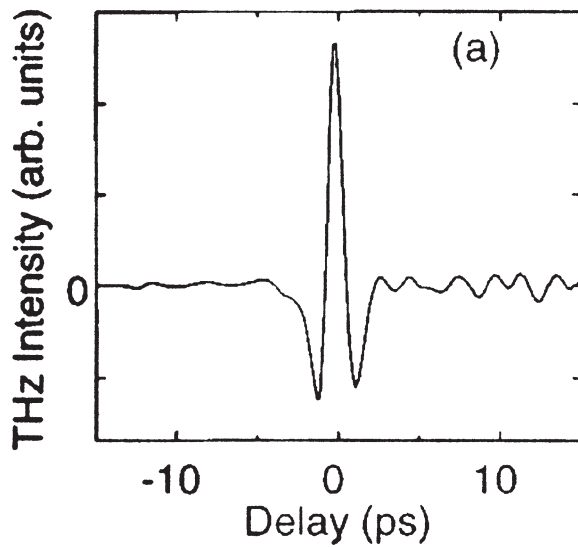


Abbildung 2.9:

Terahertz-Wellenform, erzeugt und gemessen durch Dipolantennen als Emittor und Detektor [CBL⁺98]. Der negative Ausschlag vor dem Peak erklärt sich durch die „Faltung“ der beiden Antennensignale.

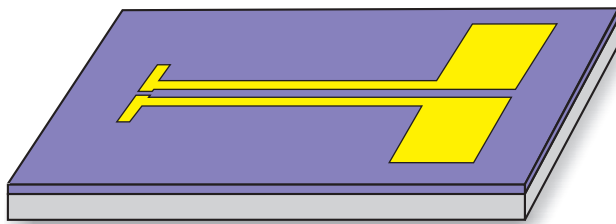


Abbildung 2.10:

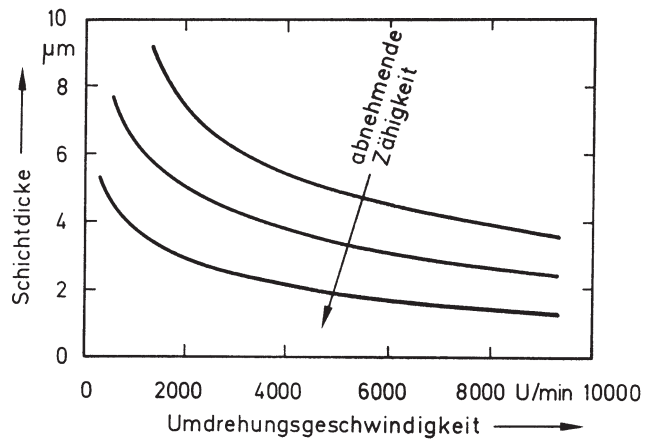
Schema einer Dipolantenne mit photokonduktivem Schalter

muss in einem ersten Schritt eine dünne Schicht des Photoresists auf die Probe (z. B. ein Silizium-Wafer oder eine kleine LT-GaAs-Probe) aufgebracht werden. Man verwendet zu diesem Zweck Lackschleudern, bei denen die Probe mit Hilfe von Vakuumkanälen auf einem Drehteller gehalten wird. Nach dem Aufsetzen eines Lacktropfens in der Mitte der Probe wird dieser bei hohen Drehzahlen mit Hilfe der Zentrifugalkraft gleichmäßig auf der Probenoberfläche verteilt. Die Lackdicke hängt von der Viskosität des Lackes und der Drehzahl der Lackschleuder ab (siehe Abbildung 2.11). Die Viskosität des Lackes ist wiederum abhängig von dessen Alter, der Temperatur und der Luftfeuchtigkeit. In der Praxis kommen zwei Schleuderschnitte zum Einsatz, wobei der erste bei relativ geringen Drehzahlen für eine homogene Verteilung des Lacktropfens auf der Probe sorgt, während der zweite durch die hohe Enddrehzahl über die Dicke der Lackschicht entscheidet. Nach der Belackung wird die Probe einige Minuten erwärmt, damit das restliche Lösungsmittel entweichen kann (üblicherweise etwa 5 Minuten bei 85-90 °C auf einer Heizplatte oder 20-30 Minuten bei 90-100 °C im Konvektionsofen).

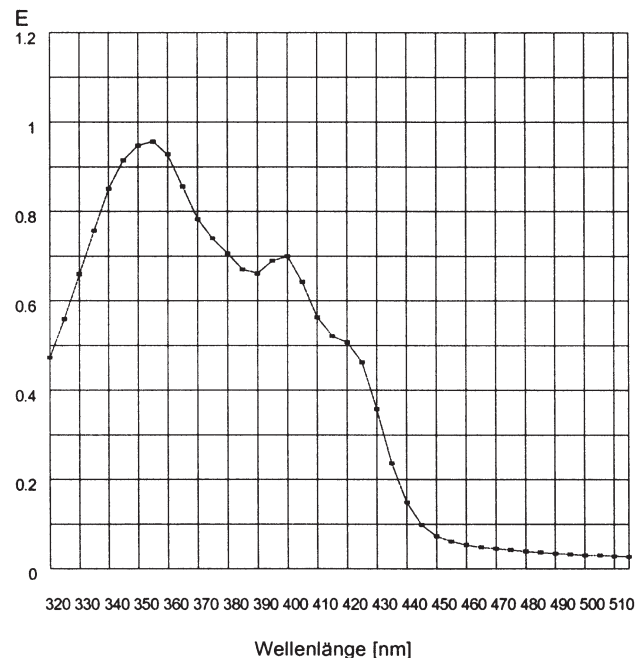
Der zentrale Bestandteil des Lackes ist ein lichtempfindliches Polymer, in dem es bei Bestrahlung entweder zu einem Aufbrechen der Polymerketten in Oligomere kommt (Positivresist) oder zur Quervernetzung der bestehenden Polymerketten (Negativresist). Da die Löslichkeit des Lackes im Entwickler von dem Molekulargewicht abhängt, wer-

Abbildung 2.11:

Schichtdicke des Photoresists in Abhängigkeit von dessen Viskosität und der Schleuderdrehzahl (nach [vM93])

**Abbildung 2.12:**

Extinktionsspektrum des Positivresists AR-P 350 der Allresist GmbH (nach [All])



den so die belichteten (bzw. unbelichteten) Stellen des Lackes bei der Entwicklung gelöst [Ben91]. Die spektrale Empfindlichkeit der Lacke liegt im Ultravioletten, wobei der Lack an die verwendeten Beleuchtungsquellen angepasst sein muss (z. B. i- und g-Linie von Hg-Lampen, 436 und 365 nm, oder Excimerlaser, 248 bzw. 193 nm). Abbildung 2.12 zeigt das Absorptionsspektrum eines Standard-Positivlackes, der zur Erzeugung einiger Strukturen der vorliegenden Arbeit verwendet wurde. Dabei hat die selektive UV-Empfindlichkeit den Vorteil einer hohen Grenzauflösung, außerdem können unter entsprechender Filterung des Umgebungslichtes (Gelblicht) die Strukturierungsprozesse optisch überwacht werden.

Die Strukturierung des Lackes erfolgt im einfachsten Fall durch direktes Auflegen ei-

ner Maske auf die belackte Probe und anschließendes Belichten. Dieses Verfahren wird Kontaktlithographie genannt. Möchte man die hierbei vorhandene Gefahr der Beschädigung von Maske oder Probe durch den direkten Kontakt vermeiden und verwendet einen kleinen Abstand von einigen μm , so spricht man von Proximitylithographie. Die Maske besteht i. a. aus einer Quarzplatte mit einer etwa 100 nm dicken Chromschicht, die mittels Elektronenstrahlolithographie mit den gewünschten Strukturen versehen wurde.

Die Entwicklung des Lackes erfolgt in einem alkalischen Milieu, wobei die Entwicklungszeit abhängig von der Verdünnung, der Belichtungs-dosis des Lackes und der Temperatur ist. Dabei wird im einfachsten Fall die Probe in den Entwickler getaucht. Großtechnisch wird i. a. die Sprühentwicklung eingesetzt, bei der definierte Mengen Entwickler auf die rotierende Probe aufgesprüht werden.

Ein grundsätzliches Problem bei der Mikrostrukturierung sind residuelle Lackschichten oder -cluster. Diese entstehen durch die mit geringer werdender Schichtdicke verschwindende Löslichkeit des Lackes im Entwickler. Da man dieses Problem nicht mit längeren Entwicklungszeiten lösen kann, ohne die nicht belichteten Lackregionen zu gefährden, führt man einen oxidierenden Schritt nach der Entwicklung ein, der die Struktur des Lackes angreift. Da die unbelichteten Lackstrukturen vergleichsweise dick sind, können durch vernünftige Parameterwahl negative Einflüsse auf den Prozess vermieden werden. In der Praxis erfolgt die Oxidation in einem Plasmareaktor. Als Prozessgas verwendet man reinen Sauerstoff oder sauerstoffhaltige Gemische wie z. B. Luft. Steht ein solcher Plasmastripper nicht zur Verfügung, können auch oxidierende Säuren (z. B. Salpetersäure, HNO_3) eingesetzt werden. Die Gefahr der ungewollten Schädigung der Lackstrukturen oder des Substrates ist hierbei jedoch erheblich größer.

Eine weitere Schwierigkeit bei der Verwendung metallischer Leiterbahnen auf Halbleitern ist die elektrische Kontaktierung. Neben den prinzipiellen Schwierigkeiten bei der Kontaktierung zweier Materialien mit unterschiedlich hoher Fermi-Energie [Sac99], müssen vor der Metallisierung oberflächliche Oxidschichten auf dem Halbleiter entfernt werden. Diese entstehen durch das oben genannte Plasmastricken, aber auch durch die Lagerung der Wafer an Luft. Die Oxidschichten können unmittelbar vor der Metallisierung mit Hilfe einer sog. *Stripper-Lösung* nasschemisch entfernt werden. Dabei muss die Ätzlösung und die Dauer des Eintauchens dem verwendeten Halbleitermaterial angepasst werden (siehe Anhang B).

Die in diesem Schritt notwendige Lackchemie ist besonders anfällig auf Änderungen der äußeren Bedingungen wie Temperatur, Luftfeuchtigkeit, etc. Deswegen dürfen die Prozessparameter nicht sklavisch eingehalten, sondern müssen den jeweiligen Tagesbedingungen angepasst werden.⁹

⁹Dies gilt natürlich nur unter den üblichen Laborbedingungen. In industriellen Fertigungsanlagen sind die Umgebungsparameter exakt gewährleistet.

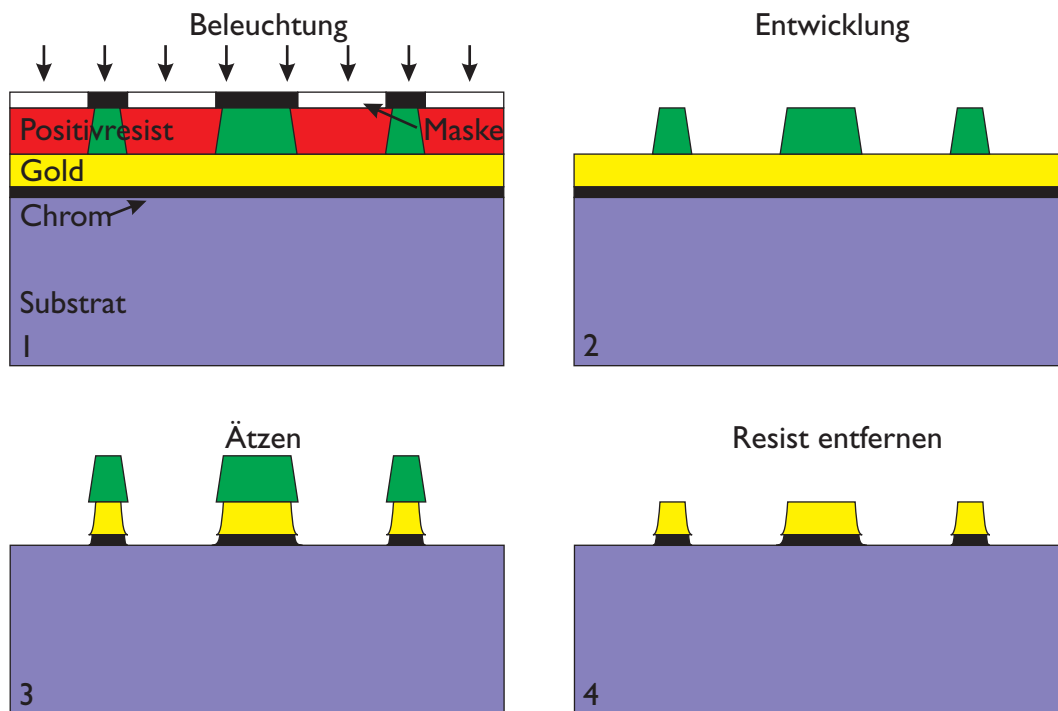


Abbildung 2.13: Strukturübertragung durch einen Ätzprozess mit Positivresist

2.3.2 Der Ätzprozess

Es gibt zwei prinzipiell unterschiedliche Methoden, die Strukturen des belichteten Lackes auf metallische Schichten zu übertragen. Eine Möglichkeit besteht darin, die Probe vor der Belackung vollständig zu metallisieren und den Lack als Schutzschicht gegen nasschemische Ätzlösungen (oder andere Ätzverfahren) zu nutzen.

Die Aufbringung der metallischen Schichten erfolgt über Verdampfen oder Sputtern. Bei dem Verdampfen wird das Metall in einer Hochvakuumkammer entweder konventionell in einem Tiegel oder mit Hilfe eines Elektronenstrahls erhitzt, so dass der Dampfdruck hoch genug ist, um eine polykristalline Abscheidung von einigen Å/s auf der Probenoberfläche zu erhalten. Im Sputterprozess wird zwischen der Probe und einem sog. *Target* aus dem gewünschten Metall eine Gasentladung gezündet (man verwendet üblicherweise ein Edelgas wie Argon). Die Ionen schlagen, beschleunigt durch die anliegende Spannung, Metallatome aus dem Target heraus, die, wiederum ionisiert, auf die Probenoberfläche hin beschleunigt werden. Bei optoelektronischen Bauelementen verwendet man aufgrund der ausgezeichneten elektrischen Leitfähigkeit gerne Goldmetallisierungen. Das schlechte Haftungsvermögen von Gold auf Halbleitern macht eine dünne Haftschiicht nötig, man verwendet hierfür üblicherweise Chrom.

Nach der Metallisierung wird die Probe belackert, durch die Maske belichtet und ent-

wickelt. Die Strukturübertragung erfolgt durch Einbringen der Probe in Gold- bzw. Chromätzlösungen (üblicherweise eine Kaliumjodid/Jod-Lösung für Gold und essigsaurere Cerammoniumnitratlösung für Chrom; detaillierte Informationen zu den Prozessparametern befinden sich in Anhang B). Dabei muss die Ätzrate exakt bekannt sein, um das Unterätzen möglichst gering zu halten. Das Problem des Unterätzens tritt bei allen isotropen Ätzprozessen auf. Es kann durch Verwendung stark anisotroper Ätzlösungen (die allerdings nicht für alle Materialien zur Verfügung stehen und auch nur bei einkristallinen Materialien greifen) oder per se anisotropen Trockenätzverfahren (wie z. B. dem reaktiven Ionenätzen RIE), die jedoch erheblich höheren apparativen Aufbau bedeuten, umgangen werden. Die durch das Unterätzen entstehenden runden Kanten der Metallstrukturen und die beugungsbedingten schrägen Lackkanten sind in Abbildung 2.13 zu erkennen. Nach dem Ablösen des restlichen Resists durch chemische Stripper-Lösungen oder einen Plasmaverascher befindet sich die gewünschte Struktur auf der Probe.

2.3.3 Der Lift-Off-Prozess

Manche Halbleiter, z. B. GaAs, sind sehr empfindlich gegenüber gängigen Ätzlösungen. So wird die Oberfläche von LT-GaAs-Proben von mineralischen Ätzen zerstört. Dies macht die Verwendung eines alternativen Strukturierungsprozesses notwendig, des sog. Lift-Off-Prozesses. Abbildung 2.14 zeigt die Prozessschritte bei Verwendung eines Umkehrresists. Dabei erfolgt die Primärbelichtung analog zum gewöhnlichen Positivprozess. Anschließend wird jedoch in einem Temperschritt bei vergleichsweise hohen Temperaturen (Details befinden sich in Anhang B) erreicht, dass es nur in den belichteten Teilen des Photoresists zu einer Quervernetzung der Oligomere kommt, die so stark ist, dass sie durch eine weitere Belichtung nicht wieder aufgehoben wird. Durch die folgende maskenlose Flutbelichtung werden die vorher geschützten Lackanteile löslich gemacht und können wegentwickelt werden. Durch Einbringung der metallisierten Probe in eine Stripperlösung, dies kann im Ultraschallbad oder auf der Lackschleuder geschehen, wird der Resist abgelöst und damit die erwünschte Struktur freigestellt.

Entscheidend für das Gelingen des Lift-Off-Prozesses ist die Erzeugung negativer, d. h. oben überhängender Lackkanten. Nur so ist sichergestellt, dass bei der Metallisierung in einer Aufdampfanlage nicht die Lackkanten beschichtet werden, was ein Ablösen unmöglich machen würde. Bei dem oben beschriebenen Umkehrprozess nutzt man aus, dass „natürliche“ Kanten durch Beugungseffekte positiv sind;¹⁰ durch die Umkehrung werden diese dann negativ. Alternativ kann man auch spezielle Positiv- oder Negativresists verwenden, die bei einfacher Belichtung negative Lackkanten bilden, oder gewöhnliche

¹⁰Siehe auch Abbildung 2.13. Durch die Beugung ist zwar der belichtete Bereich in größerer Entfernung zur Maske weiter ausgedehnt, jedoch wird zum Belichten eine gewisse Dosis benötigt, die nur im oberen Bereich in unmittelbarer Nähe der Maske gewährleistet ist. Dies führt zu dem auf den ersten Blick wenig anschaulichen Auftreten beugungsbedingt positiver Lackkanten.

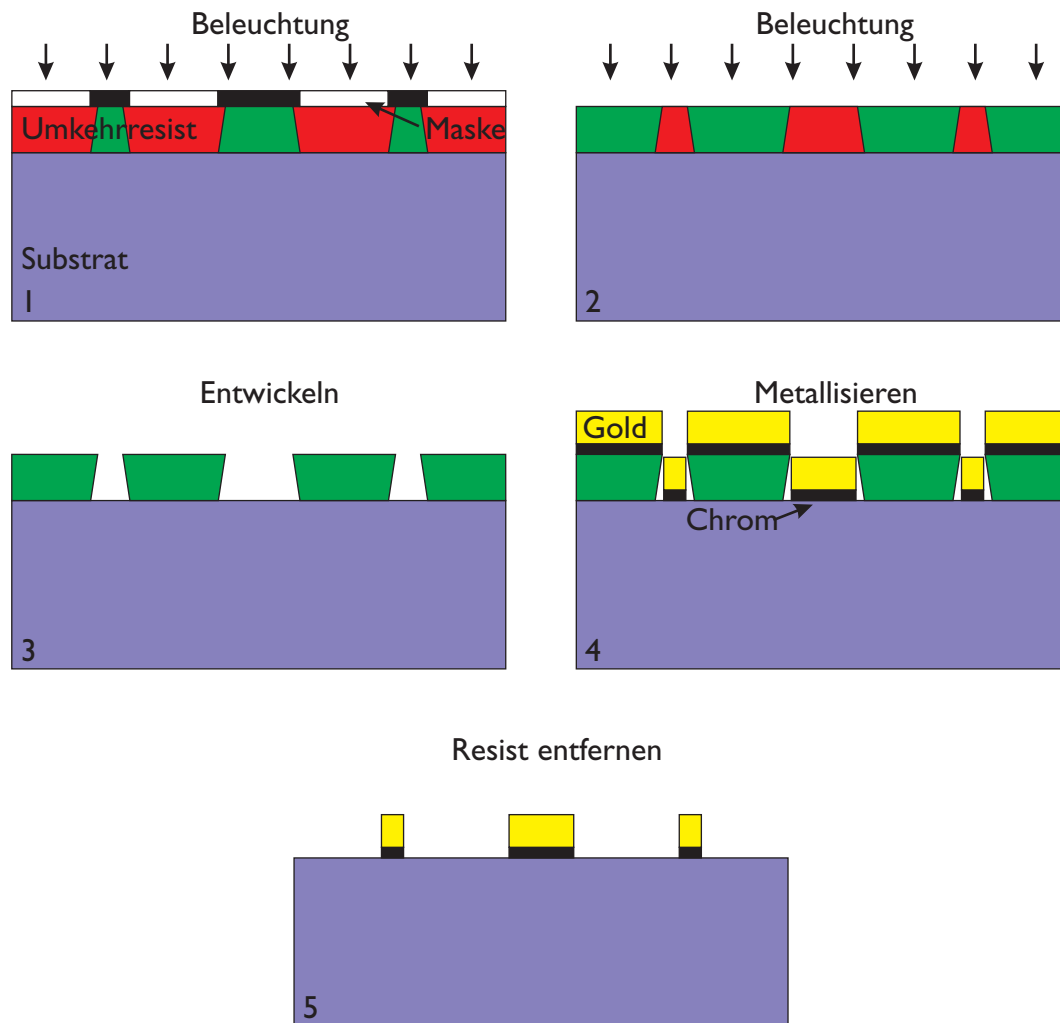


Abbildung 2.14: Strukturübertragung durch einen Umkehrprozess

Lacke durch den sog. Chlorbenzol-Prozess¹¹ behandeln.

Der große Vorteil des Lift-Off-Prozesses gegenüber herkömmlicher Ätztechnik besteht in der Vermeidung der durch die isotropen chemischen Verfahren hervorgerufenen Unterätzung, die dort leicht zu einer Zerstörung feinsten Strukturen führen kann. Umgekehrt neigen die Strukturen, die durch Lift-Off-erzeugt werden dazu durch Beugungseffekte etwas aufgebläht zu werden. Dem kann durch geeignete Wahl der Belichtungsparameter und der Entwicklung entgegen gewirkt werden. Noch kritischer als bei dem Ätzprozess sind jedoch residuelle Lackschichten. Die Oberflächenoxidation mit einem Plas-

¹¹Dabei wird die Lackoberfläche durch Chlorbenzol gehärtet, damit der Entwickler die obersten Lackschichten langsamer löst und so künstlich überhängende Kanten erzeugt werden.

maverascher und anschließender Oxidentfernung sind bei einem Lift-Off-Prozess unverzichtbar.

2.4 Magnetooptische Effekte

2.4.1 Über den dielektrischen Tensor und die Wellengleichung

Wird ein dielektrisches Medium einem elektrischen Feld ausgesetzt, deformiert sich die Ladungsverteilung im Inneren des Mediums, wodurch ein elektrisches Dipolmoment entsteht ([Lor92]). Das elektrische Dipolmoment pro Volumeneinheit wird als Polarisation \mathbf{P} bezeichnet und ist mit dem im Inneren des Materials vorliegenden elektrischen Feld \mathbf{E} über den dielektrischen Tensor $\hat{\epsilon}$ verknüpft

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 (\hat{\epsilon} - \hat{1}) \mathbf{E}. \quad (2.10)$$

Wird ein optisch isotroper Festkörper in z-Richtung magnetisiert und die Symmetrie damit gebrochen, bekommt der dielektrische Tensor die Form

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & 0 \\ -\epsilon_{xy} & \epsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix}, \quad (2.11)$$

wobei man im klassischen Oszillatormodell für die Komponenten folgende Beziehungen findet:

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} &= 1 + \frac{e^2 N}{\epsilon_0 m_e V} \frac{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma)^2 - 4\omega^2\omega_L^2} \\ \epsilon_{zz} &= 1 + \frac{e^2 N}{\epsilon_0 m_e V} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma} \\ \epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx} &= \frac{e^2 N}{\epsilon_0 m_e V} \frac{-i\omega\omega_L}{(\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma)^2 - 4\omega^2\omega_L^2} \end{aligned} \quad (2.12)$$

Hierin sind e die Elementarladung, N die Anzahl der Dipolmomente pro Volumeneinheit V , ϵ_0 die Vakuum-Dielektrizitätskonstante, m_e die Masse des Elektrons, ω_0 die Resonanzfrequenz der Elektronen im angenommenen harmonischen Potential, ω die Frequenz des äußeren elektrischen Wechselfeldes und $\omega_L = eB_z/2m_e c$ die Larmorfrequenz (mit der z-Komponente der magnetischen Induktion B_z und der Lichtgeschwindigkeit c). Man beachte, dass alle Tensorkomponenten von $\hat{\epsilon}$ komplexwertig sind. Aus der Onsager-Relation $\epsilon_{ik}(\mathbf{B}) = \epsilon_{ki}(-\mathbf{B})$ [LL90] folgt, dass sich eine Umkehr der Magnetfeldrichtung nur auf die Nichtdiagonalelemente auswirkt. Diese werden nach Voigt [Voi08] auch über den Parameter Q (mit $\epsilon_{xy} = ieQ$) beschrieben.

Die Maxwellgleichungen [Max65, BS93]

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}\end{aligned}\quad (2.13)$$

nehmen über den Ansatz ebener Wellen

$$\begin{aligned}\mathbf{E} &= \mathbf{E}_0 e^{i\omega \left(\frac{\tilde{n}\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{r}}{c} - t \right)} \\ \mathbf{B} &= \mathbf{B}_0 e^{i\omega \left(\frac{\tilde{n}\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{r}}{c} - t \right)}\end{aligned}\quad (2.14)$$

und die Annahme eines isolierenden Mediums die Form

$$\begin{aligned}\frac{i\omega \tilde{n}}{c} \boldsymbol{\kappa} \times \mathbf{E} &= \frac{i\omega}{c} \mathbf{B} \\ \frac{i\omega \tilde{n}}{c} \boldsymbol{\kappa} \times \mathbf{H} &= -\frac{i\omega}{c} \mathbf{D}\end{aligned}\quad (2.15)$$

an, worin $\boldsymbol{\kappa} = \mathbf{k}/|\mathbf{k}|$ den Einheitsvektor in Richtung des komplexen Wellenvektors \mathbf{k} , \mathbf{r} den Ortsvektor, t die Zeit, \mathbf{H} das magnetische Feld, \mathbf{D} die dielektrische Verschiebung und die komplexe Größe \tilde{n} den Brechungsindex des Mediums in Richtung von \mathbf{k} bezeichnen. Hieraus kann unter der Vernachlässigung der Frequenzabhängigkeit des Permeabilitätstensors $\hat{\mu}(\omega) = \hat{C}$ die Wellengleichung des anisotropen Medium gefolgert werden:

$$\hat{e}\mathbf{E} = \tilde{n}^2 (\mathbf{E} - \boldsymbol{\kappa} (\mathbf{E} \cdot \boldsymbol{\kappa})). \quad (2.16)$$

Unter Annahme eines in Abwesenheit eines äußeren Magnetfeldes isotropen Festkörpers und anschließende Festlegung desselben auf die z -Richtung kann der Dielektrizitätstensor aus Gleichung (2.11) verwendet werden. Löst man nun das Gleichungssystem (2.16) für die Wellenausbreitung in Richtung des Magnetfeldes ($\boldsymbol{\kappa} = \mathbf{e}_z$) [LL90] erhält man als Lösungen für \tilde{n}^2

$$\tilde{n}_\pm^2 = \epsilon_{xx} \pm i\epsilon_{xy} \quad (2.17)$$

und außerdem

$$\mathbf{D}_\pm = \tilde{n}_\pm^2 \mathbf{E}_\pm \quad (2.18)$$

mit

$$\mathbf{E}_\pm = \mathbf{E}_0 \frac{1}{\sqrt{2}} (\mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y) e^{i\omega \left(\frac{\sqrt{\epsilon_{xx} \pm i\epsilon_{xy}} z}{c} - t \right)}. \quad (2.19)$$

Dies sind eine rechts- und eine linkszirkular polarisierte Welle.

Allen diesen Betrachtungen gemein ist, dass als treibende Kraft das magnetische Feld angenommen wird. Für sehr niedrige Temperaturen und hohe Felder kann es zu teilweise drastischen Abweichungen kommen, wie z. B. im Falle paramagnetischer Sättigung oder dem Auftreten magnetischer Ordnung. Hier ist nicht mehr das äußere Feld, sondern die

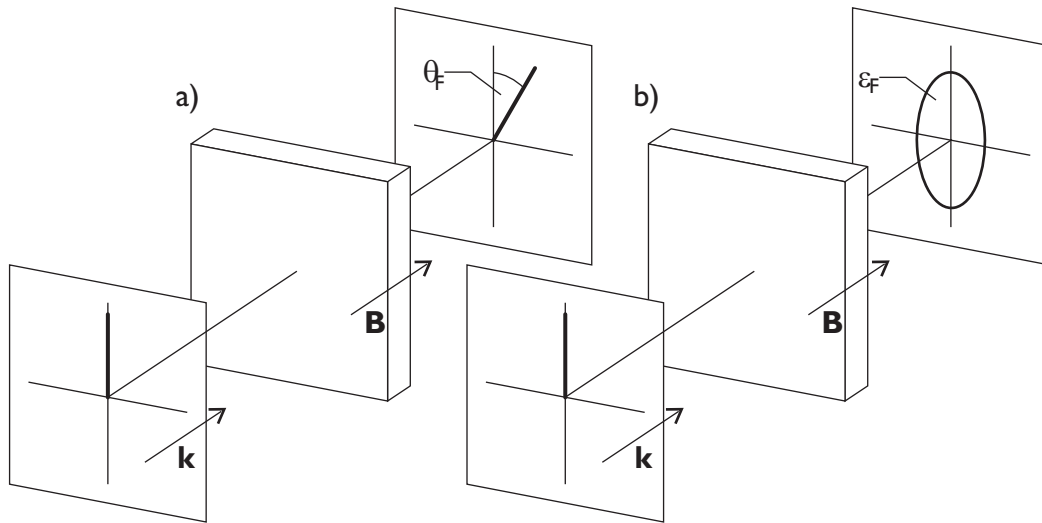


Abbildung 2.15: Schematische Darstellung a) des Faraday-Effektes und b) des zirkularen Dichroismus (nach [RS90])

Magnetisierung die Ursache der magnetooptischen Effekte.

2.4.2 Magnetooptik in Transmission - der Faraday-Effekt

Tritt beim Durchgang von linear polarisiertem Licht durch eine Probe bei parallel zur Lichtausbreitung und senkrecht zur Probenoberfläche orientiertem äußeren Magnetfeld („Faraday-Geometrie“) eine Drehung der Polarisationssebene auf, so spricht man von dem Faraday-Effekt [Far46]. Bei näherer Betrachtung identifiziert man diesen als magnetfeldinduzierte zirkulare Doppelbrechung, also einen Phasenversatz der beiden gegenläufig zirkular polarisierten Komponenten des einfallenden Lichtes. Parallel zur Drehung beobachtet man i. a. eine endliche Elliptizität der transmittierten Welle (siehe Abbildung 2.15). Die Ursache hierfür ist der zirkulare Dichroismus, d. h. unterschiedlich hohe Absorption für die beiden zirkularen Polarisationskomponenten. Beide Effekte sind lineare Funktionen des magnetischen Feldes.¹²

Man kann analog zum komplexen Brechungsindex $\tilde{n}_{\pm} = n_{\pm} - ik_{\pm}$ die Faraday-Rotation θ_F und die Elliptizität η_F als Real- und Imaginärteil des komplexen Faraday-Effektes auffassen:

$$\phi_F = \theta_F - i\eta_F \quad (2.20)$$

Zerlegt man also die einfallende linear polarisierte Welle in zwei gegenläufig zirkular polarisierte Wellen (Gleichung (2.19)), so findet man unter Berücksichtigung von Gleichung (2.19), so findet man unter Berücksichtigung von Gleichung (2.19), so findet man unter Berücksichtigung von Gleichung (2.19), so findet man unter Berücksichtigung von Gleichung (2.19),

¹²Die Linearität ist aus den Betrachtungen des vorigen Abschnitts nicht unmittelbar einsichtig. Eine detaillierte Darstellung kann Anhang D entnommen werden.

chung (2.17)

$$\phi_F(\omega) = \frac{\omega \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}{2c} (\tilde{n}_+ - \tilde{n}_-). \quad (2.21)$$

Unter der Annahme reiner Faradaygeometrie, d. h. senkrechter Inzidenz auf die Probenoberfläche und ebenfalls senkrechter Magnetfeldrichtung, erhalten wir für die Komponenten aus Gleichung (2.21)

$$\theta_F = \Re(\phi_F) = \frac{\omega l}{2c} (n_+ - n_-), \quad (2.22)$$

$$\eta_F = \Im(\phi_F) = \frac{\omega l}{2c} (k_+ - k_-). \quad (2.23)$$

Dabei ist l die Distanz, welche die Welle innerhalb der Mediums zurücklegt.

Liegt die Magnetfeldrichtung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der elektromagnetischen Welle, beobachtet man den Voigt-Effekt und den sog. MLD (Magnetic Linear Dichroism). Diese werden durch unterschiedliche komplexe Brechungsindizes für die Polarisationsrichtungen parallel und senkrecht zum Magnetfeld verursacht und besitzen eine quadratische Abhängigkeit vom Magnetfeld. Sie sind für kleine Felder demnach stets schwächer als die Effekte polarer Geometrie.

2.4.3 Magnetooptik in Reflexion - der magnetooptische Kerr-Effekt

Wird der Polarisationszustand einer elektromagnetischen Welle durch Reflexion an einem Medium in einem äußeren Magnetfeld beeinflusst, spricht man von dem magnetooptischen Kerr-Effekt [Ker76, Ker77]. Je nach relativer Lage des Magnetfeldes zur Ausbreitungsrichtung der Welle unterscheidet man den polaren, longitudinalen (meridonalen) und transversalen (äquatorialen) magnetooptischen Kerr-Effekt (siehe Abbildung 2.16).

Für den polaren magnetooptischen Kerr-Effekt sind die Eigenmoden wieder links- und rechtszirkular polarisierte Wellen. Wie in Gleichung (2.20) kann ein komplexer Drehwinkel definiert werden, dessen Komponenten sich direkt aus den Reflexionskoeffizienten der Fresnel-Gleichungen für senkrechte Inzidenz $r_{\pm} = |r_{\pm}| e^{i\Delta_{\pm}}$ ergeben [BW65]:

$$\theta_K = -\frac{1}{2} (\Delta_+ - \Delta_-), \quad (2.24)$$

$$\eta_K = -\frac{|r_+| - |r_-|}{|r_+| + |r_-|}. \quad (2.25)$$

Unter der weiteren Approximation kleiner Rotationswinkel können diese Größen wieder

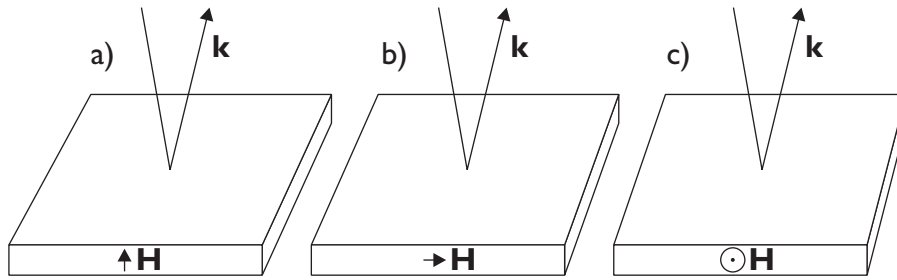


Abbildung 2.16: Schematische Darstellung des a) polaren, b) longitudinalen und c) transversalen magnetooptischen Kerr-Effektes

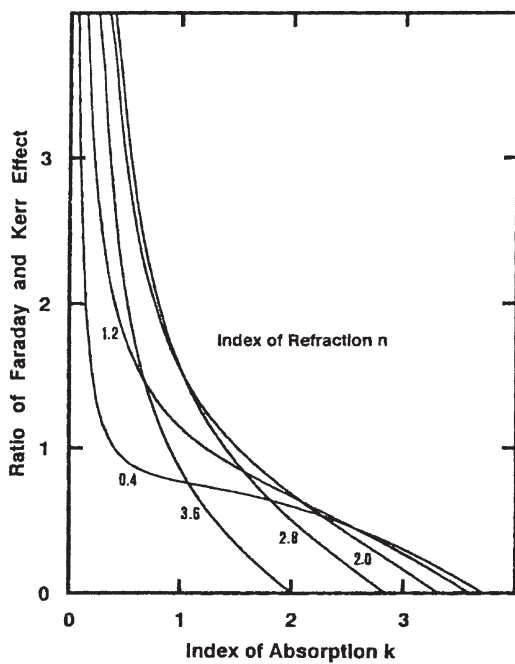


Abbildung 2.17: Verhältnis der Faraday- und Kerrsignale als Funktion von n und k [RS90]

auf den komplexen Brechungsindex zurückgeführt werden:

$$\theta_K = -\Im \left(\frac{\tilde{n}_+ - \tilde{n}_-}{\tilde{n}_+ \tilde{n}_- - 1} \right), \quad (2.26)$$

$$\eta_K = -\Re \left(\frac{\tilde{n}_+ - \tilde{n}_-}{\tilde{n}_+ \tilde{n}_- - 1} \right). \quad (2.27)$$

Auffällig ist hierbei, dass hier im Gegensatz zum Faraday-Effekt die Rotation von dem imaginären Teil des Brechungsindex, d. h. von der Absorption, und die Elliptizität vom Realteil bestimmt wird.

Für die Anwendung in Magnetfelddetektoren ist noch das Verhältnis zwischen

Faraday- und Kerr-Effekt interessant. Wählt man dabei die Schichtdicke so, dass die transmittierte Intensität der Reflektivität R entspricht, erhält man [RS90]

$$\frac{|\Phi_F|}{|\Phi_K|} = -\frac{1}{4k} \ln \left(\frac{R}{[1 + (k/n)^2] (1 - R)^2} \right) \sqrt{(n^2 - k^2 - 1) + (2nk)}. \quad (2.28)$$

Anschaulicherweise dominiert der Faraday-Effekt für niedrige Absorption, da dann bei gleicher Intensität eine größere Probendicke gewählt werden kann und diese gemäß Gleichung (2.17) linear eingeht. Je größer jedoch die Absorption der Probe wird, desto günstiger fällt das Verhältnis für den Kerr-Effekt aus (Abbildung 2.17).

Eine allgemeinere Analyse der magnetooptischen Effekte für beliebige Geometrien bezüglich Magnetfeld und Inzidenzwinkel erfolgt analog zu den oben skizzierten Überlegungen und ist mathematisch aufwendig. Deshalb soll an dieser Stelle darauf verzichtet werden. Sie wurde von Voigt [Voi08] durchgeführt und kann in einer aufbereiteten Variante z. B. den Dissertation von M. Schroeder [Sch00] oder P. Richter [Ric02] entnommen werden.

3 Magnetooptische Sensoren – Zwei mögliche Kandidaten

3.1 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ – Ein verdünnt-magnetischer Halbleiter

Seit den Arbeiten von Delves Anfang der sechziger Jahre [Del63, DL63] hat die Erforschung einer neuen Materialklasse, der verdünnt-magnetischen Halbleiter („Dilute Magnetic Semiconductor, DMS“) regen Zuspruch erhalten. Darunter versteht man Halbleiter, die mit kleinen Mengen magnetischer Ionen dotiert sind. Seit Ende der siebziger Jahre sind manganhaltige II-VI-Halbleiter in den besonderen Blickpunkt der Forschung gerückt. Dabei klassifiziert man diese sowohl anhand struktureller (hexagonale Wurtzit- oder kubische Zinkblende-Struktur) als auch elektronischer (große oder kleine Bandlücke) Kriterien.

Während die frühen Untersuchungen an makroskopischen Einkristallen durchgeführt wurden, sind seit der rasch voranschreitenden Entwicklung der Dünnschichtabscheidung in den 80er Jahren besonders DMS-Dünnschichten [DDG+81, KSGD84] und -Heterostrukturen [KBG+84] in den Mittelpunkt des Interesses gerückt. Die dünnen Schichten machen Transmissionsmessungen im spektralen Umfeld der Bandkante und der exzitonischen Anregungen wegen der dort auftretenden riesigen Absorptionskoeffizienten erst möglich.¹ Außerdem ist es mit Hilfe von MBE-Verfahren gelungen, stöchiometrische Zusammensetzungen herzustellen, die bei der Herstellung als Volumenkristalle nicht stabil sind [KGO+86, DHS+89].

Zu den vielen interessanten Eigenschaften von DMS-Systemen sind eine große Anzahl Veröffentlichungen erschienen, darunter eine ganze Reihe Übersichtsartikel [FK88, Fur82, BM84, Fur86, GH88, Fur88, FDL96]. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ausschließlich an dem $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ -System gearbeitet, deswegen werde ich mich in den folgenden Abschnitten auf die für diese Legierung relevanten Informationen beschränken.

3.1.1 Kristallstruktur und mikroskopischer Aufbau von DMS

$\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ besitzt Zinkblende-Struktur, d. h. die Anionen und die Kationen sitzen jeweils auf einem kubisch flächenzentrierten Gitter (fcc), wobei die beiden Untergitter bzgl. aller Gittervektoren um eine viertel Gitterkonstante gegeneinander verschoben sind. Die

¹Erste Transmissionsmessungen wurden schon an mit Hilfe von Ätzverfahren hergestellten Dünnschichtproben durchgeführt [TNG79]. Diese sind jedoch technologisch recht aufwendig und erlauben keine homogenen Schichtdicken.

Bindung erfolgt über die zwei s-Valenzelektronen des Gruppe-II-Elements und sechs p-Valenzelektronen des Gruppe-VI-Elements (tetraedrische s-p³-Bindung). Die zusätzlichen Manganionen substituieren die Gruppe-II-Elemente auf den Kationplätzen [GF88].

Die Zinkblendestruktur von Cd_{1-x}Mn_xTe bleibt bis zu einem Mangangehalt von $x = 0,77$ erhalten. Die Gitterkonstante sinkt dabei linear von ihrem Ausgangswert im unmagnetischen CdTe [FGMS83] mit steigendem Mangangehalt x bis hin zu dem (hypothetischen) MnTe-System mit Zinkblendestruktur („Vegardsches Gesetz“ [Veg21]). Auch der für die allgemeine Charakterisierung besser geeignete, weil gitterstrukturunabhängige, mittlere Kationabstand d verhält sich linear mit x ($d = (4,587 - 0,105x)$ Å, [YSDF85]). Interessanterweise bleiben die CdTe- bzw. MnTe-Bindungslängen über den gesamten zugänglichen Legierungsbereich erhalten und entsprechen denen der ungestörten Systeme [BCK+84]. Dies kann dadurch erklärt werden, dass das Kation-Untergitter in erster Ordnung nicht gestört ist. Dies wird in ähnlicher Form durch die sog. „virtual crystal approximation“ wieder aufgegriffen, die bei der Betrachtung der Austauschwechselwirkung in Abschnitt 3.1.3 eine gewichtige Rolle spielt. Die strukturbedingt notwendige Anpassung findet also im Anion-Untergitter statt, welches die fcc-Symmetrie verlässt.

3.1.2 Elektronische und optische Eigenschaften von Cd_{1-x}Mn_xTe

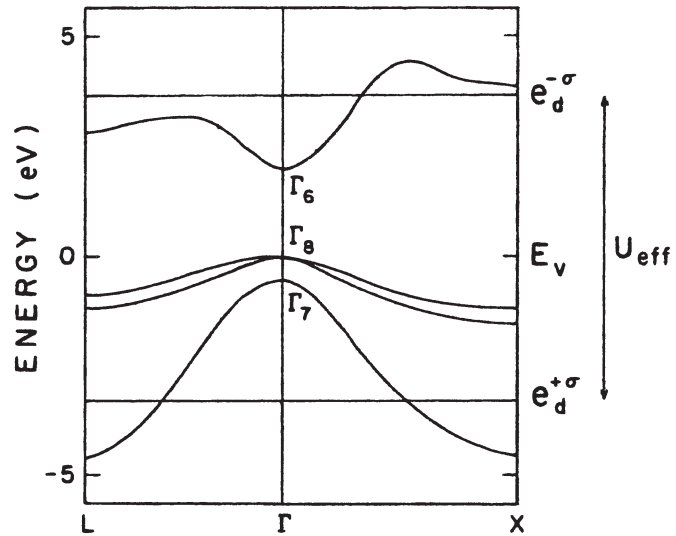
Cd_{1-x}Mn_xTe ist ein direkter Halbleiter, d. h. man findet Bandextrema im Γ -Punkt der Brillouinzone. Seine Bandstruktur ergibt sich direkt aus der Symmetrie des zugrundeliegenden Zinkblendegitters. Das ungestörte CdTe-System besitzt ein dreifach entartetes, p-artiges höchstes Valenzband mit Γ_{15} -Symmetrie und ein einfaches, s-artiges niedrigstes Leitungsband mit Γ_1 -Symmetrie. Die Anwesenheit der Manganionen führt zu einer Spin-Bahn-Kopplung. Dadurch spaltet unter Einbeziehung der Spinfreiheitsgrade das Valenzband in ein vierfach entartetes Γ_8 ($J = \frac{3}{2}$) und ein etwas niedriger liegendes, zweifach entartetes Γ_7 ($J = \frac{1}{2}$) Band auf. Das Leitungsband besitzt unter Berücksichtigung der Spins nun Γ_6 -Symmetrie und ist zweifach entartet. Für $\mathbf{k} \neq 0$ wird die Entartung des Γ_8 -Bandes weiter verringert und man findet die bekannten Leicht- und Schwerlochäste (siehe Abbildung 3.1).

Die Veränderungen der Bandstruktur, die sich mit wachsendem Mangangehalt ergeben, lassen sich in erster Näherung als kontinuierlicher Übergang aus dem ungestörten CdTe-System zum hypothetischen MnTe beschreiben [WZ86, WZ87]. Tetraedrisch koordiniertes MnB^{VI} gibt es zwar nicht, seine Eigenschaften lassen sich jedoch aus Bandstrukturrechnungen erhalten.² Ausgehend von CdTe findet man für wachsenden Mn²⁺-Gehalt eine Vergrößerung der Energielücke, d. h. die Absorptionskante verschiebt sich linear mit x aus dem nahen Infrarot bis in den nahen ultravioletten Bereich

²Das Cd_{1-x}Mn_xTe-System konnte wie bereits erwähnt bis $x = 0,77$ als Volumenkristall realisiert werden.

Abbildung 3.1:

Schematische Bandstruktur für manganhaltige II-VI-Halbleiter mit Zinkblende-Struktur. Die besetzten, bzw. unbesetzten Mn^{2+} -Zustände sind mit $e_d^{+\sigma}$ und $e_d^{-\sigma}$ bezeichnet [Fur88].



([BSG81, LR84], siehe auch Abbildung 3.2, alle Angaben in eV):³

$$\begin{aligned} E_g(x, T = 300 \text{ K}) &= 1,528 + 1,316x, \\ E_g(x, T = 80 \text{ K}) &= 1,586 + 1,50x, \\ E_g(x, T = 10 \text{ K}) &= 1,595 + 1,592x. \end{aligned} \quad (3.1)$$

Ebenso vergrößert sich die Energielücke mit steigender Temperatur. Während typische Halbleiter das von Varshni [Var67] gefundene Verhalten

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{aT^2}{T+b} \quad (3.2)$$

aufweisen (a und b sind dabei Materialkonstanten), d. h. einen für hohe Temperaturen linearen Anstieg der Bandlücke mit der Temperatur und eine verschwindende Temperaturabhängigkeit für $T \rightarrow 0$, findet man in einigen DMS oberhalb der Flüssig-Stickstoff-Temperatur zwar einen linearen Zusammenhang, zu tiefen Temperaturen jedoch, bedingt durch magnetische Phasenübergänge, eine stärkere Blauverschiebung als gewöhnlich.

Darüber hinaus findet man in DMS-Verbindungen Eigenschaften, die sich direkt auf die elektronischen Eigenschaften der Mn^{2+} -Ionen zurückführen lassen. So liegt der Grundzustand der $3d^5$ -Elektronen etwa 3,5 eV unterhalb der Valenzbandkante [WKLL81, FCR⁺85, TLJ⁺86]. Dieser ist in Abbildung 3.1 mit $e_d^{+\sigma}$ bezeichnet und unabhängig von dem Wirtsgitter. Der erste angeregte Zustand liegt etwa 3,5 eV oberhalb

³In einigen DMS-Systemen wurden für geringe magnetische Konzentrationen Abweichungen von dem linearen Verhalten gefunden und auf die Austauschwechselwirkung zurückgeführt (siehe z. B. [BBK⁺86]). Dieses Verhalten tritt jedoch in $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ nicht auf und soll daher hier nicht weiter ausgebreitet werden.

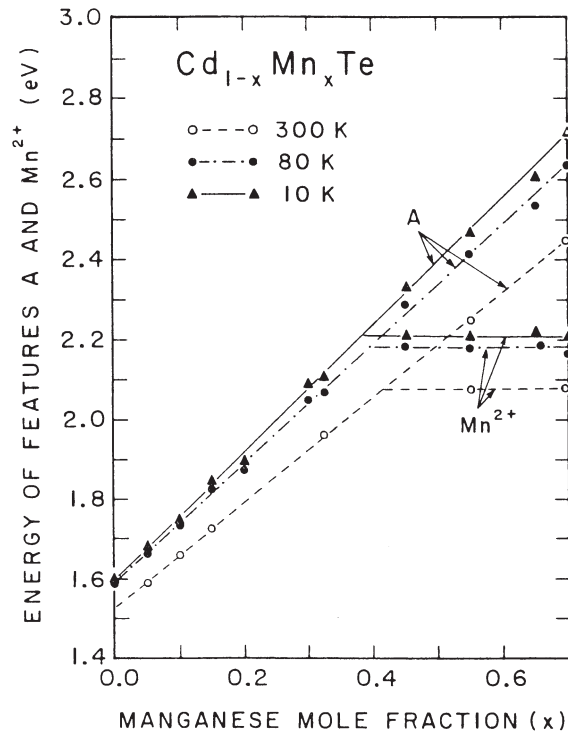


Abbildung 3.2:

Die Abhängigkeit der Übergangsenergien des freien Exzitons in $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ („A“) und der intraionischen Mn^{2+} -Übergänge von der Mangankonzentration x und der Temperatur. Nach [LR84].

der Valenzbandkante [WFG⁺89] und ist mit $e_d^{-\sigma}$ bezeichnet. Dies sind also die Energien, die man braucht, um einem gegebenen Mn^{2+} -Platz ein Elektron wegzunehmen bzw. hinzuzufügen („Koopmansches Theorem“).

Intraionische Übergänge zwischen dem Grundzustand und dem ersten angeregten, kristallfeldaufgespaltenen Subzustand des $\text{Mn}^{2+}\text{-}3d^5$ -Systems (${}^6A_1 \rightarrow {}^4T_1$) liegen bei etwa 2,1 eV und sind trotz der Hybridisierung mit den Bändern des Wirtsgitters relativ schmal [KG77, TMBG82, MBGG82, LR84, LRA86]. Im freien Atom sind diese Übergänge ($\Delta S = 0, \Delta L \neq 0$) wegen der Spinauswahlregeln zwar verboten, innerhalb der $A^{II}B^{IV}$ -Matrix werden diese Verbote jedoch durch Spin-Bahn-Kopplung und die fehlende Inversionssymmetrie gelockert. Die Temperaturabhängigkeit dieser Intra- Mn^{2+} -Übergänge entspricht weitestgehend der der Bandlücke des $A^{II}B^{IV}$ -Systems. Jedoch bestimmen diese die optischen Eigenschaften der quasibinären Verbindung erst für hohe Mn^{2+} -Konzentrationen (siehe Abbildung 3.2). Eine detaillierte Schilderung der resultierenden Niveaus und ihrem Verhalten in Anwesenheit des Kristallfeldes kann einem Übersichtsartikel von W. M. BECKER [Bec88] entnommen werden.

3.1.3 Austauschwechselwirkung in DMS

Sucht man nach Eigenlösungen für ein Bandelektron in einem DMS bei gegebenem externen Magnetfeld und gegebenem Zustand der magnetischen Ionen, so besitzt der totale

Hamiltonoperator folgende Beiträge:

$$H_T = H_0 + H_B + H_C + H_{ex} + H_{eh}. \quad (3.3)$$

Darin ist H_0 der Eielektronen-Hamiltonoperator eines Elektrons im perfekten Einkristall, H_B beschreibt den direkten Einfluss des Magnetfeldes auf die Ladungsträger (z. B. die Landau-Aufspaltung), H_C die Coulombwechselwirkung des Ladungsträgers mit anderen Ladungen (Störstellen, Exzitonbildung, etc.), H_{ex} die Austauschwechselwirkung zwischen dem Ladungsträger und den magnetischen Ionen und H_{eh} die Austauschwechselwirkung zwischen Elektronen und Löchern. Der Unterschied zwischen „normalen Halbleitern“ und einem DMS liegt also in der Größe H_{ex} . Dieser Hamiltonoperator beschreibt die Kondoartige Wechselwirkung [Kos76, BRM77, BRG⁺78, Kon64]:

$$H_{ex} = \sum_n J^{sp-d}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_n) \mathbf{S}_n \cdot \boldsymbol{\sigma}, \quad (3.4)$$

darin sind $J^{sp-d}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_n)$ die Austauschkonstante der $sp-d$ -Wechselwirkung, \mathbf{r} und \mathbf{R}_n die Ortsvektoren, sowie $\boldsymbol{\sigma}$ und \mathbf{S}_n die Spinoperatoren des Bandelektrons und des n -ten Mn^{2+} -Ions. Die Summation läuft über alle Gitterplätze n , die von Mn^{2+} -Ionen besetzt sind. Zwei entscheidende Vereinfachungen kommen durch die Molekularfeldnäherung und die „Virtual Crystal Approximation“ ins Spiel: Erstere erlaubt, den Spinoperator des Mn^{2+} -Ions \mathbf{S}_n durch seinen Mittelwert $\langle \mathbf{S}_i \rangle$ zu ersetzen.⁴ Durch letztere wird die Summation über alle mit Mn^{2+} -Ionen besetzten Gitterplätze durch die Summe über alle Gitterplätze i , multipliziert mit dem Anteil der Mn^{2+} -substituierten Kationen, ersetzt: $J^{sp-d}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_n) = \chi J^{sp-d}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i)$. Diese Näherungen werden durch die Delokalisierung der Bandelektronen möglich, d. h. diese „sehen“ stets eine große Menge besetzter Mn^{2+} -Plätze. Vereinfacht man den Spinoperator weiter durch Annahme eines äußeren Magnetfeldes in z -Richtung und paramagnetische Kopplung, erhält man [GGG78]

$$H_{ex} = \sigma_z \langle S_z \rangle \chi \sum_i J^{sp-d}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i). \quad (3.5)$$

In DMS mit großer Bandlücke, wie z. B. $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, kann die direkte Wechselwirkung des Magnetfeldes mit den Bandelektronen (H_B in Gleichung (3.3)) vernachlässigt werden, da die Aufspaltung, welche durch den Austauschterm hervorgerufen wird, wegen der großen effektiven Massen um Größenordnungen über der Landauaufspaltung liegt. Dann kann mit Hilfe der Luttinger-Theorie [KL55a, Lut56, KL55b] eine Basis ge-

⁴Die Molekularfeldnäherung ist eine sehr starke – und damit nicht ganz unumstrittene Näherung. Durch sie wird in der theoretischen Beschreibung z. B. der Ein-Ionen-Kondo-Effekt vollständig unterdrückt. Da dieser Effekt jedoch nur in Metallen bei extrem verdünnten Spins auftritt, ist er für die DMS-Systeme wenig relevant. Bemerkbar machen sich die Einschränkungen des Molekularfeldnäherung dann, wenn durch hinreichend hohe Mn^{2+} -Konzentration magnetische Ordnung auftritt. Sie beschreibt die Verhältnisse in den DMS nur im paramagnetischen Zustand korrekt.

gefunden werden [PB66], in welcher die H_{ex} -Matrizen für die Leitungs- und Valenzbänder diagonalisieren [Gaj88]:

$$\langle \Psi_{\Gamma_6} | H_{\text{ex}} | \Psi_{\Gamma_6} \rangle = \begin{vmatrix} 3A & 0 \\ 0 & -3A \end{vmatrix}, \quad (3.6)$$

$$\langle \Psi_{\Gamma_8} | H_{\text{ex}} | \Psi_{\Gamma_8} \rangle = \begin{vmatrix} 3B & 0 & 0 & 0 \\ 0 & B & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -B & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -3B \end{vmatrix}, \quad (3.7)$$

$$\langle \Psi_{\Gamma_7} | H_{\text{ex}} | \Psi_{\Gamma_7} \rangle = \begin{vmatrix} -B & 0 \\ 0 & B \end{vmatrix}. \quad (3.8)$$

Dabei ist

$$A = \frac{1}{6} N_0 \alpha x \langle S_z \rangle = -\frac{1}{6} \frac{\alpha M}{g_{\text{Mn}} \mu_{\text{B}}} \quad (3.9)$$

und

$$B = \frac{1}{6} N_0 \beta x \langle S_z \rangle = -\frac{1}{6} \frac{\beta M}{g_{\text{Mn}} \mu_{\text{B}}} \quad (3.10)$$

N_0 ist die Anzahl der Kationen pro Einheitszelle, M die Magnetisierung, g_{Mn} der g -Faktor der Mn^{2+} -Ionen, μ_{B} das Bohrsche Magneton und

$$\alpha = \langle S | J^{\text{sp-d}} | S \rangle / \Omega_0 \quad (3.11)$$

sowie

$$\beta = \langle X | J^{\text{sp-d}} | X \rangle / \Omega_0 \quad (3.12)$$

die Austauschintegrale von Leitungs- und Valenzband, also für s - und p -artige Elektronen. S bezeichnet die S -Wellenfunktion des Leitungsbandes, X eine der oben erwähnten p -artigen Basisfunktionen nach Pidgeon [PB66] und Ω_0 das Volumen einer Elementarzelle. Experimentell wurden die Austauschintegrale von GAJ ET AL. bestimmt [GPF79]:

$$\begin{aligned} N_0 \alpha &= (0,22 \pm 0,01) \text{ eV}, \\ N_0 \beta &= (-0,88 \pm 0,04) \text{ eV}. \end{aligned} \quad (3.13)$$

Die Beiträge für α , d. h. den Austausch zwischen den s -artigen Zuständen im Leitungsband und den lokalisierten d -Elektronen ergeben sich aus dem Kondo-Hamiltonoperator:

$$H_{\text{K}} = \sum_{\mathbf{k}, \sigma} E_{\text{K}} \hat{a}_{\mathbf{k}\sigma}^+ \hat{a}_{\mathbf{k}\sigma} + E_{\text{L}} \sum_{\sigma} \hat{a}_{\text{L}\sigma}^+ \hat{a}_{\text{L}\sigma} + U \hat{n}_{\text{L}\uparrow} \hat{n}_{\text{L}\downarrow} - \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}', \sigma, \sigma'} J_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} \hat{a}_{\text{L}\sigma'}^+ \hat{a}_{\text{L}\sigma} \hat{a}_{\mathbf{k}\sigma}^+ \hat{a}_{\mathbf{k}'\sigma'}. \quad (3.14)$$

Dabei sind $\hat{a}_{\mathbf{k}\sigma}^+$ und $\hat{a}_{\mathbf{k}\sigma}$ der Erzeugungs- und Vernichtungsoperator eines itineranten Elektrons des Wellenvektors \mathbf{k} und des Spins σ . Dementsprechend sind $\hat{a}_{\text{L}\sigma}^+$ und $\hat{a}_{\text{L}\sigma}$

Erzeugungs- und Vernichtungsoperator eines Elektrons im lokalisierten Zustand L; $\hat{n}_{L\uparrow\downarrow}$ sind die Anzahloperatoren. U beschreibt die Coulomb-Wechselwirkung zwischen zwei lokalisierten Zuständen und E_k sowie E_L die Energie der jeweiligen Elektronen.

Der erste Summand beschreibt also die delokalisierten Elektronen, die nächsten beiden Summanden die lokalisierten Elektronen und der letzte Term die Coulomb-Wechselwirkung zwischen beiden. Der Hamiltonoperator beschreibt demnach einen direkten Coulomb-Austausch zwischen den Ladungsträgern. Die dadurch hervorgerufene Wechselwirkung ist stets ferromagnetisch, d. h. das Austauschintegral α ist positiv.

Der Austausch zwischen den p-artigen Valenzband-Zuständen und den lokalisierten Elektronen lässt sich mit Hilfe des Kondo-Hamiltonians nicht verstehen. Die theoretische Beschreibung dieser Austauschwechselwirkung setzt die Berücksichtigung der Hybridisierung zwischen den Band- und den lokalisierten Zuständen voraus. Dieser Hamiltonoperator heißt Anderson-Hamiltonoperator und unterscheidet sich nur durch den letzten Summanden von dem Kondo-Hamiltonoperator:

$$H_A = \sum_{\mathbf{k},\sigma} E_{\mathbf{k}} \hat{a}_{\mathbf{k}\sigma}^+ \hat{a}_{\mathbf{k}\sigma} + E_L \sum_{\sigma} \hat{a}_{L\sigma}^+ \hat{a}_{L\sigma} + U \hat{n}_{L\uparrow} \hat{n}_{L\downarrow} - \sum_{\mathbf{k},\sigma} (M_{\mathbf{k}} \hat{a}_{\mathbf{k}\sigma}^+ \hat{a}_{L\sigma} + M_{\mathbf{k}}^* \hat{a}_{L\sigma}^+ \hat{a}_{\mathbf{k}\sigma}) \quad (3.15)$$

Der letzte Summand heißt Hybridisierungsterm und ist verantwortlich für das Mischen der Bandzustände mit den lokalisierten Zuständen.

Schrieffer und Wolff haben gezeigt, dass man die beiden Hamiltonoperatoren durch eine kanonische Transformation ineinander überführen kann, wenn man das Vorzeichen des Austauschintegrals umkehrt [SW66, Sch67]. Durch das negative Vorzeichen wird die Austauschkopplung antiferromagnetisch. Dieser hybridisierungsbedingte Austausch wird „kinetic exchange“ genannt und dominiert die magnetischen Eigenschaften (was sich in den Beträgen der Austauschintegralen niederschlägt, siehe Gleichung (3.13)). Sie kann durch virtuelle Übergänge von itineranten Elektronen in lokalisierte Zustände beschrieben werden [BFC83]. Der Antiferromagnetismus kann dann dadurch erklärt werden, dass das Pauli-Prinzip bei den einfach besetzten d-Orbitalen (t_{2g}) bei jeder zusätzlichen Besetzung zu einer Reduzierung des Gesamtspins im d-System führt.

Diese antiferromagnetische Austauschwechselwirkung kann nach LARSON ET AL. ([LHEC88b] und [LHEC88a]) mit Hilfe der bereits erwähnten kanonischen Transformation auf die Bandparameter aus Abbildung 3.1 zurückgeführt werden (V_{pd} ist die p-d-Hybridisierungsenergie):

$$N_0\beta = -32 (V_{pd})^2 \left[(e_d^{+\sigma} + U_{\text{eff}} - E_v)^{-1} + (E_v - e_d^{+\sigma})^{-1} \right]. \quad (3.16)$$

Neben der Austauschwechselwirkung der Spins der lokalisierten d-Elektronen und der itineranten sp-Bandelektronen findet man ebenfalls Austauschwechselwirkungen zwischen den d-Elektronen der Mn^{2+} -Ionen. Diese erfolgen jedoch über andere Mechanismen als die oben beschriebenen Vorgänge [LHEC85, LHEC88b, LHEC88a, HE88, LE89]. Dominiert wird die Wechselwirkung durch den Superaustausch [And50, And59].

Weitere Beiträge in der Größenordnung weniger Prozente liefern die Bloembergen-Rowland Wechselwirkung [BR55], die RKKY-Wechselwirkung [Yos57] und der anisotrope Dzyaloshinski-Moriya Superaustausch [Mor60]. Alle diese Austauschwechselwirkungen sind antiferromagnetisch.⁵ Sie werden beschrieben durch einen Heisenberg-Hamiltonoperator [LHEC88b]:

$$H_{dd} = \sum_{i \neq j} J^{dd}(\mathbf{R}_{ij}) \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j \quad (3.17)$$

und führen bei hohen Magnetfeldern zu Stufen in der Magnetisierung [SFR+84].⁶ Dabei trägt theoretisch die Wechselwirkung zwischen beliebig vielen Mn^{2+} -Ionen bei, in der Praxis jedoch dominiert die Austauschkonstante für die Nächste-Nachbar-Wechselwirkung J_{nn} die Beiträge entfernterer lokalisierter Spins. Für $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ wurden die Austauschkonstanten für die Wechselwirkung nächster-, übernächster- und überübernächster Nachbarn ermittelt ([AJBG85], [LHA86]):

$$\begin{aligned} J_{nn}^{dd} &= -6,3 \pm 0,3, \\ J_{n nn}^{dd} &= -1,9 \pm 1,1, \\ J_{n n n n}^{dd} &= -0,4 \pm 0,3. \end{aligned} \quad (3.18)$$

Für Zink-basierte Systeme wurden Beiträge noch höherer Ordnung untersucht [BtHJ+99].

Auch J^{dd} lässt sich analog zu Gleichung (3.16) durch die Bandparameter ausdrücken [LHEC88b]:

$$J^{dd}(\mathbf{R}_{ij}) = -2V_{pd}^4 \left[U_{\text{eff}}^{-1} (E_v - e_d^{+\sigma} - U_{\text{eff}})^{-2} - (E_v - e_d^{+\sigma} - U_{\text{eff}})^{-3} \right] f\left(\frac{\mathbf{R}_{ij}}{a}\right). \quad (3.19)$$

Die Funktion f beschreibt dabei die Abhängigkeit des Austauschintegrals vom Verhältnis des Mn^{2+} - Mn^{2+} -Abstandes \mathbf{R}_{ij} zu der kubischen Gitterkonstante a .

Eine detaillierte Übersicht über die verschiedenen Austauschwechselwirkungen und ihre Relevanz für DMS-Systeme findet man in einem Artikel von P. Kacman [Kac01].

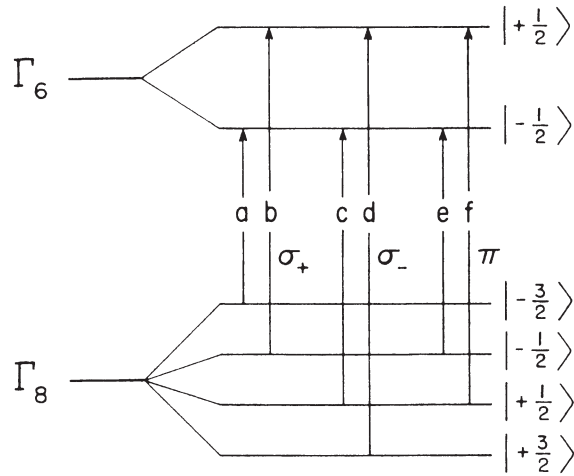
Die starke Austauschkopplung in DMS hat eine ganze Reihe Folgen für die physikali-

⁵Streng genommen ist die RKKY-Wechselwirkung nur dann antiferromagnetisch, wenn der Abstand zwischen den magnetischen Ionen hinreichend groß ist. In konzentrierten Systemen führt sie zu einem ferromagnetischen Grundzustand. Da die RKKY-Wechselwirkung nur für hohe Leitungselektronendichten effizient ist und daher, bis auf wenige Ausnahmen, in DMS-Systemen eine untergeordnete Rolle spielt, soll hier nicht weiter darauf eingegangen werden.

⁶Auf diese Weise geben die Stufen Auskunft über den Einfluss des Superaustauschs gegenüber dem oben beschriebenen sp-d-Austausch. Diese Stufen werden in verdünnten Systemen, d. h. mit Mn^{2+} -Konzentrationen in der Größenordnung einiger Prozent, erst unter dem Einfluss externer Felder deutlich oberhalb von 10 T sichtbar und sind somit für die Messungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden vernachlässigbar.

Abbildung 3.3:

Zeemanaufspaltung in $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ im Zentrum der Brillouinzone. Dabei treten die beiden mit e und f bezeichneten π -Übergänge nur in der Voigt-Geometrie auf. Die Schwerloch-Übergänge a und d besitzen eine etwa dreifach höhere Übergangswahrscheinlichkeit als die Leichtlochübergänge b und c. Nach [FDL96].



schen Eigenschaften dieser Materialklasse. Die für die vorliegende Arbeit relevanten Konsequenzen werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt.

3.1.4 Die Zeemanaufspaltung in DMS

Die aus der Austauschwechselwirkung folgende Zeemanaufspaltung [Zee97] $\Delta E = g^{\text{eff}} \mu_B H$ ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Sie kann durch einen *effektiven* g-Faktor g^{eff} beschrieben werden, der additiv aus dem g-Faktor des beteiligten Bandelektrens g^* (i. a. ist $g^* \approx 1$) und dem Beitrag der Austauschwechselwirkung hervorgeht ($g_{\text{Mn}} \approx 2$):

$$g_e^{\text{eff}} = g_e^* - \frac{N_0 \alpha x \langle S_z \rangle}{\mu_B H} = g_e^* + \frac{\alpha M}{g_{\text{Mn}} \mu_B^2 H}, \quad (3.20)$$

$$g_{\text{hh}}^{\text{eff}} = g_{\text{hh}}^* - \frac{N_0 \beta x \langle S_z \rangle}{\mu_B H} = g_{\text{hh}}^* + \frac{\beta M}{g_{\text{Mn}} \mu_B^2 H}, \quad (3.21)$$

$$g_{\text{lh}}^{\text{eff}} = g_{\text{lh}}^* + \frac{N_0 \beta x \langle S_z \rangle}{3 \mu_B H} = g_{\text{lh}}^* - \frac{\beta M}{3 g_{\text{Mn}} \mu_B^2 H}. \quad (3.22)$$

Die Zeemanaufspaltung ist also durch die Austauschaufspaltung nicht mehr proportional zum äußeren Magnetfeld, sondern hängt von der Magnetisierung M und damit von der Temperatur ab. Der effektive g-Faktor kann Werte in der Größenordnung einiger hundert erreichen.⁷ Details zur Theorie des effektiven g-Faktors und den effektiven Massen in DMS können einer Arbeit von HOTA ET AL. [HTM93] entnommen werden.

Experimentell wurde die Zeemanaufspaltung in $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ z. B. von AGGARWAL ET AL. [AJBG85] bestimmt (siehe Abbildungen 3.4 und 3.5). Dabei entspricht der qualita-

⁷Die Aufspaltung von 60 meV bei einem Magnetfeld von etwa 2,1 T in Abbildung 3.5 entspricht beispielsweise einem effektiven g-Faktor von rund 480.

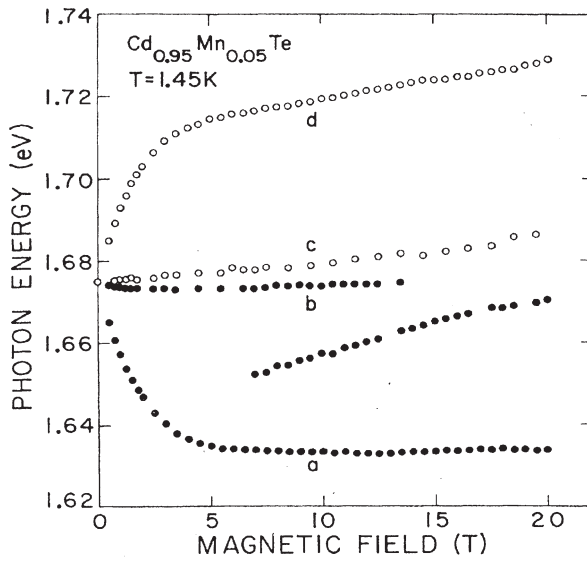


Abbildung 3.4:

Durch Magnetoreflektivitätsmessungen bestimmte Zeemanaufspaltungen in $\text{Cd}_{0,95}\text{Mn}_{0,05}\text{Te}$ bei $T = 1,45 \text{ K}$. Dabei entsprechen die ausgefüllten Kreise den σ_+ - und die offenen Kreise den σ_- -Übergängen. Die Buchstaben a bis d bezeichnen die Übergänge analog zu Abbildung 3.3. Ein weiterer unidentifizierter Übergang ist verzeichnet [AJBG85].

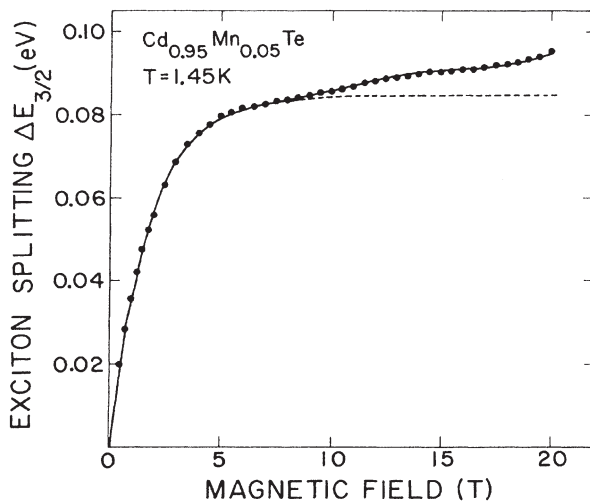


Abbildung 3.5:

Zeemanaufspaltung der beiden Schwerlochübergänge aus Abbildung 3.4. Die gestrichelte Linie ergibt sich aus der Brillouinfunktion [AJBG85].

tive Verlauf der üblichen Zeemanaufspaltung, quantitativ jedoch werden Aufspaltungen in der Größenordnung 100 meV gefunden, die ausschließlich von dem Austauschterm hervorgerufen werden.

Aus den Überlegungen in Abschnitt 3.1.3 kann man die Energien der fundamentalen exzitonischen Übergänge direkt auf den Mittelwert des Spins entlang der Magnetisierungsrichtung $\langle S_z \rangle$ zurückführen [GPF79, Cie80]:

$$\begin{aligned} E_{a,d} &= E_0 \pm \frac{1}{2} (\alpha - \beta) N_0 x \langle S_z \rangle, \\ E_{b,c} &= E_0 \mp \frac{1}{2} \left(\alpha + \frac{\beta}{3} \right) N_0 x \langle S_z \rangle. \end{aligned} \quad (3.23)$$

Für die Aufspaltung des Schwerlochüberganges ergibt sich demnach

$$\Delta E = E_d - E_a = -6B + 6A = (\beta - \alpha) N_0 x \langle S_z \rangle = -\frac{(\beta - \alpha)}{g_{\text{Mn}} \mu_B} M. \quad (3.24)$$

In Abbildung 3.6 wurde $\langle S_z \rangle$ gegen das äußere Magnetfeld aufgetragen. Man erkennt, dass abhängig vom Magnetfeld für niedrige Mn^{2+} -Konzentrationen der mittlere Spin höher ist als bei höheren Konzentrationen. Daraus ergibt sich direkt die früher einsetzende Sättigung.⁸

Auch das durch Spin-Bahn-Kopplung abgespaltene Γ_7 -Band zeigt starke Zeemanaufspaltung. Diese ist gegeben durch [TRG80]

$$\Delta E = E_b - E_c = -2B + 6A = \left(\frac{\beta}{3} - \alpha \right) N_0 x \langle S_z \rangle. \quad (3.25)$$

3.1.5 Die Faradayrotation und die Magnetisierung

Eine direkte Folge der starken Zeemanaufspaltung ist eine überhöhte Faradayrotation [KRT+92, GGN78]. Dies wird klar, wenn man den Verlauf der dielektrischen Funktion und damit des Brechungsindex in der Umgebung von Resonanzen betrachtet. Die Dispersion ergibt sich aus der bekannten Kramers-Heisenberg dielektrischen Funktion⁹ [Kli97]:

$$\tilde{\epsilon}(\omega) = 1 + \sum_i \frac{f_i}{\omega_{0i}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_i}. \quad (3.26)$$

Dabei ist f_i die Oszillatorstärke, ω_{0i} die Resonanzfrequenz und γ_i der Dämpfungsfaktor der i -ten Resonanz. In Abbildung 3.7 sind zwei mögliche Linienformen für die dielektrische Funktion dargestellt. Der diamagnetische Fall entspricht der Aufspaltung der Übergänge bei gleichbleibender Oszillatorstärke, während der paramagnetische Übergang für unterschiedliche Oszillatorstärken bei gleichbleibender Übergangsenergie auftritt. In der

⁸Bei genauer Betrachtung, kommt es zur Clusterbildung benachbarter lokalisierter Spins, d. h. es findet bei unter normalen Laborbedingungen zugänglichen Magnetfeldern keine Sättigung statt (siehe z. B. Abbildung 3.5 und [SFR+84, NS90, NLC+95]). Diese Clusterbildung kann auf den Superaustausch zwischen lokalisierten Momenten zurückgeführt werden und kann bei hinreichend niedrigen Temperaturen und hinreichend hohen Magnetfeldern auch für niedrige Mn^{2+} -Konzentrationen gefunden werden. Mit Hilfe sehr hoher, gepulster Magnetfelder bis 150 T konnten für Mn^{2+} -Konzentrationen bis $x = 0,2$ bei einer verhältnismäßig hohen Temperatur von 10 K die Sättigungsmagnetisierungen von 130 T erreicht werden [IHW+91]. Für diese, relativ niedrigen Konzentrationen beschreibt die sog. „extended generalized pair approximation“ von BEDNARSKI ET AL. die Magnetisierung bis zu hohen Feldern recht erfolgreich [BC93, BCP97].

⁹Die hier dargestellte allgemeine Form der dielektrischen Funktion wird nur zur Verdeutlichung der Kurvenform und ihrer Entstehung angeführt. Eine wesentlich präzisere Darstellung des dielektrischen Tensors wurde bereits in Abschnitt 2.4.1 gegeben. Die exakte Reproduktion experimentell bestimmter Resonanzlinien bedarf in der Regel einer noch weiter verfeinerten Analyse, siehe z. B. [AD93].

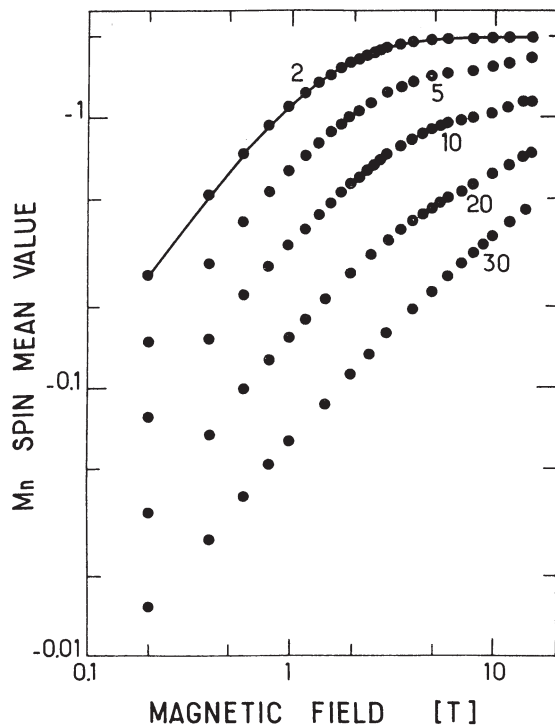


Abbildung 3.6: Abhängigkeit von $\langle S_z \rangle$ vom äußeren magnetischen Feld und dem molaren Mn²⁺-Anteil x in Cd_{1-x}Mn_xTe bei $T = 1,5$ K [GPF79].

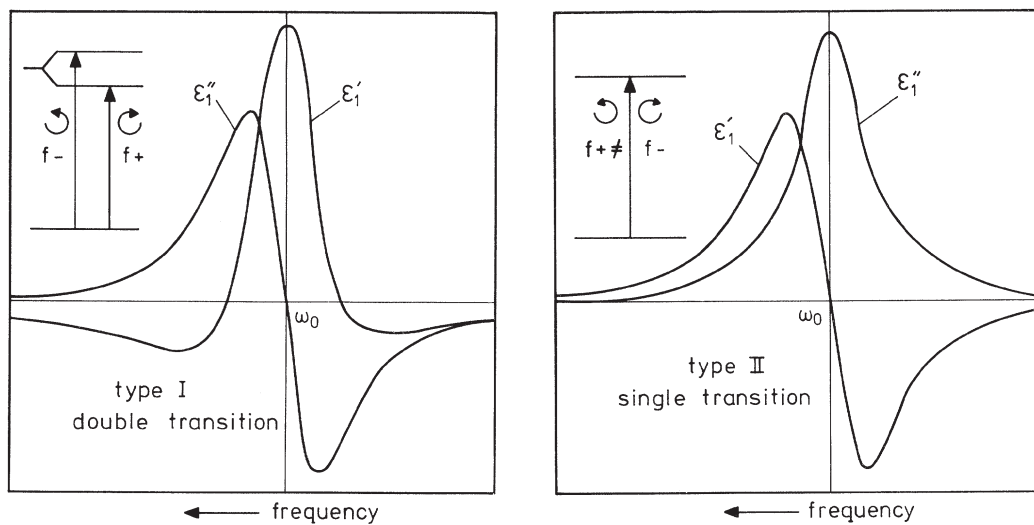


Abbildung 3.7: Beispiel für den Verlauf des Real- und des Imaginärteils der Nichtdiagonalelemente des Dielektrizitätstensors in der Nähe sog. diamagnetischer (links) und paramagnetischer (rechts) Übergänge [WPRR75].

direkten Umgebung von Resonanzen findet man demnach besonders große Differenzen der dielektrischen Funktion für die beiden entgegengesetzt zirkular polarisierten Wellen

und damit gemäß Gleichung (2.22) eine besonders große, wellenlängenabhängige Faradayrotation [BHL62, Rot64, EKS65, BAL66]. Durch die Austauschwechselwirkung in DMS kann die Aufspaltung der beiden zirkularen Anteile groß im Vergleich zur Linienebreite der Absorptionen werden (siehe Abschnitt 5.3). Auf diese Weise führt die Austauschwechselwirkung direkt zu einer Überhöhung der Faradayrotation.

Obwohl gemäß Gleichung (3.26) alle Übergänge zum Faraday-Effekt beitragen, kann man für eine quantitative Analyse in DMS in der Nähe des fundamentalen exzitonischen Übergangs alle anderen Beiträge vernachlässigen und einen einzigen Oszillator der Übergangsenergie E_0 betrachten:¹⁰

$$n^2 = n_0^2 + \frac{F_0}{E_0^2 - E^2}. \quad (3.27)$$

Dabei beschränken wir uns weiterhin auf den Realteil des Brechungsindex (vernachlässigen also zirkularen Dichroismus). F_0 ist eine Konstante, die unter anderem die Oszillatorstärke des exzitonischen Übergangs enthält. Betrachtet man weiterhin die Brechungsindexdifferenz lediglich in erster Näherung

$$(n_- - n_+) = \frac{\partial n}{\partial E} \Delta E_0, \quad (3.28)$$

erhält man durch die Formulierung von Gleichung (2.22) die Faradayrotation in Abhängigkeit der Energie

$$\theta_F(E) = \frac{\sqrt{F_0} l}{2\hbar c} \Delta E_0 \frac{E^2}{(E_0^2 - E^2)^{3/2}}. \quad (3.29)$$

Verwendet man nun den in Gleichung (3.24) erhaltenen Ausdruck für die Zeemanaufspaltung, ergibt sich für die Faradayrotation in DMS:

$$\theta_F(E) = \frac{\sqrt{F_0} l}{2\hbar c} \frac{\beta - \alpha}{g_{\text{Mn}} \mu_B} M \frac{E^2}{(E_0^2 - E^2)^{3/2}}. \quad (3.30)$$

Die Faradayrotation ist demnach eine direkte Sonde für die Magnetisierung des DMS und deshalb in ihren verschiedenen experimentellen Realisationen ein probates Mittel zu Untersuchung statischer und dynamischer Eigenschaften von Spins in magnetischen

¹⁰Diese Annahme gilt allerdings nur eingeschränkt. Das auf PIKHTIN ET AL. [PY78] zurückgehende Modell approximiert die Übergänge ohne Dämpfung (erkennbar an dem Fehlen eines imaginären Teils im Nenner von Gleichung 3.27) und gilt daher nur für hinreichend großen energetischen Abstand der Resonanzen. Die ursprünglichen Modelle von PHILIPP, STERN und anderen (siehe z. B. [PE63, Ste64] und die darin zitierten Referenzen) enthielten die Dämpfung durch die Einführung einer *effektiven*, d. h. komplexen Frequenz. Diese ist in dem hier entwickelten Modell von BARTHOLOMEW jedoch nicht mehr erkennbar. Darüber hinaus erweist sich die Beschränkung auf einen einzigen Übergang E_0 in vielen Fällen als Problem. Trotzdem soll hier diesem Ansatz gefolgt werden, da so die prinzipielle Vorgehensweise klar wird. Einige erweiterte Modelle werden im Anschluss an diese Betrachtungen kurz vorgestellt.

Halbleitern.

BARTHOLOMEW ET AL. [BFR86] haben zur Beschreibung der Magnetisierung vorgeschlagen, den x - T -Phasenraum in drei Abschnitte einzuteilen: 1) Für niedrige Konzentrationen x und beliebige Temperaturen, 2) beliebige Konzentrationen und hohe Temperaturen, 3) hohe Konzentrationen und niedrige Temperaturen. Die Überlegungen werden in diesen drei Regimes fortgesetzt.¹¹

Die Magnetisierung für niedrige Konzentrationen

Die Magnetisierung und der mittlere Spin pro Mn^{2+} -Ion sind über die bekannte Relation (siehe z. B. Gleichungen (3.9) und (3.10))

$$M = g_{Mn}\mu_B N_0 x \langle S_z \rangle \quad (3.31)$$

miteinander verknüpft. Der mittlere Mn^{2+} -Spin wird durch die Brillouinfunktion beschrieben

$$\langle S_z \rangle = -SB_S(\eta), \quad (3.32)$$

wobei

$$B_S(\eta) = \frac{(S + \frac{1}{2}) \coth[(S + \frac{1}{2})\eta] - \frac{1}{2} \coth(\frac{1}{2}\eta)}{S} \quad (3.33)$$

und

$$\eta = \frac{g_{Mn}\mu_B H}{k_B T}. \quad (3.34)$$

Für kleine Werte von η , d. h. außerhalb der magnetischen Sättigung, kann man die Brillouinfunktion entwickeln und erhält in erster Näherung

$$B_S^I(\eta) = \frac{S(S+1)}{3} \eta \quad (3.35)$$

und damit für die Faradayrotation

$$\theta_F = \frac{\sqrt{F_0} l}{2\hbar c} (\beta - \alpha) (g_{Mn}\mu_B) N_0 x \frac{S(S+1)}{3k_B T} H \frac{E^2}{(E_0^2 - E^2)^{3/2}}. \quad (3.36)$$

¹¹Eine scharfe Grenze zwischen den Modellen gibt es nicht. Sicher innerhalb der Grenzen des Modells für kleine Konzentrationen bewegt man sich nur unterhalb von $x = 0,01$. Dennoch kann dieses Modell auch für wenige Prozent Mn^{2+} das Verhalten richtig beschreiben, insbesondere dann, wenn die Temperaturen nicht extrem niedrig (d. h. deutlich unterhalb der Siedetemperatur von Helium) sind. In Tabelle 3.1 sind die effektiven Konzentrationen und „kritischen Temperaturen“ für einige Legierungen angegeben (nähere Erklärungen hierzu folgen im Rahmen der Beschreibung für das dritte Regime). Aus diesen Werten lässt sich der Gültigkeitsbereich der einzelnen Modelle recht gut ablesen.

Aus den Gleichungen (3.31) bis (3.35) ergibt sich direkt die magnetische Suszeptibilität

$$\chi_M = (g_{\text{Mn}}\mu_B)^2 N_0 x \frac{S(S+1)}{3k_B T} \equiv \frac{C(x)}{T} \quad (3.37)$$

und man identifiziert das bekannte Curiegesetz.

Die Magnetisierung für beliebige Konzentrationen und hohe Temperaturen

Entfernt man sich von der Bedingung niedriger Mn^{2+} -Konzentration, kann man das Modell erweitern, indem man die Suszeptibilität durch das Curie-Weiss-Gesetz beschreibt [SLT+86]:¹²

$$\chi_M = \frac{C(x)}{T - \Theta(x)} = \frac{C_0 x}{T + \Theta_0 x}. \quad (3.38)$$

Die Curie-Konstante pro Einheitsvolumen C_0 ergibt sich direkt aus Gleichung (3.37). Die Curie-Weiss-Temperatur ist gegeben durch

$$\Theta_0 = -\frac{2}{3} S(S+1) \sum_p \frac{J_{pzp}}{k_B} \stackrel{\cong}{=} -8S(S+1) \frac{J_{nn}}{k_B}. \quad (3.39)$$

Die Summe läuft über alle P-ten Nachbarn (z_p ist die Anzahl Kationen in der P-ten Koordinationskugel) und bricht zusammen, wenn nur die dominierende Nächste-Nachbar-Wechselwirkung („nn“) berücksichtigt wird ($z_1 = 12$ für die Zinkblendestruktur). Für $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ gilt [SLT+86]

$$\Theta_0 = (-470 \pm 34) \text{ K} \quad (3.40)$$

und

$$C_M = \frac{C_M(x)}{x} = \frac{C_0}{\rho(x=1)} \mu_M(x=1) = (4,27 \pm 0,17) \frac{\text{cm}^3 \text{K}}{\text{Mol}}, \quad (3.41)$$

wobei sich C_M auf das Molvolumen bezieht (im Gegensatz zum Einheitsvolumen in Gleichung (3.38)), $\rho(x=1)$ ist die (rechnerische) Dichte von $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ bei $x=1$ und $\mu_M(x=1)$ die entsprechende Molmasse.

Für die Faradayrotation ergibt sich dann innerhalb dieser Näherung

$$\theta_F = \frac{\sqrt{F_0} l}{2\hbar c} (\beta - \alpha) (g_{\text{Mn}}\mu_B) N_0 x \frac{S(S+1)}{3k_B T - 24S(S+1) J_{nn} x} H \frac{E^2}{(E_0^2 - E^2)^{3/2}}, \quad (3.42)$$

wobei auch dieser Ausdruck nur in Abwesenheit von magnetischer Sättigung seine Gültigkeit

¹²Die Einführung des Curie-Weiss-Gesetzes geschieht hier nur zur Berücksichtigung der Abweichungen der Suszeptibilität von dem bekannten $1/T$ -Verhaltens und bezieht sich nicht auf eine magnetische Ordnungstemperatur. Die Gültigkeit dieser Gleichung beschränkt sich auch ausdrücklich auf den Temperaturbereich oberhalb der Abweichungen (vergleiche Abbildung 3.8). Der dritte Term von Gleichung (3.38) beschreibt die lineare Näherung des Curie-Weiss-Gesetzes und beschränkt sich daher auf Nächste-Nachbar-Wechselwirkung.

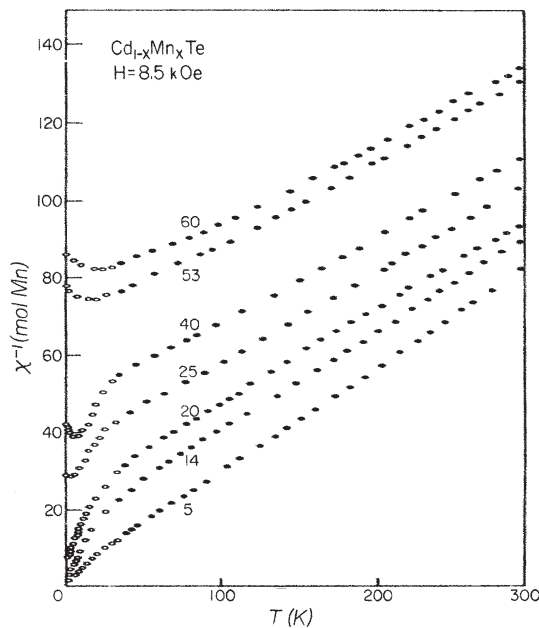


Abbildung 3.8:

Inverse Suszeptibilität von $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ für unterschiedliche Mn^{2+} -Konzentrationen x (nach [Ose82]).

tigkeit behält. Der Gültigkeitsbereich dieser Hochtemperaturnäherung ist in [Abbildung 3.8](#) zu erkennen. Die Abweichung vom linearen Verhalten nach Gleichung (3.38) setzt unter steigendem Mn^{2+} -Gehalt bei immer höheren Temperaturen ein.

Die Magnetisierung für höhere Konzentrationen und niedrige Temperaturen

Sobald eine genügend hohe Dichte an Mn^{2+} -Ionen im DMS vorhanden ist, besteht eine endliche Wahrscheinlichkeit, dass sich in der Umgebung eines Mn^{2+} -Ions ein weiteres befindet. Man spricht dann von Mn^{2+} -Clustern. Diese sind auch verantwortlich für die oben bereits erwähnten Magnetisierungsstufen bei hohen Feldern [SFR⁺84]. Hier beschreibt die Brillouinfunktion erst für extreme Magnetfelder die Magnetisierung korrekt. Für experimentell zugängliche Felder befinden wir uns innerhalb der ersten Magnetisierungsstufe. In der mathematischen Beschreibung kann man diesen Abweichungen von dem Brillouin-Verhalten begegnen, indem man eine *effektive* Temperatur einführt, die sich aus der realen Temperatur und einem Korrekturterm zusammensetzt [GPF79]

$$T_{\text{eff}} = T + T_0. \quad (3.43)$$

Darüber hinaus ist es wegen der Clusterbildung notwendig, die Mn^{2+} -Konzentration x durch eine *effektive* Konzentration \bar{x} zu ersetzen.¹³ Die Magnetisierung ist dann

$$M = g_{\text{Mn}}\mu_{\text{B}}N_0\bar{x}SB_S \left(\frac{g_{\text{Mn}}\mu_{\text{B}}H}{k_{\text{B}}(T + T_0)} \right). \quad (3.44)$$

Die Faradayrotation ergibt sich dann wieder aus Gleichung (3.30):

$$\theta_{\text{F}} = \frac{\sqrt{F_0}l}{2\hbar c} (\beta - \alpha) N_0\bar{x}SB_S \left(\frac{g_{\text{Mn}}\mu_{\text{B}}H}{k_{\text{B}}(T + T_0)} \right) \frac{E^2}{(E_0^2 - E^2)^{3/2}}. \quad (3.45)$$

Experimentell bestimmte Werte für T_0 und \bar{x} sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Dabei ist auffällig, dass besonders für höhere Mn^{2+} -Konzentrationen die nominelle und die effektive Mn^{2+} -Konzentration beträchtlich voneinander abweichen.

x [%]	\bar{x} [%]	T_0 [K]	Referenz
1	0,9	0,43	[PBD ⁺ 85]
3	2,2	1,14	[PBD ⁺ 85]
5	2,7	2,25	[PBD ⁺ 85]
5		1,00	[BFR86]
10	4,2	3,37	[PBD ⁺ 85]
10		3,30	[BFR86]
20	5,0	6,24	[PBD ⁺ 85]
23		7,30	[BFR86]
30	6,5	16,2	[PBD ⁺ 85]
35		15,2	[BFR86]

Tabelle 3.1: Parameter zur Beschreibung der Magnetisierung in Abhängigkeit von der Mn^{2+} -Konzentration x

Die von BARTHOLOMEW ET AL. [BFR86] und anderen gemachte Vereinfachung, die Faradayrotation durch ein Einoszillatormodell nach Gleichung (3.27) zu beschreiben, gilt streng genommen nur für ausreichend hohe Mn^{2+} -Konzentrationen in unmittelbarer Umgebung der exzitonischen Resonanz [NS90].¹⁴ Die Umkehrung des Vorzeichens

¹³Diese effektive Konzentration setzt sich nicht, wie die effektive Temperatur aus einem realen Term und einem Fitparameter zusammen, sondern dient direkt als Fitparameter. Gleichwohl ist die Verwendung einer geringeren effektiven Konzentration durch die Ausbildung magnetischer Cluster physikalisch begründet.

¹⁴Die Grenze ist auch hier schwer festzulegen und variiert je nach Material von einigen wenigen bis knapp über 10 %.

der Verdetkonstante¹⁵ für niedrige Konzentrationen im Energie-Bereich unterhalb der Bandlücke erklärt dieses Modell nicht (siehe Abbildung 3.9, hier gezeigt am Beispiel von $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$. Für $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ist das Verhalten analog, jedoch verschwindet der positive Anteil schon für niedrigere Konzentrationen $x \approx 0,03$ [BFR86]). Basierend auf einer Multioszillator-Theorie von PIKHTIN ET AL. [PY78] haben JIMÉNEZ-GONZÁLEZ ET AL. ein Zweioszillator-Modell eingeführt, welches Beiträge des L-Punktes der Brillouinzone berücksichtigt [JGAB92].¹⁶ Die Vernachlässigung des n_0 -Beitrages in Gleichung (3.27) ist demnach nicht mehr zulässig. Die Umkehr des Vorzeichens kann dadurch erklärt werden, dass die L-Beiträge von der „gewöhnlichen“ (d. h. schon im undotierten CdTe enthaltenen) Zeemanaufspaltung verursacht werden, die bekanntlich ein anderes Vorzeichen als die Austauschaufspaltung besitzt. Diese Vorzeichenumkehr verschwindet anschaulicherweise zu tiefen Temperaturen und hohen Konzentrationen hin, da dort die Austauschwechselwirkung den gewöhnlichen Zeeman-Effekt stärker dominiert.

Darauf aufbauend haben HUGONNARD-BRUYÈRE ET AL. [HBBV⁺94] ein Modell vorgeschlagen, welches direkt auf den bereits zitierten Theorien zur Faradayrotation in undotierten II-VI-Halbleitern [BHL62, Rot64, BAL66] beruht. Dabei werden die beiden Aufspaltungsterme unter Zuhilfenahme der \mathbf{k} -Abhängigkeit der Austauschwechselwirkung [Bha90] hergeleitet. Die Gleichungen für die Austauschintegrale ((3.9) und (3.10)) werden dann durch einen Lorentzfaktor $k_0^2/(k_0^2 + k^2)$ erweitert. Die so erhaltenen Lösungen für die Faradayrotation gelten nur für hinreichend großen spektralen Abstand zu den Resonanzen (siehe Abbildung 3.9).

Dieses Modell wurde von BUSS ET AL. [BHBFF94] weiter verfeinert, indem sie die Anisotropie der Zustandsdichte berücksichtigten. Die \mathbf{k} -Abhängigkeit des Austauschintegrals wird hier abgespalten ($\alpha(\mathbf{k}) = \alpha_0\phi(\mathbf{k})$, $\alpha_0 = \alpha(\mathbf{k} = 0)$). Im Rahmen der bekannten Luttingertheorie werden dann Ausdrücke für die austauschbedingte und die „konventionelle“ Faradayrotation hergeleitet, welche nur noch zwei temperatur- und konzentrationsunabhängige Fitparameter benötigt.¹⁷ Die experimentell gefundene Unabhängigkeit der Austauschwechselwirkung von Temperatur und Mn^{2+} -Konzentration, sowie ihr starker Abfall mit zunehmender Entfernung vom Γ -Punkt [GGD83, CLD⁺86] wird so bestätigt.

Durch Einbeziehung sowohl der gebundenen als auch der ungebundenen Elektron-Loch-Paare (d. h. Exzitonen und Interbandbeiträge) konnten LEISCHING ET AL. [LPB⁺96] auch die Faradayrotation in unmittelbarer Umgebung der Bandkante korrekt modellieren. Zusätzlich wurde die Verbreiterung der optischen Übergänge berücksichtigt, deren mathematische Beschreibung TANGUY [Tan95] basierend auf der Elliotschen Beschrei-

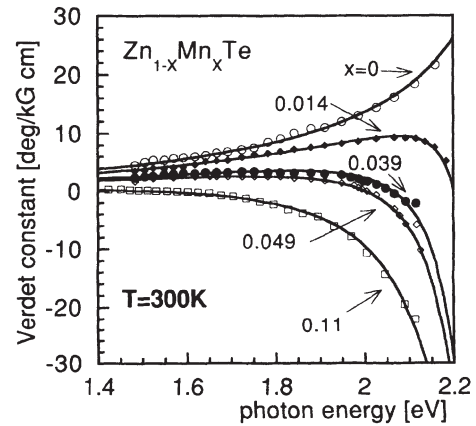
¹⁵Der Begriff Verdetkonstante steht für die Polarisationsdrehung eines Stoffes pro Magnetfeld und Länge (z. B. $^\circ/\text{Tm}$). Dieser Begriff ist gebräuchlich, und wird auch in dieser Arbeit verwendet, obwohl er eigentlich irreführend ist. Die Polarisationsdrehung vieler Stoffe ist von vielen Faktoren, z. B. Temperatur und Wellenlänge, abhängig. Daher ist die Verdetkonstante keine *Konstante*.

¹⁶Die Übergangsenergie von CdTe am L-Punkt liegt bei etwa 3,7 eV [vV69].

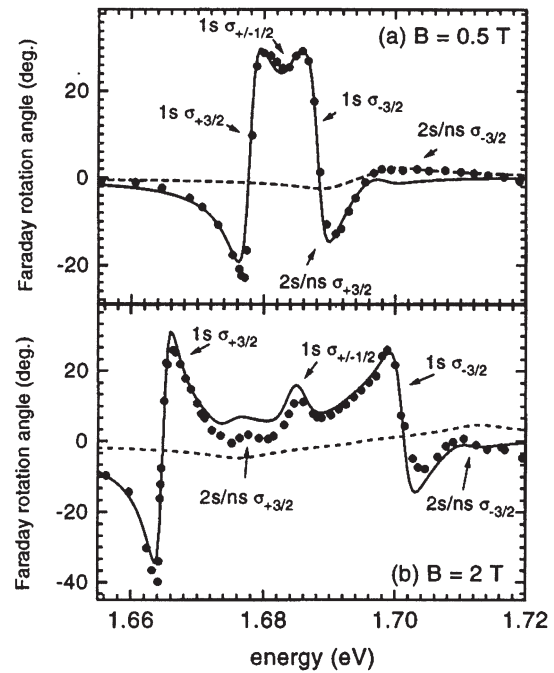
¹⁷Die etwas ausladende Rechnung und ihre Ergebnisse können den Gleichungen (11) bis (16) in [BHBFF94] entnommen werden.

Abbildung 3.9:

Theoretischer Fit der von BARTHOLOMEW ET AL. [BFR86] gemessenen Verdetkonstante unter expliziter Einbeziehung der k -Abhängigkeit der Austauschwechselwirkung. Nach [HBBV⁺94].


Abbildung 3.10:

Faradayrotation in einer $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ -Epischicht bei $x = 0,05$ und $T = 5\text{ K}$ inklusive Fit. Die gestrichelte Linie veranschaulicht die Beiträge ungebundener Exzitonen [LPB⁺96].



bung [EII57] der Wannierexzitonen [Wan37] neu formulierte. Die exzitonische Bindungsenergie wird jedoch als konstant angenommen und diamagnetische Anteile vernachlässigt. Das Modell gilt demnach nur für hinreichend kleine Magnetfelder (z. B. $B = 2\text{ T}$ in Abbildung 3.10).

GAJ ET AL. [GGBD⁺94] haben eine Möglichkeit vorgestellt, die Zeemanaufspaltung mit 7 empirischen Parametern direkt anzupassen. Dabei wird die totale Zeemanaufspaltung über die bekannte effektive Temperatur $T_{\text{eff}} = T + T_0$ und eine konzentrationsabhä-

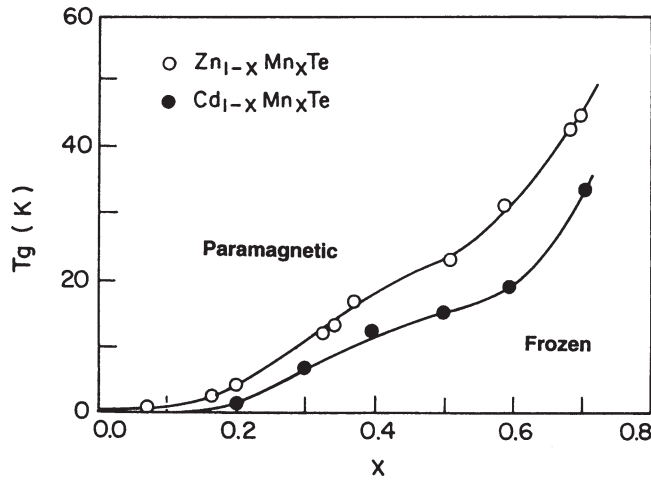


Abbildung 3.11: Übergangstemperatur von paramagnetischer zur Spinglas-Phase in Cd_{1-x}Mn_xTe und Zn_{1-x}Mn_xTe in Abhängigkeit der Mn²⁺-Konzentration [FS87].

ngige Sättigungsaufspaltung ΔE^s ausgedrückt:

$$\Delta E(H) = \Delta E^s B_S \left(\frac{g_{Mn} \mu_B H}{k_B (T + T_0)} \right), \quad (3.46)$$

wobei

$$\Delta E^s(E_x) = E_x 0,04595 \exp \left[\left(-\frac{E_x}{36,06} \right) + 1,272 \exp \left(-\frac{E_x}{252,5} \right) + 0,01258 \right] \quad (3.47)$$

und

$$T_0(E_x) = \frac{0,02263 E_x}{1 + 0,001761 E_x}. \quad (3.48)$$

E_x ist der aus Gleichung (3.1) bekannte, konzentrationsabhängige Teil der Bandlücke, d. h. $E_x = 1,563x$.¹⁸

Neben dem Realteil des Brechungsindex, der für den Faraday-Effekt verantwortlich ist, besitzt die Zeemanaufspaltung auch Konsequenzen für den Imaginärteil. Dies kann durch Untersuchungen zum zirkularen Dichroismus und zum magnetooptischen Kerr-Effekt nachgewiesen werden und wurde bereits 1978 von GAJ ET AL. [GGN78] zur Lokalisierung des exzitonischen Übergangs verwendet.

Durch den hohen Betrag der Zeemanaufspaltung ist es in DMS auch möglich, quantitative Aussagen über die Magnetisierung durch Messungen des Voigt-Effektes zu erhalten [OBR⁺91, ORF92], der, wie in Abschnitt 2.4.2 bereits erwähnt, ein Effekt zweiter Ordnung im Magnetfeld ist, und deshalb normalerweise bei im Labor zugänglichen Magnetfeldern sehr klein ist.

¹⁸GAJ ET AL. verwenden demnach eine etwas andere $E_g(x)$ -Abhängigkeit als die für Gleichung (3.1) zitierten Quellen. Die Parameter in den Gleichungen (3.47) und (3.48) sind auf diesen Wert gefittet.

3.1.6 Magnetische Ordnung in DMS

Wie schon in Abbildung 3.8 ersichtlich, besitzt die Suszeptibilität und damit alle magnetischen Eigenschaften bei tiefen Temperaturen und hinreichend hohen Mn^{2+} -Konzentrationen deutliche Abweichungen vom paramagnetischen Verhalten. Dieses Verhalten wurde dem Übergang zu einer Spinglas-Phase zugeordnet (siehe Abbildung 3.11). GALAZKA ET AL. [GNK80] haben dies durch Messungen der spezifischen Wärme und der Magnetisierung bestätigt. Charakteristisch für solch ein Spinglas ist unter anderem, dass die Magnetisierung von seiner magnetischen Geschichte abhängt, d. h. sie ist unterschiedlich, je nachdem ob der DMS bei verschwindendem oder endlichem Magnetfeld abgekühlt wurde [KGKF81, KPSG84]. Dieses Verhalten wurde zunächst auf die Ausbildung eines Spinglases zurückgeführt [dS77], da diese erst für einen endlichen Mn^{2+} -Gehalt ($x \approx 0,19$, die sog. kritische Konzentration des "site percolation" Problems für nächste Nachbarn [DD66]) einsetzt und daher sehr gut mit den Messergebnissen korrespondierte. Jedoch hat man später für eine ganze Reihe DMS-Systeme den Spinglas-Übergang auch für geringere Mn^{2+} -Konzentrationen entdeckt (siehe z. B. [TSjJD87]). Daher wurde als Ursache ein kurzreichweitiger Typ-III Antiferromagnetismus vorgeschlagen, bei dem antiferromagnetisch geordnete Cluster in der Umgebung einzelner magnetischer Ionen auftreten, welche mit sinkender Temperatur wachsen und schließlich den Festkörper lückenlos ausfüllen [Fur88].¹⁹

In DMS-Quantenstrukturen (z. B. Digital Magnetic Heterostructures, Details folgen nächsten Abschnitt) wird das Spinglas-Verhalten auch für höhere Konzentrationen bis hin zu sehr niedrigen Temperaturen unterdrückt. Dies ist bedingt durch die verringerte Dimensionalität der ultradünnen Schichten („quantum confinement“, [BAS94a, KBJ⁺90]).

3.1.7 Dynamische Eigenschaften von DMS

Zeitaufgelöste Messungen in DMS gliedern sich in 1) Langzeituntersuchungen innerhalb der Spinglas-Phase, 2) Kurzzeitmessungen im Bereich einiger zehn bis einiger hundert Pikosekunden, die von den Eigenschaften der gebundenen magnetischen Polaronen dominiert werden, sowie 3) Ultrakurzzeitmessungen im Femto- und Pikosekundenbereich, bei denen Ladungsträgereffekte dominieren.

Die Spinglas-Phase ist geprägt von magnetisch geordneten Clustern, deren Magnetisierung, einmal aufgebracht, sehr langsam relaxiert. Dabei ist, wie bereits erwähnt, die magnetische Vorgeschichte des Materials von wesentlicher Bedeutung [KPSG84, KPSG85]. SMITH ET AL. [SDJL94] haben den Einfluss photogenerierter Ladungsträger auf die Relaxation der Magnetisierung in Spingläsern untersucht. Die gefundenen Relaxationszeiten erstrecken sich von einigen hundert Sekunden bis hin zu Stunden.

Viele der Tieftemperatureigenschaften von DMS werden durch die Existenz gebun-

¹⁹Der Einfachheit halber wird weiterhin der Begriff Spinglas-Phase verwendet.

dener magnetischer Polaronen erklärt [GGN⁺80]. Das Konzept der Polaronen wurde von KASUYA ET AL. [KY68] entwickelt und beschreibt einen Ladungsträger und die ihn umgebende Gitterverzerrung. Im Falle von DMS dominieren die Akzeptor-gebundenen Polaronen [NPIGB85, VVW85, BBW⁺88, RMW88].²⁰ Dabei koppeln die gebundenen Ladungsträger ferromagnetisch an die Spins der umgebenden Mn²⁺-Ionen. Die Magnetisierung dieser Polaronen ist durch den Beitrag vieler lokalisierter Spins weit größer als die einzelner magnetischer Ionen.²¹ Die dynamischen Eigenschaften der magnetischen Polaronen wurden Mitte der achtziger Jahre von diversen Autoren mit Hilfe verschiedener Methoden untersucht: SQUID-Magnetometer [KZB85, AWvM87], zeitaufgelöste Photolumineszenz [ZJK⁺85], Transmissionsmessungen [HN83] und zeitaufgelöste Faradayrotation [AHvM⁺85, BMB86]. Durch die gezielte Untersuchung der transienten Magnetisierungsänderung für Anregenergien unterhalb, auf und oberhalb der Polaronenergie können die verschiedenen Relaxationsprozesse unterschieden werden.²² Die Polaronen formieren sich innerhalb von etwa 250 ps und haben eine der Ladungsträgerrekombination entsprechende Relaxationszeit von etwa 1000 ps. Liegt die Anregungsenergie oberhalb der fundamentalen Resonanz, steigt die Magnetisierung innerhalb der Generationszeit für Exzitonen (d. h. quasi instantan) an, da die angeregten Ladungsträger ihre Polarisierung sehr schnell²³ per Spin-Flip-Streuung auf die Mn²⁺-Ionen übertragen. Die Magnetisierung relaxiert über die Spin-Gitter-Wechselwirkung innerhalb von etwa 300 ps (bei $x = 0,2$). Diese Spin-Gitter-Relaxation ist sehr schnell im Vergleich zu stark verdünnten magnetischen Systemen [WMJ73], in denen für Mn²⁺-Konzentrationen von $x = 10^{-4}$ Relaxationszeiten bis zu einigen hundert Millisekunden beobachtet werden. Dies wird auf die Existenz der Mn²⁺-Mn²⁺-Austauschwechselwirkung zurückgeführt. In den magnetischen Clustern besitzen dann stets einige Spins eine anisotrope Umgebung, wodurch sehr effiziente Streukanäle zum Gitter entstehen [AWvM87].

Mit dem gleichen Messverfahren konnten AWSCHALOM ET AL. die Energieabhängigkeit der Magnetisierung zeigen. In Abbildung 3.12 ist die geringe Magnetisierung bei Anregung unterhalb der Bandkante zu erkennen. Ebenso ist die starke Überhöhung im Bereich der Exzitonresonanz evident, welche durch das bereits erwähnte große magnetische Moment der ferromagnetischen Spinwolke in der Umgebung dieser Elementaranregung entsteht. Diese Überhöhung ist aufgrund der Empfindlichkeit der Polaronen auf thermische

²⁰Eine Übersicht über das Polaronkonzept in DMS kann in [Wol88] gefunden werden. Spätere Untersuchungen werden von HAGSTON ET AL. und den darin enthaltenen Referenzen dargestellt [HSH⁺94]. PITTINI ET AL. haben kürzlich die Formierung magnetischer Polaronen mit Hilfe zeitaufgelöster Photolumineszenzmessungen an Dünnschichten bestätigt [PSD⁺00].

²¹Die Anzahl der beteiligten Mn²⁺-Spins hängt von der Lokalisation des Exzitons und der Mn²⁺-Konzentration ab. Die Lokalisationsradien der Exzitonen ist jedoch selbst abhängig vom Mn²⁺-Gehalt und erstreckt sich für Cd_{1-x}Mn_xTe von fast 100 Å bei niedrigen Konzentrationen bis etwa 20 Å für hohe Konzentrationen [KMY⁺99].

²²Dabei wird die Magnetisierung nicht durch ein statisches Feld, sondern durch zirkular polarisiertes Pumplicht erzeugt. Dieses Verfahren entspricht dem der inversen Faradayrotation, in der die Magnetisierung durch Polarisationsdrehung eines Probe-Pulses detektiert wird.

²³d. h. schneller als die Zeitauflösung von 2 ps bei dem vorliegenden Experiment [AWvM87]

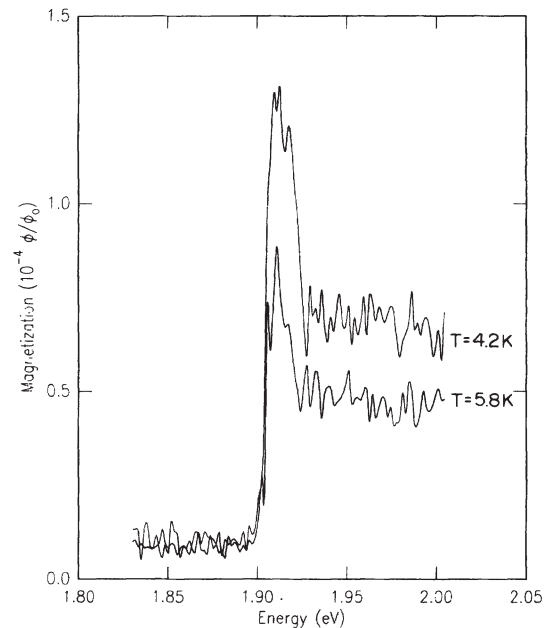


Abbildung 3.12:

Energiedispersive Magnetisierung in $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ mit $x = 0,2$ für zwei verschiedene Temperaturen bei Anregung an der Polaronresonanz [AVvM87].

Streuprozesse stark temperaturabhängig. Oberhalb der Bandkante ist die Magnetisierung konstant, sie ist demnach dem Beitrag der einzelnen Mn^{2+} -Ionen zuzuordnen, die durch Spin-Flip-Streuung magnetisiert wurden.

Neben den gebundenen Polaronen können durch die Beeinflussung der magnetischen Momente der Mn^{2+} -Ionen durch die Spins freier Exzitonen auch ungebundene Polaronen auftreten. Diese formieren sich ebenfalls auf Zeitskalen einiger hundert Pikosekunden, können aber Lebensdauern bis zu einigen Nanosekunden aufweisen [NPS⁺01].

BUTLER ET AL. [BMB86] haben die Eignung von unterschiedlich stark dotierten $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ -Kristallen zur Detektion von Mikrowellen untersucht. Dazu wurden die Einkristalle in das elektromagnetische Wechselfeld einer Mikrostreifenleitung gebracht und die frequenzabhängige Faradayrotation durch eine schnelle Photodiode und einen Spektrumanalysator bestimmt. Auf diese Weise wird direkt die frequenzabhängige magnetische Suszeptibilität abgetastet. Wie erwartet ist die Frequenzbandbreite für hochdotiertes $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ größer, da durch die Ausbildung magnetischer Cluster schnellere Relaxationskanäle zur Verfügung stehen (siehe Abbildung 3.13). Die wesentlich schnelleren Effekte der freien Ladungsträger spielen hier jedoch keine Rolle, da solche, bedingt durch die Mikrowellenanregung nicht erzeugt werden. Es werden also nur die Effekte der lokalisierten Momente abgetastet.

Durch verbesserte Herstellungsverfahren (Molecular Beam Epitaxy, MBE) konnten in den neunziger Jahren weitere Erkenntnisse über das Relaxationsverhalten von Spins und Ladungsträgern in modifizierter Umgebung gewonnen werden. Diese Messungen erfolgten in Quantentöpfen mit magnetischen Barrieren [TBA⁺94, CAB⁺97]

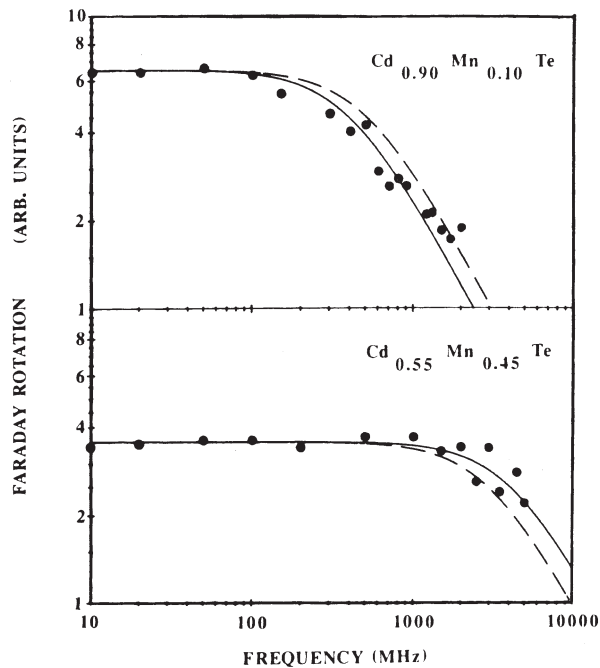


Abbildung 3.13:
Frequenzabhängigkeit der Faradayrotation für zwei verschiedene Mn^{2+} -Konzentrationen [BMB86].

oder in sog. „Digital Magnetic Heterostructures“²⁴ [CAS95, CTL+95]. So konnten die Impulsrelaxations- und die Spin-Dephasierungszeiten photogenerierter Ladungsträger getrennt bestimmt werden (1, bzw. 6 ps in einer 32 Å dicken $\text{Zn}_{0,76}\text{Mn}_{0,24}\text{Se}$ -Barriere²⁵) und als Rekombinationszeit der Exzitonen wurden 70 ps gemessen [BCA+94]. Auch für Quantenstrukturen wurde die oben genannte Luttingersche $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Approximation erfolgreich angewendet [LF90] und die Dynamik der exzitonenischen Spins theoretisch beschrieben [MdAeSS93]. Die ultraschnelle Relaxation der Ladungsträger nach hoher Anregung wurde von BETZ ET AL. [BGL+01, BGL+99] durch Transmissionsmessungen und Vierwellenmischen bestimmt. KENROW ET AL. haben vorgeschlagen, für hohe Anregungen Relaxationsvorgänge mit Hilfe nichtlinearer Faradayrotation zu untersuchen [KSS98].

Darüber hinaus konnten Spinquantenschwebungen, d. h. kohärente Präzessionen des angeregten Spinsystems der Ladungsträger sowie der Mn^{2+} -Ionen in Faraday- und Voigtgeometrie nachgewiesen werden [BAS+94b, CBF+96]. In Abbildung 3.14 können die unterschiedlichen Beiträge der Elektronen und Löcher sowie der lokalisierten Mn^{2+} -Ionen identifiziert werden. Die Frequenz der Schwebungen ist abhängig von der Zeemanaufspaltung, d. h. im Falle der elektronischen Beiträge von Temperatur, Magnetfeld und Mn^{2+} -Konzentration. Die Schwebungsfrequenz der Mn^{2+} -Ionen entspricht $g_{\text{Mn}} = 2,01$. Ebenfalls erkennbar in Bild a) ist die schnelle Relaxationszeit und das Fehlen der Os-

²⁴Darunter versteht man das Aufteilen einer magnetischen Barriere (i. a. reines MnB^{VI}) in mehrere Submonolagen unter Beibehaltung der absoluten Konzentration, z. B. statt drei Monolagen MnSe , zwölf $\frac{1}{4}$ -Monolagen

²⁵Die Spins der Ladungsträger koppeln hier nur während des Tunnelprozesses an die lokalisierten magnetischen Momente in der Barriere.

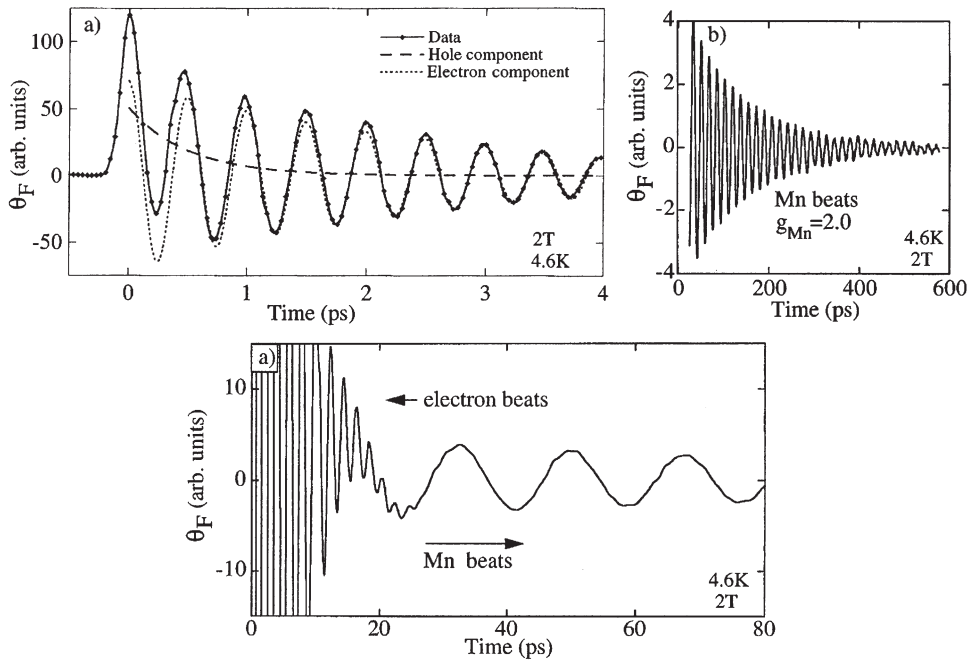


Abbildung 3.14: Spinquantenschwebungen der Elektronenspins und der lokalisierten Mn^{2+} -Spins [CBF+96].

zillationen des Lochanteils durch die Ausrichtung der Lochspins senkrecht zur Probenoberfläche. Dies ist bedingt durch die Aufhebung der Entartung des Schwer- und des Leichtlochastes, hervorgerufen durch die kristallographische Verspannung der Dünnschichten [CAB+97, FAHC90]. Spinquantenschwebungen können auch in konventionellen Epischichten gefunden werden und sind eine vielversprechende Quelle für Terahertz-Strahlung [Roe]. Auch die schnellere Dephasierung der Lochspins kann hier durch Valenzband-Mixing für hohe Magnetfelder und breitbandige Anregung beobachtet werden.

Obwohl eine ganze Reihe dieser Messungen die speziellen Bedingungen, wie sie in magnetischen Quantenstrukturen herrschen, nutzen (z. B. die um mehrere Größenordnungen stärkere Photolumineszenz), werden sie auch in massiven Proben bzw. hinreichend dicken Dünnschichten untersucht [Roe]. Darüber hinaus kommen jedoch bedingt durch die volle Kontrolle über den mikroskopischen Aufbau solcher Quantenstrukturen eine ganze Reihe Eigenschaften zum Tragen, die nur in Systemen reduzierter Dimensionalität auftreten. So ist es z. B. möglich, Spingitter zu erzeugen, in denen die Ladungsträger in verschwindendem Magnetfeld isotrope Bedingungen vorfinden, unter dem Einfluss endlicher Magnetfelder jedoch periodisch wechselnde g -Faktoren die Dimensionalität einschränken [vO82, NN92, STA+93, BFFC95]. Die Veränderung der Austauschparameter durch die verringerte Dimensionalität in Quantenstrukturen wurde von BHAT-

TACHARJEE theoretisch beschrieben [Bha98]. Auch die Auswirkungen des unvermeidlichen Mischens der Atome an den Grenzflächen während des Wachstumsprozesses und die damit verbundene Aufweichung der Zweidimensionalität ist inzwischen verstanden [GGBD⁺94, CSA00].

Allen zeitaufgelösten Untersuchungen mit Lasern ist gemein, dass durch hohe Intensitäten, d. h. große Pulsenergien, signifikante Sättigungseffekte auftreten [RST82, FFFT92, HBBFF95, Pan96]. Diese werden auf Sättigungseffekte des Brechungsindex durch freie Ladungsträger zurückgeführt. Ebenso können bei den hohen Repetitionsraten moderner Pulslasersysteme (siehe Abschnitt 2.1) von 80 MHz Probleme auftreten, weil die Spins der lokalisierten Mn²⁺-Ionen zwischen den Pulsen nicht vollständig relaxieren und zu einem starken Untergrund führen. Dem kann gezielt durch Verwendung sog. Pulspicker (beispielsweise akustooptische Kristalle, die auf die Pulse synchronisiert werden und so nur einen Anteil der Pulse passieren lassen) entgegen gewirkt werden [BCA⁺94].

3.2 Selten-Erd-Eisen-Granate (RIG)

Ferrimagnetische Granate gehören seit den sechziger Jahren zu den am meisten untersuchten magnetooptisch aktiven Materialien. Der Fokus der Untersuchungen liegt dabei auf den Eisengranaten, die Selten-Erd-Elemente enthalten (engl.: „Rare-Earth Iron Garnets“, RIG), wie z. B. Yttrium-Eisen-Granat Y₃Fe₅O₁₂ (YIG) oder Gadolinium-Eisen-Granat Gd₃Fe₅O₁₂ (GdIG), sowie den darauf basierenden, weiter verfeinerten Legierungen. Die Experimente im Rahmen dieser Arbeit wurden an einer Gd₂Bi₁Fe_{4,4}Ga_{0,2}Al_{0,4}O₁₂-Epischicht auf einem dotierten [111] Gadolinium-Gallium-Granat²⁶ (GGG) durchgeführt. Deswegen beschränke ich mich neben den allgemeinen Betrachtungen auf die Eigenschaften dieses Materialsystems.

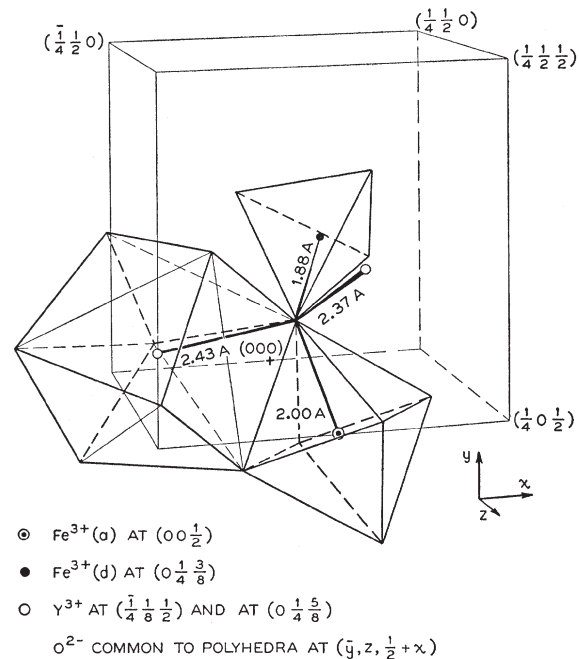
3.2.1 Gitterstruktur und Sauerstoff-Koordination

Granate besitzen ein kubisch raumzentriertes Gitter (Klasse m3m(O_h)) mit acht Formeleinheiten pro Elementarzelle.²⁷ Für viele magnetische und magnetooptische Eigenschaften der Granate verantwortlich ist die Sauerstoffkoordination der Kationen. Es treten drei verschiedene Typen auf: 1) Achtfach dodekaedrisch („c“), 2) sechsfach oktaedrisch („a“) und 3) vierfach tetraedrisch („d“) koordiniert [GG58, GG59, Gel67]. Das Selten-Erd-Element besetzt den dodekaedrisch koordinierten Platz (siehe Abbildung 3.15).

Die spezielle Kristallstruktur der Granate erlaubt es, sehr viele verschiedene Substitutionen auf den Kationplätzen vorzunehmen. In RIG können Ionen mit Radien von

²⁶Die exakte Zusammensetzung des Substrats ist Gd_{2,67}Ca_{0,33}Ga_{4,03}Mg_{0,32}Zr_{0,65}O₁₂.

²⁷Durch die spontane Magnetisierung der Selten-Erd-Granate kommt es zu Abweichungen von der strikt kubischen Symmetrie. Die Elementarzelle ist trigonal verzerrt, die Struktur wird beschrieben durch die Raumgruppe R $\bar{3}$. Sogar unmagnetische Granate zeigen Abweichungen von der perfekten Symmetrie.


Abbildung 3.15:

Verschiedene Sauerstoffkoordinatiken der Kationen in YIG [GG58].

0,26 bis 1,29 Å eingebracht werden, lediglich auf die Ladungskompensation muss geachtet werden, d. h. wird z. B. Eisen durch nicht dreiwertige Ionen ersetzt, muss ein entsprechender Anteil der gegenüberliegenden Valenz eingebracht werden (die Substitution durch vierwertige Ionen muss beispielsweise mit der Zugabe zweiwertiger Elemente kompensiert werden). Großen Einfluss auf die Magnetisierung und damit hohe technische Relevanz hat die Substitution von Gallium oder Aluminium. Diese belegen mit Vorliebe (aber nicht ausschließlich) die tetraedrisch koordinierten Gitterplätze. So bleibt in $\text{Y}_3\text{Fe}_{5-y-z}\text{Ga}_y\text{Al}_z\text{O}_{12}$ für Ga^{3+} -Ionen die Verteilungsfunktion bis hin zu Anteilen von $y > 1$ bei über 0,9, d. h. über 90 % aller Ga^{3+} -Ionen belegen tetraedrisch koordinierte Gitterplätze. Für Al^{3+} wird dieser Anteil schon etwas unterhalb von $z = 1$ erreicht [Win81]. Da die Verteilungsfunktionen darüber hinaus jedoch temperaturabhängig sind, hängt die tatsächliche Verteilung von der thermischen Vorgeschichte des Granats ab.

Auch die Sauerstoffionen auf den Anionplätzen können substituiert werden (z. B. durch Fluor), jedoch spielt dieser Fall eine geringe Rolle im Hinblick auf die technische Anwendbarkeit der Granate. Allerdings findet man bedingt durch die hohen Züchtungstemperaturen in allen Granaten eine endliche „elektrische Dotierung“ auf den Anionplätzen durch Sauerstoff-Fehlstellen.

3.2.2 Magnetische Eigenschaften von RIG

Durch die unterschiedlichen magnetischen Eigenschaften der verschiedenen Kationen auf unterschiedlich koordinierten Gitterplätzen können magnetische Granate ferrimagnetische Ordnung ausbilden. D. h. es existieren mehrere, einander durchdringen-

de, magnetisch geordnete Untergitter, die zueinander antiferromagnetisch ausgerichtet sind, sich jedoch aufgrund ihrer unterschiedlichen Magnetisierung gegenseitig nicht vollständig kompensieren [Née48]. Vernachlässigt man den Beitrag der Selten-Erd-Ionen auf den dodekaedrisch koordinierten Gitterplätzen, so besitzt jede Formeleinheit des Granats ein magnetisches Moment von einem Eisen-Ion, d. h. $5 \mu_B$, da sich die beiden unterschiedlich koordinierten Eisengitter antiparallel zueinander anordnen und drei (oktaedrische), bzw. zwei (tetraedrische) Ionen pro Formeleinheit enthalten. Die meisten Selten-Erd-Elemente besitzen jedoch endliche magnetische Momente, wobei sich im Gitter die Momente der Selten-Erd-Elemente parallel, wenn ihre 4f-Schale weniger als halb (z. B. Neodym), und antiparallel orientieren, wenn ihre 4f-Schale mehr als halb gefüllt ist (z. B. Gadolinium) [Vet76]. Die Sättigungsmagnetisierung M_S für $T = 0 \text{ K}$ ist dann

$$M_S = 3M_R - (3M_{\text{Fe}^a} - 2M_{\text{Fe}^d}), \quad (3.49)$$

wobei die Vorzeichen entsprechend der antiferromagnetischen Ausrichtung der Selten-Erd-Ionen (R) gewählt wurde. In GdIG (Gadolinium besitzt $L = 0, S = 7/2$) beträgt das effektive magnetische Moment pro Ion $7 \mu_B$, d. h. pro Einheitszelle ist $M_S^{\text{GdIG}} = 16 \mu_B$. Durch das verschwindende Bahndrehmoment stimmen hier der errechnete und der experimentelle Wert ausgezeichnet überein.

Die mikroskopische Wechselwirkung in RIG wird beschrieben durch den Superaustausch nach Anderson [And50, And59]. Dabei wird die magnetische Kopplung der Kationen durch das Elektronensystem der zwischenliegenden Sauerstoffionen vermittelt. Die direkte Austauschwechselwirkung scheidet wegen der großen Abstände der Kationen in magnetischen Granaten aus. Der Superaustausch ist umso effizienter, je geringer der Abstand der magnetischen Ionen und dem Sauerstoff ist und je näher der Koordinationswinkel an 180° liegt. Demnach findet man einen direkten Zusammenhang zwischen der Gitterkonstante und der Curietemperatur.

Die quantitative Beschreibung des Magnetisierungsverhaltens von RIG, d. h. der Austauschwechselwirkung, erfolgt innerhalb der Molekularfeld-Näherung. Dort wird das effektive Molekularfeld am Ort eines magnetischen Dipols aus der Summe der magnetischen Momente der umgebenden Untergitter bestimmt. Gewichtet wird die Magnetisierung mit den sog. Molekularfeldkoeffizienten λ_{ij} .²⁸

$$H_i = \sum_j \lambda_{ij} M_j, \quad (3.50)$$

wobei die Indizes i und j über die verschiedenen Untergitter laufen (also in unserem Fall a, d und c). Im Rahmen dieser Näherung können die Austauschintegrale J_{ij} auf die

²⁸Die Molekularfeldkoeffizienten für GdIG können einer Arbeit von DIONNE [Dio76] entnommen werden – sie werden dort mit N_{ij} bezeichnet.

Molekularfeldkoeffizienten und einige wohlbekannt Parameter zurückgeführt werden:²⁹

$$J_{ij} = \frac{\lambda_{ij} n_j g_i g_j \mu_B^2}{2z_{ij}}, \quad (3.51)$$

darin bezeichnen n_j die Anzahl der Ionen pro Formeleinheit im j -ten Untergitter, $g_{i,j}$ die g -Faktoren des i,j -ten Untergitters und z_{ij} die Anzahl der nächsten Nachbarn im j -ten Untergitter, bezogen auf das i -te Ion. Experimentell findet man $J_{ad} \gg J_{dd} \gg J_{aa} \gg J_{cd}, J_{ac}$.

Die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung wird, wie schon in den DMS (siehe Abschnitt 3.1.5), durch die Brillouinfunktion beschrieben, wobei die Magnetisierungen der Untergitter getrennt betrachtet werden, und dann, gemäß ihrer Orientierung, zur Gesamtmagnetisierung beitragen:

$$M(T) = M_a(T) - M_d(T) + M_c(T) \quad (3.52)$$

mit

$$M_i(T) = M_i(T=0) B_{S_i}(\eta_i) \quad (3.53)$$

worin

$$M_a(T=0) = 2g_a \mu_B N_A \quad (3.54)$$

und

$$M_{d,c}(T=0) = 3g_{d,c} \mu_B N_A. \quad (3.55)$$

Die Magnetisierungen der Untergitter und die daraus resultierende Gesamtmagnetisierung sind in Abbildung 3.16 dargestellt. Deutlich erkennbar ist der Curiepunkt T_C und der Kompensationspunkt T_{comp} . Letzterer ist eine typische Eigenschaft vieler Ferrimagnete und tritt in allen RIG-Systemen mit paramagnetischen Selten-Erd-Elementen (also nicht bei Lanthan und Lutetium und natürlich auch nicht bei Yttrium) dort auf, wo sich die Magnetisierungen der Untergitter gerade kompensieren [BtR⁺89]. Man kann die Kompensationstemperatur direkt auf die Molekularfeldkoeffizienten zurückführen:

$$T_{comp} = g \mu_B^2 \frac{N_A (S+1)}{3k_B} (\lambda_{aa} + \lambda_{ad}) M_a(T=0). \quad (3.56)$$

Substitution des tetraedrisch koordinierten Fe^{3+} mit unmagnetischen Ionen (z. B. mit Ga^{3+} oder Al^{3+} in hinreichend niedrigen Konzentrationen) führt demnach zu einer Erhöhung der Kompensationstemperatur, während die Substitution des oktaedrisch koordinierten Fe^{3+} (z. B. mit Sc^{3+} oder In^{3+}) zu einer Verringerung führt [GWSE65]. Die Lage des Curiepunktes kann ebenfalls durch diamagnetische Verdünnung beeinflusst werden, wobei die prominentesten Substituenten Al^{3+} und Ga^{3+} stets Anteile beider Untergitter besetzen [HRT74, Rös80, RH81], deren exakte Verteilung jedoch stark von den Züchtungsparametern, d. h. der thermischen Vorgeschichte des Materials abhängt [Rös81].

²⁹Die Austauschkonstanten für GdIG sind in einer früheren Arbeit von DIONNE [Dio71] aufgeführt.

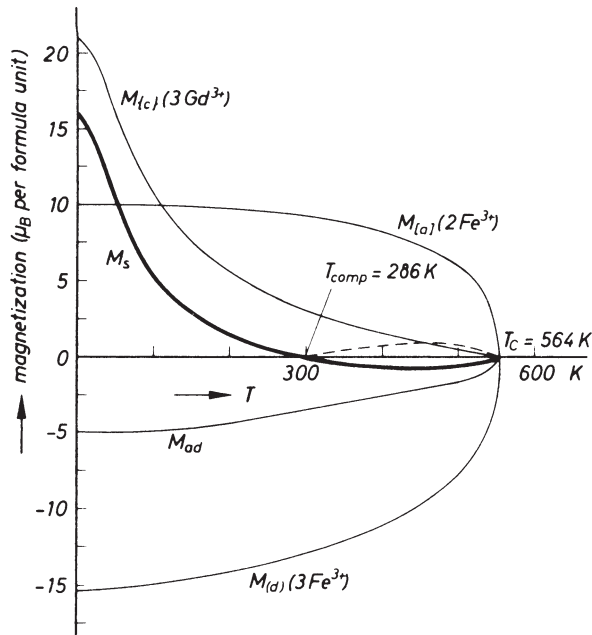


Abbildung 3.16: Magnetisierung der verschiedenen Untergitter in GdIG und die daraus resultierende Gesamtmagnetisierung [Pau58].

Grundsätzlich muss in der theoretischen Beschreibung solcher teilweise substituierter Granate berücksichtigt werden, dass die Néelsche Annahme exakt antiparallel ausgerichteter Untergitter nicht mehr gilt. In der Umgebung unmagnetischer Ionen „verkanten“ die entsprechenden Spins des anderen Untergitters etwas.

Großen Einfluss auf die physikalischen Eigenschaften der Granate, besonders auf Dünnschichten, haben Kristallanisotropien. Dabei gibt es eine ganze Reihe verschiedener Mechanismen, die für Anisotropien verantwortlich sein können: Anisotrope Kristallfeldenergie, Magnetostraktion, verspannungs- und wachstumsinduzierte Anisotropie.

Anisotrope Kristallfeldenergie

Obwohl die kubische Kristallstruktur von allen Kristallklassen die geringste Anisotropie aufweist, tritt auch hier eine anisotrope Kristallfeldenergie auf. Diese entsteht durch anisotrope Energiebeiträge in der Wechselwirkung des Kristalls mit einem äußeren Magnetfeld und führt zu einer spontanen Orientierung der Magnetisierung in Richtung sog. „leichter Magnetisierungsachsen“. Das effektive Magnetfeld, welches die Spins in dieser Richtung hält, wird Anisotropiefeld H_K genannt. Dies kann auf die zweite Ableitung der freien Energie des Kristalls F_K nach dem Winkel zwischen der Richtung der Sättigungsmagnetisierung M_S und der ausgewählten Richtung zurückgeführt werden:

$$H_K = \frac{1}{M_S} \frac{\partial^2 F_K}{\partial \theta^2}. \quad (3.57)$$

Die freie Kristallenergie in Abhängigkeit des Winkels zwischen der Magnetisierung und den Richtungsachsen der kristallographischen Achsen α_i wird über eine Potenzreihe beschrieben

$$F_K(\boldsymbol{\alpha}) = K_1 s + K_2 p + K_3 s^2 + K_4 s p + \dots \quad (3.58)$$

wobei K_i die sog. Anisotropiekonstanten sind, sowie $s = \alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2$ und $p = \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2$. Für GdIG sind K_1 und K_2 negativ, d. h. die leichte Magnetsierungsachse liegt in [111]-Richtung, die schwere Achse in [100] [Win81]. Mikroskopisch erklärt werden kann diese Anisotropie durch das sog. *Single-Ion-Modell* [vV37, YT57, Wol57, Slo58]. Die Grundannahme hierbei ist, dass die Energie eines einzelnen Ions von der Richtung seines magnetischen Momentes relativ zu den kristallographischen Achsen bestimmt wird, die Anisotropie eines Materials setzt sich also additiv aus den Anisotropien der verschiedenen ionischen Beiträge zusammen. Weitere prinzipielle Annahmen sind die Beschränkung der Kopplung des Ions an das Gitter durch isotrope Spin-Bahn-Wechselwirkung, keine direkte Wechselwirkung gleichartiger Ionen miteinander (d. h. hinreichende Verdünnung) und verschwindende Leitfähigkeit des Kristalls. Die freie Energie wird dann beschrieben durch

$$F_K = -\frac{k_B T}{n} \sum_{i=1}^n \ln \sum_{j=0}^{\infty} e^{-\frac{E_{ij}}{k_B T}}, \quad (3.59)$$

wobei n die Anzahl verschiedenartiger Ionenplätze i ist und j alle Energiezustände dieser Plätze durchläuft. Für sehr starke Spin-Bahn-Kopplung verliert zusätzlich die Annahme einer isotropen Austauschwechselwirkung ihre Gültigkeit und muss bei der theoretischen Beschreibung berücksichtigt werden [Wol71].

Magnetostriktion

Eine weitere Verzerrung tritt in Form elastischer Deformation des Gitters durch die sog. Magnetostriktion auf. Der dominierende Effekt ist hierbei eine tetragonale Verzerrung unter weitgehender Beibehaltung des Kristallvolumens. Die magnetoelastische Energie wird durch die Komponenten des Elastizitätstensors $\hat{\varepsilon}$ beschrieben:

$$F_{me}(\boldsymbol{\alpha}, \hat{\varepsilon}) = b_1 \sum_{i=1}^3 \alpha_i^2 \varepsilon_{ii} + b_2 \sum_{i \neq j=1}^3 \alpha_i \alpha_j \varepsilon_i \varepsilon_j + \dots \quad (3.60)$$

Die Größen b_i heißen magnetoelastische Kopplungskonstanten. Diese können über die Elastizitätsmoduln C_{ij} auf die Magnetostriktionskoeffizienten

$$\lambda_{100} = -\frac{2}{3} \frac{b_1}{C_{11} - C_{12}} \quad (3.61)$$

und

$$\lambda_{111} = -\frac{1}{3} \frac{b_2}{C_{44}} \quad (3.62)$$

überführt werden, welche die relativen Längenänderungen des Kristalls entlang der entsprechenden Richtungen beschreiben.

Wachstums- und verspannungsinduzierte Anisotropie

Vor allem in Dünnschichten magnetischer Granate bestimmt eine weitere Klasse anisotroper Phänomene die magnetischen Eigenschaften: die wachstums- und stressinduzierte Anisotropie („magneto-statische Anisotropie“). Erstere tritt sowohl in Epischichten als auch in Volumenkristallen auf und wird durch die Anlagerung der Atome während des Wachstumsprozesses hervorgerufen [RTHU71]. Diese Anisotropie kann durch spezielle Züchtungsparameter und geeignete Tempervverfahren beeinflusst werden und führt zu einer rhomboedrischen Verzerrung des Kristallgitters, die bei näherer Betrachtung die Ausbildung spontaner magnetischer Polarisierung erst ermöglicht. Für epitaktische Filme in [111]-Orientierung kann die uniaxiale freie Energie durch

$$F_U(\alpha, [111]) = \frac{A}{3} - \frac{K_U}{3} (\alpha_1 \alpha_2 + \alpha_2 \alpha_3 + \alpha_1 \alpha_3) \quad (3.63)$$

ausgedrückt werden.³⁰ K_U ist die sog. uniaxiale Anisotropiekonstante und A ein weiterer orientierungsabhängiger Parameter. Ist K_U negativ, so ist das Gitter uniaxial verzerrt, ist er positiv, planar. Nun kann ein effektives Feld definiert werden, welches sich aus der Sättigungsmagnetisierung und dem Anisotropiefeld zusammensetzt und eine gute Beschreibunggröße für Magnetisierungsvorgänge in Granaten ist:

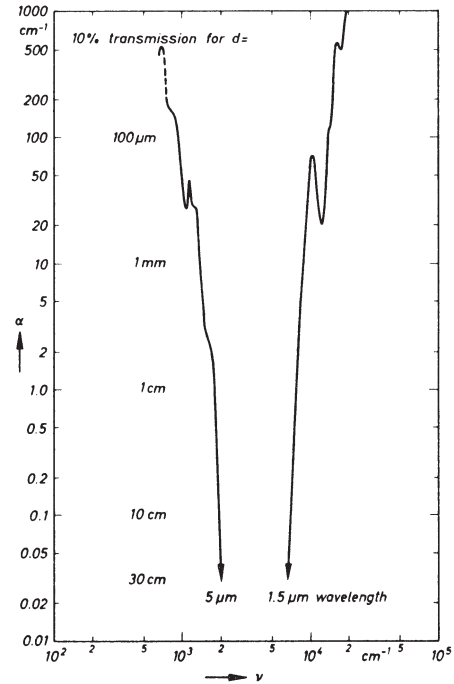
$$H_{\text{eff}} = H_U - 4\pi M_S, \quad H_U = \frac{2K_U}{M_S}. \quad (3.64)$$

Vergleichbare Effekte treten in Epischichten auf Grund von Verspannungen durch Fehlanpassung des magnetischen Granats an sein Substratgitter auf. Das Anisotropiefeld kann dann direkt auf die Fehlanpassung der Gitterkonstanten des Films a_f und des Substrats a_s zurückgeführt werden. Dazu definiert man den Verspannungsparameter σ unter Zuhilfenahme des Youngschen Modulus E und des Poissonverhältnisses μ

$$\sigma = \frac{E}{1 - \mu} \frac{a_s - a_f}{a_f} \quad (3.65)$$

und erhält dann für [111]-Substrate mit dem Magnetostruktionskoeffizient λ_{111}

³⁰In den achtziger Jahren gelang es ebenfalls, in [110]-Richtung orientierte Filme epitaktisch herzustellen [HHM85]. Zwischenzeitlich ist es gelungen noch weitere Orientierungen herzustellen [Hag02], die für bestimmte Sensoranwendungen günstiger sind als die „klassische“ [111]


Abbildung 3.17:

Absorptionskoeffizient von YIG bei Zimmertemperatur [WR67].

[HBOP71]

$$H_K = \frac{-4K_1 - 9\sigma\lambda_{111}}{3M_S}. \quad (3.66)$$

3.2.3 Optische Eigenschaften von RIGs

Das Absorptionsspektrum der RIG lässt sich in drei Abschnitte einteilen (siehe Abbildung 3.17, [Wic61, WR67]): Den Bereich niedriger Energien ($E < 0,25 \text{ eV}$, $\lambda > 5 \mu\text{m}$, $\tilde{\nu} < 2000 \text{ cm}^{-1}$), in dem phononische Übergänge dominieren, den Bereich hoher Energien ($E > 1,1 \text{ eV}$, $\lambda < 1,5 \mu\text{m}$, $\tilde{\nu} > 7000 \text{ cm}^{-1}$, in dem scharfe Absorptionslinien intraionischer Übergänge des Fe^{3+} -Ions und seiner Substituenten sowie breitbandige Ladungstransferübergänge auftreten, und das sog. transparente Fenster zwischen diesen beiden Spektralbereichen, welches vor der Entwicklung geeigneter Dünnschicht-Abscheideverfahren der einzige für Transmissionsmessungen zugängliche Bereich war.

Im Bereich des sichtbaren Lichtes besitzt das Absorptionsspektrum von RIGs eine, besonders bei tiefen Temperaturen, reichhaltige Struktur. In Abbildung 3.18 ist das Absorptionsspektrum von YIG bei zwei verschiedenen Temperaturen dargestellt. Die Spektren anderer Eisengranate, wie z. B. GdIG, sind vergleichbar. Die Feinstruktur entsteht durch eine Vielzahl optischer Übergänge innerhalb des Fe^{3+} -Ions und durch Ladungstransferübergänge zwischen verschiedenen koordinierten Fe^{3+} -Ionen (viele der im freien Ion vorliegenden Auswahlregeln sind abgeschwächt, bzw. aufgehoben [SLRP75, VPRR75]). Bei hohen Energien treten zusätzlich Interband-Übergänge zwischen Sauerstoff- und Eisen-Niveaus auf [KPR69, WL72, WAK+73].

3 MAGNETOPTISCHE SENSOREN – ZWEI MÖGLICHE KANDIDATEN

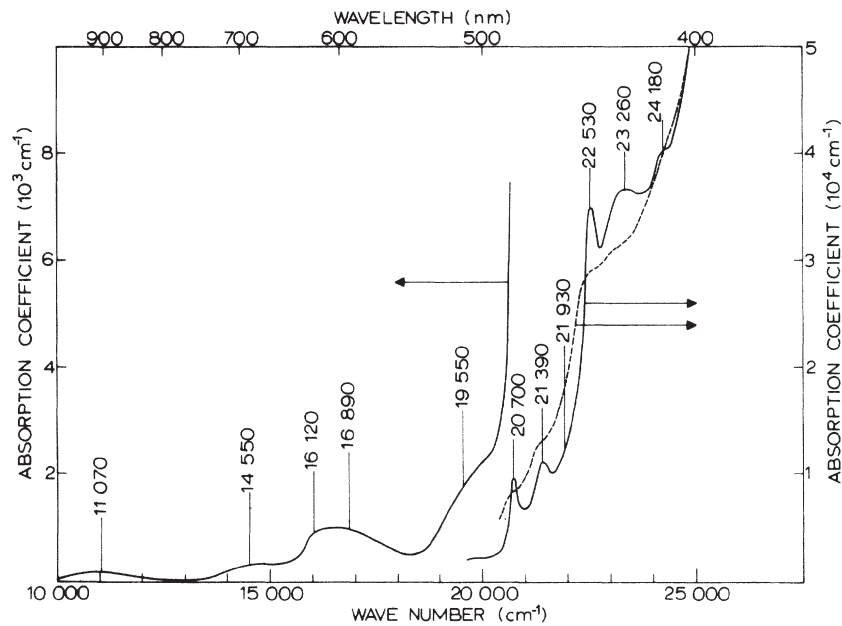


Abbildung 3.18: Absorptionskoeffizient von YIG bei Zimmertemperatur (gestrichelte Linie) und $T = 77\text{ K}$ (durchgezogene Linie) im Bereich sichtbaren Lichtes [SLP74].

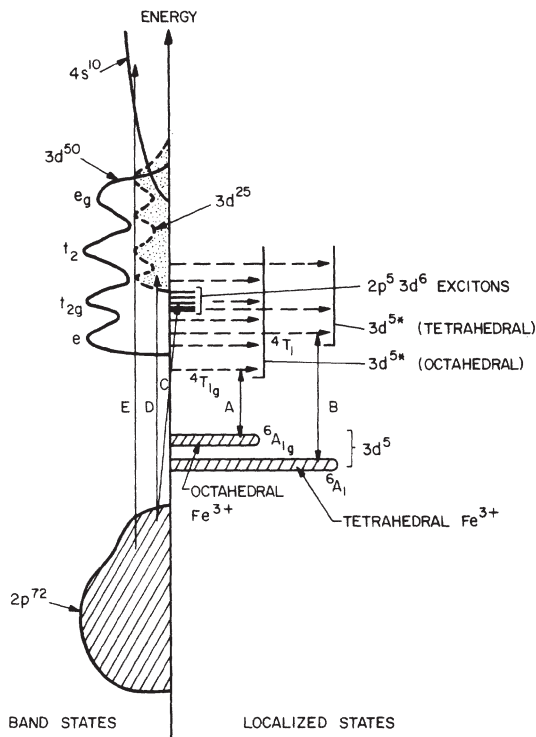


Abbildung 3.19: Energieschema für Eisen-Granate („Adler-Feinleib Diagram“, [AF70]). Auf der linken Seite sind die Bandzustände, auf der rechten Seite die lokalisierten Zustände dargestellt [WBSB74].

Die Lage der durch die elektronischen Übergänge bedingten Absorptionskante im sichtbaren Spektralbereich ist abhängig von der Temperatur (diese folgt bis nahe an T_C der Brillouinfunktion $B(T/T_C)$ [AB72]) und auch von der Gitterkonstante. Letztere steht natürlich in engem Zusammenhang mit der Größe der eingebauten Ionen und kann damit auch durch Substitution beeinflusst werden. Durch Überschussladungen wird die Absorption so stark beeinflusst, dass selbst kleinste Verunreinigungen zu erheblichen Effekten führen. Wie bereits erwähnt, dominieren intraionische Fe^{3+} -Übergänge das Transmissionsspektrum von RIG im sichtbaren Spektralbereich. Diese Übergänge finden zwischen dem 6S -Grundzustand und den kristallfeldaufgespaltenen angeregten Zuständen (4G , 4P , 4D , etc.) statt [SLP74]. Die angeregten Niveaus der oktaedrisch koordinierten Ionen (z. B. ${}^4T_{1g}$) spalten deutlich stärker auf, als die der tetraedrisch koordinierten (z. B. 4T_1), bilden demnach die niedrigsten Anregungszustände (sie liegen etwa bei $\lambda = 1 \mu m$). Ebenso besitzen die Grundzustände der beiden Koordinationen eine etwas unterschiedliche Energie [AMT78]. Weitere optische Übergänge können auf die 4f-Niveaus der Selten-Erd-Ionen zurückgeführt werden [VWR67]. Auch der Einfluss der delokalisierten Niveaus kann bei einer vollständigen Beschreibung der optischen Eigenschaften von RIG nicht vernachlässigt werden, da deren Oszillatorstärken vermöge der starken Austauschkopplung deutlich erhöht sind.³¹

Abbildung 3.19 können die wesentlichen Übergänge bezüglich der lokalisierten und delokalisierten Zuständen entnommen werden. Weiterhin sind das 2p-Band des Sauerstoffs und die wichtigsten Molekülorbital-Zustände der Bandelektronen über die vier Maxima der Zustandsdichte (e , t_{2g} , t_2 und e_g), sowie die exzitonischen Anregungen zu erkennen. A und B sind die Übergänge zwischen den kristallfeldaufgespaltenen lokalisierten Niveaus, C, D und E die Ladungstransfer-Übergänge.

3.2.4 Magnetooptische Eigenschaften von RIG – Besonderheiten von Bi-RIG

Der Faraday-Effekt in ferrimagnetischen Granaten kann entsprechend der in den Abschnitten 2.4 und 3.1.5 vorgestellten Grundlagen auch auf die Modulation der beiden zirkular polarisierten Brechungsindex-Anteile in der Umgebung von optischen Resonanzen zurückgeführt werden. Anders als in DMS Materialien liegen hier durch den komplexen Aufbau, insbesondere der substituierten Granate, wesentlich mehr Übergänge vor, sodass die hohen Polarisationsdrehungen nicht auf einen so engen spektralen Bereich begrenzt sind.³²

Die theoretischen Grundlagen der Faradayrotation in Ferrimagneten wurden durch WANGSNESS [Wan54] gelegt und für Eisen-Granate durch CROSSLEY [CCPVs69,

³¹Eine detaillierte Übersicht der verschiedenen lokalisierten und itineranten optischen Anregungen in RIG kann der Monographie von WINKLER [Win81] sowie den entsprechenden Abschnitten des Landolt Börnstein [GGH+70, EFG+78, KMNS91] entnommen werden.

³²Der optische und der magneto-optische Tensor von Bi:YIG wurden von DOORMANN ET AL. [DKL90] modelliert. Eine quantenmechanische Analyse der verschiedenen beteiligten Übergänge am Beispiel von Pr:YIG kann in [YXZG97] gefunden werden.

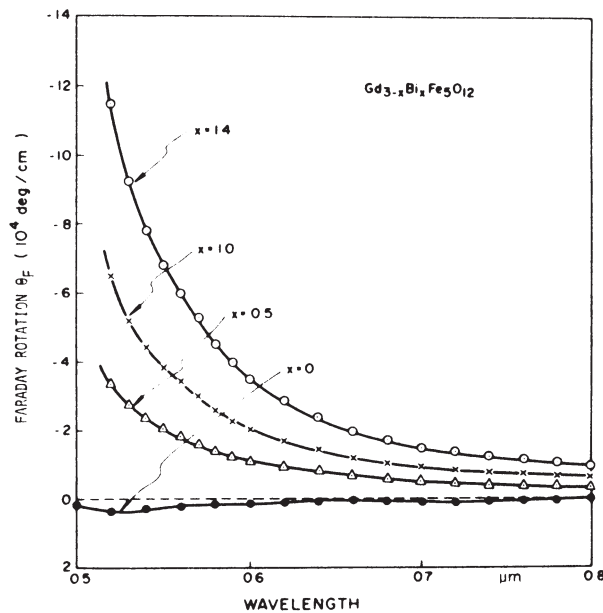


Abbildung 3.20:

Faradayrotation in Abhängigkeit der Bi^{3+} -Konzentration x in $\text{Gd}_{3-x}\text{Bi}_x\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ für Wellenlängen zwischen 500 und 800 nm bei Raumtemperatur [Tak75].

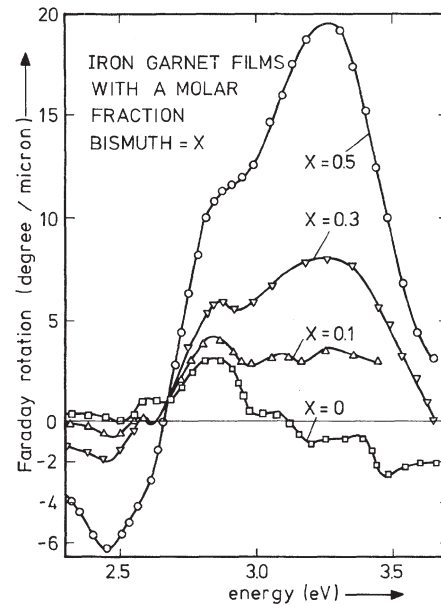
CCPvS70], GUILLOT [GG77] und GONG-QIANG [GqWd91] verfeinert. Diese setzt sich additiv aus den Beiträgen der Magnetisierungen der drei magnetischen Untergitter zusammen, wobei die auftretenden magnetooptischen Konstanten noch nach ihren Beiträgen von elektrischen und magnetischen Dipolübergängen differenziert werden können. Der Begriff „magnetooptische Konstanten“ ist hier jedoch, wie so oft, etwas missverständlich, da sie sowohl material-, wellenlängen als auch temperaturabhängig sind. Abhängig von Temperatur und magnetischer Verdünnung verschiedener Untergitter durch Substitution können die Beiträge der einen oder anderen Magnetisierung dominieren (vergleiche Abbildung 3.16 und Gleichung (3.56)), d. h. das Vorzeichen der Faradayrotation kann sich umkehren [MSL65].

Die Substitution der Y^{3+} , bzw. Gd^{3+} -Ionen durch Bi^{3+} führt zu drastischen Veränderungen der magnetooptischen Eigenschaften des RIG. Gefunden wurde dies Verhalten bei der Untersuchung von V^{3+} -substituierten Granaten, in denen man unerwartet hohe Faradayrotation beobachtete und diese erst nach weitergehenden Untersuchungen der zusätzliche Zugabe von Bi^{3+} zuordnen konnte [Buh69, Buh70]. Die Faradayrotation wächst dabei im nahen Infrarot und im sichtbaren Bereich mit steigender Bi^{3+} -Konzentration deutlich an (siehe Abbildungen 3.20 und 3.21).

Die Ursachen für das außergewöhnliche Verhalten Bi^{3+} -substituierter RIG wurden einige Jahre kontrovers diskutiert (siehe z. B. [SL76, GC74] sowie die dort zitierten Referenzen). Durch die starke Spin-Bahn-Kopplung des Bi^{3+} -Ions werden bereits existierende Fe^{3+} -Übergänge beider Untergitter modifiziert [SLP75]. Dies wird hervorgerufen durch eine erhöhte, Bi^{3+} -bedingte uniaxiale Anisotropie, welche bereits während der Züchtung durch den nicht gleichmäßig verteilten Bi^{3+} Einbau entsteht [HWT83b]. Verbunden mit der Erhöhung der Superaustausch-Wechselwirkung mischen die 6p Bi^{3+} -Orbitale stärker

Abbildung 3.21:

Faradayrotation in Abhängigkeit der Bi^{3+} -Konzentration x in $\text{Gd}_{3-x}\text{Bi}_x\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ für Wellenlängen zwischen 340 und 540 nm (2,3-3,6 eV) bei Raumtemperatur [WPRR75].



mit den $3d \text{Fe}^{3+}$ - und $2p \text{O}^{2-}$ -Orbitalen, wodurch eine größere Aufspaltung der entsprechenden Übergänge hervorgerufen wird. Diese führt in einem sehr breiten Spektralbereich zu einer stärkeren Dispersion der Dielektrizitätskonstante und damit zu der erhöhten Faradayrotation.³³ Der Superaustausch zwischen dem Selten-Erd-Ion und den Fe^{3+} -Ionen wird durch die Zugabe von Bi^{3+} verringert. Durch die Erhöhung der Oszillatorstärken der Fe^{3+} -Übergänge und durch züchtungsbedingt erhöhte Einlagerung von Pb^{2+} in Bi-RIG findet man zwangsläufig erhöhte Absorption, welche den maximal sinnvollen Bi^{3+} -Gehalt im Hinblick auf eine magnetooptische Anwendung limitiert (siehe z. B. [SLPH76]).³⁴

Die bereits erwähnte Beeinflussung des Superaustauschs durch Bi^{3+} -Zugabe lässt sich direkt mit Hilfe von Messungen der Sättigungsmagnetisierung nachweisen (siehe Abbildung 3.22) und bleibt auch nicht folgenlos für die Kompensations- und Curietemperatur (vergleiche Gleichung (3.56) und Abbildung 3.23).

Entsprechend dem Vorzeichenwechsel der Magnetisierung vertauscht beim Durchdringen des Kompensationspunktes auch die Richtung der Faradayrotation. Betrachtet man die relative Rotation, bezogen auf die Höhe und das Vorzeichen der Sättigungsmagnetisierung, so findet man mit Gleichung (3.52) die bekannte Magnetisierungsabhängigkeit [CCPvS69, CCPvS70]

$$\theta_F = AM_a(T) + DM_d(T) + CM_c(T) \quad (3.67)$$

³³Dies wird durch Messungen der Faraday-Elliptizität bestätigt [HRW82].

³⁴Eine wichtige Größe für die technische Anwendbarkeit von magnetooptischen Materialien ist die sog. Gütezahl (engl.: Figure of Merit), d. h. das Verhältnis aus Faradayrotation und Absorption, da der Absorptionskoeffizient die maximal mögliche Schichtdicke des Sensors bestimmt. Dieser zeigt für viele RIG ein deutliches Maximum in der Umgebung von $\lambda = 800 \text{ nm}$ [TIMT73].

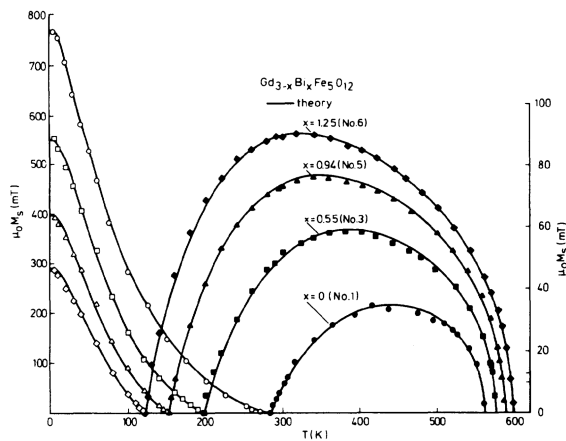


Abbildung 3.22:

Abhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung von dem Bi^{3+} -Gehalt in GdIG. Die Werte oberhalb des Kompensationpunktes sind der rechten, unterhalb des Kompensationpunktes der linken Skala zugeordnet [HWT83b].

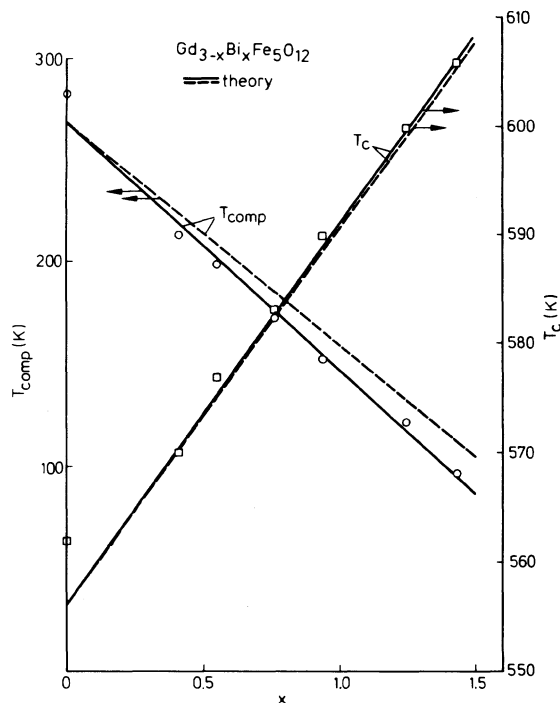


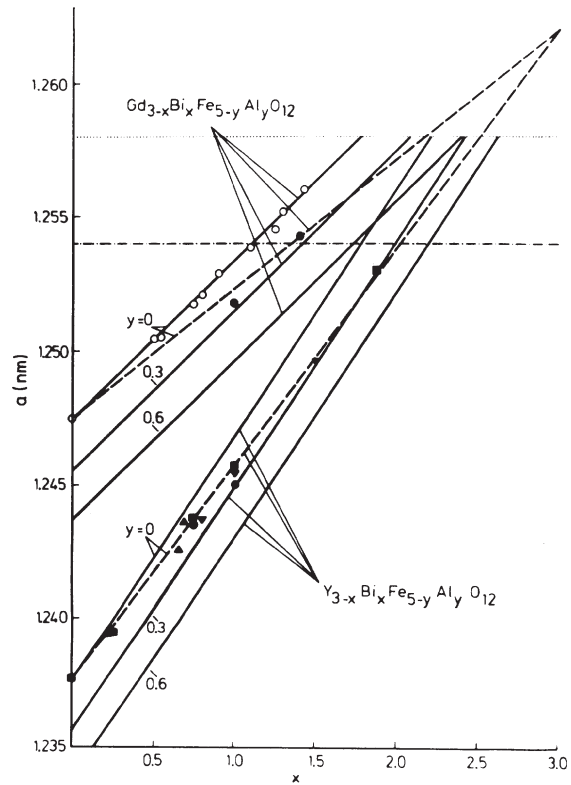
Abbildung 3.23:

Abhängigkeit des Curiepunktes und der Kompensationstemperatur von dem Bi^{3+} -Gehalt in GdIG [HWT83b].

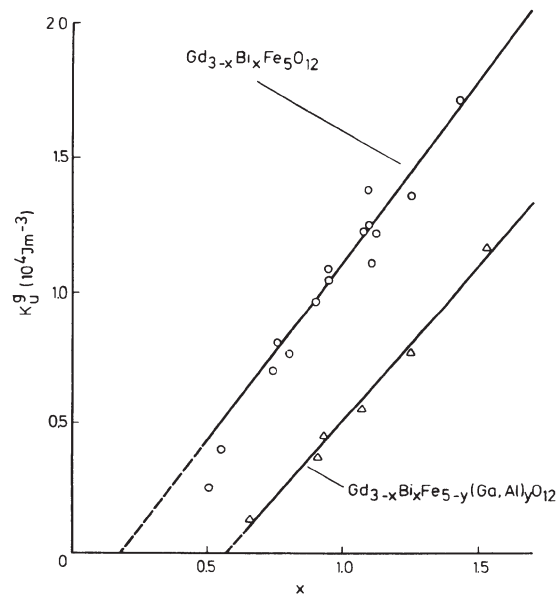
In RIG-Dünnschichten, besonders solchen mit hohen Substitutionskonzentrationen, tritt stets eine signifikante, wachstumsbedingte Verspannung des Kristallgitters auf [HW85, FSN86]. Die damit verbundenen maximalen Bi^{3+} -Konzentrationen für Volumenkristalle und Dünnschichten sind in Abbildung 3.24 durch die strichpunktierte bzw. die punktierte Linie erkennbar. Für Dünnschichten sind theoretisch noch höhere Gitterkonstanten denkbar, jedoch stehen keine passenden Substrate zur Verfügung (üblicherweise kommen dotierte Gadolinium- und Neodym-Gallium-Granate zum Einsatz). Aus Abbildung 3.24 ist ebenfalls ersichtlich, dass durch Zugabe von Aluminium der maximal mögliche Bi^{3+} -Gehalt weiter erhöht werden kann. Dies hat jedoch nicht die gewünschten Folgen in Bezug auf den Faraday-Effekt, da die magnetische Verdünnung der Fe^{3+} -

Abbildung 3.24:

Abhängigkeit der Gitterkonstante von dem Bi^{3+} -Gehalt in GdIG und YIG. Offene Kreise repräsentieren Dünnschichtproben, volle Kreise polykristalline Proben, die Linien repräsentieren Rechnungen basierend auf den Ionenradien [HWT83b].


Abbildung 3.25:

Die uniaxiale Anisotropiekonstante in Abhängigkeit von der Bi^{3+} -Konzentration für GdIG und Al/Ga-substituierten GdIG [HWT83b].



Untergitter den Effekt durch die höhere Bi^{3+} -Konzentration kompensiert. Verbunden mit der etwas geringeren Absorption ist die Gütezahl in der Nähe der optischen Resonanzen trotzdem etwas größer.

Die Magnetisierung steht auf Grund der hohen uniaxialen Anisotropie in Bi^{3+} -substituierten, [111]-orientierten RIG-Filmen stets senkrecht auf der Filmebene.³⁵ Dabei kann die uniaxiale Anisotropiekonstante (siehe Gleichung (3.63)) in einen wachstums- und einen verspannungsbedingten Anteil aufgespalten werden: $K_U = K_U^g + K_U^\lambda$. Der verspannungsinduzierte Teil wird dann gemäß Gleichung (3.65) auf die Gitter-Fehlanpassung und die Magnetostruktionskonstante zurückgeführt

$$K_U^\lambda = -\frac{3}{2} \frac{a_s - a_f^\perp}{a_f^\perp} \frac{E}{1 + \mu} \lambda_{111}. \quad (3.68)$$

Konsistent mit der oben erwähnten Beobachtung, dass unter Zugabe von Ga^{3+} und/oder Al^{3+} der maximal mögliche Gehalt an Bi^{3+} -Substituenten steigt, findet man eine deutliche Verringerung der Anisotropiekonstanten mit der Ga/Al-Konzentration (Abbildung 3.25, [HWT84, HKW88]).³⁶

³⁵Durch die Zugabe weiterer Substituenten kann die Magnetisierung auch in [111]-Schichten in die Filmebene gezwungen werden.

³⁶Experimentell wurden für GdIG die Werte $E = 1,95 \cdot 10^{11} \text{ Jm}^3$, $\mu = 0,31$ und $\lambda_{111} = -(2,9 + 0,7x) \cdot 10^{-6}$ bestimmt [HWT83b]

4 Experimentelle Techniken

4.1 Zeitaufgelöste Messungen mit Kurzpuls-Lasern

Allen hier vorgestellten zeitaufgelösten Experimenten mit kurzen Laserpulsen gemeinsam ist das Messprinzip mit zwei Laserpulszügen, wobei der eine durch Änderung des Weges, den er bis zur Probe zurücklegt, zeitlich verzögert werden kann. Die Aufteilung des Laserstrahls in zwei unterschiedlich starke Teilstrahlen erfolgt i. a. mit einer dielektrischen Strahlteilerplatte. Bei den folgenden Messungen ist das Verhältnis der beiden Intensitäten 1 : 9.

Durch den bezüglich der Verschiebeeinheit („delay stage“) hin- und rücklaufenden Strahl entspricht eine Wegstrecke von 150 μm einer zeitlichen Verzögerung von einer Pikosekunde. Für eine Auflösung besser als zehn Femtosekunden ist demnach eine Reproduzierbarkeit der Positionierung von etwa einem Mikrometer notwendig. Dies ist möglich mit motorbetriebenen Verschiebeschlitzen, deren Position intern mit einem Glasmaßstab ausgelesen wird.¹

Bei der Justage ist zunächst wichtig, dass die beiden Spiegel auf dem Verschiebetisch optimale Parallelität des ein- und ausfallenden Strahls gewährleisten.² Darüber hinaus müssen die beiden Strahlen parallel zur Verschiebeachse justiert sein, damit bei dem Verfahren des Tellers kein Strahlversatz am Experiment entsteht. Weiterhin muss durch den Aufbau einer Ausgleichsstrecke dafür gesorgt werden, dass die Gleichzeitigkeit des Anrege- und des Abtastpulses im Rahmen des Fahrweges der Verschiebeeinheit erreicht werden kann (bei einem typischen Ti:Saphir-Oszillator beträgt die Repetitionsrate etwa 80 MHz, d. h. der Abstand eines Pulses zum nächsten beträgt fast vier Meter, der Fahrweg des verwendeten Verschiebetisches Newport MTM beträgt 20 cm).

4.2 Photokonduktive Messungen

Setzt man Mikroantennen zur Detektion elektromagnetischer Wellen ein, so sind die induzierten Ströme sehr klein ($\sim \text{fA}$). Um derart niedrige Ströme nachweisen zu kön-

¹In der Praxis kommen sowohl Verschiebeeinheiten mit Schrittmotor als auch solche mit Gleichstrommotor zum Einsatz. Letztere besitzen den Vorteil höherer Messgeschwindigkeit, da sie nicht für die Erfassung jedes Datenpunktes angehalten und danach neu angefahren werden müssen. D. h. sie ermöglichen einen kontinuierlichen Datenerfassungsbetrieb. In Verbindung mit den Integrationszeiten der Lock-In-Verstärker wird die Datenaufbereitung jedoch etwas komplizierter [Bau02].

²Aus diesem Grund wird hier gerne mit sog. Retro-Reflektoren gearbeitet, die aus drei fest verkitteten Spiegeln bestehen, welche die innere Ecke eines Würfels bilden. Eine solche Konfiguration garantiert die Parallelität des ein- und ausfallenden Strahls, unabhängig davon, aus welcher Richtung er kommt.

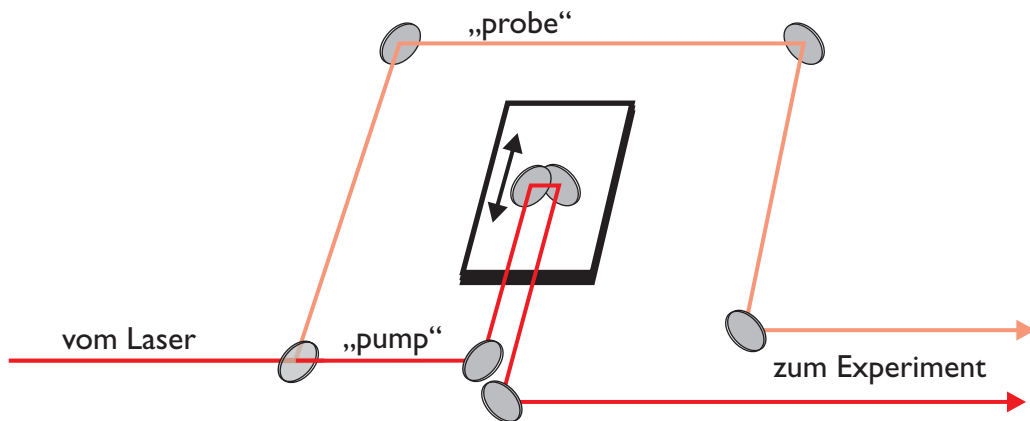


Abbildung 4.1: Aufteilung des Laserstrahls in zwei unterschiedlich starke Teile und variable Verzögerung des „pump“.

nen, bedient man sich hochempfindlicher Strom-Spannungswandler und einen Lock-In-Verstärker. Die Stromverstärker (hms Modell 564) besitzen eine maximale Verstärkung von 10^8 V/A . In Verbindung mit der Lock-In-Technik kann die oben genannte Empfindlichkeit erreicht werden.

Die Modulation für den Lock-In-Verstärker kann auf verschiedene Art erfolgen. Im einfachsten Fall wird der Emitter über einen mechanischen „Chopper“ im Anregestrahl moduliert. Meistens erreicht man bessere Ergebnisse, wenn der Anrege- und der Abfragestrahl mit verschiedenen Frequenzen moduliert und der Lock-In-Verstärker auf der Summen- oder Differenzfrequenz betrieben wird. Besteht die Möglichkeit, den Emitter auf elektrischem Wege zu modulieren (z. B. bei Verwendung einer vorgespannten Emitterantenne über eine periodische Umpolung), so lässt sich, nicht zuletzt durch die im Vergleich mit einem mechanischen Chopper größeren erreichbaren Modulationsfrequenzen, ebenfalls eine sehr effektive Rauschunterdrückung erreichen.

Der kritischste Parameter bei der Verwendung photokonduktiver Antennen ist der Photostrom. Dieser hängt sehr empfindlich von der Fokussierung des Laserstrahls in die Lücke der Mikrostruktur ab. Für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Lücken von etwa $5 \times 10 \mu\text{m}^2$ haben sich Plankonvexlinsen mit Brennweiten zwischen 15 und 20 mm Brennweite bewährt. Bedingt durch die begrenzte mechanische Stabilität aller Komponenten und unvermeidliche Temperaturänderungen muss der Photostrom vor jeder Messung maximiert werden. Dazu wird die Antenne vorgespannt und der Strom in Abhängigkeit von der Position der Fokussierlinse aufgezeichnet. Mit Hilfe einer iterativen Vorgehensweise wird der Fokussierungsgrad kontinuierlich erhöht und die Position des Fokus variiert, bis alle drei Freiheitsgrade optimiert sind.

Abbildung 4.2 zeigt einen Aufbau zur Messung der zeitabhängigen Induktion zwischen zwei Mikrospulen. Die durch beide Ringe durchgreifenden Magnetfeldlinien sind durch

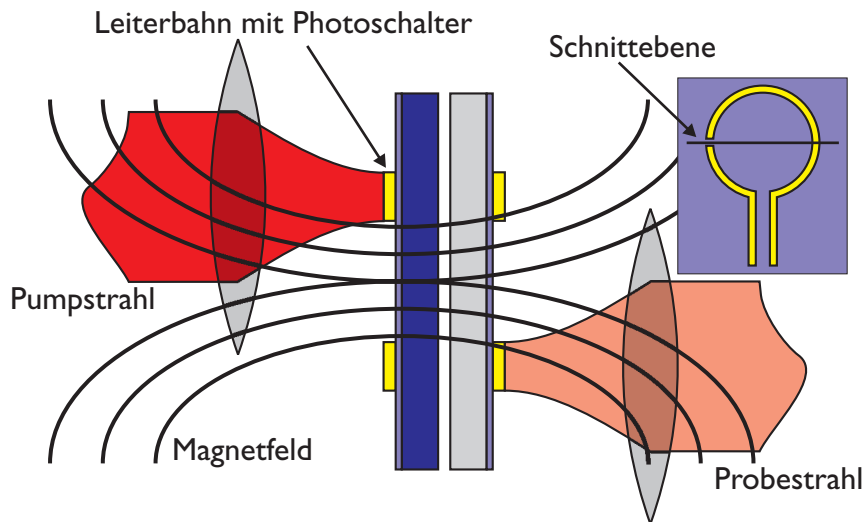


Abbildung 4.2: Schematischer Aufbau eines Experimentes zur zeitaufgelösten Induktionsmessung mit zwei Mikroringen. Der Einsatz zeigt die Schnittebene durch die beiden Ringe.

Halbovale angedeutet. In dieser Geometrie ist der minimale Abstand zwischen den beiden Ringen durch die doppelte Substratdicke limitiert. Dieser Sachverhalt kann zu Problemen bei der Trennung von elektrischen und magnetischen Effekten führen und wird in Abschnitt 5.7 ausführlich diskutiert.

4.3 Magnetooptische Messungen

Das einfachste magnetooptische Experiment hat einen Aufbau, der aus der Probe selbst und zwei Polarisatoren, die sich vor und hinter der Probe befinden, besteht. Stellt man die Polarisatoren auf gekreuzte Stellung ein, ist die transmittierte Strahlung minimal. Erfährt die Polarisation des Lichtes in der Probe nun eine Drehung, kann man dies durch ein Ansteigen der Lichtintensität hinter dem Analysator nachweisen. Dieses einfache Experiment hat eine ganze Reihe Nachteile. Zunächst lässt sich nicht zwischen reellen und imaginären Effekten des Brechungsindex, d. h. zwischen Drehung und Elliptizität unterscheiden. Außerdem ist die Wahl eines günstigen Arbeitspunktes schwierig. Betreibt man die Analyse wie oben beschrieben mit vollständig gekreuzten Polarisatoren, so führt eine kleine Auslenkung des Polarisationswinkels zu nur schwachen Signalen, da die \cos^2 -Funktion, welche die Intensität hinter dem zweiten Polarisationsfilter in Abhängigkeit seines Winkels relativ zum ersten beschreibt, gerade einen Extremwert besitzt. Außerdem ist die Lichtintensität in diesem Punkt minimal, was zu erhöhten Einflüssen des unvermeidbaren Rauschens der Detektoren, bzw. der nachgeschalteten Verstärkerelektronik führt. Vergrößert man die initiale Verdrehung auf 45° , so ist zwar die relative In-

tensitätsänderung pro Rotationswinkel maximal, jedoch ist die Untergrundintensität so hoch, dass der dynamische Bereich der verwendeten Detektionskomponenten i. a. die Messsensitivität begrenzt.

Auf Grund dieser prinzipiellen Nachteile wurden diverse alternative Methoden entwickelt, um die Sensitivität magnetooptischer Messungen zu erhöhen. In den folgenden Abschnitten möchte ich einige dieser Verfahren vorstellen.

4.3.1 Der photoelastische Modulator

Ein photoelastischer Modulator („PEM“) nutzt die Eigenschaft vieler Materialien aus, auf mechanische Verspannung mit Doppelbrechung zu reagieren. Koppelt man demnach auf geeignete Weise einen optisch transparenten Stab mit einem piezoelektrischen Transducer, d. h. einem „Sender“ mechanischer Wellen, kann man den Polarisationszustand einer transmittierten Welle modulieren. Im allgemeinen werden solche piezoelastischen Modulatoren auf der Resonanzfrequenz betrieben, d. h. es steht nur eine feste Modulationsfrequenz zur Verfügung.³ Typischerweise werden PEMs so betrieben, dass die Doppelbrechung an ihrem Maximum gerade einer $\lambda/4$ - oder $\lambda/2$ -Verzögerung entspricht. Dabei wechselt im $\lambda/4$ -Modus die Polarisation, unter Annahme linearer Ausgangspolarisation unter 45° , während einer Modulationsperiode von rechts- nach linkszirkular mit linearen und elliptischen Zwischenzuständen. Im Fall des $\lambda/2$ -Modus wechselt die Polarisation während einer Modulationsperiode zwei Mal zwischen zwei orthogonalen linear polarisierten Zuständen.

Photoelastische Modulatoren erlauben in Verbindung mit anderen polarisationsoptischen Komponenten die Analyse des Polarisationszustandes einer eingestrahlten Welle. In Abbildung 4.3 ist ein einfacher Aufbau zur Detektion zirkularer Doppelbrechung dargestellt. Ist die Eingangspolarisation parallel zur optischen Achse des PEM und erfährt die Polarisationsrichtung in der Probe keine Drehung, so erzeugt der PEM in keiner Phase der Modulation eine Änderung des Polarisationszustandes und man findet dementsprechend kein Lock-In-Signal hinter dem Analysator, der unter 45° zur Polarisationsrichtung angebracht ist. Sobald jedoch die Probe die Polarisation dreht, führt die zeitabhängige Doppelbrechung des PEM zu einer Modulation der Polarisation vor dem Analysator. Dieser erzeugt daraus durch seine Orientierung unter 45° eine für kleine Winkel zur Drehung proportionale Intensitätsmodulation auf der doppelten Modulatorfrequenz. Diese kann mit Hilfe eines herkömmlichen Photodetektors nachgewiesen werden.

Neben diesem Aufbau existieren noch eine ganze Reihe weiterer Möglichkeiten, die verschiedenen polarisationsoptischen Effekte nachzuweisen, z. B. zirkularen Dichroismus sowie die entsprechenden Effekte linearer Polarisation. Allen gemeinsam ist, dass sie die Nachweisempfindlichkeit polarisationssensitiver Aufbauten deutlich erhöhen, da im Ge-

³Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein I/FS50 Modulator der Firma Hinds Instruments eingesetzt. Bei diesem Gerät beträgt die Resonanzfrequenz 50 kHz, das aktive Element ist aus Fused Silica. Der im $\lambda/2$ -Betrieb zugängliche Wellenlängenbereich beträgt 170-1000 nm.

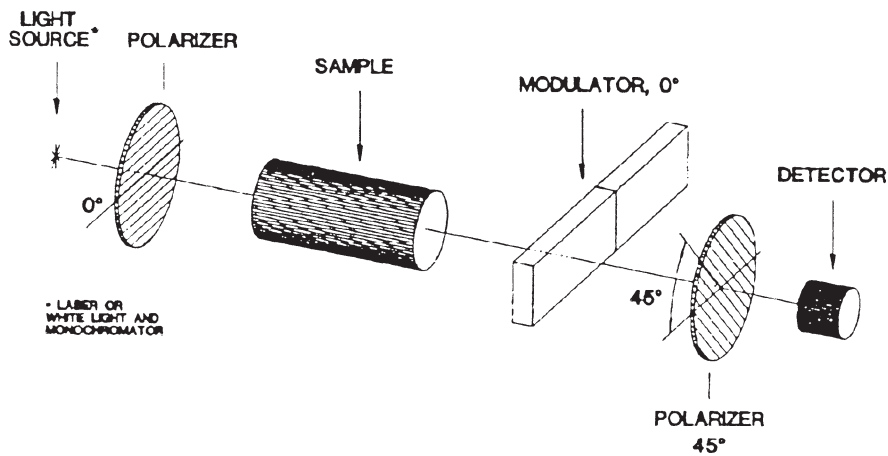


Abbildung 4.3: Messaufbau zur Bestimmung zirkularer Doppelbrechung mit Hilfe eines PEM [Oak]. Die Schraffur der Polarisatoren verdeutlicht die Orientierung der Polarisation.

gensatz zu herkömmlichen Lock-In-Techniken nicht die Intensität des Lichtes, z. B. durch den oben bereits erwähnten Chopper, sondern die spezielle Eigenschaft des Lichtes für die man messempfindlich sein möchte, d. h. sein Polarisationszustand, moduliert wird. Darüber hinaus profitiert die Rauschunterdrückung von den vergleichsweise hohen Modulationsfrequenzen f bis über 100 kHz.⁴

Besondere Bedeutung kommt den photoelastischen Modulatoren in zeitaufgelösten polarisationsoptischen Experimenten zu (vergleiche Abschnitt 4.3.5). Dort ist es i. a. wünschenswert, den Anregepuls zu modulieren. Tritt nun im Abtastpuls ein Effekt auf, der durch den Polarisationszustand des Pumplichtes hervorgerufen wird, so kann durch die Modulation eben dieser Polarisation die Messgenauigkeit erheblich gesteigert werden. Außerdem treten Probleme, wie auf den Detektor fallendes Streulicht des mit Hilfe eines Lichtzerhackers modulierten Anregepulses nicht in Erscheinung, da die Intensität des Pumpstrahles nicht moduliert wird. Ein Nachteil bei zeitaufgelösten Messungen ist jedoch, dass die Polarisation hinter dem PEM nicht mehr eindeutig festgelegt werden kann, da bedingt durch die hohe spektrale Bandbreite kurzer Laserpulse kein exakter γ_n -Betrieb mehr möglich ist, während alle klassischen polarisationsoptischen Komponenten in hinreichend achromatischen Varianten zur Verfügung stehen. Dies erschwert die quan-

⁴Die effektive Rauschunterdrückung bei hohen Modulationsfrequenzen liegt in der Rauschcharakteristik der verwendeten Laser begründet. Der dominierende Rauschbeitrag ist das sog. $1/f$ -Rauschen, wobei die Bezeichnung f^{-1} eigentlich korrekter wäre, da auch Exponenten ungleich 1 auftreten. Darin sind alle Rauschbeiträge eines Systems zusammengefasst, die frequenzabhängig, also nicht weiß sind. Das bei diesen Messungen eingesetzte Lasersystem wird über einen frequenzverdoppelten Festkörperlaser gepumpt. Dessen Rauschspektrum fällt über Frequenzen von einigen zehn Kilohertz bis auf das Schrotrauschen ab.

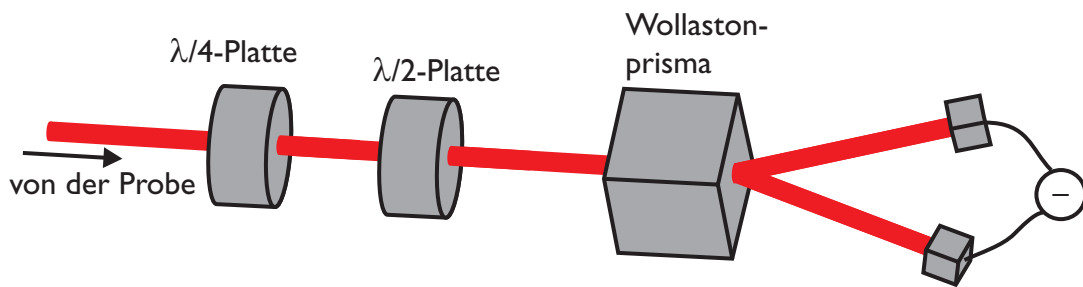


Abbildung 4.4: Schematischer Messaufbau bei Differenzmesstechnik

titative Analyse der Messdaten erheblich.⁵ Streng genommen müsste die Retardation für jede Wellenlänge des Laserspektrums getrennt angesetzt werden. Dem könnte durch eine wellenlängendispersive Detektion entgegengetreten werden.

Ein weitere Nachteil kann in zeitauflösenden Experimenten bei der Modulation des Anregestrahls dadurch entstehen, dass die Modulation sinusförmig zwischen den Polarisationszuständen wechselt. Das bedeutet, dass man nicht instantan z. B. zwischen zwei orthogonalen linear polarisierten Zuständen umschalten kann, sondern stets alle elliptisch polarisierten Zwischenschritte auftreten. Es muss daher im Einzelfall stets geprüft werden, ob das Verhalten der Probe von der Beleuchtung mit diesen Zwischenzuständen beeinflusst wird.

4.3.2 Differenzmesstechnik

Eine andere Möglichkeit, die Messgenauigkeit des klassischen Polarisator/Analysator-Experiments deutlich zu verbessern, ist die Verwendung sogenannter Differenzdetektoren. Diese, bei der elektrooptischen Detektion von THz-Strahlung häufig und auch bei magnetooptischen Experimenten erfolgreich angewandte Technik, erlaubt das Messen auf dem günstigsten Arbeitspunkt der \cos^2 -Funktion, ohne jedoch den Nachteil des großen Messsignal-Offsets zu haben.

Die zentrale Komponente der Differenzmesstechnik ist das Wollaston-Prisma. Es spaltet das einfallende Licht in zwei senkrecht zueinander linear polarisierte Teilstrahlen auf, die je nach Bauart einen Winkel von einigen wenigen bis hin zu 30° zueinander einnehmen können. Die beiden Strahlen besitzen die gleiche Intensität, wenn die einfallende Strahlung entweder zirkular oder in einem Winkel von 45° relativ zur Ausfallebene linear polarisiert ist. Diese beiden Strahlen werden auf zwei, möglichst baugleiche Photodioden geleitet und elektronisch wird die Differenz der beiden Signale gebildet. Da im Experiment normalerweise mit p- oder s-polarisiertem Licht (relativ zur Tischebene) gearbeitet wird, ist noch etwas Strahlaufbereitung notwendig, damit das Wollaston-Prisma in jeder Messsituation abgeglichen werden kann. Die genaue Position der in [Abbildung 4.4](#) angedeuteten $\lambda/4$ - und $\lambda/2$ -Platten entscheidet dann unter anderem über die Sensitivität

⁵Eine spektrale Breite des Lichtpulses von ± 20 nm entspricht einer Abweichung von 2,5 % im $\lambda/2$ -Betrieb.

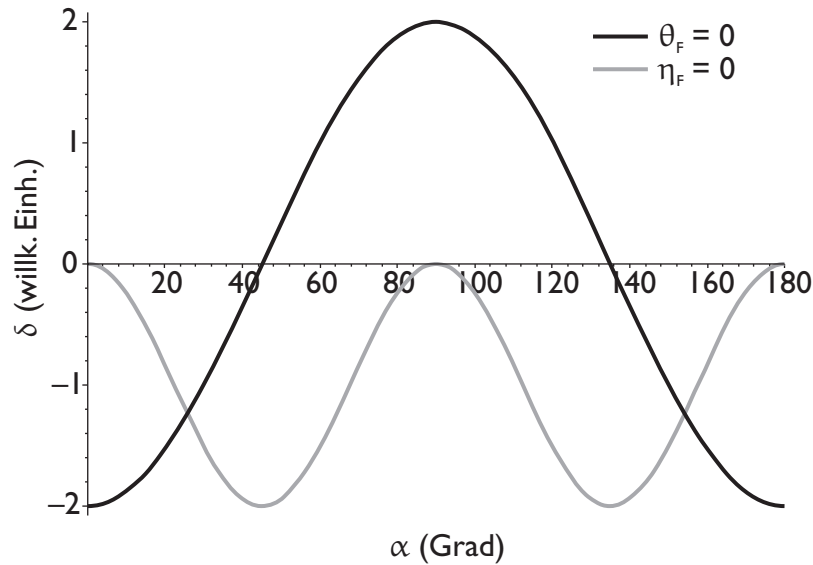


Abbildung 4.5: Sensitivität der Differenzdetektion δ in Abhängigkeit von der Winkelposition α der $\lambda/4$ -Platte aus Abbildung 4.4. $\theta = 0$ entspricht reinem zirkularem Dichroismus, $\eta = 0$ reiner zirkularer Doppelbrechung. Die $\lambda/2$ -Platte steht dabei unter $22,5^\circ$ relativ zur Eingangspolarisation.

für Rotation oder Dichroismus. Quantitative Aussagen bekommt man durch die Analyse der transmittierten Polarisation durch den gesamten Versuchsaufbau mit Hilfe der sog. Jones-Matrizen (siehe Anhang C).

Eine Probe mit komplexer Faradayrotation kann beschrieben werden durch die Jones-Matrix

$$\mathbf{A}_{\text{Probe}}(\theta_F, \eta_F) = \begin{pmatrix} 1 & \theta_F + i\eta_F \\ -\theta_F - i\eta_F & 1 \end{pmatrix}, \quad (4.1)$$

wobei θ_F und η_F wie bereits in den Gleichungen (2.20) ff. den Real- bzw. den Imaginärteil des komplexen Faradayeffektes bezeichnen, also Auskunft über zirkulare Doppelbrechung und Dichroismus geben. Fügt man nun den in Abbildung 4.4 skizzierten Messaufbau zu einer Kette von Jones-Matrizen zusammen, erhält man aus dem Ausgangszustand \mathbf{E}_i den Endzustand \mathbf{E}_f :

$$\mathbf{E}_f = \mathbf{A}_D(\beta) \cdot \mathbf{A}_{\lambda/2} \cdot \mathbf{A}_D(-\beta) \cdot \mathbf{A}_D(\alpha) \cdot \mathbf{A}_{\lambda/4} \cdot \mathbf{A}_D(-\alpha) \cdot \mathbf{A}_{\text{Probe}} \cdot \mathbf{E}_i. \quad (4.2)$$

Wie in Anhang C bezeichnen $\mathbf{A}_D(\alpha, \beta)$ eine Drehmatrix um den Winkel α bzw. β , $\mathbf{A}_{\lambda/2}$ die Jones-Matrix einer $\lambda/2$ - und $\mathbf{A}_{\lambda/4}$ die Jones-Matrix einer $\lambda/4$ -Platte.

Zur Nachbildung des eigentlichen Messsignals auf dem Differenzdetektor bildet man

zunächst die normierte Differenz der beiden Kanäle des Wollaston-Prismas

$$\Delta(\theta_F, \eta_F, \alpha, \beta) = \frac{(|\mathbf{E}_f(\theta_F, \eta_F, \alpha, \beta)_1|)^2 - (|\mathbf{E}_f(\theta_F, \eta_F, \alpha, \beta)_0|)^2}{(|\mathbf{E}_f(\theta_F, \eta_F, \alpha, \beta)_1|)^2 + (|\mathbf{E}_f(\theta_F, \eta_F, \alpha, \beta)_0|)^2}, \quad (4.3)$$

wobei die Indizes 0 und 1 die erste und zweite Komponente von \mathbf{E}_f , also direkt die beiden Ausgänge des Wollastons beschreiben. Das relative differentielle Signal am Differenzdetektor, d. h. die Sensitivität des Messaufbaus liefert nun

$$\delta(\theta_F, \eta_F, \alpha, \beta) = \frac{\Delta(\theta_F, \eta_F, \alpha, \beta) - \Delta(0, 0, \alpha, \beta)}{\sqrt{\theta_F^2 + \eta_F^2}}, \quad (4.4)$$

wobei der Normierungs-Nenner die Länge des „Faraday-Vektors“ in der komplexen Ebene beschreibt.

Legt man nun den Winkel der λ_2 -Platte intuitiv auf $22,5^\circ$ fest, d. h. $\beta = \pi/8$, und variiert die Position der λ_4 -Platte, so stellt man fest, dass mit Hilfe dieser Position zwischen Rotation und Dichroismus unterschieden werden kann. Wie aus Abbildung 4.5 ersichtlich ist, verschwindet die Messempfindlichkeit für reine Rotation für $\alpha = 0$ und wird maximal für $\alpha = 45^\circ$. Reiner Dichroismus führt zum umgekehrten Ergebnis. Bei diesen Rechnungen wird von einer Eingangspolarisation von $\mathbf{E}_i = (1, 0)$ ausgegangen, d. h. horizontal linear polarisiertem Licht.⁶

4.3.3 Differentielle Faradayrotation

Die differentielle Faradayrotation kann durch eine Modulation des lokal an der Probe vorliegenden Magnetfeldes erfolgen. Dadurch ist es möglich, den Einfluss anderer Komponenten (z. B. Spiegel, Kryostatfenster) auf die Polarisation (der gerade bei höheren Feldern unvermeidlich ist) in der Messung auszublenden (siehe z. B. [BAS94a, BCA⁺94]). Dabei wird die Probe von einer kleinen Spule eingeschlossen, die ein schwaches magnetisches Wechselfeld erzeugt, welches das externe Magnetfeld überlagert. Misst man nun mittels eines Lock-In-Verstärkers auf der Modulationsfrequenz der Spule, bestimmt man die Ableitung der Faradayrotation nach dem Betrag des äußeren Magnetfeldes $\partial\theta/\partial B$.⁷ Zur weiteren Rauschunterdrückung kann die Modulationstechnik durch Verwendung eines zweiten Lock-In-Verstärkers mit klassischen Modulationstechniken kombiniert werden.

Der im Rahmen dieser Arbeit verwendete Probenhalter mit Modulationsspule ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Dabei muss ein Kompromiss zwischen den verfügbaren Platzverhältnissen in der Probenkammer des Kryostats, hinreichender Anzahl Windungen

⁶Diese Analyse geht zurück auf Prof. Dr. E. Mohler, dem ich an dieser Stelle danken möchte.

⁷Eigentlich ist das äußere Magnetfeld \mathbf{H} und nicht \mathbf{B} , da alle besprochenen Effekte jedoch nicht von dem reinen Magnetfeld, sondern von seiner Wechselwirkung mit der Probe abhängen, wird üblicherweise direkt die magnetische Induktion \mathbf{B} verwendet, im Sprachgebrauch jedoch weiterhin von „Magnetfeld“ gesprochen.

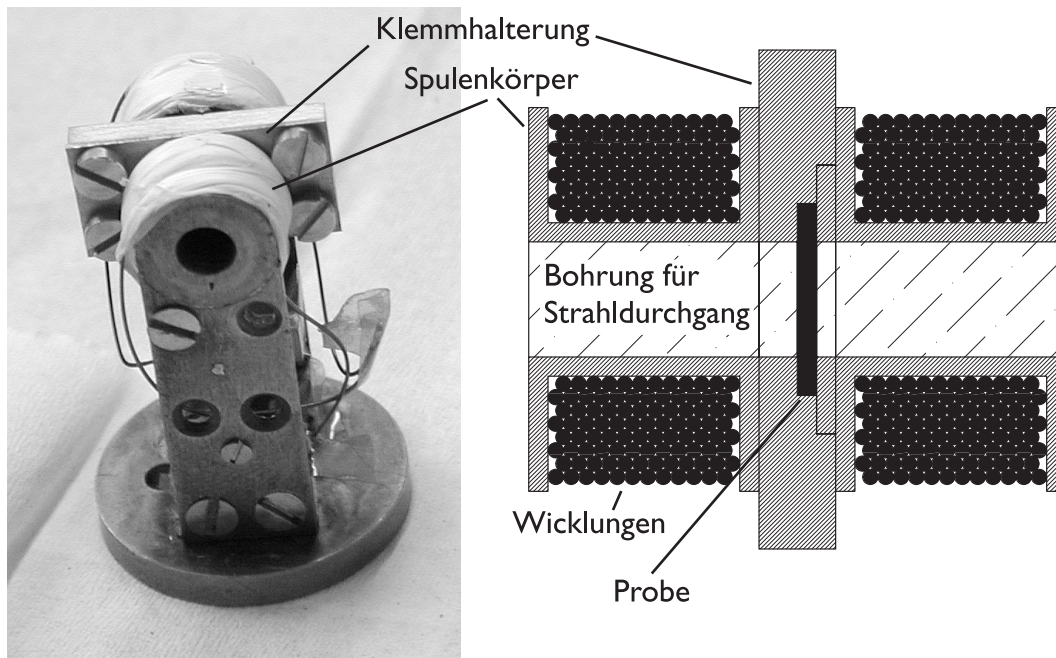


Abbildung 4.6: Probenhalterung mit Luftspulen zur Messung des differentiellen Faradayeffektes

für ein ausreichend hohes Modulationsfeld und geringer Impedanz zur Erreichung ausreichend hoher Modulationsfrequenzen gefunden werden. Der dargestellte Probenhalter hat eine Kantenlänge von 19 mm, jede der Spulen besteht aus etwa 200 Windungen Nb_3Sn -Draht von 0,3 mm Stärke. Die freie Apertur beträgt 3 mm.

4.3.4 Wellenlängendispersive Faradayrotation

Das klassische Experiment zur wellenlängenaufgelösten Faradayrotation kombiniert den einfachen Polarisator/Analysator-Aufbau mit einem Monochromator auf der Detektionsseite.⁸ Der wesentliche Nachteil dieser Methode ist, neben den bereits erwähnten Nachteilen des Aufbaus mit gekreuzten Polarisatoren, die Messgeschwindigkeit. Soll ein weiter Parameterraum, beispielsweise bestehend aus verschiedenen Temperaturen und Magnetfeldern, untersucht werden, führt die sequentielle Datenakquisition zu erheblichen Messzeiten.⁹ Durch Verwendung des photoelastischen Modulators können einige Nachteile dieses Verfahrens vermieden werden.

Eine Alternative ist die Verwendung eines Spektrometers in Verbindung mit einer gekühlten Zeilenkamera. Diese Kameras besitzen schon bei Integrationszeiten von wenigen

⁸Auch andere Varianten, bei denen der Monochromator auf der Anregeseite steht, oder sogar mit zwei Monochromatoren gearbeitet wird um Lumineszenzanregungen zu vermeiden, sind verbreitet.

⁹Messzeiten im Bereich von einer Stunde pro Spektrum sind keine Seltenheit.

Sekunden gute Nachweisempfindlichkeiten. Durch die getaktete Ansteuerung solcher Kameras scheidet die Verwendung modulierter Verfahren, z. B. mit Hilfe des PEM, oder der differentiellen Faradayrotation jedoch aus.

Die Verwendung des Differenzdetektors bei gleichzeitiger Wahrung der Wellenlängensensitivität kann durch Verwendung einer durchstimmbaren Lichtquelle bzw. eines Monochromators zwischen der Lichtquelle und dem Experiment erreicht werden. Probleme treten hier jedoch auf, wenn das spektrale Auflösungsvermögen mit zeitaufgelösten Experimenten kombiniert werden soll. Da die Pulslänge und die spektrale Breite eines Laserpulses in Zusammenhang stehen, muss für die Gewährleistung der Zeitauflösung eine gewisse spektrale Bandbreite zugelassen werden. Dies ist durch die Verwendung eines Interferenzfilters möglich. Diese besitzen i. a. Durchlassbreiten in der Größenordnung weniger nm und stellen daher oft einen guten Kompromiss der beiden sich widersprechenden Forderungen dar.

4.3.5 Zeitaufgelöste Magnetooptik

Übliche Experimente zur zeitaufgelösten Faraday- bzw. Kerr-Rotation unterscheiden sich wenig von der „klassischen“ Kurzzeitspektroskopie mit Anrege- und Abfrage-Strahl. Die wesentliche Erweiterung besteht in der polarisationssensitiven Messung des Probestrahlbündels mit Hilfe der oben geschilderten Methoden im Gegensatz zu einer einfachen Intensitätsmessung. Durch Einbeziehung verschiedener Polarisationszustände des Anregestrahls können diese Experimente noch erweitert werden [Ric02, Roe].

Ein typisches Anwendungsbeispiel für zeitaufgelöste Magnetooptik zeigen die Untersuchungen zur Spin-Dynamik in Nickel [BMDB96, KvKKdJ00]. Beide zitierten Arbeiten verwenden die Kerr-Geometrie, d. h. die Messungen erfolgten in Reflexion („time-resolved magneto optic Kerr effect: TR-MOKE“). In der Arbeit von BEAUREPAIRE ET AL. wurde der Anregepuls zur Aufheizung des Elektronen- bzw. Spinsystems bis nahe an den Curiepunkt verwendet, um deren Relaxationsprozesse zu untersuchen. Die Messungen entstanden unter Verwendung der klassischen Analytik mit Hilfe fast gekreuzter Polarisatoren. Daher musste, um die zur Messung zeitabhängiger Hysteresekurven notwendige Sensitivität zu erreichen, relativ hoher Aufwand zur Rauschunterdrückung betrieben werden.¹⁰ KOOPMANS ET AL. konnten durch Verfeinerung der Detektion mit Hilfe eines photoelastischen Modulators genauer zwischen elektronischen und spininduzierten Effekten unterscheiden. Dabei ist die Möglichkeit, mit Hilfe des PEM durch Veränderung des Messaufbaus zwischen zirkularer Doppelbrechung und zirkularem Dichroismus zu unterscheiden, von großem Nutzen. Zur weiteren Steigerung der Rauschunterdrückung wurde hier zusätzlich zur PEM-Modulation der Anregestrahl mit Hilfe eines Choppers moduliert und mit zwei Lock-In-Verstärkern gearbeitet.

¹⁰Es wurde eine Kombination aus Lock-In- und Boxcar-Verstärker eingesetzt. Der Boxcar bietet sich nicht zuletzt wegen der niedrigen Repetitionsrate des verwendeten Verstärkerlasers an (5 kHz).

4.4 Externe Magnetfeldsensoren

Oft existieren wenig Informationen über die mikroskopischen Vorgänge innerhalb des Materials, dessen magnetische Eigenschaften untersucht werden soll. Dann lassen sich mit den beschriebenen Methoden, bei denen z. B. die optisch induzierte Faraday-Rotation bestimmt wird, wenig quantitative Aussagen gewinnen. Darüber hinaus stehen bei bestimmten neuen Materialklassen, z. B. in der Molekülspektroskopie, keine Einkristalle für magnetooptische Messungen zur Verfügung. Unter all diesen Umständen ist es sinnvoll, einen externen Sensor zu verwenden und das zu untersuchende Material nur als „Emitter“ zu verwenden.

Einer der empfindlichsten Magnetfeldsensoren ist das SQUID („superconducting quantum interference device“). Für viele der Phänomene, die in Halbleitern oder Molekülen ablaufen, besitzt das SQUID jedoch eine zu geringe Zeitauflösung. Auf Zeitskalen der Größenordnung 100 ps wurden bestimmte SQUID-Varianten schon eingesetzt [AVvM87], handelsübliche SQUIDs sind noch weit langsamer.

Grundsätzlich eignen sich alle magnetooptisch aktiven Materialien als externer Sensor. Durch ihre hohen Verdetkonstanten werden, auch in technischen Anwendungen, gern ferrimagnetische Granate eingesetzt (vergleiche Abschnitt 3.2). Auch für zeitaufgelöste Messungen wurden sie bereits verwendet [FBS92, Fre94, EF96], jedoch bleibt die Bandbreite dieser Messungen stets unterhalb von 100 GHz und ist außerdem überlagert von Larmoroszillationen an der ferromagnetischen Resonanz.

Um das Messprinzip mit externen magnetooptischen Sensoren beispielhaft zu beschreiben, kann als Emitter das zeitabhängige Magnetfeld einer Mikrostreifenleitung auf der ein Strompuls läuft, herangezogen werden. Diese Konfiguration ist in Abbildung 4.7 skizziert. Dabei wird der magnetooptische Sensor auf eine mikrostrukturierte Ringantenne (i. a. auf LT-GaAs mit Ti/Au-Metallisierung) aufgebracht. Die Abtastung des Sensors muss durch das Substrat hindurch erfolgen, die Anregung des Photoschalters sogar durch das Sensormaterial selbst. Sollten die Messumstände es erfordern (z. B. bei Vorliegen eines elektrisch leitfähigen magnetooptischen Sensors), können zwischen den beiden Proben dünne Abstandshalter¹¹ angebracht werden, um einen direkten Kontakt zu vermeiden.

Ebenso sind Ringantennen als externe Detektoren denkbar. Ein wesentlicher Vorteil dieser Methode ist, dass die Detektion auf elektrischem Wege erfolgt, d. h. die Notwendigkeit, einen Abtaststrahl aus dem Experiment heraus zu einem Detektor zu präparieren, entfällt. Dies kann insbesondere bei tiefen Temperaturen, also beim Einsatz innerhalb eines Kryostaten, nützlich sein. Problematisch ist jedoch gerade innerhalb eines Kryostaten die laterale Abtastung des Emitters, da dieser relativ zur Mikrospule verschoben werden muss. Dass die Magnetfelddetektion mit Hilfe von Mikrospulen möglich ist, wurde bereits gezeigt [ANvdW97], es handelte sich jedoch nicht um einen optoelektro-

¹¹Man kann beispielsweise kleine Teflonbandstücke verwenden, die sich dem Untergrund anpassen können ohne ihn zu zerkratzen, und „nur“ 50 µm dick sind.

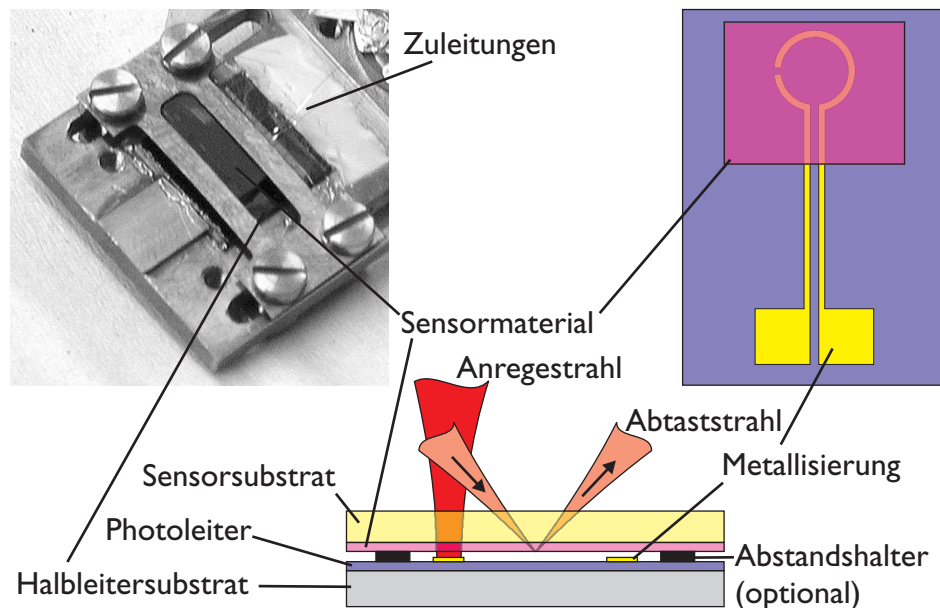


Abbildung 4.7: Probenhalter für den magnetooptischen Nachweis von transienten Magnetfeldern aus Mikrostreifenleitern innerhalb eines Durchflusskryostaten

nischen Sensor, sondern eine geschlossene Schleife. Die Auswertung erfolgte mit Hilfe eines Netzwerkanalysators bei 10 GHz.

Neben den bereits beschriebenen Nahfeldmessungen wurde auch schon die magnetische Komponente von THz-Strahlung gemessen [RSLZ97, RZ00]. Die hierfür benötigten THz-Felder müssen jedoch äußerst stark sein, sodass die Eignung dieses Messverfahrens für die Charakterisierung unbekannter magnetischer Eigenschaften neuer Materialien wenig Erfolg versprechend ist.¹² Außerdem ist mit Hilfe der verwendeten ausgedehnten Detektoren keine lokale Magnetfeldmessung möglich, sondern es wird stets die Superposition der magnetooptischen Effekte in Ausbreitungsrichtung des Abtaststrahls nachgewiesen, was quantitative Analysen nahezu unmöglich macht.

Ein grundsätzliches Problem der Magnetfeldanalytik, besonders bei der Verwendung externer Sensoren, die prinzipbedingt einen endlichen Abstand zum Emitter besitzen, ist die Differenzierung von elektrischen Effekten. Verursacht wird diese Problematik durch die Elektrodynamik selbst in dem Sinne, dass zeitlich veränderliche elektrische und magnetische Felder sich stets gegenseitig bedingen [Max65]. Nun besitzen viele magnetooptische Materialien ebenfalls elektrooptische Eigenschaften und Ringantennen sind auch

¹²Zur Erzeugung der THz-Strahlung wurde ein vorgespannter GaAs-Wafer verwendet, dessen optische Anregung durch einen Verstärkerlaser erfolgte. Die so erreichbaren Feldamplituden sind weit größer als das, was man beispielsweise von Magnetisierungsänderungen in Molekülen erwarten darf. Analysen über die Leistungsfähigkeit solcher und anderer Emitter können [Jac00] und [Löf02] entnommen werden.

sensitiv für transiente elektrische Felder. Dies muss bei der Materialwahl und der Festlegung der Messgeometrie berücksichtigt werden.

5 Ergebnisse

5.1 Mikrostrukturierung

Eine im Rahmen dieser Arbeit fertig prozessierte Ringantenne ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Als strukturgebendes Verfahren kam der in Abschnitt 2.3.3 beschriebene Lift-Off-Prozess zum Einsatz. Die Leiterbahnen sind 10 μm breit, die photoleitende Lücke beträgt etwa 5 μm .

Die ausgezeichnete Kantenschärfe der abgebildeten Struktur kann nur durch die Beherrschung eines Lackprozesses erreicht werden, der negative Kantenprofile sicherstellt. Eine rasterelektronenmikroskopische Aufnahme von einer mit Hilfe des Allresist Umkehrlackes AR-U 4040 erzeugten Struktur ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Deutlich sind die für den Lift-Off-Prozess notwendigen negativen Lackkanten zu sehen.

Bei der Herstellung von Mikrostrukturen im Labor, d. h. außerhalb exakt temperatur- und luftfeuchtigkeitsstabilisierter Fertigungsanlagen, erfordert der Weg zur fertigen Struktur stets die Erfahrung und das Fingerspitzengefühl des Experimentators. Insbesondere Schwankungen der Luftfeuchtigkeit (die sich über eine übliche Raumklimatisierung nicht vermeiden lassen) und Alterungsprozesse „verderblicher“ Chemikalien wie Photoresist oder Wasserstoffperoxid haben schwer kalkulierbare Einflüsse. Daher werden alle

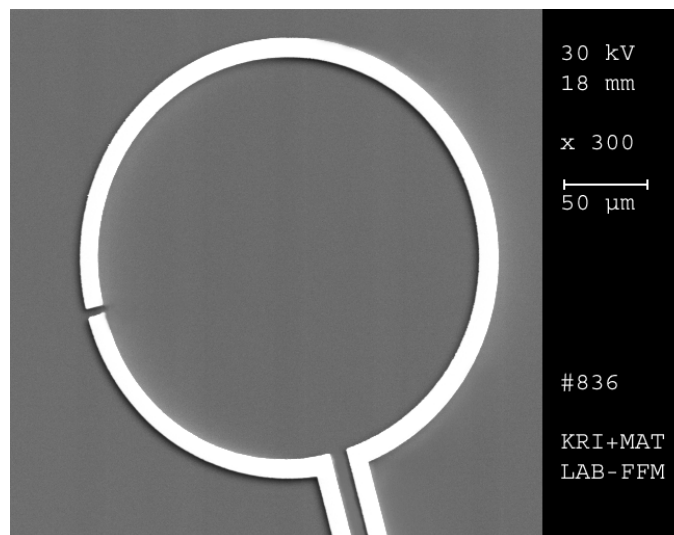


Abbildung 5.1: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme einer Ringantenne.

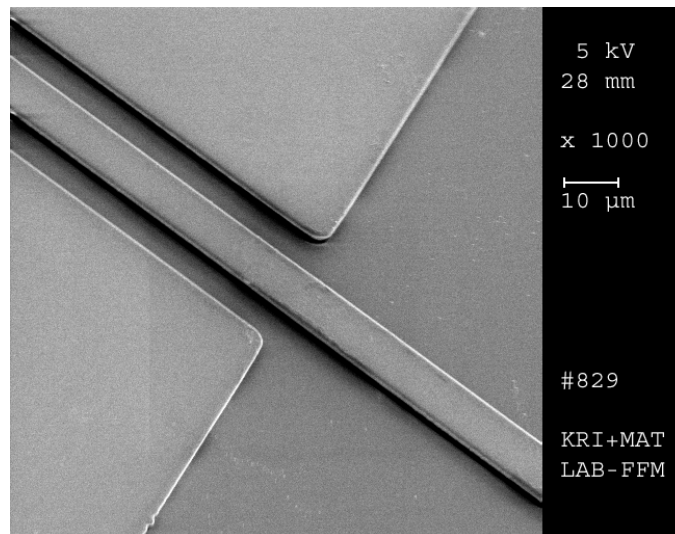


Abbildung 5.2: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme von Lackstrukturen mit überhängenden Kanten. Diese Aufnahme wurde freundlicherweise von K. Siebert zur Verfügung gestellt [Sie02].

Prozessschritte, so weit möglich, visuell kontrolliert.

Ein illustratives Beispiel für den Einfluss solcher Faktoren ist in Abbildung 5.3 zu sehen. Bei der im Labormaßstab üblichen Tauchentwicklung vermeidet man Konzentrationsgradienten des alkalischen Entwicklers durch Rühren des Entwicklerbades mit der Probe. Ist diese Durchmischung nicht optimal, z. B. durch zu heftiges Rühren und das damit verbundene Auftreten turbulenter Strömungen, treten Konzentrationsschwankungen auf. Da man zur Vermeidung residueller Lackschichten an den entwickelten Stellen gerne etwas überentwickelt, machen sich solche Konzentrationsgradienten in Form von Schlieren auf der Probe bemerkbar. Solange diese Überentwicklung nicht die Stabilität der Resistschicht beeinträchtigt, z. B. bei sehr feinen Strukturen und dünnen Resistschichten, haben diese Schlieren keine Auswirkungen auf den Erfolg der Strukturierung.

Welches der beiden prinzipiell unterschiedlichen Strukturgebungsverfahren (vergl. Abschnitte 2.3.2 und 2.3.3) zu besseren Ergebnissen führt, muss im einzelnen abgewogen werden. Dabei ist von entscheidender Bedeutung, welche Ätzverfahren zur Verfügung stehen und ob diese auf den verwendeten Substraten verwendbar sind.

Ausgezeichnete Ergebnisse hinsichtlich der Strukturauflösung erzielt man mit physikalischen Ätzverfahren (wie z. B. dem reaktiven Ionenätzen „RIE“) oder anisotropen Ätzlösungen. Während erstere einen hohen apparativen Aufwand bedeuten und deshalb oft nicht zur Verfügung stehen, existieren anisotrope Ätzlösungen natürlich nur für einkristalline Materialien, können demnach für übliche Metallisierungen, die durch Aufdampfen oder Sputtern erzeugt werden, nicht eingesetzt werden.

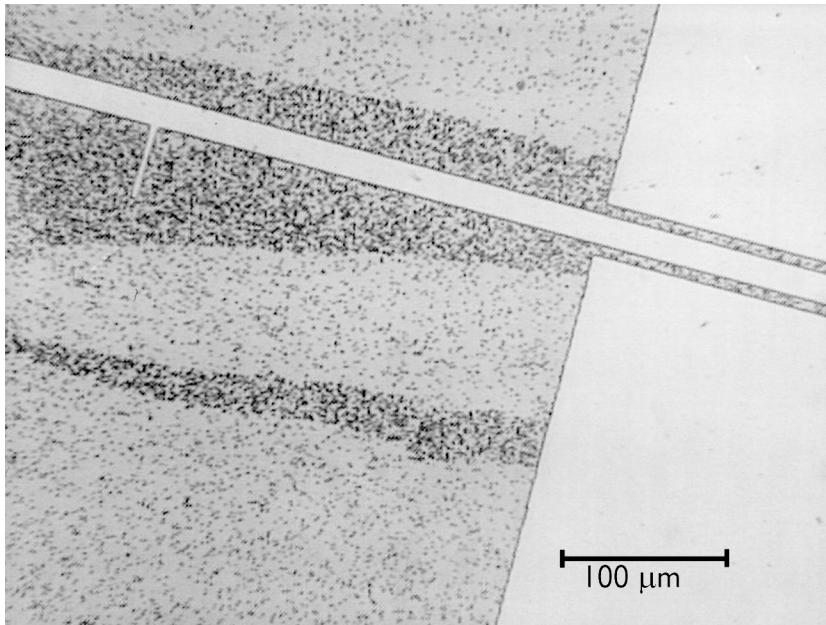


Abbildung 5.3: Leicht überentwickelte Resistschicht mit Schlierenstrukturen durch ungünstige Strömungsverhältnisse während der Tauchentwicklung.

Bei üblichen isotropen Ätzlösungen¹ besteht grundsätzlich das Problem der Unterätzungen. Diese sind in Abbildung 2.13 bereits angedeutet und entstehen durch das Unterspülen des Resists. Dieses Phänomen spielt bei großflächigen Strukturen keine Rolle, führt aber bei geringer werdenden Strukturbreiten zu deutlichen Effekten. Gerade die Verwendung von Ätzlösungen mit hohen Ätzraten (z. B. die KJ/J_2 -basierte Goldätze) erfordert dann die sehr exakte Einhaltung der Ätzparameter, um die völlige Zerstörung der Strukturen zu vermeiden. Grundsätzlich ist eine Verringerung der gewünschten Strukturbreite und eine gewisse Aufrauhung der Strukturkanten mit isotropen Ätzen nicht vermeidbar (siehe Abbildung 5.4), solange man Metallisierungen typischer Dicken (einige hundert Nanometer) benötigt. Lediglich bei extrem dünnen Schichten (wenige nm) kann die Unterätzung vernachlässigt werden.

Eine weiteres Ausschlusskriterium für den Ätzprozess kann die Unverträglichkeit des Substratmaterials mit den verwendeten Ätzlösungen sein. Dieses Problem tritt häufig bei der Verwendung von GaAs-, bzw. LT-GaAs-Substraten auf. GaAs wird von der Mehrzahl mineralischer Ätzlösungen angegriffen. Gerade für Goldmetallisierungen sind die Standardätzen jedoch stets mineralische Lösungen. Daher bietet sich dort besonders die Verwendung des Lift-Off-Prozesses an.

Bei Verwendung des Lift-Off-Prozesses kann (natürlich mit Ausnahme des Entwick-

¹die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Prozesschemikalien und ihre Einsatzparameter können Anhang B entnommen werden

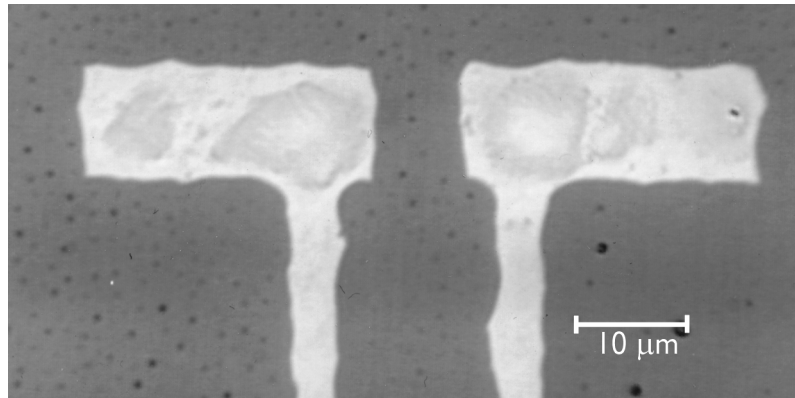


Abbildung 5.4: Lichtmikroskopische Aufnahme eines mit Hilfe des Ätzprozesses hergestellten Enddipols (Cr/Au auf SOS). Deutlich erkennbar sind die Folgen der Unterätzung

lers) vollständig auf die Verwendung aggressiver Chemikalien verzichtet werden, jedoch macht er die Verwendung spezieller Lacke und i. a. auch eine engere Einhaltung der Parameter notwendig, da die Erzeugung negativer, d. h. überhängender Lackkanten notwendig ist, um die auf dem Resist aufgebrachte Metallisierung nach der Beschichtung wieder ablösen zu können (siehe Abschnitt 2.3.3). Eine weitere mögliche Schwierigkeit besteht in der geringen Haftung üblicher Photoresists auf dem Halbleiter, verglichen mit der Belackung der bereits aufgebrachten Metallisierung. Diese kann durch die Verwendung eines sog. Haftvermittlers (üblicherweise Hexamethyldisilasan, „HMDS“) verbessert werden, der in einem separaten Schritt vor der eigentlichen Belackung aufgeschleudert wird.

Die Strukturgebungsfehler durch das Lift-Off-Verfahren unterscheiden sich stark von denen des Ätzprozesses. Bedingt durch Beugungseffekte sind die Strukturkanten niemals absolut scharf. Während dies beim Positivprozess zu einer Verringerung der Strukturbreite führt, entstehen bei einem Umkehrprozess, wie er gern zur Erzeugung negativer Kanten verwendet wird, anschaulicherweise etwas größere Strukturen, als die Maske sie vorgibt. Ebenso werden Ecken abgerundet bzw. erscheinen gefast. Dieser Effekt ist in Abbildung 5.5 zu sehen. Durch die scharfe Schattenbildung während der Metallisierung tritt der bekannte Ausfranseffekt des Ätzprozesses hier jedoch nicht auf und alle Kanten sind sauber und gerade.

Besondere Bedeutung kommt bei dem Lift-Off-Verfahren dem Verascherschritt zu. Durch die aggressive Beseitigung der Metallisierung mit Ätzchemikalien reagiert der strukturgebende Schritt beim Ätzprozess recht gutmütig auf minimale Lackreste. Dagegen muss die vollständige Lackentfernung vor der Metallisierung bei dem Lift-Off-Verfahren sicher gewährleistet sein, um den elektrischen Kontakt und die Haftung zwischen dem Substrat und der Struktur zu ermöglichen.

Für die Handhabung der Mikrostrukturen empfiehlt sich die Verwendung von

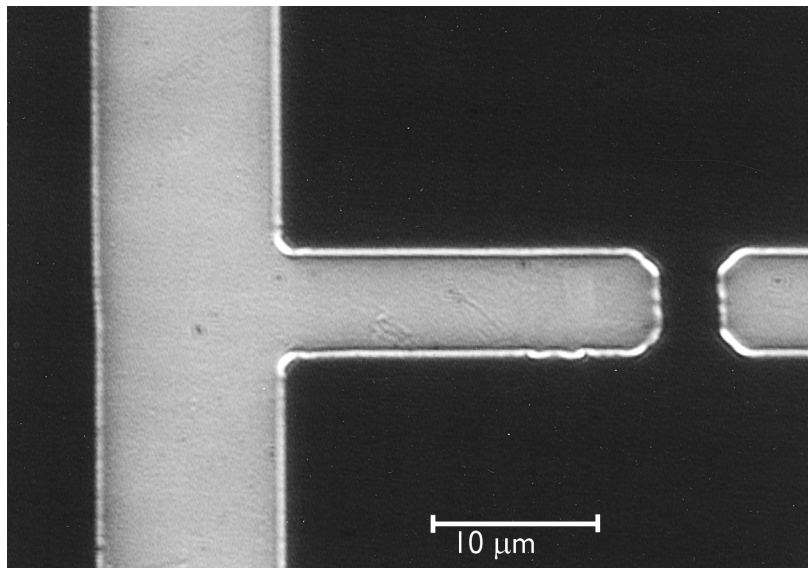


Abbildung 5.5: Lichtmikroskopische Aufnahme eines mit Hilfe des Lift-Off-Prozesses hergestellten Zentraldipols (Ti/Au auf LT-GaAs).

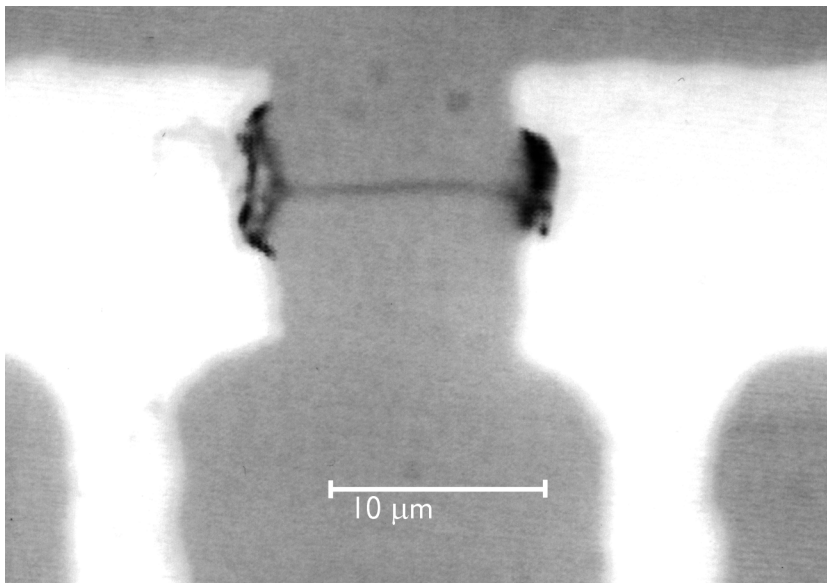


Abbildung 5.6: Antennendefekt durch Elektromigration, hervorgerufen durch elektrostatische Entladung: polarisationsoptische Aufnahme.

Erdungsarmbändern. Gerade bei der Verwendung von Aluminium-Metallisierungen kommt es sonst leicht zur Elektromigration, d. h. der durch die elektrische Feldstärke getriebenen Wanderung von Metallatomen durch das Substrat. Ein Beispiel hierfür zeigt

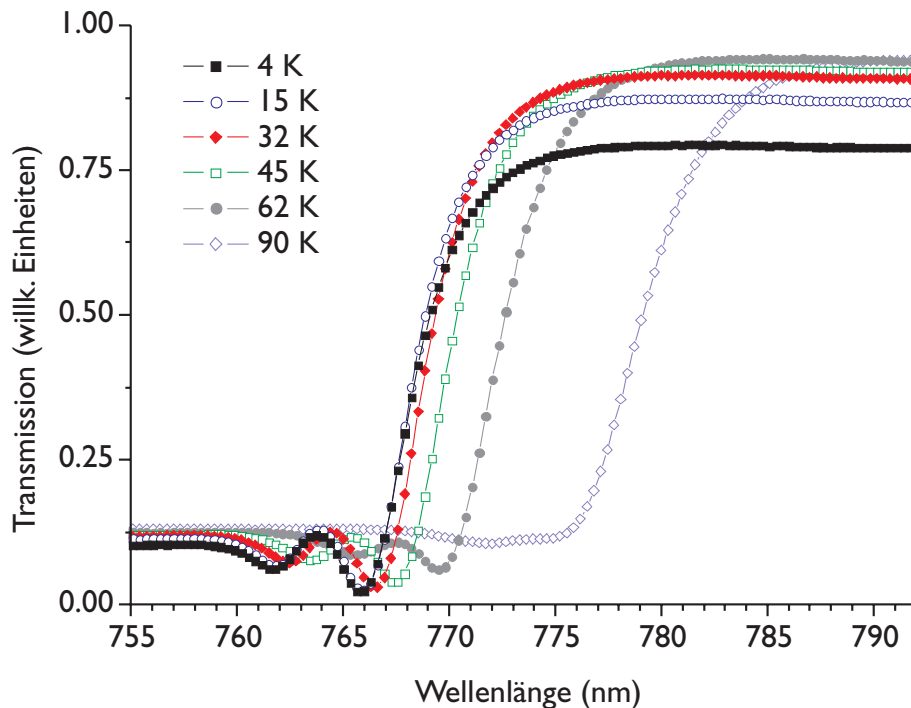


Abbildung 5.7: Temperaturabhängige Transmissionsspektren für $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$.

Abbildung 5.6.

5.2 Optische Charakterisierung von $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$

Wie im Abschnitt 3.1 bereits dargelegt werden die besonderen Eigenschaften von DMS-Systemen dominiert von den exzitonischen Übergängen an der Bandkante. Deshalb ist die genaue Kenntnis der Lage dieser Übergänge und ihrer Abhängigkeit von Temperatur und äußerem Magnetfeld von zentraler Bedeutung. In Abbildung 5.7 sind die Transmissionsspektren der verwendeten $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$ -Probe für verschiedene Temperaturen dargestellt. Sie wurden mit Hilfe eines Monochromators als Lichtquelle und einer Photodiode als Detektor aufgenommen. Sowohl die Verschiebung der Bandkante zu niedrigeren Energien als auch die zunehmende Dämpfung der exzitonischen Resonanzen (die 1S- und 2S-Schwerlochübergänge, in der $T = 4\text{ K}$ -Messung bei etwa 765,8 und 761,7 nm) für steigende Temperaturen sind deutlich erkennbar. Bei 90 K verschwindet die exzitonische Signatur und die Bandkante erscheint strukturlos.

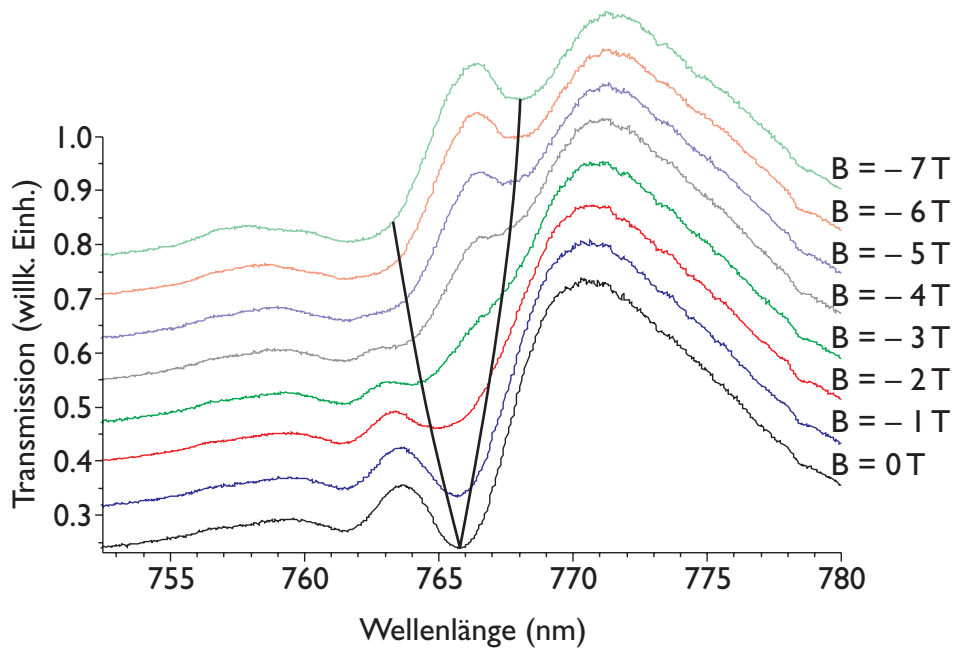


Abbildung 5.8: Transmissionsspektrum von $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$ für „negative“ Felder und $T = 4,2\text{K}$.

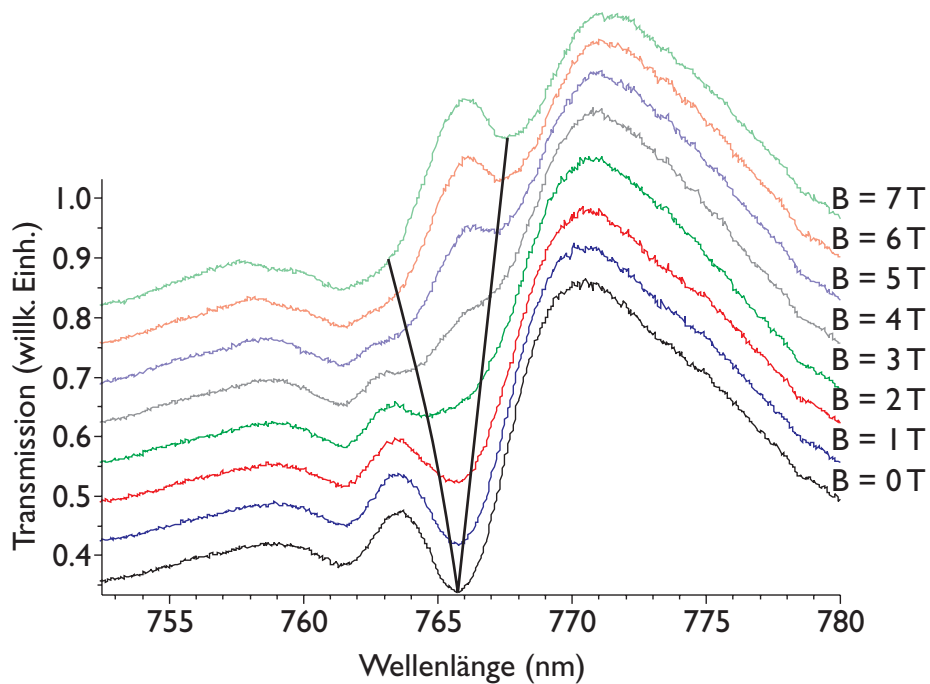


Abbildung 5.9: Transmissionsspektrum von $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$ für „positive“ Felder und $T = 4,2\text{K}$.

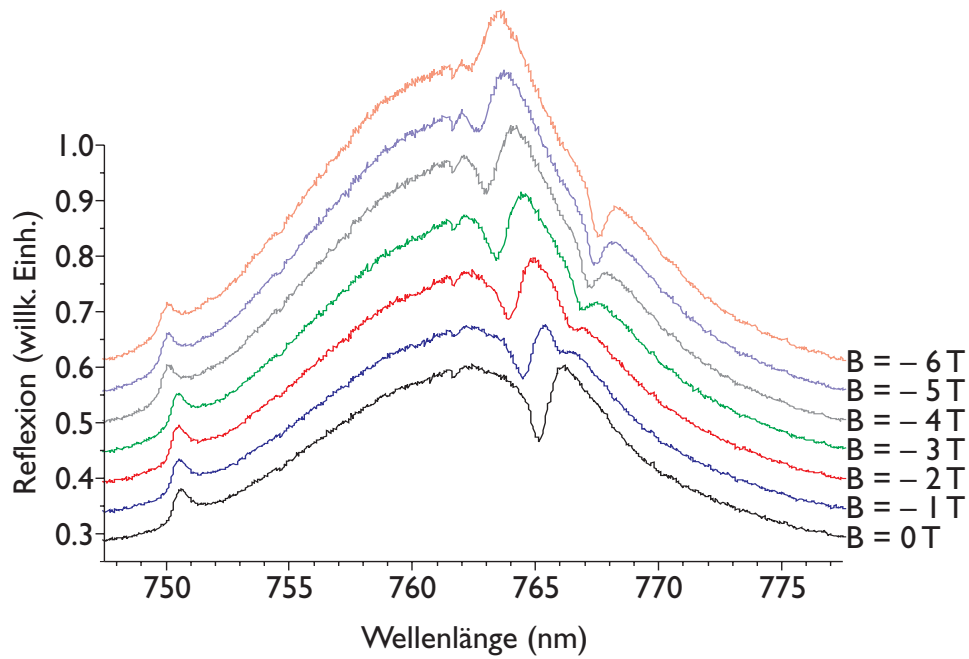


Abbildung 5.10: Reflexionsspektrum von $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$ für „negative“ Felder und $T = 4,2 \text{ K}$.

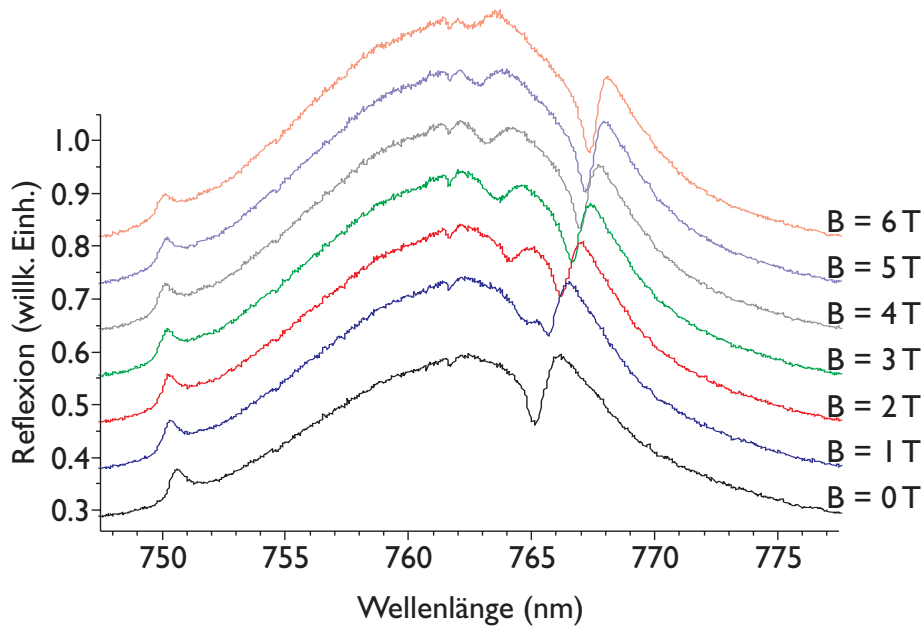


Abbildung 5.11: Reflexionsspektrum von $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$ für „positive“ Felder und $T = 4,2 \text{ K}$.

In den Abbildungen 5.8 und 5.9 sind Transmissionsspektren bei $T = 4,2 \text{ K}$ dargestellt, wobei negative Felder die Magnetfeldrichtung antiparallel und positive Felder parallel zum Lichteinfall bezeichnen.² Diese Spektren sind mit Hilfe eines Ti:Saphir-Lasers als Lichtquelle aufgenommen. Durch den Pulsbetrieb besitzt dessen Spektrum eine Halbwertsbreite von über 20 nm, diese reicht also völlig aus, um den relevanten Bereich abzudecken. Die Zentralwellenlänge des Lasers wird mit der Lage des 1S-Exzitons zur Deckung gebracht. Die dargestellten Spektren sind demnach von der spektralen Charakteristik des Lasers überlagert. Die scheinbar abfallende Transmission zu größeren Wellenlängen resultiert hiervon.

Die Detektion erfolgt mit Hilfe eines Spektrometers und einer Peltier-gekühlten Zeilenkamera. Durch die simultane Aufnahme des gesamten Spektrums verkürzt sich die Akquisitionszeit auf etwa eine Sekunde, d. h. bei vergleichbarer Auflösung ist die Messwerterfassung etwa drei Größenordnungen schneller als bei der sequenziellen Methode.

Bereits in diesen Transmissionsspektren deutlich erkennbar ist die Aufspaltung des 1S-Exzitons für höhere Magnetfelder (zur Verdeutlichung sind Linien eingezeichnet). Exakte Aussagen bezüglich des effektiven g-Faktors (Gleichungen (3.20) bis (3.22)) sind durch die relativ große Breite der Absorptionslinien jedoch nicht möglich.

Reflexionsmessungen sind sensitiv auf Änderungen des Realteils des Brechungsindex. Durch die von den Absorptionslinien abweichende Linienform³ lässt sich die Lage der exzitonischen Resonanz bereits sehr viel besser identifizieren (Abbildungen 5.10 und 5.11). Darüber hinaus können die σ_- - und σ_+ -Linien durch ihre Gestalt voneinander unterschieden⁴ und der Vorzeichenwechsel für unterschiedliche Magnetfeldrichtungen nachgewiesen werden. Die kleine Spitze am kurzwelligen Rand des Spektrums ist ein Artefakt des Spektrometers, die Signatur bei etwa 762 nm wird durch das 2S-Exziton verursacht.

5.3 Magnetooptische Spektren von $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$

Ausgezeichnet verifizieren lässt sich die Aufspaltung der Resonanz durch wellenlängendispersive Messungen des magnetooptischen Kerr-Effektes (MOKE). In den Abbildungen 5.12 bis 5.14 sind MOKE-Spektren für verschiedene Magnetfeldbereiche dargestellt. Für $B \ll 1 \text{ T}$ ist die Aufspaltung geringer als die Linienbreite. Dann trägt nur ein kleiner spektraler Bereich wesentlich zum Kerr-Effekt bei, da nur am Extremwert der Resonanzlinie eine signifikante Differenz der beiden zirkularen Anteile des Brechungsindex auftritt.

Für $B = 1 \text{ T}$ erreicht die Aufspaltung die gleiche Größenordnung wie die Linienbreite. Bei weiter anwachsendem Magnetfeld wächst daher die Breite der Kerrsignatur an,

²Bei diesen und allen folgenden Abbildungen mit mehreren Spektren für verschiedene Felder ist die vertikale Verschiebung zwischen den einzelnen Messungen zur besseren Erkennbarkeit künstlich eingeführt.

³Sie zeigen ableitungsartigen Charakter, vergleiche Abbildung 3.7.

⁴Die σ_+ -Linie verschiebt für „positive“ Felder zu hohen Energien, dementsprechend verschiebt die σ_- -Linie dort zu niedrigen Energien.

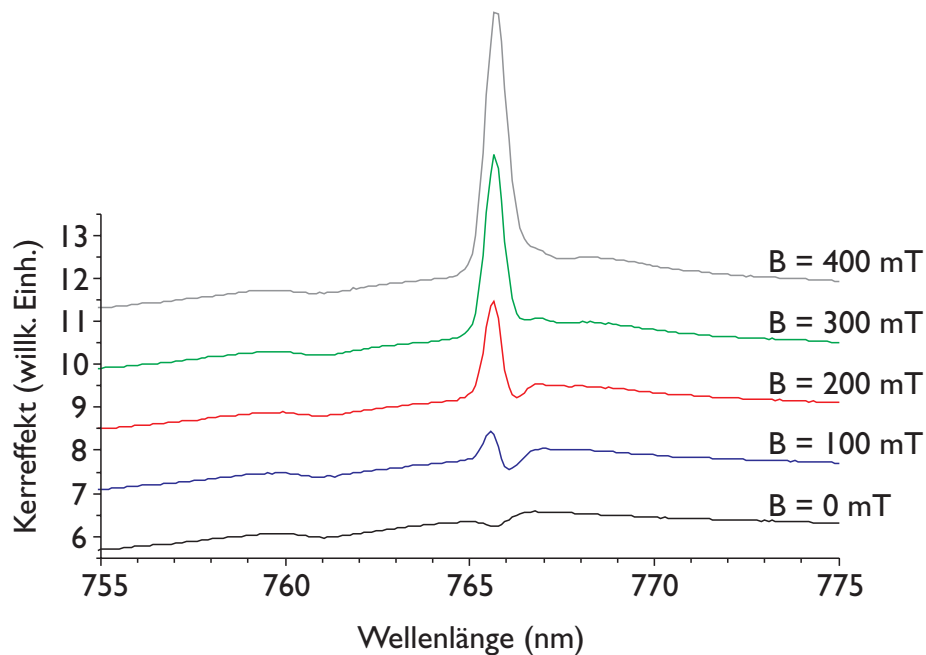


Abbildung 5.12: Magnetooptischer Kerr-Effekt von $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$ für kleine Felder und $T = 4,2\text{ K}$.

während die Amplitude des Peaks abnimmt (Abbildungen 5.13 und 5.14). Zur Verdeutlichung der Ursache dieses Effektes sind die aus der Differenzbildung berechneten Linienformen für verschiedene Aufspaltungen in Abbildung 5.15 dargestellt. Die Steigung der Dispersionskurve ist im Bereich der Zentralwellenlänge außerordentlich groß. Durch die geringe Aufspaltung der beiden Linien bei niedrigen Magnetfeldern trägt nur dieser Bereich der Signatur zum Differenzsignal bei. Obwohl die Linienbreite des Imaginärteils also nicht kleiner als die des Realteils ist, wirkt sich die Linienform, bedingt durch deren große Steigung im Zentralbereich des Übergangs, günstig auf die spektrale Auflösung des magnetooptischen Spektrums aus.

Der Faktor $\Delta E/\Gamma$ bezeichnet die Aufspaltung in Einheiten der Linienbreite. Berechnet wurde der Imaginärteil des Nichtdiagonalelements des dielektrischen Tensors, basierend auf dem Modell für diamagnetische Übergänge (siehe Gleichung (3.26), Abbildung 3.7 sowie [VPRR75] und [AD93]). Dieses Modell soll nur die Entstehung der Kurvenformen veranschaulichen und nicht als detailgetreue Anpassung der experimentellen Kurven verstanden werden. Insbesondere bei kleinen Feldern (besonders deutlich in der 100 mT-Kurve aus Abbildung 5.12) führt die Asymmetrie des Reflexionsspektrums und die verwendete Messmethode zu deutlichen Abweichungen. Die dargestellten Kurven sind mit der in Abschnitt 4.3.4 beschriebenen Methode gewonnen worden, d. h. mit Hilfe eines Spektrometers hinter nahezu gekreuzten Polarisatoren. Diese Messtechnik führt dazu, dass man neben den magnetooptischen Effekten auch das Transmissions- bzw. Re-

5.3 MAGNETOOPTISCHE SPEKTREN VON $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$

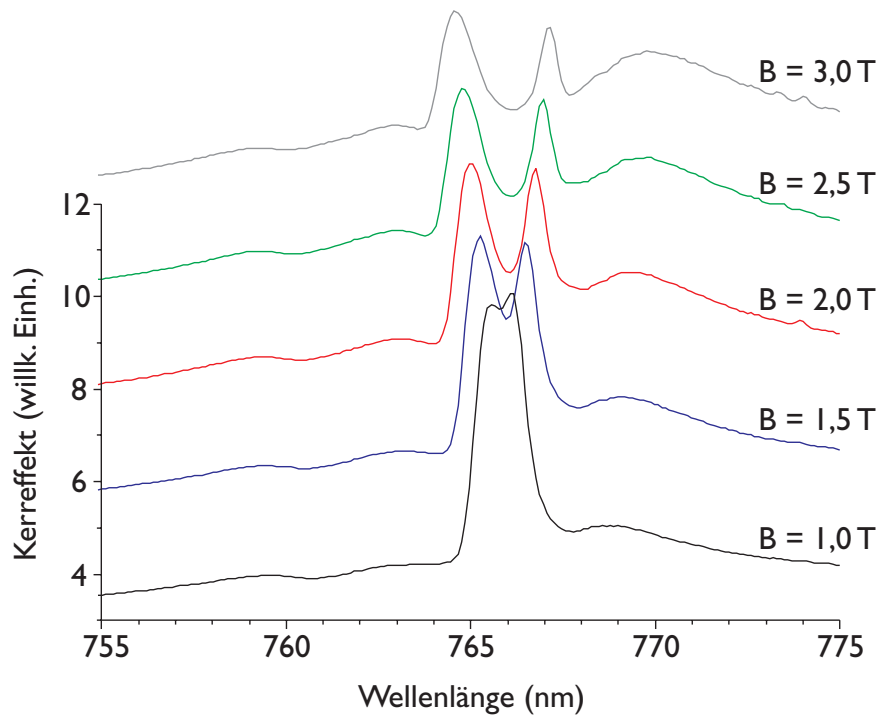


Abbildung 5.13: Magnetooptischer Kerr-Effekt von $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$ für mittlere Felder und $T = 4,2\text{ K}$.

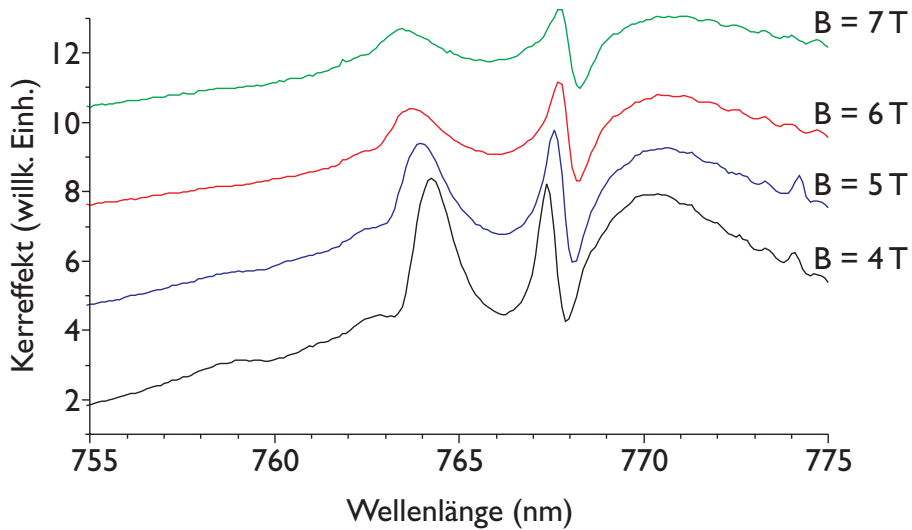


Abbildung 5.14: Magnetooptischer Kerr-Effekt von $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$ für hohe Felder und $T = 4,2\text{ K}$.

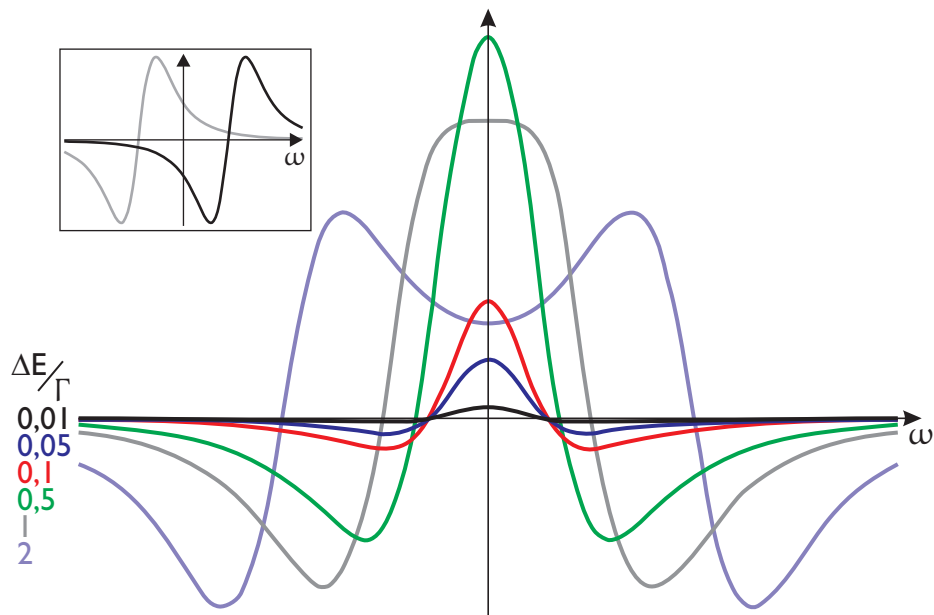


Abbildung 5.15: Differenz zweier überlagerter Linienformen in Abhängigkeit von deren Abstand.

flexionsspektrum der Probe aufnimmt. Für kleine Felder erhält man so eine Superposition dieser beiden Signalanteile. Erst für höhere Felder dominiert der magnetooptische Anteil, es ist allerdings auch dort der asymmetrische Charakter des zugrundeliegenden Spektrums noch sichtbar. Diese messtechnisch bedingten Effekte werden von dem Modell in [Abbildung 5.15](#) nicht erfasst.

Aus den magnetooptischen Messungen kann nun direkt die Zeeman-Aufspaltung extrahiert werden. In [Abbildung 5.16](#) ist die aus den in den vorherigen Abbildungen ausschnittsweise dargestellten MOKE-Daten extrahierte Zeeman-Aufspaltung gezeigt. Die Lage der beiden Linien wird durch die Breite des Kerr-Spektrums bestimmt. Dabei wird die spektrale Lage der Punkte ermittelt, deren Wert auf den äußeren Flanken etwa dem des Sockels entspricht. Bei hinreichend großer Aufspaltung entspricht das der Breite auf halbem Weg vom Minimum zum Maximum der jeweiligen Flanke.⁵ Für kleine Felder wird die Identifizierung der Strukturbreite durch die asymmetrische Kurvenform schwierig. Dies äußert sich in dem Abknicken der σ_- -Kurve in [Abbildung 5.16](#). Die ermittelte Sättigung entspricht dem in [Abbildung 3.6](#) dargestellten Verhalten [[GPF79](#)], setzt jedoch bedingt durch die höhere Temperatur unserer Messungen (4,2 K im Gegensatz zu 1,5 K in [[GPF79](#)]) erst bei etwas größeren Magnetfeldern ein.

Durch die andere Kurvenform der Absorptionslinie wird in Messungen des Faradayeffektes, d. h. in Transmission, für Felder bis 8 T die Trennung der beiden Äste undeut-

⁵Vergleiche [Abbildung 5.15](#) – dort wird die Breite der Struktur durch ihre Schnittpunkte mit der ω -Achse festgelegt.

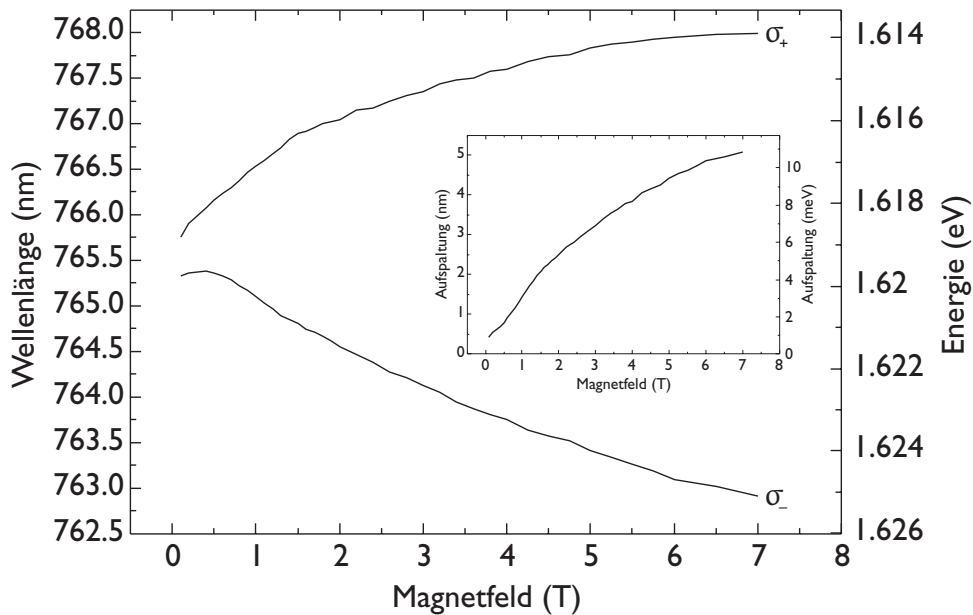


Abbildung 5.16: Aus den Kerrmessungen (Abbildungen 5.12 bis 5.14) bestimmte Zeemanaufspaltung in $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$ bei $T = 4,2\text{ K}$. Das eingesetzte Diagramm zeigt die aus den beiden Kurven ermittelte Aufspaltung.

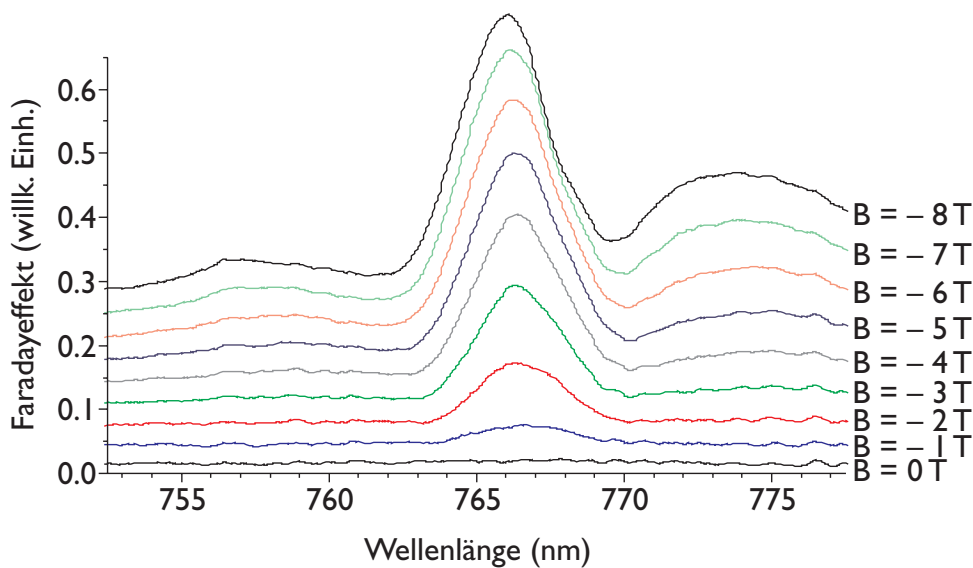


Abbildung 5.17: Faraday-Effekt von $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$ für „negative“ Felder und $T = 4,2\text{ K}$.

licher beobachtbar (Abbildungen 5.17 und 5.18). Die Aufspaltung ist am besten in der Basisverbreiterung des Rotationsspektrums zu bemerken. Dieser Befund wird bekräftigt

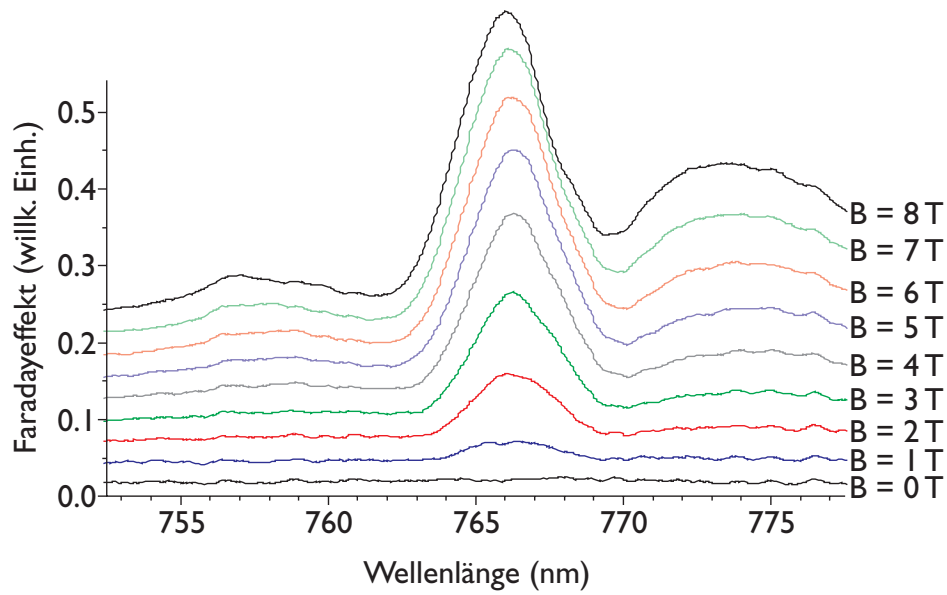


Abbildung 5.18: Faraday-Effekt von $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$ für „positive“ Felder und $T = 4,2 \text{ K}$.

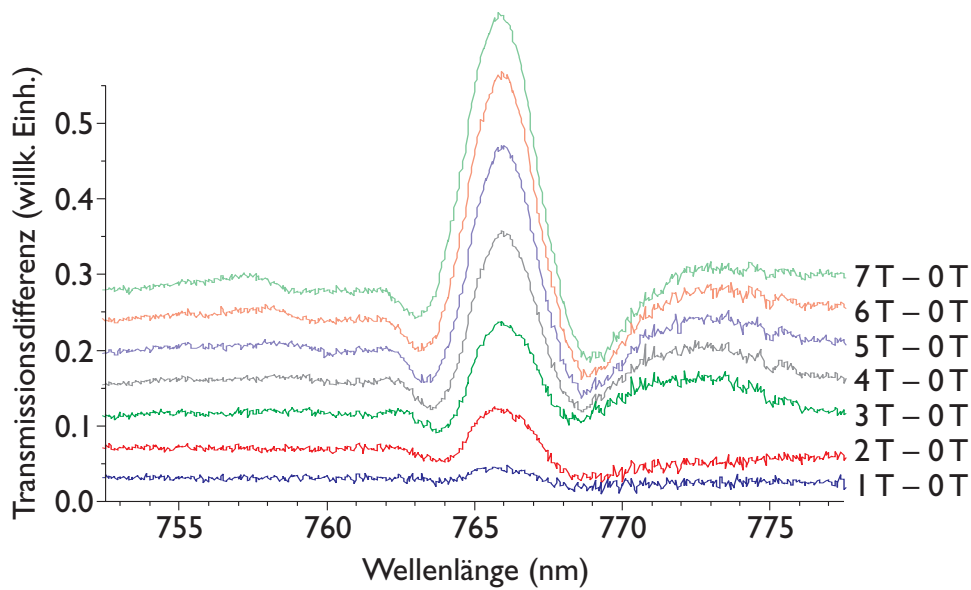


Abbildung 5.19: Differenz der Transmissionsspektren aus Abbildung 5.9

durch die qualitative Reproduktion der magnetooptischen Spektren durch Abbildung 5.19. Die dort dargestellten Spektren erhält man durch Differenzbildung der Magneto-transmissionsmessungen aus Abbildung 5.9.

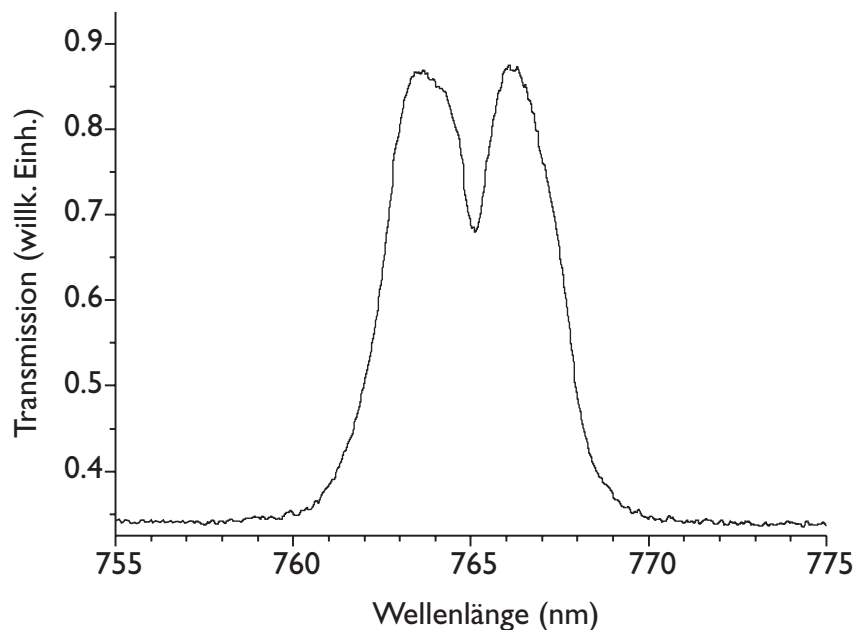


Abbildung 5.20: Reflexionsspektrum von $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$ durch den Interferenzfilter bei zentraler Lage der durch das Exziton hervorgerufenen Modulation des Brechungsindex

5.4 Messungen der magnetooptischen Sensitivität von $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$

Wie aus den Messungen im vorigen Abschnitt und den theoretischen Überlegungen im Abschnitt 3.1 bereits deutlich geworden ist, bleibt die hohe Verdetkonstante von $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ auf einen recht schmalen spektralen Bereich beschränkt. Zur Erlangung eines besseren Signal/Rausch-Verhältnisses kann es daher bei Verwendung von $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ als magnetooptischem Sensor sinnvoll sein, den Sensitivitätsbereich der Detektion auf den gewünschten Wellenlängenbereich einzuschränken. Um die für dynamische Messungen wünschenswerte Zeitauflösung zu erhalten, scheidet die Verwendung von Monochromatoren vor der Probe aus. Die Bandbreite des Abtastpulses am Ort der Messung sollte stets größer sein als die Bandbreite der Messung selbst, in diesem Fall also im wesentlichen die Linienbreite des Exzitons, um diese nicht in Ihrer Zeitauflösung zu beschränken.

Die Verwendung eines Monochromators hinter der Probe ist technisch schwierig, da sie nicht ohne weiteres mit dem Einsatz der Differenzmesstechnik kombinierbar ist. Besser eignen sich hier Interferenzfilter, deren Halbwertsbreite anpassbar ist und die daher so gefertigt werden können, dass sie gut mit den Halbwertsbreiten der magneto-optischen Effekte der DMS-Systeme (etwa 5 nm in Transmission bei der verwendeten

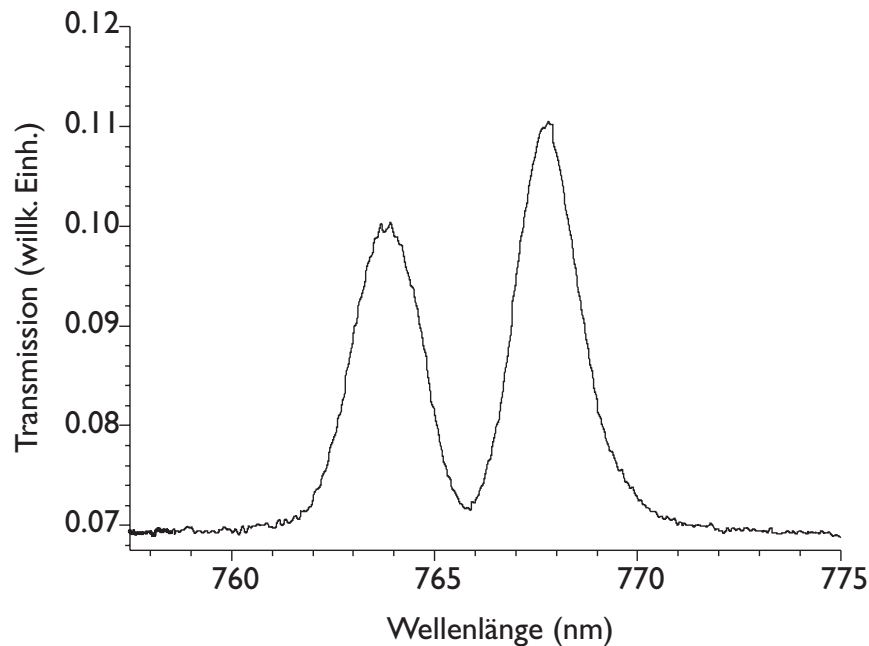


Abbildung 5.21: Transmission durch $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$ und den Interferenzfilter bei zentraler Lage der exzitonischen Absorption.

$\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$ -Schicht) harmonieren.

Die Durchlassbreite des verwendeten Interferenzfilters ist in den Abbildungen 5.20 und 5.21 zu erkennen, wobei in beiden Fällen der Interferenzfilter so abgestimmt wurde, dass sich die durch das 1S-Exziton hervorgerufene Resonanz in der Mitte des Durchlassbereiches befindet. Die Abstimmung der Interferenzfilter erfolgt durch Drehen. Je schiefere die Inzidenz auf den Interferenzfilter ist, desto mehr verschiebt sich das transmittierte Spektrum zu kurzen Wellenlängen hin. Der Durchstimmbereich ist also auf der langwelligen Seite durch die (relativ zum eingestrahlten Lichtbündel) orthogonale Position und auf der kurzwelligen Seite durch seine Größe beschränkt, da bei extrem schiefer Inzidenz das Lichtbündel seitlich abgeschattet wird.

Die folgenden Messungen wurden mit Hilfe der im Abschnitt 4.3.2 beschriebenen Differenzmesstechnik gewonnen. In Abbildung 5.22 ist das Differenzsignal der MOKE-Geometrie, d. h. in Reflexion, für verschiedene spektrale Positionen des Interferenzfilters aufgetragen. Normiert sind die dargestellten Messungen auf das Signal, welches sich bei vollständiger Verschiebung der Intensität auf ein Detektorauge ergibt, mithin 45° Polarisationsdrehung. Um die magnetooptischen Beiträge der Kryostatfenster zu eliminieren, wurden diese Messungen zusätzlich ohne Probe durchgeführt und die (geringen und wellenlängenunabhängigen) Beiträge rechnerisch aus den abgebildeten Daten entfernt.

Bemerkenswert bei den oben beschriebenen Kerr-Messungen ist die Umkehrung des Vorzeichens der Rotation in der Nähe der exzitonischen Resonanz, verglichen mit den

5.4 MESSUNGEN DER MAGNETOOPTISCHEN SENSITIVITÄT VON $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$

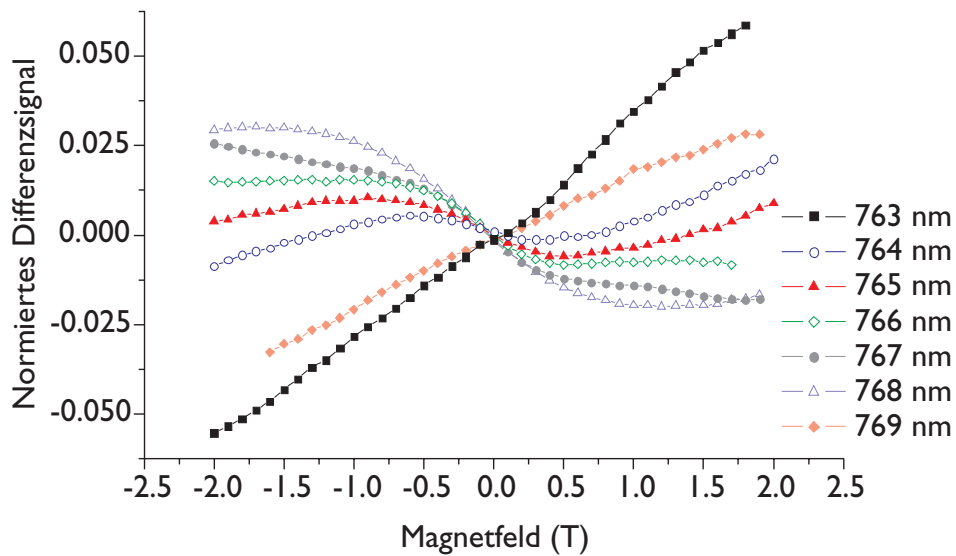


Abbildung 5.22: Differenzsignal in Reflexion von $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$ für verschiedene Zentralwellenlängen des Interferenzfilters bei $T = 4,2$ K.

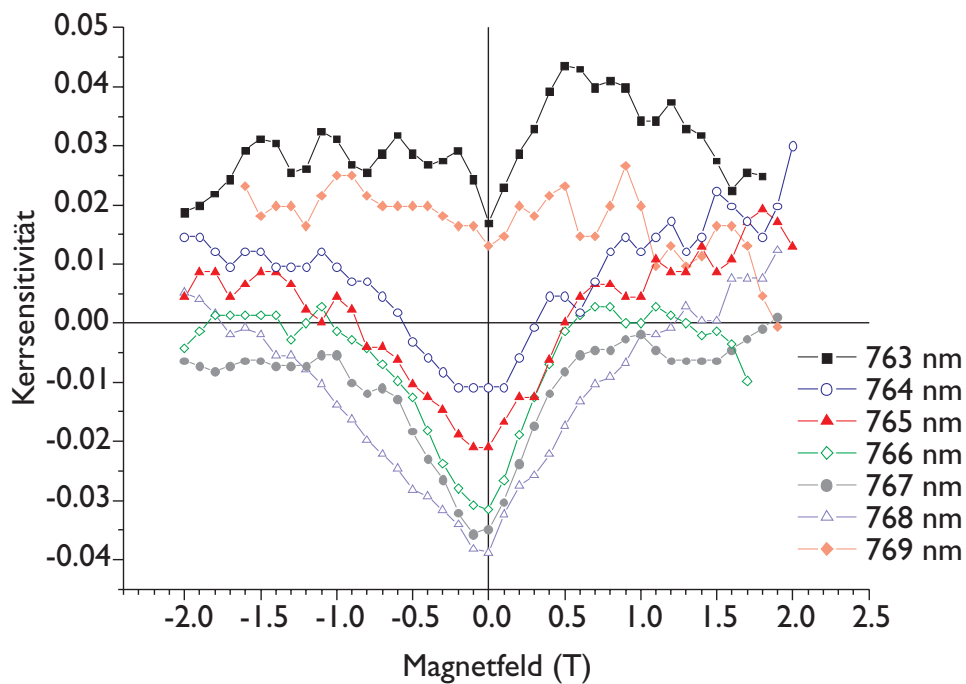


Abbildung 5.23: Kerrsensitivität für verschiedene Zentralwellenlängen des Interferenzfilters bei $T = 4,2$ K.

Bandlücken- und den Interbandbeiträgen. Darüber hinaus gewinnen für höhere Felder die Beiträge außerhalb der Resonanz stets an Bedeutung und dominieren für $B > 2 \text{ T}$, d. h. für Felder, die größer als der dargestellte Bereich sind, gleichen alle Spektren dem bei 763 nm Zentralwellenlänge und repräsentieren die „gewöhnliche“ Zeemanaufspaltung. Dieser Effekt kann auf die endliche spektrale Breite des Interferenzfilters zurückgeführt werden. Die Rotationsbeiträge in Reflexion sind, wie bereits erwähnt, sehr schmalbandig. Die Rotationsbeiträge außerhalb der Resonanz sind zwar dem Betrag nach wesentlich kleiner, jedoch trägt ein erheblich größerer spektraler Bereich zur Messung bei. Optimale Sensitivität könnte hier, wie aus Abbildung 5.12 ersichtlich, gerade für kleine Felder durch eine spektrale Empfindlichkeit der Größenordnung 0,5 nm erreicht werden.

Durch die Verwendung des Interferenzfilters detektiert man als Messsignal das Integral aller wellenlängenabhängigen Kerr-Beiträge der Probe, multipliziert mit der Durchlassfunktion des Filters. Rechnet man mit einer konstanten Drehung über alle abgetasteten Wellenlängen, so entspricht in Abbildung 5.22 das normierte Differenzsignal von 0,025 einem Drehwinkel von etwa $0,72^\circ$.

Für die Verwendung von magnetooptische Materialien als Sensor ist die Ableitung dieses Differenzsignals nach dem Magnetfeld relevant, da diese Ableitung über die Modulation des magnetooptischen Messsignals bei leichter Veränderung des Magnetfeldes am Ort der Probe Aufschluss gibt. Diese Ableitung ist in Abbildung 5.23 dargestellt. Die Sensitivität bezieht sich auf die Einheiten in Abbildung 5.22, also auf das normierte Differenzsignal.

In Abbildung 5.24 ist das normierte Differenzsignal für die Transmissionsgeometrie dargestellt. Wie bereits in den Abbildungen 5.17 und 5.18 gezeigt wurde, besitzt $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ durch die hohe Linienbreite der 1S-Absorption eine exzitonisch überhöhte magnetooptische Empfindlichkeit von rund 3 nm Halbwertsbreite. Dies führt dazu, dass bei Abtastung mit Hilfe eines Interferenzfilters der gemessene Faraday-Effekt von den exzitonischen Beiträgen stärker dominiert wird als der MOKE.

Auffällig ist die starke Asymmetrie bezüglich der Magnetfeldrichtung bis hin zu hohen Feldern; das bei den Reflexionsmessungen aufgetretene Einschwenken in das gewöhnliche Verhalten bleibt also aus. Dies wird verursacht durch die Lage des Exzitons relativ zur Bandkante und die daraus folgende Asymmetrie bezüglich der Linienverbreiterung, bzw. -verschiebung zu kürzeren oder längeren Wellenlängen. Dieser Effekt tritt bei den Reflexionsmessungen nicht auf, da die Reflexionsspektren in der Umgebung der exzitonischen Resonanzen das Laserspektrum wiedergeben, da die Reflektivität der Probe außerhalb der Resonanzen im Gegensatz zur Transmissivität nicht variiert.

Die verwendete Messtechnik ist nicht in der Lage, während des Messprozesses auftretende Änderungen der Gesamtintensität zu ermitteln. Führt nun das Magnetfeld zu einem verstärkten Überlapp des Transparenzbereichs des Sensors mit dem Durchlassbereich des Interferenzfilters, steigt die gesamte transmittierte Intensität. Bei gegebener Rotation ergibt das eine größere Differenz der beiden Polarisationsanteile auf dem Detektor – das Signal steigt an. Eine direkte Folge dieses Effektes ist, dass das gemessene „normierte“

5.4 MESSUNGEN DER MAGNETOOPTISCHEN SENSITIVITÄT VON $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$

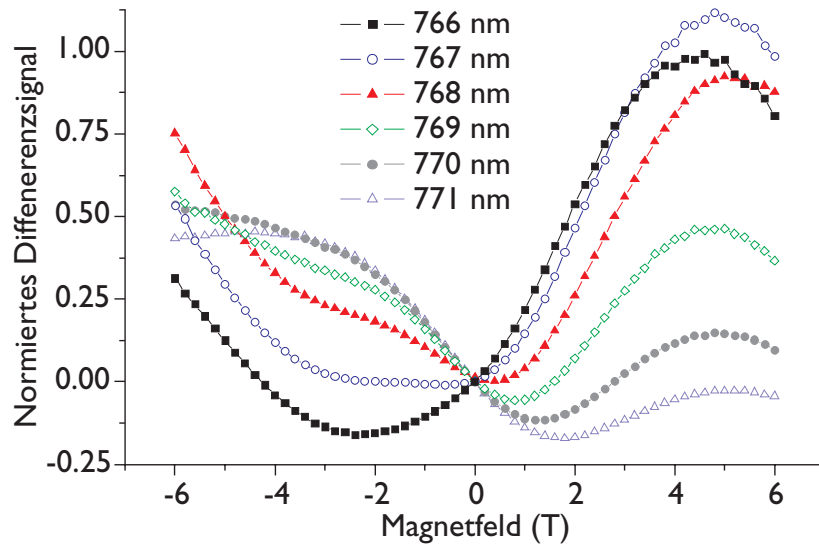


Abbildung 5.24: Differenzsignal in Transmission von $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$ für verschiedene Zentralwellenlängen des Interferenzfilters bei $T = 4,2 \text{ K}$.

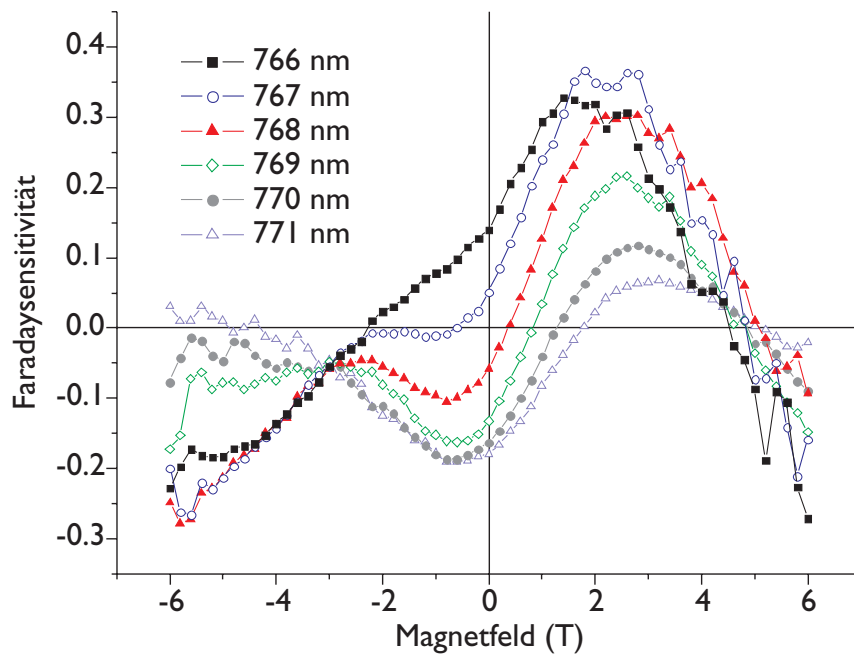


Abbildung 5.25: Faradaysensitivität für verschiedene Zentralwellenlängen des Interferenzfilters bei $T = 4,2 \text{ K}$.

Signal den Wert 1 übersteigen kann. Dies ist in der Messung mit der Zentralwellenlänge von 767 nm in [Abbildung 5.24](#) zu sehen. Anschaulicherweise ist dieses Verhalten beson-

ders für die Zentralwellenlängen ausgeprägt, die am kurzwelligen Rand der Absorptionslinie liegen, d. h. solche, bei denen die initial transmittierte Intensität klein ist. Diesen Effekt könnte man durch simultane Messung des Summensignals beider Kanäle und anschließende Normierung eliminieren. Für eine messtechnische Anwendung als Sensor ist das jedoch unsinnig, da der Effekt die Messempfindlichkeit steigert und eine Normierung dies rückgängig machen würde. Die beiden Effekte können demnach kombiniert für die Magnetfeldsensorik genutzt werden. Lediglich dann, wenn absolute Aussagen über die Polarisationsdrehung im Sensor notwendig sind, ist die Signalnormierung über die Summenbildung empfehlenswert. Nimmt man von einer echten Drehung von 45° an, d. h. das Erreichen des Wertes 1 bei $B = 5 \text{ T}$ in Abbildung 5.24, entspricht das bei der Schichtdicke von 600 nm einer Verdetkonstante von $1,5 \cdot 10^7 \text{ }^\circ/\text{Tm}$.

In Abbildung 5.25 ist wieder die Sensitivität, mithin die Ableitung des Differenzsignals dargestellt. Diese ist, wie auch schon die Beträge des Differenzsignals selbst, signifikant größer als bei den MOKE-Messungen, obwohl die Amplituden des Maximums im magnetooptischen Spektrum in der Reflexionsgeometrie deutlich höher sind als die in Transmission. Allein auf die Wechselwirkungslänge kann dies nicht zurückgeführt werden. Weit größeren Einfluss hat die gute Übereinstimmung der Halbwertsbreite der exzitonischen Überhöhung in Transmission mit der Durchlassbreite des Interferenzfilters.

5.5 Differenzielle Rotationsmessungen

Zur Überprüfung der rechnerischen Kompensation der parasitären magnetooptischen Aktivität der optischen Komponenten wie Kryostatfenster und zur Beurteilung der Sensitivität des Messaufbaus wurden differenzielle Faraday-Messungen an einer $\text{Gd}_2\text{Bi}_1\text{Fe}_{4,4}\text{Ga}_{0,2}\text{Al}_{0,4}\text{O}_{12}$ -Epischicht durchgeführt. Diese besitzt eine typische Magnetisierungskurve mit einem scharfen Übergang bei der Sättigungsmagnetisierung von etwa 0,5 T bei einer Temperatur von 4 K (siehe Abbildung 5.26). Die Bi:Granate besitzen wesentlich stärkere Rotationseigenschaften außerhalb der fundamentalen Absorptionen als die DMS-Systeme (vergleiche Abschnitt 3.2.4). Dadurch können magnetooptische Experimente in Wellenlängenbereichen durchgeführt werden, in denen selbst dicke Schichten noch hinreichend transparent sind. Die Schichtdicke der verwendeten Granatschicht beträgt $5,2 \text{ }\mu\text{m}$, ist demnach fast eine Größenordnung dicker als der verwendete DMS-Film. Die Verdetkonstante unterhalb der Sättigung beträgt etwa $1,9 \cdot 10^6 \text{ }^\circ/\text{Tm}$.

Zusätzlich zu dem Differenzsignal ist in Abbildung 5.26 noch dessen Ableitung dargestellt. Diese kann verglichen werden mit der differenziellen Messung in Abbildung 5.27, welche durch die im Abschnitt 4.3.3 dargestellte Methode gewonnen wurde. Die Spule erzeugt ein mit 287 Hz modulierte Magnetfeld von etwa 0,5 mT (effektiv). Man findet eine sehr gute Übereinstimmung mit dem durch Ableitung gewonnenen Ergebnis. Darüber hinaus gibt diese Messung Aufschluss über die erreichbare Auflösung. Im Bereich zwischen $-0,5 \text{ T}$ und $+0,5 \text{ T}$ beträgt die Signalspannung am Detektor etwa $5 \text{ }\mu\text{V}$ (Abgebildet ist eine Einzelmessung mit einer Integrationszeit von einer Sekunde pro Datenpunkt).

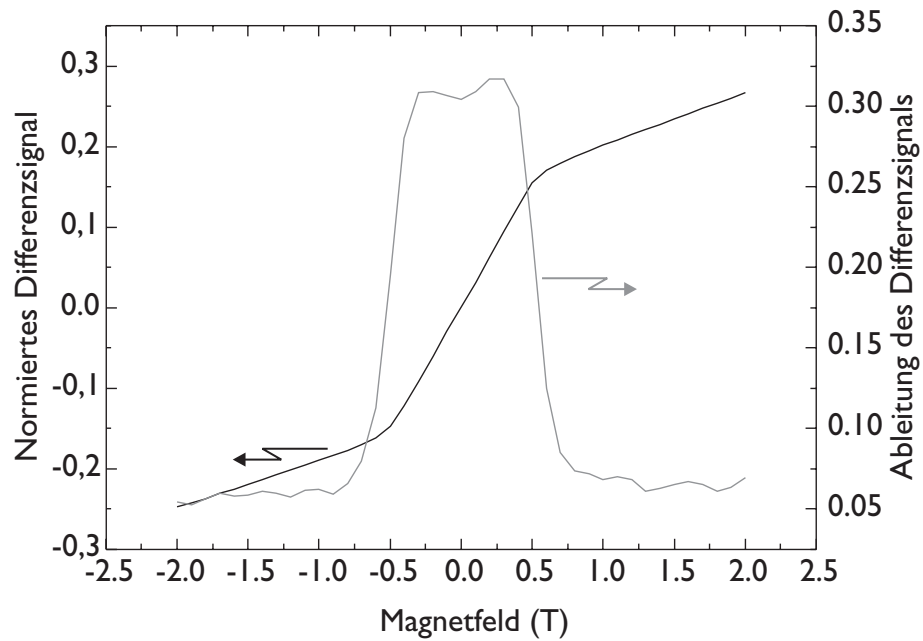


Abbildung 5.26: Differenzsignal von GdIG sowie dessen Ableitung bei $T = 4,2$ K

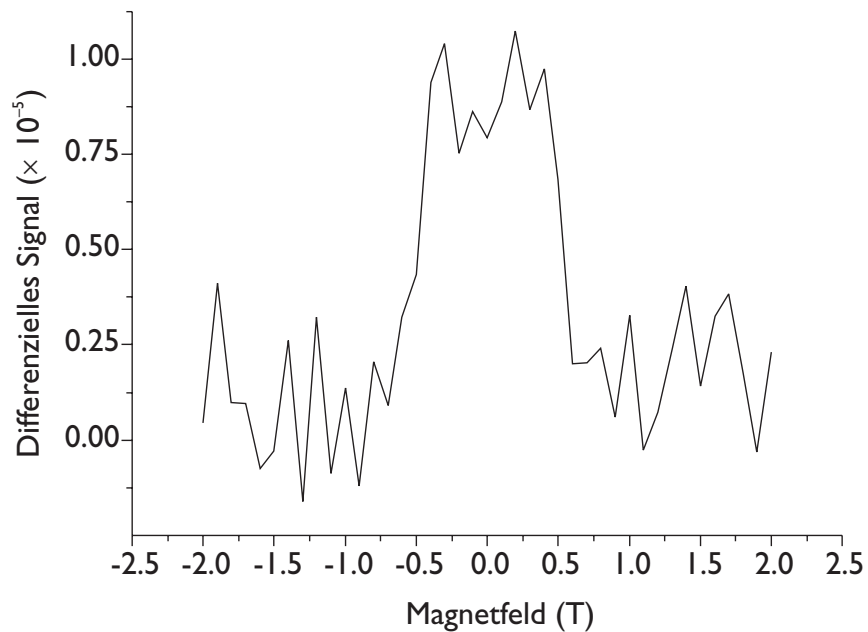


Abbildung 5.27: Mit Hilfe von Modulationsspulen gemessenes differenzielles Faradaysignal von GdIG bei $T = 4,2$ K

Ungünstig wirkt sich jedoch bei dieser Messung die vergleichsweise geringe Modulationsfrequenz aus. Höhere Modulationsfrequenzen, wie sie mit optischen Modulatoren oder Mikrospuln zugänglich sind, wirken sich hier positiv aus.

5.6 Vergleich: Differenzdetektor – PEM

Eine ganze Reihe hochauflösender magnetooptischer Messungen in der Literatur wurden mit Hilfe eines photoelastischen Modulators (PEM) durchgeführt. Für einen Vergleich bezüglich der Sensitivität der PEM-Messtechnik mit der Differenzmesstechnik wurden Messungen an Nickel-Dünnschichten (mit etwa 12 nm Schichtdicke) durchgeführt.

Nickel besitzt bei tiefen Temperaturen ausgeprägte Hystereseigenschaften mit einer Sättigungsmagnetisierung von einigen 10 mT. In [Abbildung 5.28](#) ist eine volle Hysterese Schleife dargestellt, die durch eine Faraday-Messung mit Hilfe des Differenzdetektors am Nickel selbst gemessen wurde (die Chopperfrequenz betrug etwa 3 kHz).

In [Abbildung 5.29](#) ist die gleiche Messung mit Hilfe des PEM zu sehen (der Messaufbau entspricht dem in [Abbildung 4.3](#) dargestellten). Auffällig ist das deutliche größere Rauschen, obwohl alle Messparameter beibehalten wurden und die Signalspannung vergleichbar ist. Für diese Messung wurde als Photodiode eines der beiden Augen des Differenzdetektors verwendet, d. h. die Beeinflussung des Ergebnisses durch unterschiedliche Detektoren kann ausgeschlossen werden.

Der beobachtete Effekt wird hervorgerufen durch den höheren DC-Offset bei den PEM-Messungen. Im Differenzbetrieb werden bereits innerhalb des Detektors die beiden Signalanteile ausbalanciert. Daher sollte das Signal, welches am Eingang des Lock-In-Verstärkers anliegt, ausschließlich durch Polarisierungseffekte hergerufen werden. Der dynamische Bereich der Eingangsstufe des Verstärkers wird so kaum gefordert. Beim Einsatz eines PEM ist das anders. Die Modulationstiefe des Signals ist zwar die gleiche, jedoch liegt auch ohne eine Drehung der Polarisierungsebene durch die Probe eine vergleichsweise hohe DC-Spannung am Lock-In-Verstärker an.⁶ Dies führt, in Verbindung mit der hohen Abtastfrequenz von über 100 kHz (der doppelten Modulationsfrequenz des PEM), zu einer wesentlich höheren Belastung der Eingangsstufe und verhindert im vorliegenden Fall die Einstellung der Eingangsempfindlichkeit derselben auf den günstigsten Wert.⁷

⁶Im Fall der in [Abbildung 5.29](#) dargestellten Messung über 300 mV

⁷Die Möglichkeit, dass die Spindynamik von Nickel selbst der limitierende Faktor ist, kann sicher ausgeschlossen werden, da diese auch ohne optische Anregung erst im GHz-Bereich relevant wird (siehe z. B. [[GvdBH⁺02](#)]).

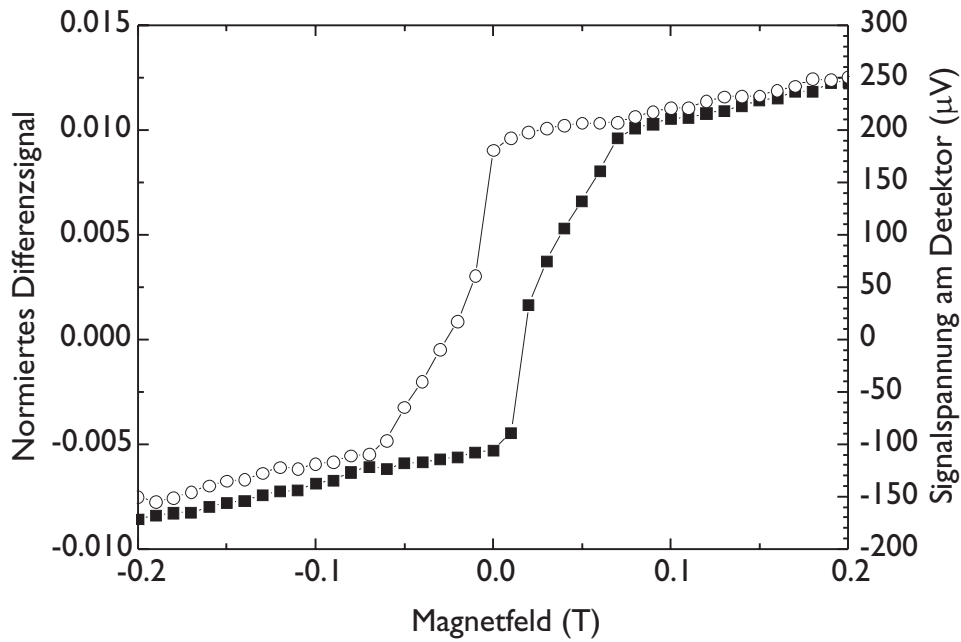


Abbildung 5.28: Volle Hystereseschleife einer Nickel-Dünnschicht bei $T = 4,2$ K, gemessen mit Hilfe des Differenzdetektors.

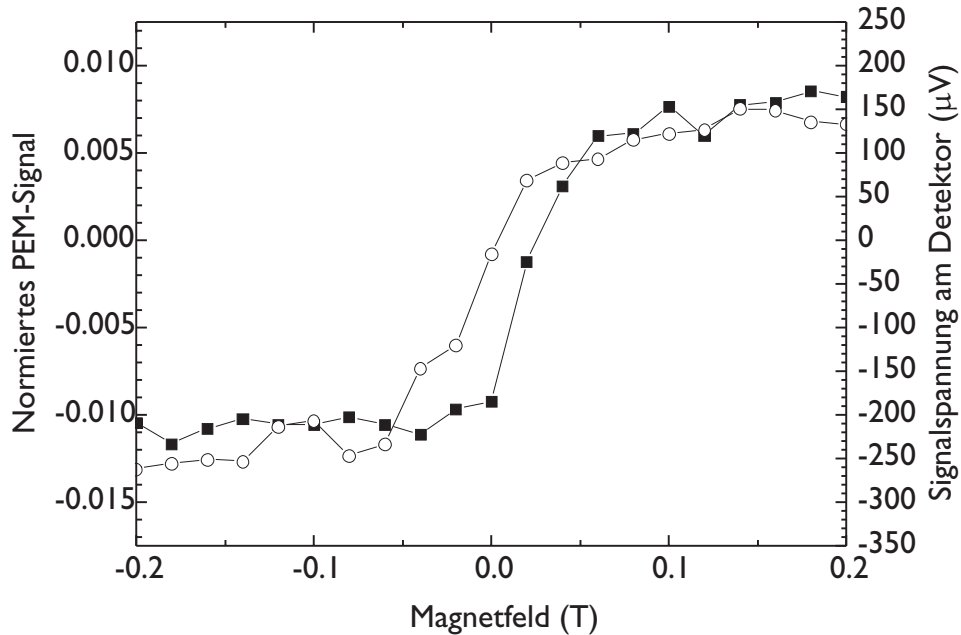


Abbildung 5.29: Volle Hystereseschleife einer Nickel-Dünnschicht bei $T = 4,2$ K, gemessen mit Hilfe des photoelastischen Modulators

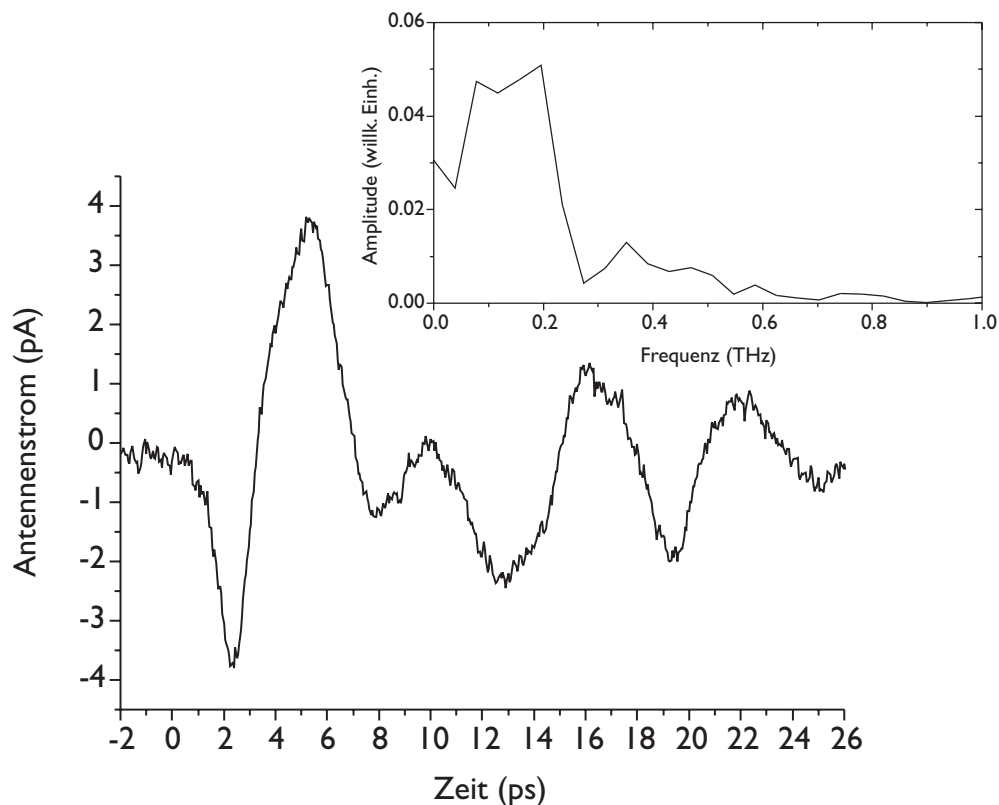


Abbildung 5.30: Messung des Freistrahlsignals eines LT-GaAs-Ringemitters von $240\ \mu\text{m}$ Ringdurchmesser mit Hilfe eines gleichartigen Ringes auf einer SOS-Detektorantenne.

5.7 Zeitaufgelöste Magnetfeldmessungen mit externen Sensoren

Viele Messaufgaben sind unter Einhaltung der Nahfeldgeometrie nicht zu lösen. Die Ursache liegt oft darin, dass für die Sensoren keine geeigneten Substrate zur Verfügung stehen. Diese sollten transparent und beidseitig poliert sein, um die Abtastung durch das Substrat hindurch vornehmen zu können. Ein Beispiel hierfür ist in [Abbildung 4.2](#) zu sehen. LT-GaAs-Material wird epitaktisch hergestellt. Durch die notwendige Gitteranpassung wird als Substrat GaAs verwendet, welches für die erforderlichen Wellenlängen opak ist. Ein möglicher Ausweg wäre das Ablösen des gewachsenen LT-GaAs-Films und Aufbringung desselben auf ein transparentes Substrat, z. B. Saphir. Bei der Verwendung von SOS-Material stellt sich trotz des transparenten Substrates ein ähnliches Problem, da dieses Material kommerziell nicht mehr auf beidseitig poliertem Substrat verfügbar ist und sich Saphir im Laborbetrieb durch seine außerordentlich große Härte schlecht polieren lässt.

Die [Abbildung 4.2](#) stellt die wahren Größenverhältnisse insofern nicht korrekt dar, dass

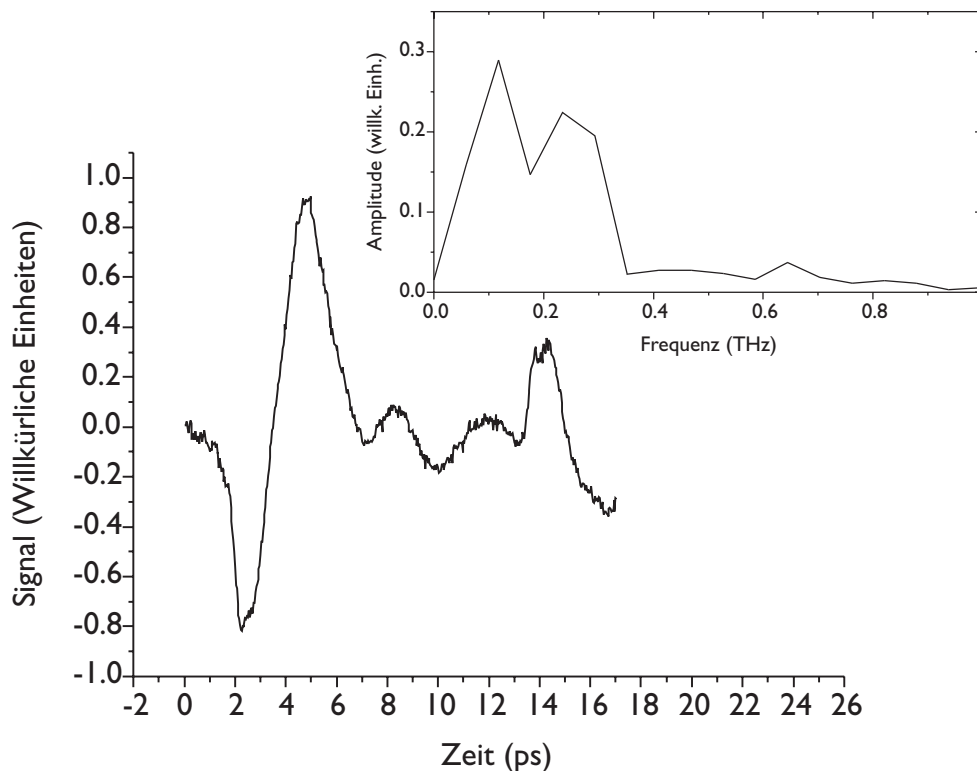


Abbildung 5.31: Messung des Freistrahlsignals eines LT-GaAs Ringemitters von $240\ \mu\text{m}$ Ringdurchmesser mit Hilfe des DMS-Sensors ($600\ \text{nm}\ \text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$ auf ZnTe-Substrat) bei $T = 4,2\ \text{K}$.

die Substrate etwa $500\ \mu\text{m}$ stark sind und der Ringdurchmesser im konkreten Fall $240\ \mu\text{m}$ beträgt. Die optische Weglänge zwischen den beiden Antennenstrukturen wird durch die Brechungsindizes der Substrate noch erheblich verlängert, da dieser im THz-Bereich etwa 3 beträgt. Unter den beschriebenen Umständen ist demnach der „optische“ Abstand zwischen den Ringen über zehn Mal größer als ihr Durchmesser. Damit kann nicht mehr von Nahfeldbedingungen ausgegangen werden. [Abbildung 5.30](#) zeigt die gemessene Transiente der in [Abbildung 4.2](#) dargestellten Messgeometrie und ihre Fouriertransformation.

Da auch die DMS-Systeme epitaktisch hergestellt werden, besteht bei ihnen prinzipiell das gleiche Problem wie bei LT-GaAs. Das klassische Substratmaterial für CdTe-basierte DMS ist $\text{Cd}_{0,96}\text{Zn}_{0,04}\text{Te}$, welches keine geeigneten Transparenzeigenschaften besitzt. Es ist jedoch zwischenzeitlich gelungen, $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ auf ZnTe-Substraten zu wachsen.⁸ Diese erlauben Transmissionsmessungen bis tief in den Bereich sichtbaren Lichtes (je nach Temperatur im Bereich zwischen etwa 520 und $540\ \text{nm}$, siehe z. B. [\[CA75\]](#)), können also bei den verwendeten Wellenlängen eingesetzt werden. In [Abbildung 5.31](#) ist eine Mes-

⁸Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten DMS-Proben wurden von Kai Ortner in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Molenkamp an der Universität Würzburg hergestellt.

sung dargestellt, welche mit Hilfe des Messaufbaus aus Abbildung 4.7 gewonnen wurde. Die Abstandshalter waren in diesem Fall etwa 50 μm dick.

Beide zeitaufgelöste Messungen (Abbildungen 5.30 und 5.31) zeigen auffällige Parallelen, wie z. B. die mit dem Ringdurchmesser korrespondierende Resonanzfrequenz von etwa 200 GHz. Beiden Messungen gemein ist aber auch, dass beide mit großer Wahrscheinlichkeit keine Magnetfeldmessungen, sondern Freistrahlmessungen darstellen, in denen die elektrische Komponente dominiert.

In der Doppelring-Anordnung ist, wie bereits erwähnt, der optische Abstand der Ringe etwa eine Größenordnung höher als ihr Durchmesser. Dies macht eine effiziente Trennung von elektrischen und magnetischen Effekten bereits unwahrscheinlich. Um diesen Befund zu unterstützen, wurde die beiden Antennen lateral gegeneinander verschoben und so der Einfluss des Ringüberlapps auf das gemessene Signal ermittelt. Bei einer magnetischen Nahfeldmessung sollte das Signal außerhalb des Ringes (d. h. wenn die Ringe nebeneinander angeordnet sind) wesentlich geringer als das Signal bei vollständigem Überlapp sein. Außerdem sollte sich im Nahfeld das Vorzeichen des detektierten Magnetfeldpulses umkehren. Dies ist nicht der Fall. Die gemessenen Transienten unterscheiden sich selbst bei einem lateralen Versatz der beiden Ringe in der Größenordnung Millimeter nur marginal. Dies ist das Verhalten, welches man bei der Detektion von Freistrahlen erwartet, da diese durch den Verzicht auf Mikrolinsen und andere in der THz-Spektroskopie verbreitete Maßnahmen zur Strahlkollimation wenig gerichtet sein sollten.

Im Fall der magnetooptischen Detektion mit DMS wird der Effekt verschuldet durch das Substrat. ZnTe ist elektrooptisch aktiv. Die Wachstumsrichtung des Substrats wurde zwar in der für Messungen mit senkrechter Inzidenz günstigen (weil elektrooptisch inaktiven) 001-Richtung gewachsen. Durch die ungerichtete Abstrahlung der elektromagnetischen Transiente der Ringantenne und den durch den Messaufbau bedingten Abtastwinkel von 45° werden jedoch stets lokal begrenzte Geometrien vorliegen, in denen ein elektrooptisches Signal auftritt. Bedingt durch die Dicke des ZnTe-Substrats und die kräftige Abstrahlung des LT-GaAs-Emitters dominiert dieser elektrische Effekt das magnetooptische Signal aus der DMS-Dünnschicht.

Diese These wird unterstützt durch eine Abschätzung des Verhältnisses aus magneto- und elektrooptischer Sensitivität. Wie in Anhang E hergeleitet, ist das Verhältnis aus elektro- und magnetooptischer Sensitivität gegeben durch

$$\xi \equiv \frac{I_{\text{EO}}}{I_{\text{MO}}} = \frac{\pi c}{\lambda} \frac{d}{L} \frac{n^3 r_{41}}{V_k}. \quad (5.1)$$

Aus den in Tabelle E.1 angegebenen Parametern, kann man mit Hilfe von Gleichung (5.1) für die $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$ -Schicht ein Verhältnis von $\xi_{\text{CMT}} \approx 0,04$ abschätzen. Innerhalb der Schicht dominiert der Faraday-Effekt um rund einen Faktor 25. Berücksichtigt man jedoch das ZnTe-Substrat mit rund 400 μm Dicke, erhält man $\xi_{\text{CMT, ZnTe}} \approx 26$, sodass der elektrooptische Effekt selbst dann noch dominiert, wenn nur 10 % des Substrates in den Effekt eingehen.

Weitere Unterstützung erfolgt durch eine ortsauflösende Messung, bei der der Fokus des Probestrahles verschiedene Punkte auf dem Ringemitter abtastet. Auch hier sollte die oben erwähnte Signalumkehr beobachtet werden, jedoch bleibt sie auch hier aus. Zusätzlich wird diese These gestützt durch die über Temperaturabhängigkeit des Messsignals. Bedingt durch den rapiden Abfall der Austauschwechselwirkung zu höheren Temperaturen hin, geht die magnetooptische Sensitivität des DMS-Materials bei steigender Temperatur erheblich zurück. Dies konnte jedoch bei den vorliegenden Messungen nicht nachgewiesen werden. ZnTe besitzt auch bei Zimmertemperatur noch eine sehr gute elektrooptische Sensitivität.

Diese Schwierigkeiten müssen dem realen Einsatz als Sonde jedoch nicht unbedingt im Wege stehen, da die zu untersuchenden Quellen transientser Magnetfelder nicht so ausgezeichnete Quellen elektrischer Felder wie Mikroantennen sein müssen. An allen Richtungsänderungen des Streifenleiters treten Reflexionen auf, alle dazwischen liegenden Abschnitte emittieren entsprechend ihrer Länge elektromagnetische Dipolstrahlung. Magnetische Übergänge in Molekülen, die ein mögliches Einsatzgebiet der magnetischen Kurzzeitsensorik sind, sollten diese Eigenschaft nicht besitzen.

Eine echte zeitaufgelöste Magnetfeldmessung ist in [Abbildung 5.32](#) dargestellt. Dort wurde die Bi:GdIG-Dünnschicht in direkten Kontakt mit einem Streifenleiter gebracht. Läuft ein Strompuls auf dem Leiter entlang, erzeugt dieser in seiner Umgebung ein transientes Magnetfeld, welches zu einer Magnetisierungsänderung des Granats führt. Diese wird wie in [Abbildung 4.7](#) dargestellt (jedoch ohne Abstandshalter) magnetooptisch abgetastet.

Die Zeitauflösung dieses Experiments, ermittelt aus einem einfach exponentiellen Fit, ist mit den in der Literatur berichteten Werten vereinbar. Jedoch wurden bei den in der Literatur beschriebenen Experimenten [[FBS92](#), [EF96](#)] stets relativ langsame Photoschalter aus intrinsischem GaAs verwendet, sodass die Bandbreite der Granate nur aus der Anstiegszeit des Signals und aus der Frequenz der Larmoroszillationen der ferromagnetischen Resonanz geschlossen werden kann. Die Abfallzeiten dieser Experimente lag stets im Bereich einiger hundert Pikosekunden. Die in [Abbildung 5.32](#) dargestellte Messung zeigt eine Relaxationszeit von etwa 14 ps, jedoch eine weit schnellere Anstiegszeit von etwa 2,5 ps bis hin zu einer Abflachung der Anstiegskurve. Diese Abflachung kann mit hoher Wahrscheinlichkeit auf die Messgeometrie zurückgeführt werden. Die Messung erfolgte auf einem Schenkel einer quadratischen Ringantenne mit 240 μm Ringdurchmesser. Die Anregung erfolgte in der Photolücke, die Abtastung zwischen der Photolücke und der äußeren Ecke (siehe [Abbildung 5.32](#)). Der an der Photolücke generierte Puls läuft die Leiterbahn entlang, passiert den Ort des Abfragepulses und wird teilweise an der äußeren Ecke reflektiert. Der rücklaufende Puls führt zu der Abflachung des Messsignals nach wenigen Pikosekunden.

Die schnelle Anstiegszeit der dargestellten Messung besitzt einen hohen Frequenzinhalt (einige hundert Gigahertz), der Messungen ultraschneller Magnetisierungsänderungen erreichbar erscheinen lässt. Ebenso ist bei Betrachtung der Abfallzeit nicht ausge-

schlossen, dass nicht die Granatschicht, sondern der Streifenleiter selbst die Abfallzeit begrenzt.

Das Differenzsignal im Maximum der Kurve entspricht einer Rotation von etwa $2,9 \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ$, d. h. etwa 0,1 Bogensekunden, und gibt Auskunft über die erreichbare Messgenauigkeit. Legt man die in Abschnitt 5.5 ermittelte Verdetkonstante zu Grunde und errechnet das zu erwartende Magnetfeld am Streifenleiter⁹, findet man eine Wechselwirkungslänge von etwa $1,1 \text{ } \mu\text{m}$.¹⁰

Auf die Nachweisempfindlichkeit bei diesem Experiment wirkt sich positiv aus, dass man über die elektrische Vorspannung des Streifenleiters direkt die Quelle des Magnetfeldes modulieren kann. Das Messprinzip ist also der in den Abschnitten 4.3.3 und 5.5 beschriebenen differenziellen Rotation nicht unähnlich. Im Vergleich zu der dort vorgestellten Methode führt die hohe Modulationsfrequenz von etwa 25 kHz zu einer wesentlich effektiveren Rauschunterdrückung.¹¹

Die vorliegende Messung erfolgte, um die Vergleichbarkeit mit der DMS-Messung zu ermöglichen, unter gleichen Bedingungen, d. h. bei $T = 4,2 \text{ K}$ und einer Zentralwellenlänge des Interferenzfilters von etwa 767 nm. Die spektrale Eingrenzung durch den Interferenzfilter wirkt sich dabei durch die spektral breiten magnetooptischen Signaturen der Granate nicht nachteilig auf die Sensitivität des Sensors aus. Die tiefe Temperatur führt zu einer im Vergleich zur Raumtemperatur erheblich erhöhten Sättigungsmagnetisierung des Granats (vergleiche Abbildung 3.22), und zu einer Erhöhung der Verdetkonstante in der Größenordnung einiger zehn Prozent [HWT83b, HWT83a]. Der LT-GaAs-Emitter ermöglicht jedoch bei tieferen Temperaturen ein erheblich rauschärmeres Messen. Beide Messungen erfolgten zur Sicherstellung definierter Magnetisierungsverhältnisse unter einer leichten, senkrecht auf der Oberfläche stehenden, magnetischen Vorspannung von rund 180 mT.¹² Diese hat jedoch keine nennenswerten Auswirkungen auf die Sensitivität der Materialien. Für die DMS-Systeme ergibt sich das direkt aus Abbildung 5.25. Die Granate besitzen bei dünnen Schichten prinzipiell eine Magnetisierung, die senkrecht auf der Oberfläche steht. Die magnetische Vorspannung wird also nur zur Stabilisierung bestehender Verhältnisse eingesetzt. Wie aus Abbildung 5.27 ersichtlich, liegt diese magnetische Vorspannung unterhalb der Sättigungsmagnetisierung. Wird die gleiche Messung bei Zimmertemperatur durchgeführt, führen die 180 mT bereits zur magnetischen Sättigung (siehe Abbildung 3.22) und damit gemäß Abbildung 5.27 zu einer Verringe-

⁹Das magnetische Feld an einem stromdurchflossenen Leiter divergiert mit verschwindendem Abstand. Insofern muss zur Berechnung stets ein realistischer Abstand des Messpunktes vom Leiter angenommen werden. Unter der Annahme eines mittleren Abstandes von $1 \text{ } \mu\text{m}$ findet man einen Magnetfeldpuls von $0,5 \text{ } \mu\text{T}$.

¹⁰Die Schichtdicke des Granats liegt, wie bereits erwähnt, bei $5,2 \text{ } \mu\text{m}$.

¹¹In dem Experiment wird die Vorspannung über einen Funktionsgenerator erzeugt, der ein Rechtecksignal von $\pm 10 \text{ V}$ liefert. Auf den optischen Lichtzerhacker zur Modulation wird deswegen verzichtet, dies vereinfacht die Messung auch dadurch, dass Streulicht aus dem Anregebündel, welches den Detektor trifft zu keiner Verfälschung des Messsignals führt.

¹²Das Magnetfeld wurde mit einem Permanentmagneten vom Typ VACODYM der Vacuumschmelze erzeugt.

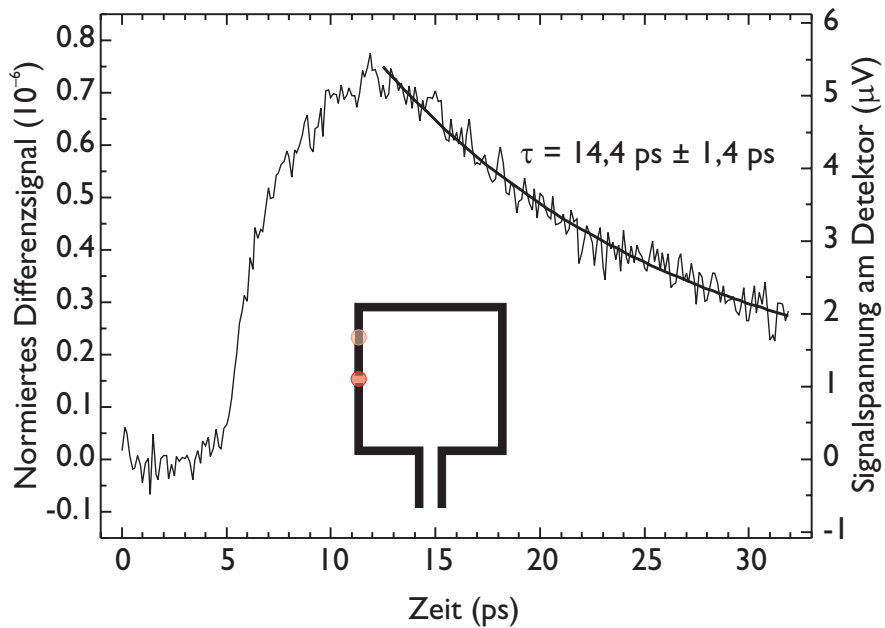


Abbildung 5.32: Relaxation des magnetooptischen Signals an GdIG bei Anregung durch einen Strompuls auf dem Streifenleiter ($T = 4,2 \text{ K}$).

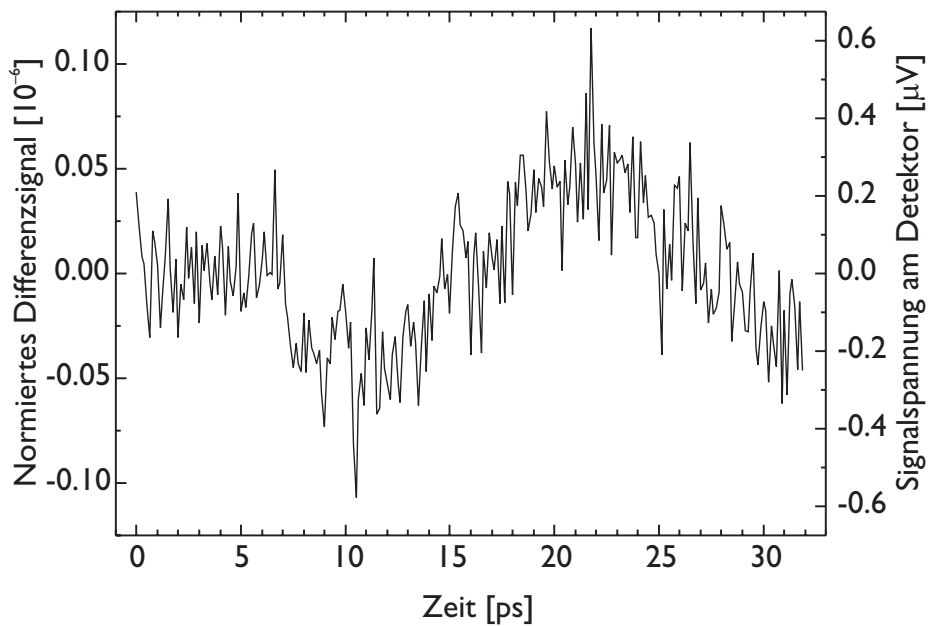


Abbildung 5.33: Relaxation des magnetooptischen Signals an GdIG bei Anregung durch einen Strompuls auf dem Streifenleiter ($T = 295 \text{ K}$)

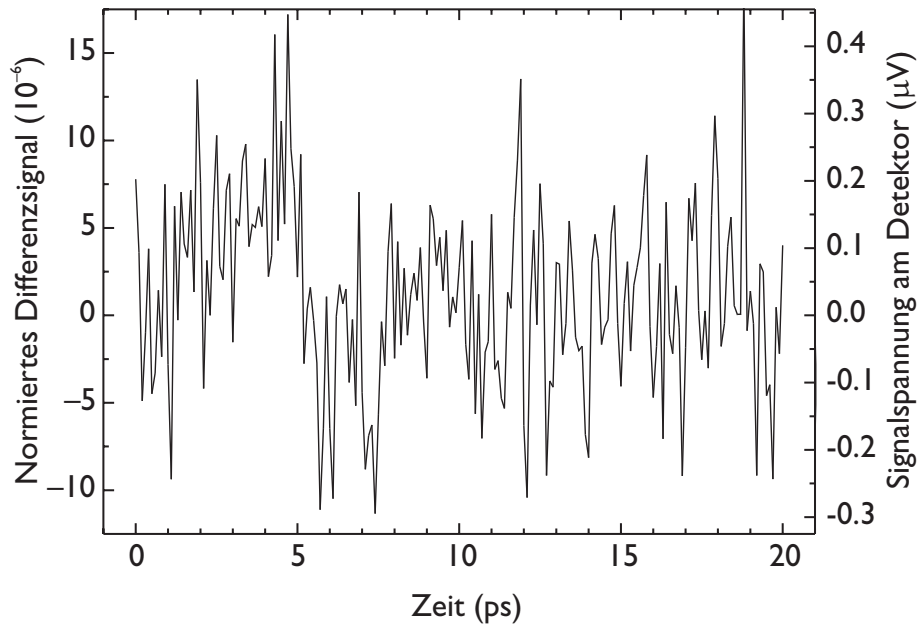


Abbildung 5.34: Relaxation des magnetooptischen Signals an $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$ bei Anregung durch einen Strompuls auf dem Streifenleiter ($T = 4\text{ K}$). Die Relaxationszeit ergibt sich aus dem eingezeichneten einfach exponentiellen Fit.

rung der Sensitivität um knapp eine Größenordnung. Die der Vollständigkeit halber in Abbildung 5.33 dargestellte Messung bei Zimmertemperatur besitzt vor allem deshalb ein etwas besseres Signal/Rausch-Verhältnis als die Messung mit dem DMS-System (Abbildung 5.34), weil der Durchflusskryostat, der eine erhebliche Rauschquelle darstellt, in dieser Messung natürlich abgeschaltet war.

Die gleiche Messung mit $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$ als Magnetfeldsensor ist in Abbildung 5.34 dargestellt. Die zeitliche Lokalisierung des Magnetfeldpulses bei 5 ps kann noch identifiziert werden, weitergehende oder gar quantitative Aussagen können nicht getroffen werden.¹³ Auffällig ist hierbei besonders, dass das normierte Differenzsignal um etwa einen Faktor zehn größer ist als bei der Granatmessung, obwohl die DMS-Schicht dünner ist als die dort ermittelte Wechselwirkungslänge. Dieser Befund bestätigt die in den vorangegangenen Abschnitten gemachten Aussagen. Die Ursache für das erheblich schlechtere Signal/Rausch-Verhältnis kann der rechten Skala entnommen werden: die Signalspannung ist um etwa eine Größenordnung kleiner als bei der Granatmessung.

Der Hintergrund dieses Effekts ist in der Transmissionsgeometrie begründet. Wie in Abbildung 4.7 bereits skizziert, findet die Reflexion des Abtaststrahls an der Grenzfläche

¹³Die mit Hilfe des Lock-In-Verstärkers mögliche Rauschunterdrückung wurde hier bereits sehr weit ausgereizt. Neben der bereits erwähnten Modulationsfrequenz von 25 kHz wurde bei dem vorliegenden Experiment eine Integrationszeit von 5 s gewählt, d. h. die Aufnahme eines jeden Datenpunktes nimmt etwa 15 s in Anspruch, die gesamte Messung dauert über zwei Stunden.

DMS/Luft und nicht zwischen dem Substrat und dem magnetischen Halbleiter statt. Dies liegt in der relativ geringen Brechungsindexdifferenz zwischen den beiden Halbleitermaterialien im Vergleich zur Luft begründet. Befindet sich der Sensor in direktem Kontakt zu dem metallischen Streifenleiter, sind die Reflexionseigenschaften dieser Grenzfläche noch besser. Allen magneto-optischen Transmissionsmessungen an DMS-Systemen ist aber, wie oben bereits ausführlich dargelegt, gemein, dass sie in der unmittelbaren Präsenz der exzitonischen Absorption stattfinden. Demnach sind die Absorptionsverluste außerordentlich hoch, d. h. die gesamte Intensität auf dem Differenzdetektor klein. Die Leistung des einfallenden Abtaststrahls kann jedoch im Hinblick auf die lokale Aufheizung, beziehungsweise Zerstörung der Sensorschicht und der darunter liegenden Metallisierung nicht beliebig erhöht werden. Bei Experimenten mit schwacher Fokussierung (z. B. die in Abbildung 5.24 dargestellten) kann die eingestrahlte Lichtleistung hinreichend erhöht werden, um genügend Intensität auf den Detektoren zu gewährleisten. Außerdem kommt den in diesem Kapitel dargestellten CW-Messungen zugute, dass es sich um eine „echte“ Transmissionsmessung handelt, d. h. der Abtaststrahl durchläuft den Sensor nur einmal, erfährt also im Vergleich zu den zeitauflösenden Messungen nur die halbe Abschwächung.

Offenbar spielt die elektrooptische Aktivität des Halbleitersubstrats bei der in Abbildung 5.34 dargestellten Messung nicht die dominierende Rolle wie in Abbildung 5.31. Der wesentliche Unterschied im Vergleich zu der dort abgebildeten Messung ist der Verzicht auf die in Abbildung 4.7 dargestellten Abstandshalter. Das Experiment erfolgt so in einer echten Nahfeldgeometrie. Außerdem ist das am Ort des Sensors anliegende Magnetfeld erheblich größer.¹⁴ Zusätzlich lässt sich durch den Verzicht auf die Abstandshalter die Fokussierung des Abtaststrahls auf den Punkt maximalen Magnetfeldes besser gewährleisten und durch die Vermeidung (mindestens) einer parasitären Reflexion und die Ausnutzung der hohen Reflektivität des Streifenleiters steigt die nutzbare Intensität am Detektor.

Die große Gefahr bei dem direkten Kontakt des Sensorwafers und des Emitters ist die Gefahr der Zerstörung des photokonduktiven Streifenleiters. Diese ist bereits beim Einbau der beiden Proben in die Klemmhalterung gefährdet. Darüber hinaus besitzen die beiden Halbleitersubstrate unterschiedliche thermische Ausdehnungskoeffizienten. Durch die im direkten Kontakt auftretenden Verspannungen und relativen Verschiebungen der beiden während des Abkühlens im Kryostaten, kann es zur Zerstörung beider Proben kommen. Bedingt durch die aufwändige Herstellung beider Komponenten mit MBE und Mikrostrukturierung und die damit verbundenen Schwierigkeiten bei deren Ersetzung, sollte dies beim Einsatz der Sensoren im täglichen Messbetrieb vermieden werden.

Die grundsätzliche Fähigkeit des elektronischen Systems in $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ schnell auf äußere Einflüsse zu reagieren, wird durch Abbildung 5.35 dargestellt. Dabei wurde der Halbleiter mittels herkömmlicher Pump-Probe-Spektroskopie mit Hilfe eines

¹⁴durch den $1/r$ -Abfall also etwa 50 mal so groß wie bei der Verwendung der Teflon-Abstandshalter

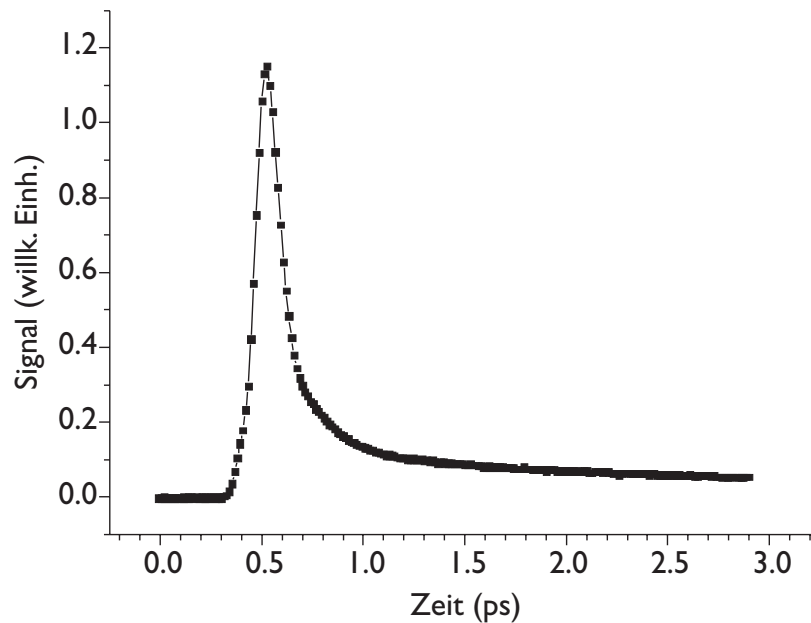


Abbildung 5.35: Ladungsträgerrelaxation in $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$.

Pumpstrahls angeregt und die zeitabhängige Reflektionsänderung eines Abfragestrahls aufgezeichnet. Mit Hilfe dieser Technik ist man über die Messung des Brechungsindex sensitiv auf die Existenz, bzw. Dichte freier Ladungsträger im Material.

Die innerhalb dieses Abschnittes dargestellten Messungen und die daraus extrahierten Messgenauigkeiten erlauben eine Abschätzung der zu erwartenden Signalen bei der Abtastung magnetischer Effekte in neuen Materialien. Eine Modellsubstanz, die laserinduziertes Umschalten zwischen verschiedenen Spinzuständen zeigt, d. h. deren Magnetisierung durch geeignete Laserpulse verändert werden kann, ist Ruthenium(II)tris-(2,2')bipyridin.¹⁵ Die Ruthenium-Ionen besitzen im High-spin-Zustand $S = 3/2$, woraus eine Sättigungsmagnetisierung von $M \approx 5,9 \cdot 10^3 \text{ A/m}$ errechnet werden kann. Dem entspricht eine maximale Induktion im Inneren des Materials von $B \approx 7,4 \cdot 10^{-3} \text{ T}$. Berücksichtigt man, dass selbst unter günstigen Bedingungen an einer Oberfläche eines magnetisierten Körpers maximal die Hälfte des inneren Feldes gemessen werden kann, so kann man auch dann noch das in Abbildung 5.32 dargestellte Signal/Rausch-Verhältnis erwarten, wenn nur ein Promille der vorhandenen Spins durch den Pumpimpuls angeregt werden kann.

¹⁵Dieses zweifach positiv geladene Ion liegt in Verbindung mit Phosphorhexafluorid vor, also in Form von $[\text{Ru}(\text{bpy})_3](\text{PF}_6)_2$.

6 Fazit

6.1 Detektionsmethoden

Im Rahmen der in dieser Arbeit vorgenommenen Untersuchungen hat sich die ausgezeichnete Eignung der Differenzmesstechnik für die höchstauflösende Faradayspektroskopie bestätigt. Durch den Einsatz geeigneter Polarisationsoptik im Detektionszweig (vergleiche Abschnitt 4.3.2) lassen sich außerdem die Effekte des Real- und Imaginärteils der dielektrischen Funktion, also zirkulare Doppelbrechung und zirkularer Dichroismus voneinander unterscheiden. Dies ist vor allem für quantitative Messungen an den unbekanntem Materialien selbst, also bei Messungen in denen kein externer Sensor eingesetzt wird, von großer Bedeutung.

Alternative Methoden, wie das klassische Polarisator/Analysator-Experiment oder die Verwendung eines photoelastischen Modulators, sind für die vorliegenden Messungen der Differenzmesstechnik klar unterlegen. Die klassische Messtechnik ermöglicht einerseits nicht die oben genannte Unterscheidung verschiedener magnetooptischer Effekte und leidet andererseits an ihren bekannten Nachteilen wie geringe Detektionsintensität und das unvermeidliche „Übersprechen“ anderer spektraler Effekte auf das Messsignal.¹ Ist die simultane Aufnahme magnetooptischer Spektren in einem zeitaufgelösten Experiment unverzichtbar, bleibt jedoch nur die klassische Anordnung in Kombination mit einem Spektrometer.

Der photoelastische Modulator ist, insbesondere für die vorgestellten Experimente, keine Alternative zu dem Differenzdetektor, da er nicht die Möglichkeit bietet, die unmodulierten Anteile, d. h. die Signale nicht-magnetooptischen Ursprungs, schon im Detektor zu eliminieren. Diese Aufgabe muss bei der Verwendung des PEM der Lock-In-Verstärker übernehmen, dessen dynamischer Bereich dabei, auch bei Verwendung sehr hochwertiger Geräte, schnell an Grenzen stößt. Unter Verwendung eines Monochromators zur Aufschlüsselung der Wellenlängenabhängigkeit magnetooptischer Phänomene kann der PEM jedoch gegenüber der klassischen Polarisatoranordnung seine Stärken ausspielen. Er bietet die Vorteile hoher Modulationsfrequenzen und der klaren Unterscheidbarkeit der verschiedenen magnetooptischen Effekte von anderen Signalanteilen. Bei dieser Art Experiment wird der Monochromator zwischen dem 45°-Polarisator und dem Detektor (vergleiche Abbildung 4.3) eingebracht. Selbstverständlich muss dann mit erheblich höherem Zeitaufwand pro Messung im Vergleich zur Spektrometeranordnung

¹Jede Veränderung des Spektrums wird detektiert, unabhängig davon, ob sie magnetooptischen Ursprungs ist oder nicht. Dies wird durch die residuelle Polarisationsdrehung der beteiligten optischen Komponenten und die damit verbundene erhöhte Gesamttransmission noch begünstigt.

gerechnet werden.

Diese Messgeometrie, d. h. die Verwendung eines Monochromators vor dem Detektor, ist in Kombination mit dem Differenzdetektor leider ausgeschlossen. Vor dem Wollastonprisma, d. h. dem Instrument, in dem die Reduktion des Polarisationssignals auf ein Intensitätssignal stattfindet, ist der Monochromator wenig sinnvoll, da er die Polarisation nicht erhält. Hinter dem Wollastonprisma müsste mit zwei Monochromatoren gearbeitet werden. Diese Anordnung ist, angesichts der dafür notwendigen perfekten Synchronisation der beiden Monochromatoren, aufgrund der stets auftretenden Fertigungstoleranzen wenig Erfolg versprechend. Die Verwendung eines Monochromators vor dem Experiment, d. h. unmittelbar hinter der Lichtquelle, scheidet für Kurzzeitmessungen aus, da in diesem Fall keine hinreichende Bandbreite am Ort der Probe vorliegt.

Außerordentlich vielversprechend ist die Kombination aus PEM und Differenzdetektor. Im Fall der vorgestellten Experimente ist jedoch nur die Verwendung des PEM als schneller Modulator der Strahlintensität denkbar. Zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren kann im $\lambda/2$ -Betrieb die volle Modulationsfrequenz, im Falle unseres Modells also 50 kHz, zur Rauschunterdrückung verwendet werden. Dies ist überall dort, wo der Emittor nicht direkt moduliert werden kann, der Verwendung von mechanischen Lichtzerhackern überlegen. Es muss jedoch eine hinreichende Bandbreite der Messelektronik und die zusätzliche Verlängerung der kurzen Lichtpulse durch die Dispersion des massiven PEM-Elements berücksichtigt werden. Noch bessere Ergebnisse dürfen erwartet werden, wenn in einem Anrege/Abfrage-Experiment der Polarisationszustand des Anregestrahls die Polarisations-eigenschaften des Abfragestrahls bestimmt (siehe z. B. [Ric02] und [Roe]). Durch die Möglichkeit, diesen Polarisationszustand direkt zu modulieren, anstatt nacheinander bei mehreren Polarisierungen zu messen und die Messergebnisse nachträglich zueinander in Bezug zu setzen, sollte eine erhebliche Verbesserung des Signal/Rausch-Verhältnisses möglich sein. Außerdem sollte dort das parasitäre Übersprechen elektronischer Effekte auf die magneto-optische Detektion sicher ausgeschlossen werden können. Ein weiterer großer Vorteil bei der polarisationsoptischen Modulation des Anregestrahls ist die Unempfindlichkeit des Messvorgangs gegen gestreutes Pumplicht auf den Detektoren. Dieses führt im Falle der Verwendung eines herkömmlichen Choppers zu nicht kompensierbaren Signal-Offsets, die das Messsignal um viele Größenordnungen übertreffen können, da der Lock-In-Verstärker anschaulicherweise genau auf dieser Frequenz arbeitet. Da das polarisationsmodulierte Signal in erster Näherung keine Intensitätsmodulation aufweisen sollte,² besteht diese dort Gefahr nicht. Bei Verwendung der einfachen Lichtmodulation wird diesem Phänomen durch die Differenzfrequenzmodulation begegnet, d. h. beide Lichtbündel werden bei unterschiedlichen Frequenzen moduliert und der Lock-In-Verstärker auf der Differenzfrequenz betrieben. Dies ist jedoch mit dem Nachteil verbunden, dass die mit den mechanischen Choppern

²Bei näherer Betrachtung können diese natürlich durch eine elliptische Polarisation des Ausgangsbündels, oder durch polarisationsabhängige Reflexionen der an der Generation des Streulichtes beteiligten optischen Komponenten auftreten.

erreichbare maximale Differenzfrequenz in der Größenordnung einer weniger hundert Hertz liegt, und damit nur eine, im Vergleich zu höheren Frequenzen, weniger effiziente Rauschunterdrückung möglich ist. Theoretisch ist zwar die Verwendung der Summenfrequenz gleichwertig zur Differenzfrequenz, in der Praxis hat sich diese Methode bei den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Lichtzerhackern nicht bewährt. Offenbar treten im TTL-Signal, das zur Synchronisation des Lock-In-Verstärkers verwendet wird, Phasensprünge auf, die zu unerwünschten Spitzen auf dem Messsignal führen.

6.2 Das Sensormaterial

6.2.1 Verdünnt magnetische Halbleiter

DMS-Systeme besitzen eine um bis zu zwei Größenordnungen höhere Verdetkonstante als andere magnetooptische Materialien.³ Dennoch gibt es im Hinblick auf ihren Einsatz als magnetooptische Sensoren zwei wesentliche Hindernisse: Ihre hohe magnetooptische Sensitivität tritt erstens nur bei sehr tiefen Temperaturen auf und ist zweitens auf einen sehr engen spektralen Bereich um die fundamentale Resonanz des 1S-Exzitons beschränkt.

Die Temperatur

Die Notwendigkeit für tiefe Temperaturen hat sowohl messtechnische als auch prinzipielle Konsequenzen. Grundsätzlich führt die Kombination von Kryostaten und magnetooptischen Experimenten zu Komplikationen, da mindestens zwei Durchgänge durch die Kryostatfenster hingenommen werden müssen und oft die räumliche Ausdehnung des Kryostaten, bzw. die nutzbare Apertur für optische Experimente, dem gewünschten Aufbau des Experimentes im Wege steht. Es können beispielsweise keine starken Fokussierungen durch kurze Brennweiten oder beliebige Winkel zwischen Pump- und Probestrahl eingestellt werden. Der Einfluss der Kryostatfenster, wie er besonders bei Magnetskryostaten unter hohen Magnetfeldern auftritt, muss mit Hilfe von Leermessungen nachträglich eliminiert werden. Dies gestaltet sich gerade bei Reflexionsmessungen mangels geeigneter, d. h. auch bei hohen Magnetfeldern inaktiver, Reflektormaterialien schwierig. Darüber hinaus kann es insbesondere bei Reflexionsexperimenten mit nahezu senkrechter Inzidenz zu sehr vielen Rückreflexen kommen, wobei nicht immer leicht zu entscheiden ist, welcher Reflex von welcher Grenzfläche verursacht wird. Durch die Verwendung semitransparenter Proben wird das Problem noch weiter verschärft (vergleiche Abbildung 6.1). Diese durch die Fenster hervorgerufenen Nachteile führen mindestens zu einem erhöhten Justageaufwand, der durchaus bewältigt werden kann, im Hinblick

³Bis zu 10^8 %/Tm in DMS-Heterostrukturen. Ferrimagnetische Granate und GMR-Schichten wie Co/Pt erreichen etwa 10^6 %/Tm, CMR-Systeme etwa 10^4 %/Tm.

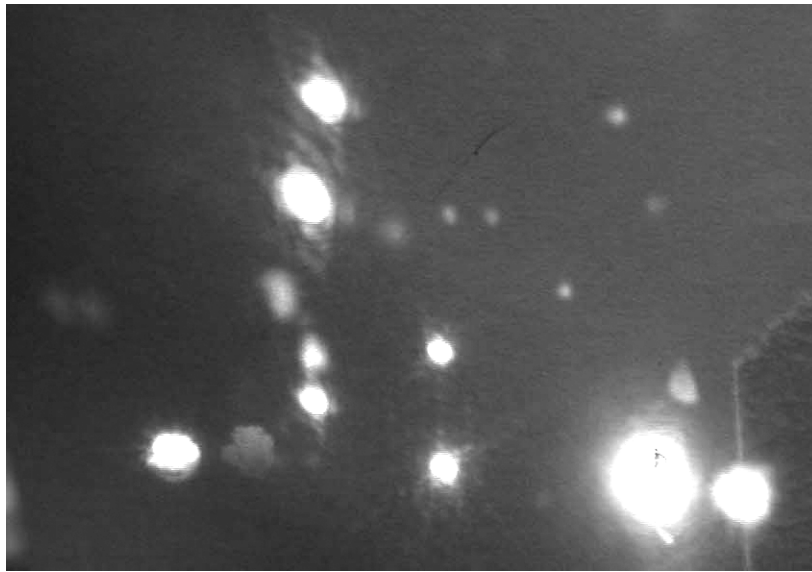


Abbildung 6.1: Rückreflexe aus einem Magnetkryostaten bei einem Experiment in Reflexionsgeometrie

auf den Einsatz als vielseitige Magnetfeld-Sonde im täglichen Laborbetrieb aber berücksichtigt werden muss.

Über diese messtechnischen Schwierigkeiten hinaus kann es jedoch auch zu prinzipiellen Nachteilen durch die tiefen Temperaturen kommen. Soll beispielsweise das magnetische Verhalten von Lösungen untersucht werden, kommt es zum Ausfrieren des Lösungsmittels. Dies kann sowohl die magnetischen Eigenschaften der untersuchten Substanz verändern, als auch durch verschiedene thermische Ausdehnungskoeffizienten des Sensor- und des Probenmaterials zu Verspannungen oder gar zur Zerstörung der gefrorenen Schicht kommen.⁴

Die spektrale Empfindlichkeit

Noch größere Probleme als die Notwendigkeit tiefer Temperaturen macht die Beschränkung der hohen Verdetkonstante auf den spektralen Bereich in unmittelbarer Umgebung der exzitonischen Resonanz. Zunächst schränkt die verringerte Bandbreite die maximal erreichbare Zeitauflösung ein. Diese sollte jedoch trotzdem für üblicherweise geforderte Zeitauflösungen ausreichen. Legt man die rund 4 nm Halbwertsbreite aus Abbildung 5.18 zu Grunde, erhält man eine maximale Zeitauflösung von rund 70 fs.

Schwerer wiegt jedoch, dass der Experimentator gezwungen ist, die Messungen in dem

⁴Bei dieser Beschreibung wird davon ausgegangen, dass die zu untersuchende Substanz in Lösung gebracht und als Film aufgeschleudert wird. Dadurch sind einerseits dünne Filme erzielbar und andererseits werden weitere Grenzflächen, wie z. B. bei der Messung innerhalb von Messküvetten, vermieden.

spektralen Bereich durchzuführen, in dem die Transmissivität des Sensors minimal ist.⁵ Dies führt zu einem drastischen Verlust bezüglich der Gütezahl (vergleiche z. B. Seite 63). Für messtechnische Anwendungen ist daher ein Sensormaterial mit riesigem Rotationsvermögen und minimaler Transparenz nicht zwingend besser als ein Material mit moderatem Drehvermögen und geringer Absorption. Bis zu einem gewissen Grad geht hier noch die erreichbare Schichtdicke des Sensors ein. Je geringer die Absorption, desto dicker kann die Schicht sein, ohne zu intolerablen Absorptionen zu führen. Bei optisch angeregten Experimenten fällt das Magnetisierungssignal jedoch nach außen sehr schnell ab, sodass bei dicken Schichten ein großer Teil des Sensormaterials ungenutzt bleibt.⁶

Eine Möglichkeit, diesem Problem zu begegnen, könnte in der Verwendung eines Differenzdetektors mit hochempfindlichen Dioden liegen. So könnte die extreme Verstärkung des Differenzsignals entfallen. Wichtiger als der Verstärkungsfaktor ist natürlich auch hier das Signal/Rausch-Verhältnis. Jede Verstärkung führt eigenes Rauschen ein und führt zusätzlich zu einer Verstärkung des bereits über dem Signal liegenden Rauschens. Darüber hinaus müssen die beiden verwendeten Dioden möglichst gleiche Eigenschaften haben (z. B. aus der gleichen Charge stammen), um die Linearität des Differenzsignals über den gesamten Arbeitsbereich zu gewährleisten. Erfordert das Experiment einen extrem schwachen Abtaststrahl, da beispielsweise die Anregung und Abtastung am gleichen Ort stattfinden muss, könnte es sinnvoll sein, einen Differenzdetektor mit zwei Photomultipliern zu realisieren.

Die Mangan-Konzentration als Optimierungsparameter

Ein weiterer möglicher Ansatz besteht in der Verwendung von DMS-Materialien höherer Mn^{2+} -Konzentration. Diese würden (vergleiche Abschnitt 3.1) eine größere Austauschwechselwirkung besitzen und damit zu noch höheren Aufspaltungen bei niedrigen Magnetfeldern führen. Zunächst scheint der damit verbundene Gewinn durch die einfache Proportionalität der Magnetisierung von der effektiven Konzentration \bar{x} gering zu sein (vergleiche Abschnitt 3.1.5, besonders Tabelle 3.1). Jedoch ist die Aufspaltung gerade bei niedrigen Magnetfeldern signifikant größer. Dies wird verursacht durch die Abhängigkeit der Aufspaltung von dem mittleren Spin pro Einheitszelle (siehe Gleichung (3.24)). Es ergibt sich demnach ein linearer Zusammenhang zwischen ΔE und dem Produkt $x \cdot \langle S_z \rangle$ (siehe Abbildung 6.2).

So besitzt eine Epischicht mit 5 % Mn^{2+} -Gehalt bei $T = 5 \text{ K}$ und $B = 2 \text{ T}$ eine Aufspaltung von rund 38 meV (vergleiche Abbildung 3.10 [LPB⁺96]), während die $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$ -Probe, die bei dieser Arbeit verwendet wurde dort nur eine Aufspaltung von etwa 5,5 meV erreicht. Bei sehr tiefen Temperaturen steigert sich dieser Effekt noch erheblich (56 meV bei $x = 5 \%$, $B = 2 \text{ T}$ und $T = 1,45 \text{ K}$, siehe Abbildungen 3.4 und 3.5

⁵Bei Reflexionsmessungen ist das Messen direkt am Exziton anschaulicherweise weniger kritisch, die effektiv nutzbare spektrale Breite ist dort jedoch, gerade bei geringen Magnetfeldern, noch kleiner.

⁶Die bei dem Streifenleiter abgeschätzten $1,1 \mu\text{m}$ Wechselwirkungslänge sind hier bereits das äußerste Limit.

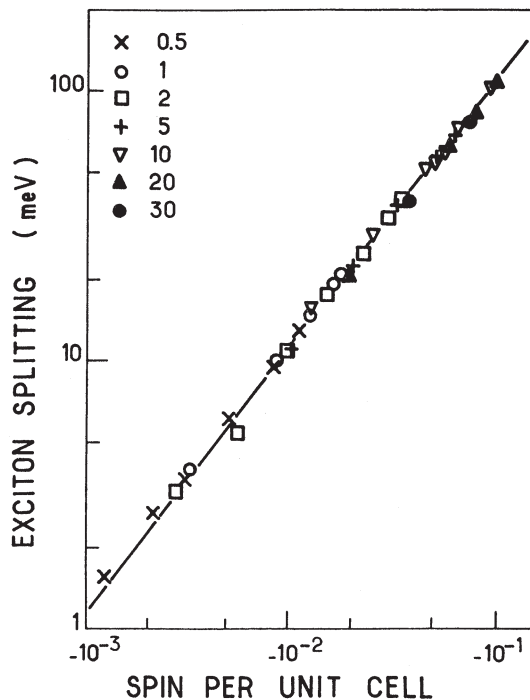


Abbildung 6.2:

Aufspaltung der Exzitonlinie in Abhängigkeit von dem mittleren Spin pro Einheitszelle [GPF79]. Die Werte der Legende entsprechen der Mn^{2+} -Konzentration in Prozent.

[AJBG85]). Bei noch kleineren Feldern wächst das Verhältnis weiter an (etwa 10 gegenüber 2 meV bei 5 bzw. 2 % Mn^{2+} – bei $T = 1,45$ K sogar etwa 18 meV). Vergleicht man die 10 meV bei $B = 0,5$ T aus Abbildung 3.10 mit den Messungen an der $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$ -Probe, so stellt man fest, dass diese dort erst für hohe Felder von etwa 6 T erreicht wird. Noch größere Aufspaltungen sind auf Grund der Sättigung schwer erreichbar. Diese Aufspaltung entspricht bei den vorliegenden Zentralwellenlängen etwa 4,5 nm, wäre daher an die Differenzsensorik mit einem Interferenzfilter ausgezeichnet angepasst. Die höchsten Sensitivitäten werden an der $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$ -Probe sogar bereits für kleinere Aufspaltungen (etwa 4 bis 7 meV bei 2 bis 4 T) erreicht (vergleiche Abbildung 5.25). Ein großer Vorteil bei der Verwendung solcher Systeme mit höheren Mn^{2+} -Konzentrationen liegt also darin, dass der höchste Sensitivitätsbereich des Gesamtsystems in einen Bereich niedriger Bias-Magnetfelder verschoben wird. Durch die größere Aufspaltung dürfte durch Verwendung von Permanentmagneten zur Erzeugung eines äußeren Magnetfeldes in der Größenordnung weniger hundert Millitesla eine messbare Sensitivitätsverbesserung erreichbar sein.

Darüber hinaus sind die Absorptionslinien dort durch statistische Effekte stärker verbreitert. Es trüge demnach ein größerer Teil des Laserspektrums zu den magnetooptischen Effekten bei. Mn^{2+} -Konzentrationen um 5 % sind also für die Magnetfeldsensorik durchaus vielversprechend. Der wesentliche Nachteil dieses Ansatzes ist jedoch die mit der Erhöhung der Mn^{2+} -Konzentration einhergehende Verschiebung der exzitonischen Resonanzen zu höheren Energien (vergleiche Abbildung 3.2). Bei Konzentrationen von 5 bis 10 % liegt die Zentralfrequenz der exzitonischen Resonanz im Nullfeld zwischen 700

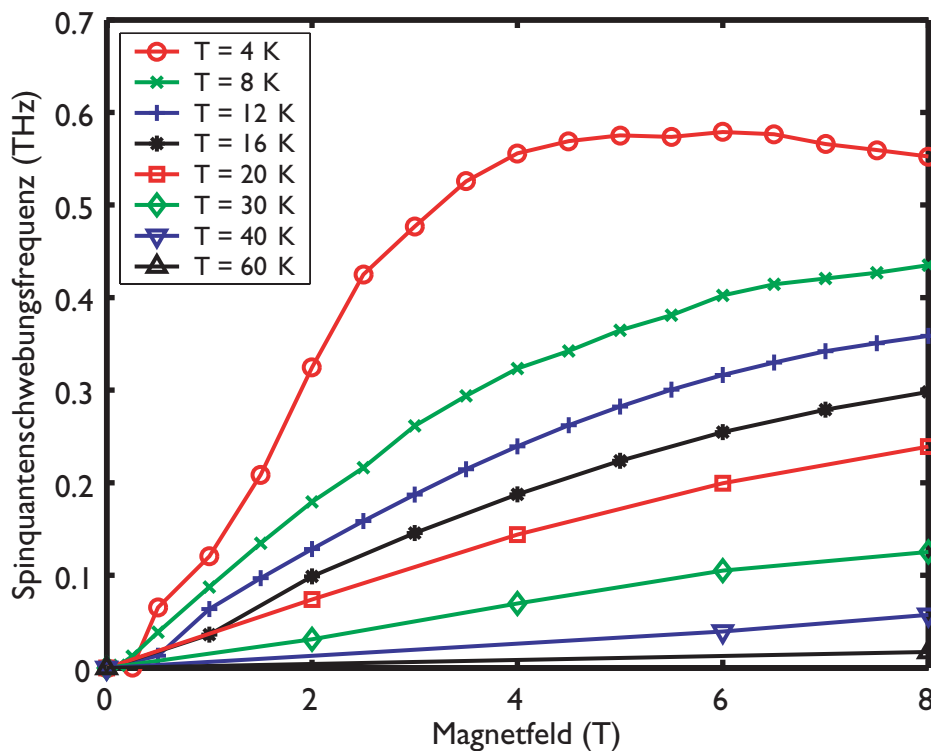


Abbildung 6.3: Zeemanaufspaltung für verschiedene Temperaturen.

und 740 nm.⁷ Dieser Spektralbereich liegt außerhalb des mit Hilfe eines gewöhnlichen Ti:Saphir-Lasers erreichbaren Fensters von etwa 750 bis über 1000 nm.⁸

Ein weiterer Parameter, der die spektrale Breite der exzitonischen Resonanz und ihre absolute Lage beeinflusst, ist die Temperatur. Zu höheren Temperaturen verschiebt sich die Resonanz zu langen Wellenlängen. Durch die stark temperaturabhängige Austauschwechselwirkung bleibt die Temperaturerhöhung jedoch nicht ohne Folgen für die Magnetisierung und damit auch den Faraday-Effekt. Die Abflachung der Magnetisierungskurve und die damit verbundene Notwendigkeit höherer äußerer Felder zum Erreichen genügend großer Aufspaltungen ist kontraproduktiv. In Abbildung 6.3⁹ ist die Spinquan-

⁷Grundsätzlich kann der Verschiebung der Übergangsenergie durch Hinzugabe weiterer Substituenten wie Hg, d. h. dem Wachstum quarternärer Verbindungen, entgegengewirkt werden. Die gewaltige Ausdehnung des Parameterraums während des MBE-Wachstums führt dabei jedoch zu einem erheblichen Entwicklungsaufwand.

⁸Prinzipiell sollte das Ti:Saphir-Medium aufgrund des äußerst breiten Verstärkungsprofils auch bei einer Zentralwellenlänge von 700 nm stabilen Betrieb ermöglichen. Die kommerziell erhältlichen Spiegelsätze für Ti:Saphir-Laser sind jedoch für den Betrieb im nahen bis mittleren Infrarot ausgelegt. Die Modifikation des vorhandenen Eigenbau-Oszillators mit entsprechenden Spiegeln erscheint vielversprechend.

⁹Diese Abbildung wurde freundlicherweise von K. Rönnburg [Roe] zur Verfügung gestellt.

tenschwebungsfrequenz¹⁰ in Abhängigkeit des Magnetfeldes für verschiedene Temperaturen dargestellt. Die Schwebungsfrequenzen geben direkten Aufschluss über die Zeemanaufspaltung. Man erkennt deutlich, dass diese bereits für Temperaturen oberhalb von 4 K erheblich zurückgeht. Zwar sind günstige Werte für die Zeemanaufspaltung¹¹ bei Temperaturen unterhalb von etwa 15 K innerhalb der uns zur Verfügung stehenden Magnetfelder noch erreichbar, jedoch sind Sensoren, die für eine optimale Empfindlichkeit mit 8 T magnetisch vorgespannt werden müssen, wenig sinnvoll. Der umgekehrte Ansatz, d. h. die weitere Verringerung der Temperatur und das damit verbundene stärkere Sättigungsverhalten bei niedrigen Magnetfeldern ist in Anbetracht der geforderten Anwendung bei kleinen magnetischen Vorspannungen der bessere Weg (vergleiche Abbildung 3.4). Ob jedoch Temperaturen deutlich unterhalb von 4,2 K innerhalb eines Laserfokus zu erreichen sind, erscheint fraglich.

Von der theoretischen Seite betrachtet, befindet man sich bei den genannten Konzentrationen und Temperaturen im Grenzbereich zwischen den im Abschnitt 3.1.5 beschriebenen Modellen. Bei Temperaturen um 4 K und Mn^{2+} -Konzentrationen von einigen Prozent befindet man sich trotzdem stets im paramagnetischen Regime. Wie aus Tabelle 3.1 ersichtlich, bleibt der Korrekturterm T_0 und die Abweichung der realen Konzentration x von der effektiven Konzentration \bar{x} für den genannten Temperatur und Konzentrationsbereich klein. Außerdem zeigt die kräftige Streuung dieser Parameter für die verschiedenen Veröffentlichungen in diesem Bereich, dass quantitative Aussagen in diesem Übergangsbereich schwer zu treffen sind. Die Ausbildung eines Spinglas-Zustandes oder gar magnetischer Ordnung wird im $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ -System erst für Konzentrationen deutlich über 10 % beobachtet.

Ein grundlegendes Problem bei der Verwendung der DMS-Systeme als magnetooptischer Sensor bleibt jedoch das Fehlen eines inversionssymmetrischen Substratmaterials, wie es z. B. bei den Granaten mit „GGG“ zur Verfügung steht. Nur ein solches Substrat, welches natürlich im Bereich der geforderten Abtastwellenlänge transparent sein muss, könnte die prinzipiellen Probleme lösen, die bei der Untersuchung von Effekten auftreten, die sowohl magnetische als auch elektrische Transienten erzeugen.

6.2.2 Die ferrimagnetischen Granate

Trotz ihres um bis zu zwei Größenordnung geringeren Drehvermögens besitzen die Granate gegenüber den DMS-Systemen einen entscheidenden Vorteil: Man findet über einen sehr weiten spektralen Bereich hohe Werte für die Faraday-Rotation. Neben dem messtechnisch günstigen Aspekt, weniger limitiert bezüglich der Abtastwellenlänge zu sein, profitiert davon besonders das Signal/Rausch-Verhältnis, da man nicht gezwungen ist, im Bereich maximaler Absorption zu arbeiten. So ist auch bei vergleichsweise kleiner

¹⁰vergleiche Abschnitt 3.1.7

¹¹Für die verwendete Transmissionsgeometrie mit Interferenzfilter wird diese für $T = 4 \text{ K}$ bei äußeren Magnetfeldern von etwa 2 T erreicht, vergleiche Abschnitt 5.4.

Abtaststrahlintensität gewährleistet, dass die Lichtleistung auf den Detektoren ausreicht, um den dynamischen Bereich der Verstärkerelektronik nicht zu überfordern. Dies wird unmittelbar verständlich, wenn man sich vor Augen führt, dass das Differenzsignal von der Gesamtintensität in gleichem Maße abhängt, wie vom Drehvermögen. Eine Verdopplung der Intensität bei gleichbleibendem Drehvermögen führt zu einer Verdopplung des Differenzsignals.

Der im Rahmen dieser Arbeit verwendete Sensor ist im Hinblick für vorliegenden Messaufgaben noch nicht optimal. Grundsätzlich führt, wie in Abschnitt 3.2.4 dargelegt, ein erhöhter Bi^{3+} -Gehalt zu einer größeren Faraday-Rotation. Der wesentliche Faktor, der den maximalen Bi^{3+} -Gehalt bestimmt, ist die Verspannung des Kristallgitters durch den größeren Ionenradius der Bi^{3+} -Ionen. Da es sich bei den Proben jedoch nicht um Massivproben, sondern um Epischichten handelt, limitiert bereits die Gitterfehlpassung zwischen der Schicht und dem Substrat die Bi^{3+} -Konzentration. Das verbreitetste Substrat für diese Granat-Systeme ist Gadolinium-Gallium-Granat (GGG). Durch Verwendung von Mg^{2+} - und Zr^{4+} -dotierten Substraten kann deren Gitterkonstante noch gesteigert werden, um höhere Bi^{3+} -Konzentrationen zu erlauben. Dies ist wird bei dem verwendeten Sensor bereits ausgenutzt.¹² Zusätzlich wird durch die Zugabe von Ga^{3+} und Al^{3+} weiter kompensiert. Letztere führen jedoch stets auch zu einer Verringerung der Wachstumsanisotropie und reduzieren die Austauschwechselwirkung über eine indirekte Beeinflussung der O^{2-} -Ionen. Demnach reduzieren sie auch die Rotationseigenschaften.¹³

So erscheint die Zusammensetzung des Sensors bereits ausgereizt. Anders ist die Situation, wenn das Wirtsgitter geändert wird, d. h. YIG statt GdIG zum Einsatz kommt. Dies hat weitreichende Konsequenzen. Zunächst wirkt sich der geringere Kationenradius des Y^{3+} -Ions aus: Es kann bei gleichem Substrat eine höhere Bi^{3+} -Konzentrationen erzielt werden. Zusätzlich koppelt das Gd^{3+} -Ion auf den Dodekaederplätzen (c) antiparallel zu den Fe^{3+} -Ionen auf den Tetraederplätzen (d), verringert also die Magnetisierung, die sich nach Gleichung 3.49 additiv aus den Untergittermagnetisierungen zusammensetzt (siehe Gleichung (3.49)). Demnach ist im Y^{3+} -System eine etwas höhere Faraday-Rotation zu erwarten. So findet man im Y^{3+} -System keinen Kompensationspunkt und die Sättigungsmagnetisierung zeigt eine wesentlich geringere Temperaturabhängigkeit als im Gd^{3+} -System.¹⁴ Dies kann im Laborbetrieb bei unterschiedlichen Temperaturen in Bezug

¹²Zur Erinnerung: Die Probe besteht aus einer $\text{Gd}_2\text{Bi}_1\text{Fe}_{4,4}\text{Ga}_{0,2}\text{Al}_{0,4}\text{O}_{12}$ -Schicht auf einem Substrat der Zusammensetzung $\text{Gd}_{2,67}\text{Ca}_{0,33}\text{Ga}_{4,03}\text{Mg}_{0,32}\text{Zr}_{0,65}\text{O}_{12}$.

¹³Für industriell genutzte „hochempfindliche“ Filme ist es zur vollständigen Ausnutzung des dynamischen Bereichs des Films stets gewünscht, dessen Sättigungsinduktion an die tatsächlich auftretenden Felder anzupassen (i. a. wenige zehn Millitesla). Dort werden diamagnetische Verdünnungen eingesetzt, um diese exakt auf die vorliegende Anwendung maßzuschneidern (siehe z. B. [Kla02]). Bei den im Rahmen dieser Arbeit auftretenden Feldern im Bereich von Mikrottesla und darunter, ist lediglich die Steigung unterhalb der Sättigung interessant.

¹⁴Das ursprüngliche Anwendungsgebiet der Gd^{3+} -basierten Granate bestand in Datenspeichersystemen mit thermomagnetischen Aufzeichnungsverfahren, bei denen die starke Temperaturabhängigkeit der

auf die Vergleichbarkeit der Resultate durchaus nützlich sein. Darüber hinaus erschwert die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierbarkeit in der Umgebung des Kompensationspunktes die quantitative Analyse der Rotationsdaten.

Eine Komplikation jedoch ist mit dem Wechsel auf YIG verbunden. Die Magnetisierungsrichtung dieser Granate ist wie bei den GdIG-Schichten senkrecht zur Probenoberfläche. Jedoch bilden alle polaren YIG-Filme Domänen aus, deren Größe maximal 10 bis 20 μm beträgt. Die Domänen des im Rahmen dieser Arbeit verwendeten GdIG-Sensors sind sehr viel größer, sodass die Probe in guter Näherung als eindomänig betrachtet werden kann. Die Wahrscheinlichkeit bei Domänengrößen von wenigen μm mehrere Domänen gleichzeitig abzutasten ist groß. Um dem entgegenzuwirken kann die Zusammensetzung der YIG-Filme dahingehend verfeinert werden, dass die Filme eine sog. *in-plane*-Magnetisierung aufweisen. Solche Schichten bilden keine Domänen aus [Hag02]. In jedem Fall muss analysiert werden, in welcher Richtung das zu messende Magnetfeld orientiert ist. Steht das zu erwartende Streufeld parallel zur Vorzugsmagnetisierung, besteht die Gefahr im Bereich der Sättigung kein Signal mehr messen zu können. Unter diesen Umständen könnte mit Hilfe eines äußeren Feldes passender Stärke die Magnetisierung teilweise aus der Ebene gedreht werden, um sowohl für senkrechte als auch für parallele Streufelder empfindlich zu sein – man sucht also einen magnetischen Arbeitspunkt.

Eine in der Schichtebene liegende Magnetisierung stellt sich dann ein, wenn der Granat eine negative uniaxiale Anisotropie K_U besitzt. Dies kann durch die Zugabe von Praseodym erreicht werden [HKW86a, HKW86b, FSN86, Hag02]. Das Praseodym ersetzt zwar die Bi^{3+} -Ionen, besitzt aber im Gegensatz zu anderen möglichen Substituenten (z. B. Neodym) einen vergleichbaren (wenn auch vom Betrag geringeren) Einfluss auf die magnetooptischen Eigenschaften des Granats wie Bismut, gleicht also einen Teil der durch den geringeren Einbau von Bi^{3+} -Ionen verursachte Verringerung der Faraday-Rotation wieder aus. Eine andere Möglichkeit, eine *in-plane*-Magnetisierung zu erreichen, besteht in der Verwendung von Substraten, welche nicht die übliche [111]-Orientierung haben [HHI⁺01, HSH⁺02, Hag02, Kla02].

Wie schon mehrfach erwähnt, besteht ein großer Vorteil des Granatsensors in seiner hohen Gütezahl, d. h. seinen guten magnetooptischen Eigenschaften bei gleichzeitig geringer Absorption. Trotzdem gibt es hier noch einiges Optimierungspotential. Wie in Abschnitt 5.7 bereits dargelegt, fällt das Magnetfeld von lokalisierten Magnetisierungen sehr schnell mit wachsender Entfernung ab. Daher ist die Erhöhung der Schichtdicke des Sensors nur begrenzt sinnvoll. Für die Streifenleiter wurde eine Wechselwirkungslänge von etwa 1 μm abgeschätzt, der Sensor ist jedoch über 5 μm dick, d. h. nur rund 20 % des Materials tragen effektiv zur Detektion bei. Die Schichtdicke kann demnach ohne nennenswerte Verluste noch erheblich verringert werden. Damit kann die Absorption innerhalb der Schicht noch erheblich größer als in dem vorliegenden Experiment sein, ohne die gleichen Probleme hervorzurufen, wie die DMS-Schicht.

Wie Abbildung 3.18 dargestellt, besitzt YIG (und in guter Übereinstimmung auch ähn-

Koerzitivfeldstärke in der Umgebung der Kompensationstemperatur ausgenutzt wurde.

liche RIG-Systeme) ein ausgeprägtes Absorptionsminimum im Bereich unterhalb von 800 nm. Die Verdetkonstante hingegen steigt zu kurzen Wellenlängen hin kontinuierlich kräftig an (vergleiche Abbildung 3.20). Dies führt zu einem ausgeprägten Maximum der Gütezahl im Bereich von 800 nm [SL76]. Jedoch besitzt die verwendete Messtechnik, gerade bei einer weiteren Verringerung der Schichtdicke, hier noch Reserven. Deshalb erscheint es erfolgversprechend, die Abtastwellenlänge zu kürzeren Wellenlängen zu verschieben. Besonders interessant erscheint hier ein weiteres lokales Absorptionsminimum im Bereich um 550 nm.¹⁵ Dort erreicht die Faraday-Rotation auch etwa ihr Maximum, bevor sich ihr Vorzeichen in der Umgebung der Ladungstransfer-Übergänge im UV umdreht (vergleiche Abbildung 3.21) und der Absorptionskoeffizient um rund eine Größenordnung ansteigt. Die quantitative Analyse bezüglich der optimalen Abtastwellenlänge und der optimalen Schichtdicke mit Hilfe der Maximierung der sog. *Photoresponse-Dynamik*¹⁶ kommt zum gleichen Ergebnis. Für eine Pr³⁺-dotierte Schicht mit innerhalb der Schichtebene stehender Magnetisierung wurden als optimale Parameter eine Abtastwellenlänge von 570 nm und eine Schichtdicke von 2,1 µm ermittelt [Kla02]. Da diese Werte von der verwendeten Material abhängig sind, und sowohl das Messverfahren als auch das Anwendungsgebiet von der in dieser Arbeit vorgestellten Messungen abweicht, können die Ergebnisse nicht unmittelbar übertragen werden, die grundsätzliche Aussage jedoch wird bestätigt.

Der komplexe Aufbau des Granatsystems macht es möglich, durch die Zugabe weiterer Elemente, die optischen Eigenschaften der Schichten maßzuschneidern. Dies ist vor allem dann, sinnvoll, wenn es darum geht unerwünschte Nebeneffekte des Züchtungsverfahrens auszugleichen. So erhöht zwar die Zugabe von Bi³⁺ die Absorption bei allen Wellenlängen etwas. Wesentlich größeren Einfluss hat jedoch der züchtungsbedingte Einbau vierwertiger Blei-, Platin- und Siliziumionen.¹⁷ Da der Kristall elektrisch neutral sein muss, müssen solche vierwertigen Ionen durch zweiwertige kompensiert werden. Dies geschieht bis zu einem gewissen Grad durch zweiwertiges Blei Pb²⁺. Reicht dessen Konzentration in der Schmelze nicht aus, bildet sich zweiwertiges Eisen. Elektronentransferübergänge zwischen dem gewünschten dreiwertigen Eisen und den zweiwertigen Eisenionen führen jedoch zu optischer Dämpfung [VR67]. Darüber hinaus führen hohe Bleikonzentrationen zu Ladungstransferübergängen zwischen den verschiedenwertigen

¹⁵Die verschiedenen Minima im Absorptionsspektrum können nur bei tiefen Temperaturen voneinander separiert werden. Bei Messungen im Bereich der Zimmertemperatur sind sie noch als verbreiterte Signaturen im Spektrum zu erahnen. An den prinzipiellen Überlegungen ändert sich dadurch jedoch nichts, da der qualitative Verlauf der Absorptionskurve erhalten bleibt.

¹⁶Die Photoresponse-Dynamik ist definiert als die Differenz des Photoresponse an den beiden Sättigungspunkten der Magnetisierung (der Magnetisierungsvektor steht dort jeweils senkrecht auf der Probenoberfläche und weist im einen Fall in das Material hinein, im anderen Fall heraus). Mit Photoresponse ist dabei das Verhältnis aus detektierter zu eingestrahelter Intensität für ein Detektionssystem mit zwei Polarisatoren, die unter einem Winkel von 45° zueinander stehen, gemeint.

¹⁷Dabei wird das Blei in Form von PbO als Fluxmaterial für die Flüssigphasenepitaxie verwendet, das Platin stammt aus den Züchtungstiegeln und das Silizium stellt eine bereits in den Ausgangsmaterialien vorhandene Verunreinigung dar.

Bleiionen, die ebenfalls einen kräftigen Anstieg der Absorption zur Folge haben. Dem kann jedoch durch Beigabe geeigneter zwei- und vierwertiger Ionen wie Ca^{2+} oder Zr^{4+} bzw. durch Temperung der fertigen Schicht in einer reduzierenden Atmosphäre entgegen gewirkt werden [[Hag02](#)].

Eine weitere, bei kommerziellen Sensoren übliche Verfahrensweise, die magnetooptisch aktive Schicht zu verspiegeln, um bei einer Reflexionsanordnung möglichst wenig Intensität zu verlieren, erscheint bei zeitaufgelösten Experimenten wenig erfolgversprechend. Metallische Schichten führen zu einer effektiven Abschirmung elektromagnetischer Transienten, scheiden demnach direkt aus. Dielektrische Verspiegelungen sind einerseits problematisch wegen der Dispersion, die der Abfragepuls innerhalb der Schichten erfährt und andererseits schränken sie den nutzbaren Wellenlängenbereich ein, der ja gerade ein Vorteil der Granatsysteme ist. Außerdem ist wegen der zu erwarteten Schichtdicken eine Kopplung an lokalisierte magnetische Effekte durch die größeren Abstand zur Sensorschicht abgeschwächt.

Die Verwendung eines, direkt auf die vorliegenden Messaufgaben optimierten Sensors lässt demnach eine weitere Verbesserung des Signal/Rausch-Verhältnisses der in [Abbildung 5.32](#) dargestellten Messung erwarten. So ist durch die Verwendung einer YIG-basierte Schicht mit in-plane Magnetisierung, kleiner Sättigungsinduktion und hohem Bi^{3+} -Gehalt eine erhebliche Verbesserung wahrscheinlich. Insbesondere in Verbindung mit einer angepassten Abtastwellenlänge im Bereich um 570 nm und einer Schichtdicke der Größenordnung 1 μm sollte eine Größenordnung im Signal zu gewinnen sein. Darüber hinaus könnte das YIG-System bei Zimmertemperatur seine Stärken ausspielen, da dieses System keinen Kompensationspunkt besitzt.

7 Zusammenfassung

Viele mikroskopische Vorgänge in Festkörpern und molekularen Verbindungen sind verbunden mit Änderungen ihres Magnetisierungszustandes. Durch dessen quantitative Messung können daher Informationen über die Natur dieser Materialien gewonnen und viele anwendungsbezogene Fragestellungen beantwortet werden. Obwohl eine ganze Reihe Techniken zur Verfügung stehen, die Eigenschaften dieser Materialien direkt zur Gewinnung der notwendigen quantitativen Informationen heranzuziehen, erweist sich dies besonders dann als schwierig, wenn es sich um neue Materialklassen handelt und wenige grundlegende Informationen über das Material vorliegen.

Diese Schwierigkeiten machen den Einsatz externer Sensoren interessant, die sich über wohlbekanntere Effekte kalibrieren ließen und dann im Messeinsatz quantitative Aussagen liefern könnten. Es existieren bereits eine ganze Reihe Technologien, die eine präzise Magnetfeldmessung erlauben. Nun laufen viele der interessantesten magnetischen Vorgänge in besagten Materialien auf sehr schnellen Zeitskalen im Piko- und Subpikosekundenbereich ab. Keiner der gängigen Magnetfeldsensoren kann diese Anforderung leisten.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine systematische Untersuchung verschiedener Ansätze zum Bau ultraschneller Magnetfelddetektoren durchgeführt. Allen Methoden gemeinsam ist die Verwendung der kurzen Lichtpulse eines Ti:Saphir-Lasers als Basis für die Zeitauflösung. Deshalb wird die prinzipielle Funktionsweise eines solchen Laserresonators im Mode-Locking-Betrieb beschrieben und die allen Messmethoden gemeinsame Messgeometrie, das sog. Pump-Probe-Experiment, dargestellt.

Ein Teil der Arbeit beschäftigt sich mit dem Potential photokonduktiver Ringantennen als Emitter und Detektor für ultraschnelle Magnetfelder. Die Herstellung dieser Bauelemente erfordert die Beherrschung verschiedener Prozesstechniken der Halbleitertechnologie. In diesem Zusammenhang werden die Grundlagen der Mikrostrukturierung und Dünnschichterzeugung vorgestellt, sowie die optimierten Parameter und Ergebnisse gezeigt.

Ein alternativer Ansatz zur Messung transienter Magnetfelder besteht in der Verwendung magnetooptischer Sensoren, wie sie in verschiedenen Anwendungen, in denen keine Zeitauflösung gefordert wird, bereits zum Einsatz kommen (z. B. in der Faradaymikroskopie). Es wird eine für ultraschnelle Magnetooptik vielversprechende Materialklasse als Sensormaterial vorgestellt: die DMS-Systeme. Das sind magnetisch dotierte Verbindungshalbleiter, die in der Umgebung ihrer exzitonischen Resonanzen gewaltige Verdichtungskonstanten aufweisen. Die physikalischen Grundlagen dieses Materials wurden ausführlich vorgestellt und die Ursachen der hohen magnetooptischen Aktivität analysiert.

Für den direkten Vergleich mit etablierten magnetooptischen Materialien wurde par-

allel zu den DMS-Systemen das Verhalten eines dotierten Eisengranats untersucht. Auch für dieses Materialsystem werden die physikalischen Grundlagen vorgestellt und die Ursachen seiner magnetooptischen Eigenschaften beschrieben.

Darüber hinaus werden verschiedene experimentelle Techniken zur Messung magnetooptischer Phänomene vorgestellt und ihre Vor- und Nachteile ausführlich diskutiert. Es wird ein Verfahren entwickelt, das trotz des Einsatzes der Differenzdetektion eine gewisse spektrale Auflösung gewährleistet und deshalb den Betrieb der DMS-Systeme als magnetooptische Sensoren erst ermöglicht.

Es werden für die verschiedenen Messmethoden und magnetooptischen Materialien die Grenzen der Nachweisempfindlichkeit analysiert und ihre Eignung als schnelle Detektoren untersucht. Dabei zeigt sich, dass sogar die Granatsysteme unter den gegebenen Bedingungen Bandbreiten im Bereich einiger hundert Gigahertz zulassen. Es werden Vorschläge gemacht, welche Materialzusammensetzung sich für die vorliegenden Anwendungen als günstiger ist.

Für die DMS-Materialien wird die prinzipielle Eignung als magnetooptischer Sensor demonstriert und notwendige Optimierungsschritte bezüglich der Materialzusammensetzung aufgezeigt. In diesem Zusammenhang wird die Wichtigkeit des Substratmaterials diskutiert und der Einfluss parasitärer Effekte im Substrat demonstriert. Darüber hinaus werden Vorschläge erarbeitet, wie die Messelektronik auf die Anforderungen der DMS-Systeme angepasst werden könnte.

Eine Abschätzung der zu erwarteten Signale in einer metallorganischen Modellsubstanz lässt eine magnetooptische Abtastung möglich erscheinen. Daraus ließen sich Erkenntnisse über die mikroskopischen Vorgänge in diesen Materialien gewinnen, die mit keiner anderen Messtechnik zugänglich sind.

Anhang

A Resonatortheorie

A.1 Gaußsche Strahlen

Laserresonatoren können mit Hilfe sog. Gaußscher Strahlen beschrieben werden (siehe z. B. [Yar97, YY84, BS93, Sve98]). Aus der Wellengleichung für das elektrische Feld im Vakuum, welche direkt aus den Maxwellgleichungen ([Max65]) folgt,

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (\text{A.1})$$

findet man unter Abspaltung der expliziten Zeitabhängigkeit

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{u}(\mathbf{r}) e^{-i\omega t} \quad (\text{A.2})$$

die *Helmholz-Gleichung*

$$\nabla^2 \mathbf{u} + k^2 \mathbf{u} = 0. \quad (\text{A.3})$$

Breitet sich das Licht in z-Richtung aus, schreibt man

$$\mathbf{u} = \Psi(x, y, z) e^{-ikz} \quad (\text{A.4})$$

und findet als Lösung

$$\Psi = e^{i(P(z) + \frac{k}{2q(z)}(x^2 + y^2))}, \quad (\text{A.5})$$

wobei P ein komplexer Phasenfaktor und q der komplexe Strahlparameter ist, der die Intensitätsverteilung in Abhängigkeit vom Abstand der optischen Achse und die Krümmung der Phasenfront beschreibt. Dies ist der *fundamentale Gaußsche Strahl*. Durch die Beziehung

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - i \frac{\lambda}{\pi \omega_z^2} \quad (\text{A.6})$$

erhält man zwei reelle Größen, wobei R die Krümmung der Wellenfront am Punkt z und ω_z den Abfall des elektrischen Feldes mit zunehmender Entfernung von der optischen Achse beschreibt. Dabei hat der Strahl bei $z = 0$ seinen geringsten Durchmesser und die Wellenfront ist eben.

A.2 Gaußsche Strahlmatrizen

Die Propagation von Laserstrahlen wird durch die unitären Gaußschen ABCD-Matrizen beschrieben. Dabei wird ein einfallender Lichtstrahl mit einem Abstand r_1 und einem Winkel r'_1 durch die ABCD-Matrix eines optischen Elementes in einen Lichtstrahl der Parameter r_2 und r'_2 überführt:

$$\begin{pmatrix} r_2 \\ r'_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_1 \\ r'_1 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.7})$$

Astigmatische Objekte erfordern die Beschreibung über 4×4 -Matrizen. Wenn die Ebenen nicht wechselwirken, heißt die Ebene mit dem fundamentalen Strahl und optischer Achse Tangentialebene, die dazu senkrechte Sagittalebene.

Fügt man die Strahlmatrizen nun mit den Ergebnissen aus Abschnitt A.1 zusammen, findet man das sog. ABCD-Gesetz für Gaußsche Strahlen

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \quad (\text{A.8})$$

und mit $q_1 \equiv q_2$ findet man die Strahlparameter

$$R = \frac{2B}{D - A} \quad (\text{A.9})$$

und

$$\omega_z^2 = \frac{2\lambda B}{\pi \sqrt{4 - (A + D)^2}}. \quad (\text{A.10})$$

Aus diesen kann man nun die Entfernung von der Strahltaile z und die Größe der Strahltaile $\omega_{z,0}$ durch die Parameter der ABCD-Matrix darstellen:

$$z = \frac{A - D}{2C} \quad (\text{A.11})$$

und

$$\omega_{z,0}^2 = \frac{\lambda}{\pi|C|} \sqrt{1 - \left(\frac{A - D}{2}\right)^2}. \quad (\text{A.12})$$

Zur Berechnung des Stabilitätsregimes allgemeiner Laserresonatoren kann man sich eines Selbstkonsistenz-Ansatzes bedienen, d. h. man geht davon aus, dass sich der Strahl nach einem Umlauf im Resonator selbst reproduzieren muss. Darin ist bereits die Forderung nach Moden mit geringen Verlusten, d.h. solchen bei denen nur ein sehr geringer Teil von der Apertur des Resonators nicht erfasst wird, enthalten.

Unter Berücksichtigung des ABCD-Gesetzes (A.8) und der Unimodularität der Strahl-

matrizen ($AD - BC = 1$) findet man das Stabilitätskriterium für Laserresonatoren:

$$-1 < \frac{1}{2}(A + D) < 1. \quad (\text{A.13})$$

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten ABCD-Matrizen sind:

Propagation durch ein Medium des Brechungsindex n über eine Strecke der Länge l		$\mathbf{C}_M(l, n) = \begin{pmatrix} 1 & \frac{l}{n} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
Planparallele Platte der Länge l und des Brechungsindex n im Brewsterwinkel	tan	$\mathbf{C}_{P,t}(l, n) = \begin{pmatrix} 1 & \frac{l}{n} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
	sag	$\mathbf{C}_{P,s}(l, n) = \begin{pmatrix} 1 & \frac{l}{n^3} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
Sphärischer Spiegel mit dem Krümmungsradius R , Reflexion unter dem Reflexionswinkel Θ	tan	$\mathbf{C}_{S,t}(R, \Theta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R \cos(\Theta)} & 1 \end{pmatrix}$
	sag	$\mathbf{C}_{S,s}(R, \Theta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2 \cos(\Theta)}{R} & 1 \end{pmatrix}$

Tabelle A.1: ABCD-Matrizen für einige Resonatorelemente

Die beiden unteren Elemente führen zu unterschiedlichen Ergebnissen für die Ebenen senkrecht bzw. parallel zur Einfallsebene, verhalten sich also astigmatisch. Diesem Effekt wird hier durch zwei verschiedene Matrizen für Tangential- und Sagittalebene Rechnung getragen.

B Prozessparameter

B.1 Waferreinigung

Der Reinigungsprozess für Silizium-, bzw. SOS-Wafer besteht aus drei Schritten:

- ▷ Probe etwa 5 Minuten unter Aceton im Ultraschallbad von oberflächlichen Verunreinigungen wie z. B. Fingerfett zu reinigen. Anschließend kurz in Isopropanol tauchen, unter fließendem deionisiertem Wasser („DI-Wasser“) abspülen und mit Stickstoff trocken pusten.
- ▷ Probe 10 Minuten in einer 1:1-Mischung Wasserstoffperoxid (H_2O_2 , 30 %) und Schwefelsäure (H_2SO_4 , 96 %) oberflächlich oxidieren, unter fließendem DI-Wasser abspülen und mit Stickstoff trocken pusten.
- ▷ Probe einige Sekunden AF 91-9 Puranal¹ (25 % Ammoniumfluorid NH_4F , 5 % Flusssäure HF, 70 % Wasser H_2O) tauchen, um die im letzten Schritt erzeugte Oxidschicht und damit alle an ihr haftenden Verunreinigungen zu entfernen.

B.2 Lithographie

B.2.1 Positivprozess mit Allresist AR-P 354

- ▷ Homogenisieren des Lackes nach dem Auflegen: 2000 rpm, Beschleunigung 7^2 , 10 s
- ▷ Aufschleudern bis zur gewünschten Dicke: 6000 rpm, Beschleunigung 7, 50 s (Schichtdicke: ca. $1,1 \mu\text{m}$)
- ▷ Prebake (Hotplate) zur Verflüchtigung des Lösungsmittels: 90°C , 5 Minuten
- ▷ Abkühlen: 2 Minuten
- ▷ Belichtung: $9 \text{ mJ}/\text{cm}^2$, 365 und 436 nm
- ▷ Entwickeln: Allresist AR-300-35, 100 %, etwa 40 Sekunden (muss visuell kontrolliert werden, die Entwicklungsgeschwindigkeit schwankt erheblich)
- ▷ Entfernung von Lackresten mit dem Plasmastripper (Prozessgas ist Luft): 100 MHz, 100 W, 1 Minute

¹Erhältlich bei Honeywell Specialty Chemicals, Seelze

²Dieser Beschleunigungswert bezieht sich auf die verwendete Lackschleuder BLE Delta 10 BM.

B.2.2 Umkehrprozess mit Allresist AR-U 4040

- ▷ Homogenisieren des Lackes nach dem Auflegen: 2000 rpm, Beschleunigung 7, 10 s
- ▷ Aufschleudern bis zu gewünschter Dicke: 6000 rpm, Beschleunigung 7, 50 s (Schichtdicke: ca. 1,2 μm)
- ▷ Prebake (Hotplate) zur Verflüchtigung des Lösungsmittels: 85 °C, 5 Minuten
- ▷ Abkühlen: 2 Minuten
- ▷ Primärbelichtung: 60 mJ/cm^2 , 365 und 436 nm
- ▷ Umkehrtemperung (Hotplate) zur Quervernetzung des belichteten Polymers: 115 °C, 5 Minuten
- ▷ Flutbelichtung: 150 mJ/cm^2 , 365 und 436 nm
- ▷ Entwickeln: Allresist AR-300-35:Wasser 1:1, etwa 40 Sekunden (muss visuell kontrolliert werden, die Entwicklungsgeschwindigkeit schwankt erheblich)
- ▷ Entfernung von Lackresten mit dem Plasmastripper (Prozessgas ist Luft): 100 MHz, 100 W, 1 Minute
- ▷ Entfernung oberflächlicher Oxide auf dem Halbleiter bedingt durch den Plasmastripper (Dieser Schritt wird *unmittelbar* vor der Metallisierung durchgeführt): 5-10 s AF 91-9 Puranal bei SOS, bzw. 10 s Salzsäure (HCL, 40 %) bei LT-GaAs

B.3 Metallisierung

Auf SOS kann wegen der folgenden Ionenimplantation Chrom als Haftschicht verwendet werden. Als Quelle werden chrombeschichtete Wolframstäbe genutzt, da bei herkömmlicher Tiegelverdampfung Chrom zum Spritzen neigt. Gold wird aus dem Wolframtiegel verdampft:

- ▷ 10 nm Chrom, 5-10 $\text{\AA}/\text{s}$ bei 10^{-5} - 10^{-6} mbar
- ▷ 200 nm Gold, 5-10 $\text{\AA}/\text{s}$ bei 10^{-5} - 10^{-6} mbar

Da bei LT-GaAs der Implantationschritt entfällt, der für die Vermeidung von Schottkykontakten sorgen könnte, muss bei der Wahl einer geeigneten Metallisierung darauf geachtet werden, dass Ohmsche Kontakte entstehen. Glücklicherweise bilden auf LT-GaAs sehr viele Metalle Ohmsche Kontakte, ohne dass Temperschnitte durchgeführt werden müssten, welche die Kurzzeiteigenschaften des Halbleiters gefährden [Zam99]. Experimentell konnte nachgewiesen werden, dass sich Titan als Haftschicht für LT-GaAs besonders gut eignet. Da Titan jedoch ausgezeichnete Sauerstoff-Getter-Eigenschaften zeigt,

muss bei extrem guten Vakuumbedingungen aufgedampft werden. Die Strukturen der vorliegenden Arbeit wurden daher in einer MBE-Anlage der Arbeitsgruppe von Prof. Molenkamp an der Universität Würzburg metallisiert.

- ▷ 10 nm Titan, 5-10 Å/s bei 10^{-10} - 10^{-11} mbar
- ▷ 200 nm Gold, 5-10 Å/s bei 10^{-10} - 10^{-11} mbar

B.4 Ätzparameter

Folgende Ätzlösungen wurden im Rahmen dieser Arbeit verwendet³

- ▷ Chrom-Ätzlösung (ca. 40 nm/min)
 - ◇ Cerammoniumnitrat $\text{Ce}(\text{NH}_4)_2(\text{NO}_3)_6$ 200 g
 - ◇ Essigsäure CH_3COOH (98 %) 35 ml
 - ◇ DI-Wasser H_2O ad 1000 ml
- ▷ Gold-Ätzlösung (ca. 1 $\mu\text{m}/\text{min}$)
 - ◇ Kaliumjodid KJ 20 g
 - ◇ Jod subl. J_2 10 g
 - ◇ DI-Wasser H_2O 200 ml
- ▷ Aluminium-Ätzlösung (ca. 200 nm/min)
 - ◇ Phosphorsäure H_3PO_4 (85 %) 100 ml
 - ◇ Salpetersäure HNO_3 (65 %) 5 ml
 - ◇ DI-Wasser H_2O 25 ml
- ▷ Silizium-Ätzlösung (ca. 10 $\mu\text{m}/\text{min}$)
 - ◇ Flusssäure HF (49 %) 4 ml
 - ◇ Salpetersäure HNO_3 (65 %) 30 ml
 - ◇ DI-Wasser H_2O 10 ml
- ▷ Nickel-Ätzlösung (Ätzrate abhängig von der Verdünnung)
 - ◇ Salpetersäure HNO_3 (65 %) 5 ml

³Eine umfangreiche Liste möglicher Ätzlösungen für viele Elemente und gängige Verbindungen kann [VK78] entnommen werden. Dort sind auch viele andere nützliche Informationen zu verschiedenen Aspekten der Mikrostrukturierung enthalten.

B PROZESSPARAMETER

◇ Essigsäure CH ₃ COOH (98 %)	5 ml
◇ Wasserstoffperoxid H ₂ O ₂ (30 %)	2 ml
◇ DI-Wasser H ₂ O	zur Verdünnung

B.5 Ionenimplantation

Die SOS-Substrate werden so implantiert, dass die Ionen in dem Saphirsubstrat deponiert werden und keine flachen Störstellen in der Siliziumschicht hinterlassen. Die tiefen Störstellen entstehen ausschließlich durch die Schädigung. Folgende Parameter haben sich als geeignet erwiesen: 2 MeV Ar⁺, Dosis 10¹⁵ cm⁻², Strahlstrom 250 nA, d. h. es werden 160 μC/cm⁻² deponiert.⁴

⁴Die Implantation wurde am 6 MeV-Beschleuniger des Instituts für Kernphysik der Universität Frankfurt/Main durchgeführt.

C Mathematische Beschreibung der Polarisation

C.1 Die Stokesschen Parameter

Die Grundlage der mathematischen Beschreibung polarisierten Lichtes wird gelegt durch die Stokesschen Parameter [Sto52, Hec99]. Diese Parameter S_0 bis S_3 beschreiben den Polarisationszustand des Lichtes durch die relativen Intensitäten eines Lichtstrahles ohne polarisationsoptische Komponente (I_0), sowie hinter einem horizontalen Polarisator (I_1), einem unter 45° (I_2) und einem Zirkularpolarisator (I_3)¹:

$$\begin{aligned}S_0 &= 2I_0, \\S_1 &= 2I_1 - 2I_0, \\S_2 &= 2I_2 - 2I_0, \\S_3 &= 2I_3 - 2I_0.\end{aligned}\tag{C.1}$$

Diese Parameter können unter der Annahme monochromatischen Lichtes auf die x - und y -Komponenten der elektrischen Feldamplitude und der Phasenverschiebung ϵ_{ph} der beiden Basisvektoren der Polarisation zurückgeführt werden:

$$\begin{aligned}S_0 &= E_{0x}^2 + E_{0y}^2, \\S_1 &= E_{0x}^2 - E_{0y}^2, \\S_2 &= 2E_{0x}E_{0y} \cos \epsilon_{\text{ph}}, \\S_3 &= 2E_{0x}E_{0y} \sin \epsilon_{\text{ph}}.\end{aligned}\tag{C.2}$$

Im Falle unpolarisierten Lichtes verschwinden alle Parameter außer S_0 . In der normierten Darstellung teilt man alle Parameter durch S_0 und erhält damit z. B. für horizontal polarisiertes Licht $(1, -1, 0, 0)$. Diese Vektoren werden bei inkohärenter Überlagerung mehrerer Wellen einfach addiert, um den resultierenden Zustand zu erhalten.

C.2 Jones-Vektoren

Eine alternative Methode zur Beschreibung polarisierter Wellen sind die Joneschen Vektoren. Sie beschreiben den elektrischen Feldvektor in der Zerlegung in seine momentanen

¹Es handelt sich hierbei um theoretische polarisationsoptische Komponenten. D. h. es ist nicht von Bedeutung, wie diese im Einzelnen praktisch realisiert werden (z. B. im Fall des Zirkularpolarisators durch einen Linearpolarisator und eine $\lambda/4$ -Platte)

Skalarkomponenten:

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_x(t) \\ E_y(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{0x} e^{i\varphi_x} \\ E_{0y} e^{i\varphi_y} \end{pmatrix}. \quad (\text{C.3})$$

Geht man von kohärenter Überlagerung aus und normiert die Intensitäten, so erhält man mit $E_{0x} = E_{0y}$ und $\varphi_x = \varphi_y$ die lineare

$$\mathbf{E}_h = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E}_v = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (\text{C.4})$$

oder mit $E_{0x} = E_{0y}$ und $\varphi_x - \pi/2 = \varphi_y$ die zirkuläre Orthonormalbasis

$$\mathbf{E}_+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E}_- = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}. \quad (\text{C.5})$$

C.3 Jones-Matrizen

Besitzt nun eine Welle einen Polarisationszustand, der vor dem Durchgang durch ein optisches Element durch \mathbf{E}_i , nach dem Durchgang durch \mathbf{E}_f beschrieben wird, so kann man die polarisationsoptischen Eigenschaften des Elementes durch eine 2×2 -Matrix \mathbf{A} beschreiben, welche beiden Vektoren mit einander verknüpft:

$$\mathbf{E}_f = \mathbf{A} \cdot \mathbf{E}_i \quad (\text{C.6})$$

Diese Matrix wird Jones-Matrix genannt. Eine analoge Vorgehensweise existiert für die Stokesschen Vektoren mit 4×4 -Matrizen, den sogenannten Mueller-Matrizen. Die Jones-Matrizen für die häufig eingesetzten λ_4 - und λ_2 -Plättchen sind:

$$\mathbf{A}_{\lambda/4} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1+i & 0 \\ 0 & 1-i \end{pmatrix}, \quad \mathbf{A}_{\lambda/2} = \begin{pmatrix} i & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix}. \quad (\text{C.7})$$

Diese Matrizen gelten für horizontale Ausrichtung der optischen Achsen der Plättchen. Eine einfache Methode, sie für beliebige Winkel zu formulieren, besteht darin, sie durch Drehmatrizen $\mathbf{A}_D(\alpha)$ einzuschließen, die die Polarisation vor dem Durchgang um einen beliebigen Winkel α drehen und hinter dem Durchgang wieder zurück drehen können. Eine solche Drehmatrix hat die Form

$$\mathbf{A}_D(\alpha) = \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & \sin(\alpha) \\ -\sin(\alpha) & \cos(\alpha) \end{pmatrix}. \quad (\text{C.8})$$

D Der dielektrische Tensor als Ursache magnetooptischer Effekte

Zur Betrachtung magnetooptischer Phänomene mit Hilfe des dielektrischen Tensors ϵ_{ij} werden im allgemeinen drei Näherungen gemacht [Döt00]:

1. Die Abspaltung des „magnetischen“ Teils des dielektrischen Tensors über

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_{ij}^0 + \Delta\epsilon_{ij}(\mathbf{M}), \quad (\text{D.1})$$

2. die Aufteilung von $\Delta\epsilon_{ij}$ in einen hermiteschen und antihermiteschen Teil $\Delta\epsilon_{ij}^H$ und $\Delta\epsilon_{ij}^A$ sowie
3. die Entwicklung der $\Delta\epsilon_{ij}$ in Potenzreihen unter Berücksichtigung der Onsager-Relation $\epsilon_{ij}(\mathbf{M}) = \epsilon_{ji}(-\mathbf{M})$:

$$\begin{aligned} \Re(\Delta\epsilon_{ij}^H) &= \Re(G_{ijkl}) M_k M_l & \Im(\Delta\epsilon_{ij}^A) &= \Im(G_{ijkl}) M_k M_l \\ \Re(\Delta\epsilon_{ij}^A) &= \Re(K_{ijk}) M_k & \Im(\Delta\epsilon_{ij}^H) &= \Im(K_{ijk}) M_k \end{aligned} \quad (\text{D.2})$$

Beschränkt man sich weiterhin auf einen kubischen Kristall, wählt das Koordinatensystem entsprechend der Kristallachsen und die Magnetisierung in z-Richtung $\mathbf{M} = (0,0,M)$, so verschwinden die meisten Koeffizienten G_{ijkl} und K_{ijk} . Für die übrigbleibenden Koeffizienten gilt:

$$K_{123} = K_{231} = K_{312} = -K_{213} = -K_{321} = -K_{132} = K \quad (\text{D.3})$$

und

$$G_{iii} = G_{11}, \quad G_{iij} = G_{12}, \quad G_{ijj} = G_{44}. \quad (\text{D.4})$$

Für den dielektrischen Tensor erhält man dann

$$\epsilon_{ij} = \begin{pmatrix} n_0^2 + G_{12}M^2 & KM & 0 \\ -KM & n_0^2 + G_{12}M^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_0^2 + G_{11}M^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon_{\perp} & \epsilon_1 & 0 \\ -\epsilon_1 & \epsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\parallel} \end{pmatrix}. \quad (\text{D.5})$$

Über den Ansatz rechts- und linkszirkular polarisierter Wellen und der Wellengleichung in anisotropen Medien (vergleiche Abschnitt 2.4.1, bzw. Gleichung (2.16)) erhält man unter der Annahme, dass die magnetooptischen Effekte auf den Brechungsindex

D DER DIELEKTRISCHE TENSOR ALS URSACHE MAGNETOOPTISCHER EFFEKTE

klein gegen den unmagnetischen Teil des Brechungsindex sind, die Ausdrücke für die verschiedenen magnetooptischen Effekte:

$$\triangleright \text{zirkulare Doppelbrechung (MCB)} = -\frac{\Im(\mathbf{K})}{2n_0} \cdot M,$$

$$\triangleright \text{zirkularer Dichroismus (MCD)} = -\frac{\Re(\mathbf{K})}{2k_0 n_0} \cdot M,$$

$$\triangleright \text{lineare Doppelbrechung (MLB)} = \frac{\Re(G_{11}) - \Re(G_{12})}{2n_0} \cdot M^2,$$

$$\triangleright \text{linearer Dichroismus (MLD)} = \frac{\Im(G_{11}) - \Im(G_{12})}{2k_0 n_0} \cdot M^2.$$

Dabei sind n_0 und k_0 die magnetisierungsunabhängigen Anteile von Brechungsindex und Wellenzahl (auch hier gilt $\mathbf{k} = (0, 0, |\mathbf{k}|)$).

E Elektrooptische und Magnetooptische Sensitivität

Wie der Faraday-Effekt die Polarisationsdrehung einer linear polarisierten Welle in einem Medium durch ein Magnetfeld beschreibt, so wird die Polarisationsdrehung durch ein äußeres elektrisches Feld Pockels-Effekt genannt. Dieser Effekt wird verbreitet zur elektrooptischen Detektion von THz-Strahlung eingesetzt (siehe z. B. [WZ96a]). Überall dort, wo die verwendeten Detektormaterialien sowohl elektro- als auch magnetooptisch aktiv sind, kommt es zu einer Überlagerung der beiden Effekte. Dies macht die Abschätzung der relativen Sensitivitäten sinnvoll.

Zum Vergleich der beiden Effekte betrachtet man die Intensitätsmodulation, die durch sie hervorgerufen wird. Im Fall des elektrooptischen Sensors findet man [RZ00]

$$I_{EO} = \frac{I}{I_0} = E \frac{2dn^3r_{41}}{\lambda}, \quad (\text{E.1})$$

wobei E den Betrag der elektrischen Feldstärke, d die Wechselwirkungslänge zwischen dem elektrischen Feld und dem optischen Abtaststrahl und n den Brechungsindex bezeichnen. In Kristallen mit Zinkblende-Struktur verschwinden alle Komponenten des elektrooptischen Tensors bis auf r_{41} .

Bei der magnetooptischen Detektion wird die Modulation durch

$$I_{MO} = \frac{I}{I_0} = 2V_kBL \quad (\text{E.2})$$

beschrieben. V_k ist die Verdetkonstante, B der Betrag des äußeren Magnetfeldes und L die Wechselwirkungslänge zwischen dem magnetischen Feld und dem optischen Abtaststrahl.

Setzt man die beiden Modulationen zueinander in Beziehung, erhält man

$$\xi \equiv \frac{I_{EO}}{I_{MO}} = \frac{\pi c}{\lambda} \frac{d}{L} \frac{n^3 r_{41}}{V_k}, \quad (\text{E.3})$$

wobei $E/B = \pi c$ verwendet wurde.

In Tabelle E.1 sind die elektro- und magnetooptischen Parameter einiger Materialien angegeben. Die angegebenen elektrooptischen Konstanten sind Literaturwerte [WZ96b]. Die Verdetkonstanten beziehen sich jeweils auf das konkrete Drehvermögen der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$ - und $\text{Gd}_2\text{Bi}_1\text{Fe}_{4,4}\text{Ga}_{0,2}\text{Al}_{0,4}\text{O}_{12}$ -Proben. Im Fall des CdTe bezieht sich darüber hinaus r_{41} auf das undotierte System und V auf $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Te}$. Ebenso beziehen sich die angegebenen Verdetkonstanten auf den spektra-

E ELEKTROOPTISCHE UND MAGNETOOPTISCHE SENSITIVITÄT

Material	n	r_{41}	V_k
ZnTe	2,853 ($\lambda = 800 \text{ nm}$)	$4,04 \cdot 10^{-12}$ ($\lambda = 633 \text{ nm}$)	
CdTe	2,84 ($\lambda = 800 \text{ nm}$)	$4,5 \cdot 10^{-12}$ ($\lambda = 1000 \text{ nm}$)	$2,8 \cdot 10^6 \text{ rad/Tm}$
Bi:GdIG			$3,3 \cdot 10^5 \text{ rad/Tm}$

Tabelle E.1: Elektro- und magnetooptische Parameter für verschiedene Materialien

len Bereich, der im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurde (etwa 760-770 nm). Granate besitzen eine zentrosymmetrische Kristallstruktur und sind daher nicht elektrooptisch aktiv.

Symbolverzeichnis

$\hat{1}$	Einheitstensor
a	1) Schwerlochübergang, 2) Index für oktaedrisch koordinierte Kationen
a	1) Materialkonstante, 2) kubische Gitterkonstante
A	1) Erster Parameter des ABCD-Gesetzes, 2) Parameter der Austauschwechselwirkung
A	Jones-Matrix
A_D	Drehmatrix
A_{λ/4}	Jones-Matrix eines λ/4-Plättchens
A_{λ/2}	Jones-Matrix eines λ/2-Plättchens
α	1) Austauschintegral des Leitungsbandes in $A_{1-x}^{\text{II}}\text{Mn}_x\text{B}^{\text{IV}}$, 2) Drehwinkel
α_0	Ein Geometriefaktor
α_i	Richtungscosinus der i-ten kristallographischen Achse
b	Leichtlochübergang
b	Materialkonstante
b_i	Kopplungskonstante
B	1) Zweiter Parameter des ABCD-Gesetzes, 2) Parameter der Austauschwechselwirkung
$B_S(\eta)$	Brillouinfunktion
B	Die magnetische Induktion
B_z	z-Komponente der magnetischen Induktion
β	Austauschintegral des Valenzbandes in $A_{1-x}^{\text{II}}\text{Mn}_x\text{B}^{\text{IV}}$
c	Leichtlochübergang, 2) Index für dodekaedrisch koordinierte Kationen
c	Lichtgeschwindigkeit
C	1) Dritter Parameter des ABCD-Gesetzes, 2) Curiekonstante
C_M(l,n)	ABCD-Matrix für die freie Propagation durch ein Medium
C_L(f)	ABCD-Matrix für eine Linse der Brennweite f
C_P(l,n)	ABCD-Matrix für die Propagation durch eine planparallele Platte im Brewsterwinkel
C_S(R,Θ)	ABCD-Matrix für die Reflexion an einem sphärischen Spiegel
C₀	Curiekonstante pro Einheitsvolumen
C_{ij}	Elastizitätsmoduln
C_M	Curiekonstante pro Molvolumen
χ_M	Magnetische Suszeptibilität
\hat{C}	Eine tensorielle Konstante
d	elektrooptische Wechselwirkungslänge

d	Schwerlochübergang, 2) Index für tetraedrisch koordinierte Kationen
D	Vierter Parameter des ABCD-Gesetzes
\mathbf{D}	Die dielektrische Verschiebung
δ	relatives differentielles Signal am Differenzdetektor
Δ	normierte Differenz der Wollaston-Kanäle
Δ_{\pm}	rechts-, bzw. linkszirkularer Anteil des Phasenfaktors des Fresnelschen Reflexionskoeffizienten
e	Elektronenladung (wird der Einfachheit halber dort gebraucht, wo Verwechslungen z. B. mit der Löcherladung ausgeschlossen sind)
$e_d^{+\sigma}$	Energielevel eines besetzten Mn^{2+} -Zustandes in $\text{A}_{1-x}^{\text{II}}\text{Mn}_x\text{B}^{\text{IV}}$
$e_d^{+\sigma}$	Energielevel eines unbesetzten Mn^{2+} -Zustandes in $\text{A}_{1-x}^{\text{II}}\text{Mn}_x\text{B}^{\text{IV}}$
\mathbf{e}_i	Einheitsvektor in Richtung i
E	1) Energie, 2) Youngscher Modulus
E_0	Übergangsenergie
\mathbf{E}	1) Das elektrische Feld, 2) Jonescher Vektor
\mathbf{E}_b	Elektrisches Feld einer äußeren Vorspannung
\mathbf{E}_h	Jones-Vektor einer horizontal, linear polarisierten Welle
\mathbf{E}_v	Jones-Vektor einer vertikal, linear polarisierten Welle
\mathbf{E}_+	Jones-Vektor einer rechtszirkular polarisierten Welle
\mathbf{E}_-	Jones-Vektor einer linkszirkular polarisierten Welle
E_g	Energielücke
\mathbf{E}_{rad}	Das emittierte elektrische Feld
E_v	Energie der obersten Valenzbandkante im Γ -Punkt
E_x	Mn^{2+} -konzentrationsunabhängiger Teil der Bandlücke
ΔE	Zeeman-Aufspaltung
ΔE^s	Sättigungsaufspaltung
ϵ	Dielektrizitätskonstante
$\hat{\epsilon}$	Dielektrischer Tensor
ϵ_0	Elektrische Feldkonstante
ϵ_{ij}	i,j -te Komponente des dielektrischen Tensors
$\Delta\epsilon_{ij}(\mathbf{M})$	Magnetisierungsabhängiger Teil des dielektrischen Tensors
$\Delta\epsilon_{ij}^{\text{A}}$	Antihermiteischer Teil des magnetisierungsabhängiger Anteils des dielektrischen Tensors
$\Delta\epsilon_{ij}^{\text{H}}$	Hermiteischer Teil des magnetisierungsabhängiger Anteils des dielektrischen Tensors
ϵ_{Ph}	Phasenverschiebung zwischen den beiden Basisvektoren der Polarisation
$\hat{\epsilon}$	Elastizitätstensor
η_{F}	Faraday-Elliptizität, d. h. zirkularer Dichroismus
η_{K}	Kerr-Elliptizität
f	1) Funktion zur Berücksichtigung der Abhängigkeit des d-d-Austauschintegrals von geometrischen Verhältnissen 2) Brennweite
f_i	Oszillatorstärke

F_0	Konstante die unter anderem die Oszillatorstärke enthält
F_K	Freie Kristallenergie
ϕ_F	Komplexer Faraday-Effekt
ϕ_K	Komplexer magmetooptischer Kerr-Effekt
$\phi(k)$	k-Abhängigkeit des Austauschintegrals
φ_n	Phase der n-ten longitudinalen Mode in einem Resonator
g^{eff}	effektiver g-Faktor
g_{Mn}	g-Faktor der Mn^{2+} -Ionen
g_i^*	g-Faktor des i-ten Untergitters
g_x^*	g-Faktor des Ladungsträgers x
G	1)Generationsrate für Ladungsträger im Halbleiter 2) Entwicklungskoeffizienten zweiter Ordnung des magnetisierungsabhängigen dielektrischen Tensors
Γ	Dämpfungsfaktor in Resonanztermen
h	Plancksches Wirkungsquantum
\hbar	$h/2\pi$
H_0	Einelektronen-Hamiltonoperator
H_B	Hamiltonoperator zur Beschreibung des Magnetfeldeinflusses auf Ladungsträger
H_C	Hamiltonoperator der Coulombwechselwirkung
H_{dd}	Hamiltonoperator der d-d-Austauschwechselwirkung
H_{eh}	Hamiltonoperator der Austauschwechselwirkung zwischen Elektronen und Löchern
H_{eff}	effektives Anisotropiefeld
H_{ex}	Hamiltonoperator der Austauschwechselwirkung zwischen Ladungsträgern und magnetischen Ionen
H_K	Anisotropiefeld
H_T	Totaler Hamiltonoperator
\mathbf{H}	Das magnetische Feld
i	1) $\sqrt{-1}$, 2) Summationsindex
I	Intensität
$\Im(x)$	Imaginärteil der Größe x
j	Summationsindex
$J^{\text{sp-d}}$	Austauschintegral der sp-d-Wechselwirkung
J^{dd}	Austauschintegral der d-d-Austauschwechselwirkung
J_{ij}	Austauschintegral zwischen i-tem und j-tem Untergitter
J_{nn}^{dd}	Austauschintegral der Nächste-Nachbar-Wechselwirkung
J_{nnn}^{dd}	Austauschintegral der Übernächste-Nachbar-Wechselwirkung
J_{nnnn}^{dd}	Austauschintegral der Über-Übernächste-Nachbar-Wechselwirkung
\mathbf{J}	Die Stromdichte
k	Imaginärteil des Brechungsindex
k_0	Magnetisierungsunabhängiger Teil der Wellenzahl

SYMBOLVERZEICHNIS

k_B	Boltzmannkonstante
\mathbf{k}	Der komplexe Wellenvektor
K	Entwicklungskoeffizienten erster Ordnung des magnetisierungsabhängigen dielektrischen Tensors
K_i	Anisotropiekonstante i-ter Ordnung
K_U	Uniaxiale Anisotropiekonstante
K_U^g	wachstumsinduzierte uniaxiale Anisotropiekonstante
K_U^λ	verspannungsinduzierte uniaxiale Anisotropiekonstante
$\boldsymbol{\kappa}$	Einheitsvektor in Richtung des komplexen Wellenvektors
l	1) Resonatorlänge, 2) Distanz, die eine Welle innerhalb eines Mediums zurücklegt
L	magnetooptische Wechselwirkungslänge
λ	Wellenlänge
λ_{111}	Magnetostruktionskoeffizient
λ_{ij}	Molekularfeldkoeffizient
m_e	Masse eines Elektrons (im Festkörper: die effektive Masse)
m_h	Effektive Masse eines Lochs im Halbleiter
M	Betrag der Magnetisierung
M_{Fe^a}	Magnetisierung der tetraedrisch koordinierten Eisen-Ionen
M_{Fe^d}	Magnetisierung der oktaedrisch koordinierten Eisen-Ionen
M_S	Sättigungsmagnetisierung
M_R	Magnetisierung der Selten-Erd-Ionen
μ	Poissonverhältnis
$\hat{\mu}$	Permeabilitätstensor
μ_B	Bohrsches Magneton
μ_M	Molmasse
n	1) Realteil des Brechungsindex, 2) Summationsindex
\tilde{n}	Komplexer Brechungsindex
\tilde{n}_+	Rechtszirkularer Anteil des komplexen Brechungsindex
\tilde{n}_-	Linkszirkularer Anteil des komplexen Brechungsindex
n_0	Magnetisierungsunabhängiger Teil des Brechungsindex
n_c	Anzahl der Ladungsträger im Halbleiter
n_i	Brechungsindex i-ter Ordnung
n_j	Anzahl der Ionen pro Formeleinheit im j-ten Untergitter
N	Anzahl der Dipolmomente pro Volumeneinheit
N_A	Avogadro-Zahl
N_0	Anzahl der Kationen pro Einheitszelle
N_m	Anzahl der longitudinalen Moden im Resonator
N_t	Dichte der Einfangzentren im Halbleiter
∇	'Nabla'-Operator
$\bar{\nu}$	Wellenzahl
$\Delta\nu$	Linienbreite

P	1) Leistung, 2) Summationsindex, 3) komplexer Phasenfaktor
\mathbf{P}	Die elektrische Polarisation
π	1) Kreiszahl, 2) Übergang in der Voigtgeometrie, bei Anregung mit linear polarisiertem Licht
q_e	Ladung eines Elektrons
q_h	Ladung eines Lochs im Halbleiter
q	komplexer Strahlparameter
Q	Voigtscher Parameter zur Beschreibung der Nichtdiagonalelemente des dielektrischen Tensors
θ_F	Faradayrotation
θ_K	magnetooptische Kerr-Rotation
ϑ	Richtung innerhalb des Kristalls
Θ	Reflexionswinkel
$\Theta(x)$	konzentrationsabhängige Curie-Weiss-Temperatur
Θ_0	Curie-Weiss-Temperatur
r_{41}	Komponente des elektrooptischen Tensors
r_{\pm}	rechts-, bzw. linkszirkularer Anteil des Fresnelschen Reflexionskoeffizienten
\mathbf{r}	Ortsvektor
R	1) Reflektivität, 2) Krümmung der Wellenfront 3) Krümmungsradius
\mathbf{R}_n	Ortsvektor des n-ten Mn^{2+} -Ions
$\Re(x)$	Realteil der Größe x
ρ	Dichte
S	1) s-artige Bänderwellenfunktion, 2) Spinquantenzahl
\mathbf{S}_n	Spinoperator des n-ten Mn^{2+} -Ions
S_i	i-ter Stokesscher Parameter
S_z	Spinoperator der Mn^{2+} -Ionen für ein Magnetfeld in z-Richtung
σ	Stressparameter
σ	Spinoperator der Bandelekttronen
σ_c	Einfangquerschnitt der Einfangzentren im Halbleiter
σ_z	Spinoperator der Bandelekttronen für ein Magnetfeld in z-Richtung
σ_+	Übergang in der Faradaygeometrie, bei Anregung mit rechtszirkularem Licht
σ_+	Übergang in der Faradaygeometrie, bei Anregung mit linkszirkularem Licht
t	Zeit
T	Temperatur
T_0	Korrekturterm zur effektiven Temperatur
T_{comp}	Kompensationstemperatur
T_C	Curie-Temperatur
T_{eff}	effektive Temperatur
T_P	Periodendauer
τ_0	Zeit vom Peakmaximum einer Amplitudenfunktion zu ihrer ersten Nullstelle
τ_c	Einfangzeit für Elektronen im Halbleiter
τ_r	Rekombinationszeit der Ladungsträger im Halbleiter

SYMBOLVERZEICHNIS

τ_s	Zeitkonstante der Impulsrelaxation
$\mathbf{u}(\mathbf{r})$	ortsabhängiger Teil des elektrischen Feldes in der Wellengleichung
U_{eff}	Energieabstand der beiden Mn^{2+} -Zustände $e_d^{+\sigma}$ und $e_d^{-\sigma}$
\mathbf{v}_e	Mittlere Geschwindigkeit der Elektronen
\mathbf{v}_h	Mittlere Geschwindigkeit der Löcher
\mathbf{v}_r	Relativgeschwindigkeit zwischen Elektronen und Löchern
$\langle v_{\text{th}} \rangle$	Betrag der mittleren Geschwindigkeit der Ladungsträger im Halbleiter
V	Volumen
V_k	Verdetkonstante
V_{pd}	p-d-Hybridisierungsenergie
ω	Kreisfrequenz
ω_l	Modenabstand im Resonator
ω_z	Abfall des elektrischen Feldes mit zunehmendem Abstand von der optischen Achse
ω_0	Resonanzfrequenz
Ω_0	Volumen der Elementarzelle
ω_L	Larmorfrequenz
x	1) kartesische Koordinate, 2) relativer Mn^{2+} -Gehalt in $\text{A}_{1-x}^{\text{II}}\text{Mn}_x\text{B}^{\text{IV}}$ -Halbleitern
\bar{x}	effektive Konzentration
X	p-artige Bänderwellenfunktion
ξ	Verhältnis zwischen elektro- und magnetooptischer Sensitivität
y	kartesische Koordinate
Ψ	Wellenfunktion
Ψ_{Γ_n}	Wellenfunktion von Bandelektronen mit Γ_n -Symmetrie
z	1) kartesische Koordinate, 2) Abstand von der optischen Achse
z_{ij}	Anzahl der nächsten Nachbarn im j-ten Untergitter, bezogen auf das i-te Ion
z_P	Anzahl Kationen in der P-ten Koordinationskugel

Literaturverzeichnis

- [AB72] A. V. ANTONOV und A. I. BELYAEVA, Effect of magnetic ordering on the formation of the optical absorption spectrum of yttrium iron garnet (exciton phonon process), *Soviet Physics - Solid State* **14** (1972), 876–80.
61
- [ACS84] D. H. AUSTON, K. P. CHEUNG und P. R. SMITH, Picosecond photoconducting Hertzian dipoles, *Applied Physics Letters* **45** (1984), 284–6.
13
- [AD93] G. A. ALLEN und G. F. DIONNE, Application of permittivity tensor for accurate interpretation of magneto-optical spectra, *Journal of Applied Physics* **73** (1993), 6130–2.
37, 90
- [AdBB96] J. ALLAM und N. DE B. BAYNES, Dynamics of Trapping, Trap-Emptying and Breakdown in LT GaAs, *Ultrafast Processes in Spectroscopy*, Kap. 148, S. 663–6, Plenum Press, 1996.
11
- [AF70] D. ADLER und J. FEINLEIB, Electrical and Optical Properties of Narrow-Band Materials, *Physical Review B* **2** (1970), 3112–34.
60
- [AHvM⁺85] D. D. AWSCHALOM, J.-M. HALBOUT, S. VON MOLNAR, T. SIEGRIST und F. HOLTZBERG, Dynamic Spin Organization in Dilute Magnetic Systems, *Physical Review Letters* **55** (1985), 1128–31.
48
- [AJBG85] R. L. AGGARWAL, S. N. JASPERSON, P. BECLA und R. R. GALAZKA, Optical determination of the antiferromagnetic exchange constant between nearest-neighbor Mn²⁺ ions in Cd_{0.95}Mn_{0.05}Te, *Physical Review B* **32** (1985), 5132–7.
34, 35, 36, 118
- [All] Allresist GmbH, Friedrichshagener Straße 9, 12555 Berlin, Resistübersicht & Firmenportrait.
15

- [AMT78] S. F. ALVARADO, F. MEIER und W. TOLKSDORF, YIG: energy location of the magnetic iron levels, *Solid State Communications* **28** (1978), 107–8.
61
- [And50] P. W. ANDERSON, Antiferromagnetism. Theory of Superexchange Interaction, *Physical Review* **79** (1950), 350–6.
33, 54
- [And59] ———, New Approach to the Theory of Superexchange Interactions, *Physical Review* **115** (1959), 2–13.
33, 54
- [ANvdW97] V. AGRAWAL, P. NEUZIL und D. W. VAN DER WEIDE, A microfabricated tip for simultaneous acquisition of sample topography and high-frequency magnetic field, *Applied Physics Letters* **71** (1997), 2343–5.
77
- [Aus88] D. H. AUSTON, Ultrashort Laser Pulses and Applications, *Topics in Applied Physics*, Bd. 60, Kap. Ultrafast Optoelectronics, S. 183–233, Springer Verlag, 1988.
8, 9, 10
- [AWvM87] D. D. AWSCHALOM, J. WARNOCK und S. VON MOLNÁR, Low-Temperatur Magnetic Spectroscopy of a Dilute Magnetic Semiconductor, *Physical Review Letters* **58** (1987), 812–5.
48, 49, 77
- [BAL66] M. BALKANSKI, E. AMZALLAG und D. LANGER, Interband Faraday Rotation of II-VI Compounds, *Journals of the Physics and Chemistry of Solids* **27** (1966), 299–308.
39, 44
- [BAS94a] J. J. BAUMBERG, D. D. AWSCHALOM und N. SAMARTH, Femtosecond Faraday rotation in spin-engineered heterostructures (invited), *Journal of Applied Physics* **75** (1994), 6199–204.
47, 74
- [BAS+94b] J. J. BAUMBERG, D. D. AWSCHALOM, N. SAMARTH, H. LUO und J. K. FURDYNA, Spin Beats and Dynamical Magnetization in Quantum Structures, *Physical Review Letters* **72** (1994), 717–20.
50
- [Bau02] T. BAUER, Kohärenter Hall-Effekt in einem Halbleiterübergitter, Dissertation, Fachbereich Physik, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2002.

- 67
- [BBK⁺86] R. B. BYLSMA, W. M. BECKER, J. KOSSUT, U. DEBSKA und D. YODER-SHORT, Dependence of energy gap on x and T in $Zn_{1-x}Mn_xSe$: The role of exchange interaction, *Physikcal Review B* **33** (1986), 8207–15.
- 29
- [BBW⁺88] M. BUGAJSKI, P. BECLA, P. A. WOLFF, D. HEIMAN und L. R. RAM-MOHAN, Acceptor-bound magnetic polarons in $Cd_{1-x}Mn_xTe$, *Physical Review B* **38** (1988), 10512–6.
- 48
- [BC93] H. BEDNARSKI und J. CISOWSKI, Generalization of the pair approximation and its application to $(Zn_{1-x}Mn_x)_3As_2$, *Physical Review B* **48** (1993), 5113–9.
- 37
- [BCA⁺94] J. J. BAUMBERG, S. A. CROOKER, D. D. AWSCHALOM, N. SAMARTH, H. LUO und J. K. FURDYNA, Ultrafast Faraday spectroscopy in magnetic semiconductor quantum structures, *Physical Review B* **50** (1994), 7689–700.
- 50, 52, 74
- [BCK⁺84] A. BALZAROTTI, M. CZYZYK, A. KISIEL, N. MOTTA, M. PODGÒRNY und M. ZIMNAL-STARNAWSKA, Local structure of ternary semiconducting random solid solutions: Extended x-ray-absorption fine structure of $Cd_{1-x}Mn_xTe$, *Physical Review B* **30** (1984), 2295–8.
- 28
- [BCP97] H. BEDNARSKI, J. CISOWSKI und J. C. PORTAL, Magnetic ion statistics and thermodynamics in dilute magnetic semiconductor quantum structures, *Applied Physics Letters* **55** (1997), 15762–7.
- 37
- [Bec88] W. M. BECKER, Diluted Magnetic Semiconductors, *Semiconductors and Semimetals*, Bd. 25, Kap. 2: „Band Structure and Optical Properties of Wide-Gap $A_{1-x}^{II}Mn_xB^{VI}$ Alloys at Zero Magnetic Field“, S. 35–72, Academic Press, 1988.
- 30
- [Ben91] H. BENEKING, Halbleiter-Technologie, B. G. Teubner Stuttgart, 1991.
- 15

- [BFC83] A. K. BHATTACHARJEE, G. FISHMAN und B. COQBLIN, Virtual Bond State Model for the Exchange Interaction in Semimagnetic Semiconductors, *Physica B* **117 & 118** (1983), 449–51.
33
- [BFFC95] C. BUSS, R. FREY, C. FLYTZANIS und J. CIBERT, Excitonic Faraday Rotation in CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe Quantum Wells, *Solid State Communications* **94** (1995), 543–8.
51
- [BFR86] D. U. BARTHOLOMEW, J. K. FURDYNA und A. K. RAMDAS, Interband Faraday rotation in diluted magnetic semiconductors, *Physical Review B* **34** (1986), 6943–50.
40, 43, 44, 45
- [BGL⁺99] M. BETZ, G. GÖGER, A. LEITENSTORFER, K. ORTNER, C. R. BECKER, G. BÖHM und A. LAUBERAU, Ultrafast electron-phonon scattering in semiconductors studied by nondegenerate four-wave mixing, *Physical Review B* **60** (1999), R11265–8.
50
- [BGL⁺01] M. BETZ, G. GÖGER, A. LAUBERAU, P. GARTNER, L. BÁNYAI, H. HAUG, K. ORTNER, C. R. BECKER und A. LEITENSTORFER, Subthreshold Carrier-LO Phonon Dynamics in Semiconductors with Intermediate Polaron Coupling: A Purely Quantum Kinetic Relaxation Channel, *Physical Review Letters* **86** (2001), 4684–7.
50
- [Bha90] A. K. BHATTACHARJEE, Magneto-optics near the L-point of the Brillouin zone in semimagnetic semiconductors, *Physical Review B* **41** (1990), 5696–700.
44
- [Bha98] ———, Confinement-induced reduction of the effective exchange parameters in semimagnetic semiconductor nanostructures, *Physical Review B* **58** (1998), 15660–5.
52
- [BHBFF94] C. BUSS, S. HUGGONARD-BRUYÈRE, R. FREY und C. FLYTZANIS, Theory of Faraday Rotation in Semimagnetic Semiconductors, *Solid State Communications* **92** (1994), 929–33.
44

- [BHL62] I. M. BOSWARA, R. E. HOWARD und A. B. LIDIARD, Faraday Effect in Semiconductors, *Proceedings of the Royal Society of London, Series A, Mathematical and Physical Sciences* **269** (1962), 125–41.
39, 44
- [BM84] N. B. BRANDT und V. V. MOSHCHALOV, Semimagnetic Semiconductors, *Advances in Physics* **33** (1984), 193–256.
27
- [BMB86] M. A. BUTLER, S. J. MARTIN und R. J. BAUGHMAN, Frequency-dependent Faraday rotation in CdMnTe, *Applied Physics Letters* **49** (1986), 1053–5.
48, 49, 50
- [BMDB96] E. BEAUREPAIRE, J.-C. MERLE, A. DAUNOIS und J.-Y. BIGOT, Ultrafast Spin Dynamics in Ferromagnetic Nickel, *Physical Review Letters* **76** (1996), 4250–3.
76
- [BR55] N. BLOEMBERGEN und T. J. ROWLAND, Nuclear Spin Exchange in Solids: Tl^{203} and Tl^{205} Magnetic Resonance in Thallium and Thallous Oxide, *Physical Review* **97** (1955), 1679–98.
34
- [BRG⁺78] G. BASTARD, C. RIGAUX, Y. GULDNER, J. MYCIELSKI und A. MYCIELSKI, Effect of Exchange on Interband Magneto-Absorption in Zero Gap $Hg_{1-x}Mn_xTe$ Mixed Crystals, *Journal de Physique* **39** (1978), 87–98.
31
- [BRM77] G. BASTARD, C. RIGAUX und A. MYCIELSKI, Giant Spin Splitting Induced by Exchange Interactions in $Hg_{1-k}Mn_kTe$ Mixed Crystals, *Physica Status Solidi (B)* **79** (1977), 585–93.
31
- [BS93] Bergmann · Schäfer Lehrbuch der Experimentalphysik, 9 Ed., Bd. 3, Walter de Gruyter, 1993.
21, 129
- [BSG81] N. BOTTKA, J. STANKIEWICZ und W. GIRIAT, Electroreflectance studies in $Cd_{1-x}Mn_xTe$ solid solutions, *Journal of Applied Physics* **52** (1981), 4189–93.
29
- [BtH]⁺99] V. BINDILATTI, E. TER HAAR, N. F. OLIVIERA JR., Y. SHAPIRA und M. T. LIU, Distant-neighbor exchange constants in Mn-based dilute magnetic semiconductors, *Journal of Applied Physics* **85** (1999), 5950–2.

- 34
- [BtR⁺89] A. BUDKOWSKI, A. SZYTUŁA, D. RODIC, R. DURAJ, J. MAYER, J. SCIESINSKI und V. SPASOJEVIC, The compensation point in REIG and some of its properties, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **78** (1989), 226–36.
- 55
- [Buh69] C. F. BUHRER, Faraday rotation and dichroism of bismuth calcium vanadium iron garnet, *Journal of Applied Physics* **40** (1969), 4503–6.
- 62
- [Buh70] ———, Enhancement of the Faraday Rotation of Iron Garnets by Bismuth and Rare-Earth Ions, *Journal of Applied Physics* **41** (1970), 1393–4.
- 62
- [BW65] M. BORN und E. WOLF, Principles of Optics, 3. Ed., Pergamon Press, 1965.
- 23
- [CA75] J. CAMASSEL und D. AUVERGNE, Temperature dependence of the fundamental edge of germanium and zinc-blende-type semiconductors, *Physical Review B* **12** (1975), 3258–67.
- 105
- [CAB⁺97] S. A. CROOKER, D. D. AWSCHALOM, J. J. BAUMBERG, F. FLACK und N. SAMARTH, Optical spin resonance and transverse spin relaxation in magnetic semiconductor quantum wells, *Physical Review B* **56** (1997), 7574–88.
- 49, 51
- [CAS95] S. A. CROOKER, D. D. AWSCHALOM und N. SAMARTH, Time-Resolved Faraday Rotation Spectroscopy of Spin Dynamics in Digital Magnetic Heterostructures, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **1** (1995), 1082–92.
- 50
- [CBF⁺96] S. A. CROOKER, J. J. BAUMBERG, F. FLACK, N. SAMARTH und D. D. AWSCHALOM, Terahertz Spin Precession and Coherent Transfer of Angular Momenta in Magnetic Quantum Wells, *Physical Review Letters* **77** (1996), 2814–7.
- 50, 51
- [CBL⁺98] Y. CAI, I. BRENER, J. LOPATA, J. WYNN, L. PFEIFFER, J. B. STARK, Q. WU, X. C. ZHANG und J. F. FREDERICI, Coherent terahertz radiation detection: Direct comparison between free-space electro-optic sampling and antenna detection, *Applied Physics Letters* **73** (1998), 444–6.

- 14
- [CCPvS69] W. A. CROSSLEY, R. W. COOPER, J. L. PAGE und R. P. VAN STAPELE, Faraday Rotation in Rare-Earth Iron Garnets, *Physical Review* **181** (1969), 896–904.
61, 63
- [CCPvS70] ———, Erratum: Faraday Rotation in Rare-Earth Iron Garnets, *Physical Review B* **1** (1970), 4503–4.
62, 63
- [Cie80] M. Z. CIEPLAK, Exciton Ground State in CdMnTe in a Magnetic Field, *Physica Status Solidi (B)* **97** (1980), 617–29.
36
- [CLD⁺86] D. COQUILLAT, J. P. LASCARAY, M. C. D. DERUELLE, J. A. GAJ und R. TRIBOULET, Magnetorefectivity of Cd_{1-x}Mn_xTe at L Point of the Brillouin Zone, *Solid State Communications* **59** (1986), 25–8.
44
- [CSA00] S. A. CROOKER, N. SAMARTH und D. D. AWSCHALOM, Quasi-two-dimensional spin distributions in II-VI magnetic semiconductor heterostructures: Clustering and dimensionality, *Physical Review B* **61** (2000), 1736–9.
52
- [CTL⁺95] S. A. CROOKER, D. A. TULCHINSKY, J. LEVY, D. D. AWSCHALOM, R. GARCIA und N. SAMARTH, Enhanced Spin Interactions in Digital Magnetic Heterostructures, *Physical Review Letters* **75** (1995), 505–8.
50
- [DD66] C. DOMB und N. W. DALTON, Crystal statistics with long-range forces I. The equivalent neighbour model, *Proceedings of the Physical Society of London* **89** (1966), 859–71.
47
- [DDG⁺81] U. DEBSKA, M. DIETL, G. GRABECKI, E. JANIK, E. KIERCZEK-PECOLD und M. KLIMKIEWICZ, Energy Band Gaps of Hg_xCd_yMn_zSe (x + y + z = 1) Epitaxial Layers, *Physica Status Solidi (a)* **64** (1981), 707–13.
27
- [Del63] R. T. DELVES, HgTe-MnTe Alloys - II. Electrical Properties, *Journal of Physics and Chemistry of Solids* **24** (1963), 885–97.
27

- [DGC87] F. E. DOANY, D. GRISCHKOWSKY und C.-C. CHI, Carrier lifetime versus ion-implantation dose in silicon on sapphire, *Applied Physics Letters* **50** (1987), 460–2.
9, 10
- [DHS⁺89] S. M. DURBIN, J. HAN, O. SUNGKI, M. KOBAYASHI, D. R. MENKE, R. L. GUNSHOR, Q. FU, N. PELEKANOS, A. V. NURMIKKO, D. LI, J. GONSALVES und N. OTSUKA, Zinc-blende MnTe: Epilayers and quantum well structures, *Applied Physics Letters* **55** (1989), 2087–9.
27
- [Dio71] G. F. DIONNE, Molecular Field and Exchange Constants of Gd³⁺-Substituted Ferrimagnetic Garnets, *Journal of Applied Physics* **42** (1971), 2142–3.
55
- [Dio76] ———, Molecular-field coefficients of rare-earth iron garnets, *Journal of Applied Physics* **47** (1976), 4220–1.
54
- [DKL90] V. DOORMANN, J.-P. KRUMME und H. LENZ, Optical and magneto-optical tensor spectra of bismuth-substituted yttrium-iron-garnet films, *Journal of Applied Physics* **68** (1990), 3544–53.
61
- [DL63] R. T. DELVES und B. LEWIS, Zinc Blende Type HgTe-MnTe Solid Solutions - I, *Journal of Physics and Chemistry of Solids* **24** (1963), 549–56.
27
- [dS77] L. DE SEZE, Antiferromagnetic dilute bond Ising model exhibiting a spin-glass phase transition, *Journal of Physics C: Solid State Physics* **10** (1977), L353–6.
47
- [Döt00] H. DÖTSCH, Magneto-optik, Vorlesungsskript, 2000, Universität Osnabrück.
139
- [EF96] A. Y. ELEZZABI und M. R. FREEMAN, Ultrafast magneto-optic sampling of picosecond current pulses, *Applied Physics Letters* **68** (1996), 3546–8.
77, 107
- [EFG⁺78] K. ENKE, J. FLEISCHHAUER, W. GUNSSER, P. HANSEN, S. NOMURA, W. TOLKSDORF, G. WINKLER und U. WOLFMEIER, Magnetic and Other Properties of Oxides and Related Compounds, *Landolt Börnstein*, Bd. III/12a, Kap. 1: „Garnets“, S. 1–367, Springer, 1978.

- 61
- [EKS65] A. EBINA, T. KODA und S. SHIONOYA, Interband Faraday Effect of II-VI Compound Crystals, *Journal of Physics and Chemistry of Solids* **26** (1965), 1497–1506.
- 39
- [Ell57] R. J. ELLIOT, Intensity of Optical Absorption by Exzitons, *Physical Review* **108** (1957), 1384–9.
- 45
- [Erg50] C. ERGINSOY, Neutral Impurity Scattering in Semiconductors, *Physical Review* **79** (1950), 1013–4.
- 10
- [FAHC90] M. R. FREEMAN, D. D. AWSCHALOM, J. M. HONG und L. L. CHANG, Femtosecond Spin-Polarized Spectroscopy in Diluted-Magnetic-Semiconductor Quantum Wells, *Physical Review Letters* **64** (1990), 2430–3.
- 51
- [Far46] M. FARADAY, Experimental Researches in Electricity. Nineteenth Series, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* **136** (1846), 1–20.
- 22
- [FBS92] M. R. FREEMAN, M. J. BRADY und J. SMYTH, Extremely high frequency pulse magnetic resonance by picosecond magneto-optic sampling, *Applied Physics Letters* **60** (1992), 2555–7.
- 77, 107
- [FCR⁺85] A. FRANCIOSI, S. CHANG, R. REIFENBERGER, U. DEBSKA und R. RIEDEL, Resonant photoemission from $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$: A probe of Mn 3d character and hybridization, *Physical Review B* **32** (1985), 6682–7.
- 29
- [FDL96] J. K. FURDYNA, M. DOBROWOLSKA und H. LUO, Encyclopedia of Applied Physics, Bd. 17, Kap. Semiconductors, Diluted Magnetic, S. 373–402, VCH Publishers, 1996.
- 27, 35
- [FFFT92] J. FREY, R. FREY, C. FLYTZANIS und R. TRIBOULET, Theoretical and experimental investigation of nonlinear Faraday processes in diluted magnetic semiconductors, *Journal of the Optical Society of America B* **9** (1992), 132–42.

- 52
- [FGMS83] J. K. FURDYNA, W. GIRIAT, D. F. MITCHELL und G. SPROULE, The dependence of the lattice parameter and density of $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ on composition, *Journal of Solid State Chemistry* **46** (1983), 349–52.
- 28
- [FK88] J. K. FURDYNA und J. KOSSUT (Ed.), Diluted Magnetic Semiconductors, *Semiconductors and Semimetals*, Bd. 25, Academic Press, 1988.
- 27
- [Fre94] M. R. FREEMAN, Picosecond pulsed-field probes of magnetic systems (invited), *Journal of Applied Physics* **75** (1994), 6194–98.
- 77
- [FS87] J. K. FURDYNA und N. SAMARTH, Magnetic properties of diluted magnetic semiconductors: A review (invited), *Journal of Applied Physics* **61** (1987), 3526–31.
- 46
- [FSBN86] V. J. FRATELLO, S. E. G. SLUSKY, C. D. BRANDLE und M. P. NORELLI, Growth-induced anisotropy in bismuth: Rare-earth iron garnets, *Journal of Applied Physics* **60** (1986), 2488–97.
- 64, 122
- [Fur82] J. K. FURDYNA, Diluted magnetic semiconductors: An interface of semiconductor physics and magnetism (invited), *Journal of Applied Physics* **53** (1982), 7637–43.
- 27
- [Fur86] ———, Diluted magnetic semiconductors: Issues and opportunities, *Journal of Vacuum Science & Technology A* **4** (1986), 2002–9.
- 27
- [Fur88] ———, Diluted magnetic semiconductors, *Journal of Applied Physics* **64** (1988), R29–64.
- 27, 29, 47
- [Gaj88] J. A. GAJ, Diluted Magnetic Semiconductors, *Semiconductors and Semimetals*, Bd. 25, Kap. 7: „Magneto-optical Properties of Large-Gap Diluted Magnetic Semiconductors“, S. 275–309, Academic Press, 1988.
- 32
- [GC74] S. GELLER und A. A. COLVILLE, Increased Curie temperature and superexchange interaction geometry in bismuth and vanadium substituted

- YIG, *AIP Conference Proceedings: 20th annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials* **24** (1974), 372–3.
62
- [Gel67] S. GELLER, Crystal chemistry of the garnets, *Zeitschrift für Kristallographie* **125** (1967), 1–???
52
- [GF88] W. GIRIAT und J. K. FURDYNA, Diluted Magnetic Semiconductors, *Semiconductors and Semimetals*, Bd. 25, Kap. 1: „Crystal Structure, Composition, and Materials Preparation of Diluted Magnetic Semiconductors“, S. 1–34, Academic Press, 1988.
28
- [GG58] M. A. GILILEO und S. GELLER, Magnetic and Crystallographic Properties of Substituted Yttrium-Iron Garnet $3Y_2O_3 \cdot xM_2O_3 \cdot (5-x)Fe_2O_3$, *Physical Review* **110** (1958), 73–8.
52, 53
- [GG59] ———, The interaction of magnetic ions in $Gd_3Mn_2Ge_2GaO_{12}$ and related garnets, *Journal of Physics and Chemistry of Solids* **10** (1959), 187–90.
52
- [GG77] M. GUILLOT und M. LE GALL, Superexchange field and intense magnetic field dependences of the faraday rotation induced by the electric dipole transitions in YIG, *Physica Status Solidi B* **80** (1977), 279–87.
62
- [GGBD⁺94] J. A. GAJ, W. GRIESHABER, C. BODIN-DESHAYES, J. CIBERT, G. FEUILLET, Y. MERLE D’AUBIGNÉ und A. WASIELA, Magneto-optical study of interface mixing in the CdTe-(Cd,Mn)Te system, *Physical Review B* **50** (1994), 5512–27.
45, 52
- [GGD83] J. GINTER, J. A. GAJ und LE SI DANG, Exchange Splittings of Reflectivity Maxima E_1 and $E_1 + \Delta_1$ in $Cd_{1-x}Mn_xTe$, *Solid State Communications* **48** (1983), 849–52.
44
- [GGG78] J. A. GAJ, J. GINTER und R. R. GALAZKA, Exchange Interaction of Manganese $3d^5$ States with Band Electrons in $Cd_{1-x}Mn_xTe$, *Physica Status Solidi (B)* **89** (1978), 655–62.
31

- [GGH⁺70] J. B. GOODENOUGH, W. GRÄPER, F. HOLTZBERG, D. L. HUBER, R. A. LEFEVER, J. M. LONGO, T. R. MCGUIRE und S. METHFESSEL, Magnetic and Other Properties of Oxides and Related Compounds, *Landolt Börnstein*, Bd. III/4a, Kap. 4: „Yttrium and rare earth garnets“, S. 315–367, Springer, 1970.
61
- [GGN78] J. A. GAJ, R. R. GALAZKA und N. NAWROCKI, Giant Exciton Faraday Rotation in Cd_{1-x}Mn_xTe Mixed Crystals, *Solid State Communications* **25** (1978), 193–5.
37, 46
- [GGN⁺80] A. GOLNIK, J. A. GAJ, M. NAWROCKI, R. PLANEL und C. BENOIT À LA GUILLAUME, Optical Observation of Magnetic Molecule in Cd_{1-x}Mn_xTe, *Journal of the Physical Society of Japan* **49** (1980), 819–22, Suppl. A.
48
- [GH88] O. GOEDE und W. HEIMBRODT, Optical Properties of (Zn, Mn) and (Cd, Mn) Chalcogenide Mixed Crystals and Superlattices, *Physica Status Solidi (b)* **146** (1988), 11–62.
27
- [GNK80] R. R. GALAZKA, S. NAGATA und P. H. KEESOM, Paramagnetic-spin-glass-antiferromagnetic phase transitions in Cd_{1-x}Mn_xTe from specific heat and magnetic susceptibility measurements, *Physical Review B* **22** (1980), 3344–55.
47
- [GPF79] J. A. GAJ, R. PLANEL und G. FISHMAN, Relation of Magneto-Optical Properties of Free Excitons to Spin Alignment of Mn²⁺ Ions in Cd_{1-x}Mn_xTe, *Solid State Communications* **29** (1979), 435–8.
32, 36, 38, 42, 92, 118
- [GqWd91] L. GONG-QIANG und Z. WEN-DE, Four-level transition model and the Faraday effect in ferrimagnetic media, *Physical Review B* **44** (1991), 699–704.
62
- [GvdBH⁺02] TH. GERRITS, H. A. M. VAN DEN BERG, J. HOHLFELD, L. BÄR und TH. RASING, Ultrafast precessional magnetization reversal by picosecond magnetic field pulse shaping, *Nature* **418** (2002), 509–12.
102

- [GWSE65] S. GELLER, H. J. WILLIAMS, R. C. SHERWOOD und G. P. ESPINOSA, Magnetic and Crystallographic Studies of Substituted Gadolinium Iron Garnets, *Journal of Applied Physics* **36** (1965), 88–100.
55
- [Hag02] O. HAGEDORN, Herstellung und Charakterisierung magnetischer Granatfilme für die magnetooptische Sensorik, Dissertation, Fachbereich Physik, Universität Osnabrück, 2002.
58, 122, 124
- [HBBFF95] S. HUGONNARD-BRUYÈRE, C. BUSS, R. FREY und C. FLYTZANIS, Free-carrier induced saturation of the Faraday rotation in semimagnetic semiconductors, *Applied Physics Letters* **66** (1995), 2043–5.
52
- [HBBV⁺94] S. HUGONNARD-BRUYÈRE, C. BUSS, F. VOUILLOZ, R. FREY und C. FLYTZANIS, Faraday-rotation spectra of semimagnetic semiconductors, *Physical Review B* **50** (1994), 2200–7.
44, 45
- [HBOP71] D. M. HEINZ, P. J. BESSER, J. M. OWENS und G. R. PULLIAM, Mobile cylindrical magnetic domains in epitaxial garnet films, *Journal of Applied Physics* **42** (1971), 1243–51.
59
- [HE88] K. C. HASS und H. EHRENREICH, Electronic and Magnetic Properties of II-VI Diluted Magnetic Semiconductors, *Journal of Crystal Growth* **86** (1988), 8–14.
33
- [Hec99] E. HECHT, Optik, 2. Ed., E. Oldenbourg Verlag, 1999.
137
- [HHI⁺01] L. E. HELSETH, R. W. HANSEN, E. I. IL'YASHENKO, M. BAZILJEVICH und T. H. JOHANSEN, Faraday rotation spectra of bismuth-substituted ferrite garnet films with in-plane magnetization, *Physical Review B* **64** (2001), 174406.
122
- [HHM85] T. HIBIYA, H. HONDA und H. MAKINO, Orthorombic magnetic anisotropy of 110 Bi-substituted gadolinium iron garnet films, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **53** (1985), 98–102.
58

- [HKW86a] P. HANSEN, C.-P. KLAGES und K. WITTER, Magnetic and magneto-optical properties of praseodymium and bismuth-substituted yttrium iron garnet films, *Journal of Applied Physics* **60** (1986), 721–7.
122
- [HKW86b] ———, Magnetic and magneto-optical properties of praseodymium and bismuth-substituted yttrium iron garnet films, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **54-57** (1986), 1405–6.
122
- [HKW88] ———, Growth-induced anisotropy and Faraday rotation of bismuth-substituted europium-iron-garnet films, *Journal of Applied Physics* **63** (1988), 2058–64.
66
- [HN83] J. H. HARRIS und A. V. NURMIKKO, Formation of the Bound Magnetic Polaron in (Cd,Mn)Se, *Physical Review Letters* **51** (1983), 1472–5.
48
- [HRT74] P. HANSEN, P. RÖSCHMANN und W. TOLKSDORF, Saturation magnetization of gallium-substituted yttrium iron garnet, *Journal of Applied Physics* **45** (1974), 2728–32.
55
- [HRW82] P. HANSEN, M. ROSENKRANZ und K. WITTER, Temperature and wavelength dependence of the Faraday ellipticity of lead-substituted garnet films, *Physical Review B* **25** (1982), 4396–405.
63
- [HSH⁺94] W. E. HAGSTON, T. STIRNER, P. HARRISON, O. F. HOLBROOK und J. P. GODDWIN, Impurity-bound magnetic polarons in diluted magnetic semiconductors, *Physical Review B* **50** (1994), 5264–71.
48
- [HSH⁺02] L. E. HELSETH, A. G. SOLOVYEV, R. W. HANSEN, E. I. IL'YASHENKO, M. BAZILJEVICH und T. H. JOHANSEN, Faraday rotation and sensitivity of (100) bismuth-substituted ferrite garnet films, *Physical Review B* **66** (2002), 064405.
122
- [HTM93] R. L. HOTA, G. S. TRIPATHI und J. N. MOHANTY, Theory of effective g-factors and effective masses in diluted magnetic semiconductors, *Physical Review B* **47** (1993), 9319–27.
35

- [HW85] P. HANSEN und K. WITTER, Growth-induced uniaxial anisotropy of bismuth-substituted iron-garnet films, *Journal of Applied Physics* **58** (1985), 454–9.
64
- [HWT83a] P. HANSEN, K. WITTER und W. TOLKSDORF, Magnetic and magneto-optic properties of lead- and bismuth-substituted yttrium iron garnet films, *Physical Review B* **27** (1983), 6608–25.
108
- [HWT83b] ———, Magnetic and magneto-optical properties of bismuth-substituted gadolinium iron garnet films, *Physical Review B* **27** (1983), 4375–83.
62, 64, 65, 66, 108
- [HWT84] ———, Magnetic and magneto-optical properties of bismuth and aluminum-substituted iron garnet films, *Journal of Applied Physics* **55** (1984), 1052–61.
66
- [IHW⁺91] E. D. ISAACS, D. HEIMAN, X. WANG, P. BECLA, K. NAKAO, S. TAKEYAMA und N. MIURA, Spin saturation of the random antiferromagnet (Cd,Mn)Te in magnetic fields up to 150 T, *Physical Review B* **43** (1991), 3351–5.
37
- [Jac00] F. JACOB, Quellen und Detektionsverfahren für lasererzeugte intensive THz-Pulse, Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt, 2000.
78
- [JGAB92] H. J. JIMÉNEZ-GONZÁLEZ, R. L. AGGARWAL und P. BECLA, Near-infrared Faraday rotation of $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, *Physical Review B* **45** (1992), 14011–8.
44
- [Kac01] P. KACMAN, Spin interactions in diluted magnetic semiconductors and magnetic semiconductor structures, *Semiconductor Science and Technology* **16** (2001), R25–39.
34
- [KBG⁺84] L. A. KOŁODZIEJSKI, T. C. BONSETT, R. L. GUNSHOR, S. DATTA, R. B. BYLSMA, W. M. BECKER und N. OTSUKA, Molecular beam epitaxy of $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, *Applied Physics Letters* **45** (1984), 440–2.
27

- [KBJ⁺90] G. G. KENNING, J. BASS, W. P. PRATT JR., D. LESLIE-PELECKY, L. HOINES, W. LEACH, M. L. WILSON, R. STUBI und J. A. COWEN, Finite-size effects in Cu-Mn spin glasses, *Physical Review B* **42** (1990), 2393–415.
47
- [Ker76] J. KERR, On Rotation of the Plane of Polarization by Reflection from a Magnetic Pole, *British Association for the Advancement of Science: Report of the Forty-Sixth Meeting* (1876), 40.
23
- [Ker77] ———, On Rotation of the Plane of Polarization by Reflection from the Pole of a Magnet, *Philosophical Magazine* **3** (1877), 321–43.
23
- [KG77] NGUYEN THE KHOI und J. A. GAJ, Fundamental Absorption Edge of $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ Mixed Crystals, *Physica Status Solidi (b)* **83** (1977), K133–5.
30
- [KGKF81] H. KETT, W. GEBHARDT, U. KREY und J. K. FURDYNA, Magnetic Phases of a Heisenberg Spin Glass in Strong Magnetic Fields: High Field Faraday Rotation in $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **25** (1981), 215–20.
47
- [KGO⁺86] L. A. KOLODZIEJSKI, R. L. GUNSHOR, N. OTSUKA, B. P. GU, Y. HEFETZ und A. V. NURMIKKO, Two-dimensional metastable magnetic semiconductor structures, *Applied Physics Letters* **48** (1986), 1482–4.
27
- [KL55a] W. KOHN und J. M. LUTTINGER, Hyperfine Splitting of Donor States in Silicon, *Physical Review* **97** (1955), 883–8.
31
- [KL55b] ———, Theory of Donor States in Silicon, *Physical Review* **98** (1955), 915–22.
31
- [Kla02] M. KLANK, Entwicklung bildgebender magnetooptischer Sensoren zur Visualisierung magnetischer Felder, Dissertation, Fachbereich Physik, Universität Osnabrück, 2002.
121, 122, 123
- [Kli97] C. F. KLINGSHIRN, *Semiconductor Optics*, Springer-Verlag, 1997.
37

- [KMJ⁺95] A. KROTKUS, S. MARCINKEVICIUS, J. JASINSKI, M. KAMINSKA, H. H. TAN und C. JAGADISH, Picosecond carries lifetime in GaAs implanted with high doses of As ions: An alternative material to low-temperature GaAs for optoelectronic applications, *Applied Physics Letters* **66** (1995), 3304–6.
12
- [KMNS91] Z. A. KAZEI, N. P. MOLMAKOVA, P. NOVAK und V. I. SOKOLOV, Magnetic Properties of Non-Metallic Inorganic Compunds Based on Transition Elements, *Landolt Börnstein*, Bd. III/27e, Kap. 4: „Magnetic Properties of Garnets“, S. 1–263, Springer, 1991.
61
- [KMY⁺99] K. V. KAVOKIN, I. A. MERKULOV, D. R. YAKOVLEV, W. OSSAU und G. LANDWEHR, Exciton localization in semimagnetic semiconductors probed by magnetic polarons, *Physical Review B* **60** (1999), 16499–505.
48
- [Kon64] J. KONDO, Resistance Minimum in Dilute Magnetic Alloys, *Progress of Theoretical Physics* **32** (1964), 37–49.
31
- [Kos76] J. KOSSUT, Electron Transport Phenomena in Narrow- and Zero-Gap Semiconductors Containing Magnetic Impurities, *Physica Status Solidi (b)* **78** (1976), 537–42.
31
- [KPR69] F. J. KAHN, P. S. PERSHAN und J. P. REMEIKI, Ultraviolet Magneto-Optical Properties of Single-Crystal Orthoferrites, Garnets, and Other Ferric Oxide Compounds, *Physical Review* **186** (1969), 891–918.
59
- [KPSG84] E. KIERZEK-PECOLD, W. SZYMANSKA und R. R. GALAZKA, Dynamical Behaviour of Spin-Glass $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ from Low Field Faraday Rotation Measurements, *Solid State Communications* **50** (1984), 685–7.
47
- [KPSG85] E. KIERZEK-PECOLD, W. SZYMANSKA und J. GINTER, Long time effects in spin-glass $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **50** (1985), 243–6.
47
- [KRT⁺92] A. V. KOMAROV, S. M. RYABCHENKO, O. V. TERLETSKII, I. I. ZHERU und R. D. IVANCHUK, Magneto-optical investigation of the exciton band in CdTe:Mn^{2+} , *Semiconductor Science and Technology* **7** (1992), 703–23.

37

- [KSGD84] L. A. KOLODZIEJSKI, T. SAKAMOTO, R. L. GUNSHOR und S. DATTA, Molecular beam epitaxy of $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, *Applied Physics Letters* **44** (1984), 799–801.

27

- [KSS98] J. A. KENROW, K. EL SAYED und C. J. STANTON, Probing semiconductor carrier kinetics with ultrafast nonlinear Faraday rotation, *Physical Review B* **58** (1998), R13399–402.

50

- [KvKKdJ00] B. KOOPMANS, M. VAN KAMPEN, J. T. KOHLHEPP und W. J. M. DE JONGE, Ultrafast Magneto-Optics in Nickel: Magnetism or Optics?, *Physical Review Letters* **85** (2000), 844–7.

76

- [KY68] T. KASUYA und A. YANASE, Anomalous Transport Phenomena in Eu-Chalcogenide Alloys, *Reviews of Modern Physics* **40** (1968), 684–96.

48

- [KZB85] H. KRENN, W. ZAWADZKI und G. BAUER, Optically Induced Magnetization in a Dilute Magnetic Semiconductor: $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, *Physical Review Letters* **55** (1985), 1510–3.

48

- [LE89] B. E. LARSON und H. EHRENREICH, Anisotropic superexchange and spin-resonance linewidth in diluted magnetic semiconductors, *Physical Review B* **39** (1989), 1747–59.

33

- [LF90] H. LUO und J. K. FURDYNA, Optical transitions in semiconductor superlattices with zinc-blende structure in the $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ approximation, *Physical Review B* **41** (1990), 5188–96.

50

- [Löf02] T. LÖFFLER, THz-Emission aus laser-induzierten Plasmen, Dissertation, Fachbereich Physik, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2002.

78

- [LHA86] B. E. LARSON, K. C. HASS und R. L. AGGARWAL, Effects of internal exchange fields on magnetization steps in diluted magnetic semiconductors, *Physical Review B* **33** (1986), 1789–96.

34

- [LHEC85] B. E. LARSON, K. C. HASS, H. EHRENREICH und A. E. CARLSSON, Exchange Mechanisms In Diluted Magnetic Semiconductors, *Solid State Communications* **56** (1985), 347–50.
33
- [LHEC88a] _____, Erratum: Theory of exchange interactions and chemical trends in diluted magnetic semiconductors, *Physical Review B* **38** (1988), 7842.
33
- [LHEC88b] _____, Theory of exchange interactions and chemical trends in diluted magnetic semiconductors, *Physical Review B* **37** (1988), 4137–54.
33, 34
- [LL90] L. D. LANDAU und E. M. LIFSCHITZ, Elektrodynamik der Kontinua (Band 8), 5. Ed., *Lehrbuch der Theoretischen Physik*, Harri Deutsch Verlag, 1990.
20, 21
- [LMS⁺97] J. I. LANDMAN, C. G. MORGAN, J. T. SCHICK, P. PAPOULIAS und A. KUMAR, Arsenic interstitials and interstitial complexes in low-temperature-grown GaAs, *Physical Review B* **55** (1997), 15581–4.
11
- [Lor92] H. A. LORENTZ, La théorie électromagnétique de Maxwell et son application aux corps mouvants, *Archives néerlandaises des sciences exactes et naturelles (ser. 1)* **25** (1892), 363.
20
- [LPB⁺96] P. LEISCHING, R. PANKOKE, C. BUSS, R. FREY, C. FLYTZANIS, J. CIBERT und A. WASIELA, Coulomb enhancement of Faraday rotation in semimagnetic semiconductors, *Physical Review B* **54** (1996), R8305–8.
44, 45, 117
- [LPN⁺95] X. LIU, A. PRASAD, J. NISHIO, E. R. WEBER, Z. LILIENTAL-WEBER und W. WALUKIEWICZ, Native point defects in low-temperature-grown GaAs, *Applied Physics Letters* **67** (1995), 279–81.
11
- [LR84] Y. R. LEE und A. K. RAMDAS, A Piezomodulation Study of the Absorption Edge and Mn^{2+} Internal Transition in $Cd_{1-x}Mn_xTe$, a Prototype of Diluted Magnetic Semiconductors, *Solid State Communications* **51** (1984), 861–3.
29, 30

- [LRA86] Y. R. LEE, A. K. RAMDAS und R. L. AGGARWAL, Origin of the Mn^{2+} optical transition in Mn-based II-VI diluted magnetic semiconductors, *Physical Review B* **33** (1986), 7383–5.
30
- [Lut56] J. M. LUTTINGER, Quantum Theory of Cyclotron Resonance in Semiconductors: General Theory, *Physical Review* **102** (1956), 1030–41.
31
- [Max65] J. C. MAXWELL, A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* **155** (1865), 459–512.
21, 78, 129
- [MBGG82] M. M. MORIWAKI, W. M. BECKER, W. GEBHARDT und R. R. GALAZKA, Study of the 2.0 eV photoluminescence band in $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ semiconductor alloys, *Physical Review B* **26** (1982), 3165–71.
30
- [MdAeSS93] M. Z. MAIALLE, E. A. DE ANDRADA E SILVA und L. J. SHAM, Exciton spin dynamics in quantum wells, *Physical Review B* **47** (1993), 15776–88.
50
- [MLES90] M. O. MANASREH, D. C. LOOK, K. R. EVANS und C. E. STUTZ, Infrared absorption of deep defects in molecular-beam-epitaxy GaAs layers grown at 200 °C: Observation of an EL2-like defect, *Physical Review B* **41** (1990), 10272–5.
11
- [MNVB97] K. A. MCINTOSH, K. B. NICHOLS, S. VERGHESE und E. R. BROWN, Investigation of ultrashort photocarrier relaxation times in low-temperature-grown GaAs, *Applied Physics Letters* **70** (1997), 354–6.
12
- [Mor60] T. MORIYA, Anisotropic Superexchange Interaction and Weak Ferromagnetism, *Physical Review* **120** (1960), 91–8.
34
- [MSL65] H. MATTHEWS, S. SINGH und R. C. LECRAW, Sublattice contributions to the infrared rotary dispersion in YIG, *Applied Physics Letters* **7** (1965), 165–6.
62
- [Née48] L. NÉEL, Propriétés magnétiques des ferrites; ferrimagnétisme et antiferromagnétisme, *Annales de Physique* **3** (1948), 137–98.
54

- [NLC⁺95] R. J. NICHOLAS, M. J. LAWLESS, H. H. CHENG, D. E. ASHENFORD und B. LUNN, A modified phenomenological description of the exchange interactions in dilute magnetic semiconductors, *Semiconductor Science and Technology* **10** (1995), 791–6.
37
- [NN92] K. NAKAMURA und H. NAKANO, Faraday Rotation in Cd_{1-x}Mn_xTe/Cd_{1-y}Zn_yTe Superlattice, *Journal of the Physical Society of Japan* **61** (1992), 1390–8.
51
- [NPIGB85] T. H. NHUNG, R. PLANEL, C. BENOIT À LA GUILLAUME und A. K. BHATTACHARJEE, Acceptor-bound magnetic polaron in Cd_{1-x}Mn_xTe semimagnetic semiconductors, *Physical Review B* **31** (1985), 2388–95.
48
- [NPS⁺01] M. NOGAKU, P. PITTINI, T. SATO, J. SHEN und Y. OKA, Formation dynamics of free excitonic magnetic polarons in Cd_{1-x}Mn_xTe, *Journal of Applied Physics* **89** (2001), 7287–9.
49
- [NS90] P. I. NIKITIN und A. I. SAVCHUK, The Faraday effect in semimagnetic semiconductors, *Soviet Physics Uspekhi* **33** (1990), 974–89.
37, 43
- [Oak] T. OAKBERG, PEM-90TM Photoelastic Modulators, Hinds Instruments, 3175 NW Alcoclek Drive, Hillsboro.
71
- [OBR⁺91] E. OH, D. U. BARTHOLOMEW, A. K. RAMDAS, J. K. FURDYNA und U. DEBSKA, Voigt effect in diluted magnetic semiconductors: Cd_{1-x}Mn_xTe and Cd_{1-x}Mn_xSe, *Physical Review B* **44** (1991), 10551–8.
46
- [ORF92] E. OH, A. K. RAMDAS und J. K. FURDYNA, Magneto-optic phenomena in II-VI diluted magnetic semiconductors: the Faraday and the Voigt effect, *Journal of Luminescence* **52** (1992), 183–91.
46
- [Ose82] S. B. OSEROFF, Magnetic susceptibility and EPR measurements in concentrated spin-glasses: Cd_{1-x}Mn_xTe and Cd_{1-x}Mn_xSe, *Physical Review B* **25** (1982), 6584–94.
42

- [Pan96] R. PANKOKE, Linear and photoinduced Faraday rotation in semimagnetic semiconductor bulk material and quantum well structures: Excitonic and interband contributions, Diplomarbeit, Centre National de la Recherche Scientifique, Ecole Polytechnique, Palaiseau, 1996.
52
- [Pau58] R. PAUTHENET, Spontaneous magnetization of some garnet ferrites and the aluminium substituted garnet ferrites, *Journal of Applied Physics* **29** (1958), 253–5.
56
- [PB66] C. R. PIDGEON und R. N. BROWN, Interband Magneto-Absorption and Faraday Rotation in InSb, *Physical Review* **146** (1966), 575–83.
32
- [PBD⁺85] D. L. PETERSON, D. U. BARTHOLOMEW, U. DEBSKA, A. K. RAMDAS und S. RODRIGUEZ, Spin-flip Raman scattering in n-type diluted magnetic semiconductors, *Physical Review B* **32** (1985), 323–40.
43
- [PE63] H. R. PHILIPP und H. EHRENREICH, Optical Properties of Semiconductors, *Physical Review* **129** (1963), 1550–60.
39
- [PSD⁺00] P. PITTINI, J. X. SHEN, M. C. DEBNATH, I. SOUMA, M. TAKAHASHI und Y. OKA, Transient behaviour of the excitonic magnetic polarons in Cd_{1-x}Mn_xTe epilayers, *Journal of Applied Physics* **87** (2000), 6454–6.
48
- [PTS00] Z. PIAO, M. TANI und K. SAKAI, Carrier Dynamics and Terahertz Radiation in Photoconductive Antennas, *Japanese Journal of Applied Physics* **39** (2000), 96–100.
12, 13
- [PY78] A. N. PIKHTIN und A. D. YAS'KOV, Dispersion of the refractive index of semiconductors with diamond and zinc-blende structures, *Soviet Physics Semiconductors* **12** (1978), 622–6.
39, 44
- [RH81] P. RÖSCHMANN und P. HANSEN, Molecular field coefficients and cation distribution of substituted yttrium iron garnets, *Journal of Applied Physics* **52** (1981), 6257–69.
55

- [Ric02] P. RICHTER, Physik der Ladungsträger- und Spindynamik an Übergangsmetalloxiden mit Perowskit-Struktur mittels zeitaufgelöster Ultrakurzzeitspektroskopie, Dissertation, Fachbereich Physik, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2002.
25, 76, 114
- [RMW88] L. R. RAM-MOHAN und P. A. WOLFF, Energetics of acceptor-bound magnetic polarons in diluted magnetic semiconductors, *Physical Review B* **38** (1988), 1330–9.
48
- [Roe] K. ROENNBURG, Dissertation, Fachbereich Physik, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, noch nicht eingereicht.
51, 76, 114, 119
- [Rot64] L. M. ROTH, Theory of Faraday Effect in Solids, *Physical Review* **133** (1964), A542–53.
39, 44
- [Rös80] P. RÖSCHMANN, Site preference of iron, gallium and aluminum in quasibinary mixed garnets, *Journal of Physics and Chemistry of Solids* **41** (1980), 569–81.
55
- [Rös81] ———, Kinetics of cation site exchange in mixed garnets, *Journal of Physics and Chemistry of Solids* **42** (1981), 337–50.
55
- [RS90] W. REIM und J. SCHOENES, Magneto-Optical Spectroscopy of f-Electron Systems, *Ferromagnetic Materials*, Bd. 5, Kap. 2: „Magneto-Optical Spectroscopy of f-Electron Systems“, S. 133–236, Elsevier Science Publishers B.V., 1990.
22, 24, 25
- [RSLZ97] J. A. RIORDAN, F. G. SUN, Z. G. LU und X.-C. ZHANG, Free-space transient magneto-optic sampling, *Applied Physics Letters* **71** (1997), 1452–4.
78
- [RST82] S. M. RYABCHENKO, Y. G. SEMEROV und O. V. TERLETSKIL, Spin polarization of localized magnetic moments in $\text{Cd}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{Te}$ in exchange scattering by photoexcited carriers, *Soviet Physics JETP* **55** (1982), 557–61.
52

- [RTHU71] A. ROSENCWAIG, W. J. TABOR, F. B. HAGEDORN und L. G. VAN UITERT, Noncubic Magnetic Anisotropies in Flux-Grown Rare-Earth Iron Garnets, *Physical Review Letters* **26** (1971), 775–9.
58
- [RZ00] J. A. RIORDAN und X.-C. ZHANG, Sampling of free-space magnetic pulses, *Optical and Quantum Electronics* **32** (2000), 489–502.
78, 141
- [Sac99] R. SACHS, Mikrostrukturierung von THz-Antennen und die Erzeugung Ohmscher Kontakte, Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt, Oktober 1999.
16
- [SAJA81] P. R. SMITH, D. H. AUSTON, A. M. JOHNSON und W. M. AUGUSTYNI-
AK, Picosecond photoconductivity in radiation-damaged silicon-on-
sapphire films, *Applied Physics Letters* **38** (1981), 47–50.
9
- [SCC⁺88] F. W. SMITH, A. R. CALAWA, C. L. CHEN, M. J. MANFRA und L. J. MAHO-
NEY, Growth Dependence in Molecular Beam Epitaxy of GaAs, *IEEE*
Electronic Device Letters **9** (1988), 77–9.
11
- [Sch67] J. R. SCHRIEFFER, The Kondo Effect - The Link Between Magnetic and
Nonmagnetic Impurities in Metals?, *Journal of Applied Physics* **38**
(1967), 1143–50.
33
- [Sch00] M.-A. SCHROEDER, Magnetooptische Kerr-Effekte im VUV an Eisen und
Eisensystemen, Dissertation, Fachbereich Physik, Universität Ham-
burg, 2000.
25
- [SDJL94] M. SMITH, A. DISSANAYAKE, H. X. JIANG und L. X. LI, Relaxation of ma-
gnetization in $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ diluted magnetic semiconductors under il-
lumination, *Journal of Applied Physics* **75** (1994), 5734–6.
47
- [Seg02] G. SEGSCHEIDER, Ein Material für ultraschnelle Optoelektronik: Relaxa-
tionsdynamik optisch generierter Ladungsträger in nichtstöchiometri-
schem Galliumarsenid, Dissertation, Fachbereich Physik, Johann Wolf-
gang Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2002.
11

- [SFR⁺84] Y. SHAPIRA, S. FONER, D. H. RIDGLEY, K. DWIGHT und A. WOLD, Technical saturation and magnetization steps in diluted magnetic semiconductors: Predictions and observations, *Physical Review B* **30** (1984), 4021–3.
34, 37, 42
- [Sie02] K. SIEBERT, Optoelektronische Erzeugung und Detektion kohärenter Dauerstrich THz–Strahlung für bildgebende Anwendungen, Dissertation, Fachbereich Physik, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2002.
12, 82
- [SL76] G. B. SCOTT und D. E. LACKLISON, Magneto optic properties and applications of bismuth substituted iron garnets, *IEEE Transactions on Magnetics* **MAG-12** (1976), 292–311.
62, 123
- [Slo58] J. C. SLONCZEWSKI, Origin of Magnetic Anisotropy in Cobalt-Substituted Magnetite, *Physical Review* **110** (1958), 1341–48.
57
- [SLP74] G. B. SCOTT, D. E. LACKLISON und J. L. PAGE, Absorption spectra of $Y_3Fe_5O_{12}$ (YIG) and $Y_3Ga_5O_{12}:Fe^{3+}$, *Physical Review B* **10** (1974), 971–86.
60, 61
- [SLP75] ———, The effects of octahedral Fe^{3+} and tetrahedral Fe^{3+} dilution on the faraday spectra of bismuth doped iron garnets, *Journal of Physics C* **8** (1975), 519–29.
62
- [SLPH76] G. B. SCOTT, D. E. LACKLISON, J. L. PAGE und J. HEWETT, Absorption Spectra and Magneto-Optic Figures of Merit in the $Bi_xSm_{3-x}Fe_{5-y}Ga_yO_{12}$ System, *Applied Physics* **9** (1976), 71–7.
63
- [SLRP75] G. B. SCOTT, D. E. LACKLISON, H. I. RALPH und J. L. PAGE, Magnetic circular dichroism and Faraday rotation spectra of $Y_3Fe_5O_{12}$, *Physical Review B* **12** (1975), 2562–71.
59
- [SLT⁺86] J. SPALEK, A. LEWICKI, Z. TARNAWSKI, J. K. FURDYNA, R. R. GALAZKA und Z. OBUSZKO, Magnetic susceptibility of semimagnetic semiconductors: The high temperature regime and the role of superexchange, *Physical Review B* **33** (1986), 3407–18.

- 41
- [STA⁺93] J. F. SMYTH, D. A. TULCHINSKY, D. D. AWSCHALOM, N. SAMARTH, H. LUO und J. K. FURDYNA, Femtosecond Scattering Dynamics in Magnetic Semiconductor Spin Superlattices, *Physical Review Letters* **71** (1993), 601–4.
- 51
- [Ste64] F. STERN, Dispersion of the Index of Refraction Near the Absorption Edge of Semiconductors, *Physical Review* **133** (1964), A1653–64.
- 39
- [Sto52] G. G. STOKES, On the composition and resolution of streams of polarized light from different sources, *Transactions of the Cambridge Philosophical Society* **9** (1852), 399–416.
- 137
- [Sve98] O. SVELTO, Principles of Lasers, 4. Ed., Plenum Press, 1998.
- 7, 8, 129
- [SW66] J. R. SCHRIEFFER und P. A. WOLFF, Relation between the Anderson and Kondo Hamiltonians, *Physical Review* **149** (1966), 491–2.
- 33
- [Tak75] H. TAKEUCHI, The Faraday effect of bismuth substituted rare-earth iron garnet, *Japanese Journal of Applied Physics* **14** (1975), 1903–10.
- 62
- [Tan95] C. TANGUY, Optical Dispersion by Wannier Excitons, *Physical Review Letters* **75** (1995), 4090–3.
- 44
- [TBA⁺94] D. A. TULCHINSKY, J. J. BAUMBERG, D. D. AWSCHALOM, N. SAMARTH, H. LUO und J. K. FURDYNA, Femtosecond spin spectroscopy in magnetically tunable heterostructures, *Physical Review B* **50** (1994), 10851–5.
- 49
- [TIMT73] H. TAKEUCHI, S.-I. ITO, I. MIKAMI und S. TANIGUCHI, Faraday rotation and optical absorption of a single crystal of bismuth-substituted gadolinium iron garnet, *Japanese Journal of Applied Physics* **44** (1973), 4789–90.
- 63

- [TL]⁺86] M. TANIGUCHI, L. LEY, R. L. JOHNSON, J. GHIJSEN und M. CARDONA, Synchrotron radiation study of Cd_{1-x}Mn_xTe ($0 \leq x \leq 0.65$), *Physical Review B* **33** (1986), 1206–12.
29
- [TMBG82] R. Y. TAO, M. M. MORIWAKI, W. M. BECKER und R. R. GALAZKA, Comparison of excitation spectra of 1.2- and 2.0-eV photoluminescence bands in Cd_{1-x}Mn_xTe for $0.4 < x \leq 0.7$, *Journal of Applied Physics* **53** (1982), 3772–6.
30
- [TNG79] A. TWARDOWSKI, M. NAWROCKI und J. GINTER, Excitonic Magnetoabsorption in Cd_{1-x}Mn_xTe Mixed Crystals, *Physica Status Solidi (b)* **96** (1979), 497–506.
27
- [TRG80] A. TWARDOWSKI, E. ROKITA und J. A. GAJ, Valence Band Spin-Orbit Splitting in CdTe and Cd_{1-x}Mn_xTe and Giant Zeeman Effect in the Γ_7 Band of Cd_{1-x}Mn_xTe, *Solid State Communications* **36** (1980), 927–30.
37
- [TSd]D87] A. TWARDOWSKI, H. J. M. SWAGTEN, W. J. M. DE JONGE und M. DEMANIUK, Magnetic behaviour of the diluted magnetic semiconductor Zn_{1-x}Mn_xSe, *Physical Review B* **36** (1987), 7013–23.
47
- [Var67] Y. P. VARSHNI, Temperature Dependence of the Energy Gap in Semiconductors, *Physica* **34** (1967), 149–54.
29
- [Veg21] L. VEGARD, Die Konstitution der Mischkristalle und die Raumfüllung der Atome, *Zeitschrift für Physik* **5** (1921), 17–26.
28
- [VK78] J. L. VOSSEN und W. KERN (Ed.), *Thin Film Processes*, Academic Press, 1978.
135
- [vM93] WALDEMAR VON MÜNCH, *Einführung in die Halbleitertechnologie*, B. G. Teubner Stuttgart, 1993.
15
- [vO82] M. v. ORTENBERG, Spin Superlattice with Tunable Minigap, *Physical Review Letters* **49** (1982), 1041–3.
51

- [Voi08] W. VOIGT, Magneto- und Elektrooptik, Teubner, 1908.
20, 25
- [Vol97] S. L. VOLL, Aufbau und Theorie eines Festkörper-Femtosekundenlasers, Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Julius-Maximilians Universität, Würzburg, März 1997.
5
- [vV37] J. H. VAN VLECK, On the Anisotropy of Cubic Ferromagnetic Crystals, *Physical Review* **52** (1937), 1178–98.
57
- [vV69] J. A. VAN VECHTEN, Quantum Dielectric Theory of Electronegativity in Covalent Systems. II. Ionization Potentials and Interband Transition Energies, *Physical Review* **187** (1969), 1007–20.
44
- [WAK⁺73] W. WETTLING, B. ANDLAUER, P. KOIDL, J. SCHNEIDER und W. TOLKSDORF, Optical Absorption and Faraday Rotation in Yttrium Iron Garnet, *Physica Status Solidi* **59** (1973), 63–70.
59
- [Wan37] G. H. WANNIER, The Structure of Electronic Excitation Levels in Insulating Crystals, *Physical Review* **52** (1937), 191–7.
45
- [Wan54] R. K. WANGSNESS, Susceptibility Tensor and the Faraday Effect in Ferrimagnetics, *Physical Review* **95** (1954), 339–45.
61
- [WBSB74] S. H. WEMPLE, S. L. BLANK, J. A. SEMAN und W. A. BIOLSI, Optical properties of epitaxial iron garnet films, *Physical Review B* **9** (1974), 2134–44.
60
- [Wet76] W. WETTLING, Magneto-optics of Ferrites, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **3** (1976), 147–60.
54
- [WFG⁺89] A. WALL, A. FRANCIOSI, Y. GAO, J. H. WEAVER, M.-H. TSAI, J. D. DOW und R. V. KASOWSKI, Inverse photoemission and resonant photoemission characterization of semimagnetic semiconductors, *Journal of Vacuum Science & Technology A* **7** (1989), 656–62.
30

- [Wic61] K. A. WICKERSHEIM, Exchange Interactions and Nonlinear Microwave Processes, *Journal of Applied Physics, Supplement* **32** (1961), 205S–12S.
59
- [Win81] G. WINKLER, Magnetic Garnets, Friedrich Vieweg & Sohn, 1981.
53, 57, 61
- [WKLL81] C. WEBB, M. KAMINSKA, M. LICHTENSTEIGER und J. LAGOWSKI, Valence Band States of Semi-Magnetic Semiconductors: $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, *Solid State Communications* **40** (1981), 609–11.
29
- [WL72] S. WITTEKOEK und D. E. LACKLISON, Investigation of the Origin of the Anomalous Faraday Rotation of $\text{Bi}_x\text{Ca}_{3.5+0.5x}\text{Va}_{1.5-0.5x}\text{O}_{12}$ by Means of the Magneto-optical Kerr Effect, *Physical Review Letters* **28** (1972), 740–3.
59
- [WMJ73] G. R. WAGNER, J. MURPHY und J. G. CASTLE JR., Spin-Lattice Relaxation of Mn^{2+} in Hexagonal CdS below 4.2 °K, *Physical Review B* **8** (1973), 3103–11.
48
- [Wol57] W. P. WOLF, Effect of Crystalline Electric Fields on Ferromagnetic Anisotropy, *Physical Review* **108** (1957), 1152–7.
57
- [Wol71] ———, Anisotropic interactions between magnetic ions, *Journal de Physique, Supplement C1* **32** (1971), 26.
57
- [Wol88] P. A. WOLFF, Diluted Magnetic Semiconductors, *Semiconductors and Semimetals*, Bd. 25, Kap. 10: „Theory of Bound Magnetic Polarons in Semi-magnetic Semiconductors“, S. 413–54, Academic Press, 1988.
48
- [WPRR75] S. WITTEKOEK, T. J. A. POPMA, J. M. ROBERTSON und P. F. ROGERS, Magneto-optic spectra and the dielectric tensor elements of bismuth-substituted iron garnets at photon energies between 2.2–5.2 eV, *Physical Review B* **12** (1975), 2777–88.
38, 59, 63, 90
- [WR67] D. L. WOOD und J. P. REMEIKA, Effect of impurities on the optical properties of yttrium iron garnet, *Journal of Applied Physics* **38** (1967), 1038–45.

- 59, 61, 123
- [WW85] J. WARNOCK und P. A. WOLFF, Spherical model of acceptor-associated bound magnetic polarons, *Physical Review B* **31** (1985), 6579–87.
48
- [WZ86] S.-H. WEI und A. ZUNGER, Alloy-Stabilized Semiconducting and Magnetic Zinc-Blende Phase of MnTe, *Physical Review Letters* **56** (1986), 2391–4.
28
- [WZ87] ———, Total-energy and band-structure calculations for the semimagnetic $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ semiconductor alloy and its binary constituents, *Physical Review B* **35** (1987), 2340–65.
28
- [WZ96a] Q. WU und X.-C. ZHANG, Free-space electro-optics sampling of mid-infrared pulses, *Applied Physics Letters* **71** (1996), 1285–6.
141
- [WZ96b] ———, Ultrafast electro-optic field sensors, *Applied Physics Letters* **68** (1996), 1604–6.
141
- [Yar97] A. YARIV, *Optical Electronics in Modern Communications*, 5. Ed., Oxford University Press, 1997.
129
- [Yos57] K. YOSIDA, Magnetic Properties of Cu-Mn Alloys, *Physical Review* **106** (1957), 893–8.
34
- [YSDF85] D. R. YODER-SHORT, U. DEBSKA und J. K. FURDYNA, Lattice parameters of $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ and tetrahedral bond lengths in $\text{A}_{1-x}^{\text{II}}\text{Mn}_x\text{B}^{\text{IV}}$ alloys, *Journal of Applied Physics* **58** (1985), 4056–60.
28
- [YT57] K. YOSIDA und M. TACHIKI, On the origin of the magnetic anisotropy energy of ferrites, *Progress of Theoretical Physics* **17** (1957), 331–59.
57
- [YXZG97] J. YANG, Y. XU, F. ZHANG und M. GUILLOT, Theoretical analysis of the magnetization and of the paramagnetic and diamagnetic magneto-optical effects in Pr-substituted yttrium iron garnets using quantum theory, *Physical Review B* **56** (1997), 11119–33.
61

- [YY84] A. YARIV und P. YEH, *Optical Waves in Crystals*, John Wiley & Sons, 1984.
129
- [Zam99] N. ZAMDNER, *The Design and Testing of Integrated Circuits for Submillimeter-wave Spectroscopy*, PH. D. Thesis, Department of Electrical Engineering and Computer Science, Massachusetts Institute of Technology, 1999.
134
- [Zee97] P. ZEEMAN, The Effect of Magnetization on the Nature of Light Emitted by a Substance, *Nature* **55** (1897), 347.
35
- [ZJK⁺85] J. J. ZAYHOWSKI, C. JAGANNATH, R. N. KERSHAW, D. RIDLEY, K. DWIGHT und A. WOLD, Picosecond time-resolved photoluminescence studies of exciton-magnetic polaron complexes, *Solid State Communications* **55** (1985), 941–5.
48

Danksagung

Herrn Prof. Dr. Hartmut Roskos danke ich für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe, seine stetige Diskussionsbereitschaft und dafür, dass er durch seine fachliche wie mentale Unterstützung das Gelingen der Arbeit erst ermöglicht hat.

Herrn Prof. Dr. Ernst Mohler danke ich für seine unermüdliche Hilfsbereitschaft in theoretischen wie praktischen Fragen, die mir beim Lösen der vielen kleinen und großen Problemen des Laboralltags sehr geholfen hat. Ebenso danke ich Herrn Prof. Dr. Wolf Aßmus für die Erlaubnis sein Chemie-Labor für die ersten Mikrostrukturierungsexperimente belegen zu dürfen, sowie für sein offenes Ohr bei vielen Gelegenheiten. Herrn Prof. Dr. Ulrich Gerhard danke ich für die Überlassung seines Chemieraumes zur Umwandlung in einen provisorischen Gelbraum.

Besonderer Dank gebührt den vielen aktuellen und ehemaligen Mitgliedern der Arbeitsgruppe, die durch ihre Anwesenheit den Geist der „AG Roskos“ geprägt haben und so die spezielle Arbeitsatmosphäre erzeugten, die das Überleben der vielen Unbillen des Forschens gewährleisteten. Besonders hervorheben möchte ich: Pablo Richter und Tobias Bauer, meine Doktorandenkollegen der ersten Stunde, denen es auch nicht erspart blieb, in die Untiefen öffentlicher Bauprojekte vorzudringen und durch das Bekleben alter Glascheiben mit gelber Plastikfolie und das Streichen alter Wände mit Tiefengrund für die drei Jahre währende Interims-Operabilität zu sorgen. Karsten Siebert, der zwar etwas später zu unserer Doktoranden-Riege hinzustieß, der aber trotzdem nicht verschont wurde und einen Großteil der Aufbauarbeit mit tragen musste. Torsten Löffler, mit dem ich in den neuen Büros quasi den Schreibtisch teilte und den Ti:Saphir-Laser samt zugehörigen Zelt-Labor aufbaute. Robert Sachs, der im Rahmen seiner Diplomarbeit wesentlich zum Aufbau der Mikrostrukturierungs-Technologie beigetragen hat. Kai Rönnburg, dessen spezielle Art viel zur Unterhaltsamkeit der Gruppe beitrug und mit dem ich die Freude an verdünnt-magnetischen Halbleitern teile. Anne Beate Hummel und Johanna Kolb, die so etwas wie der gute Geist der Gruppe sind und mit denen mich viel Freud' und Leid im Umgang mit Kryostaten verbindet. Holger Quast, einem weiteren Zimmer-Kollegen, der immer alles organisiert und der kurz vor seinem Weggang endlich einen neuen Rechner bekommen hat. Mark Thomson, der durch seine pazifische Art die Gruppe bereicherte und immer für ein paar Worte Zeit hat. Rainer Leonhard, dem Aufbauhelfer in Sachen Optik für seine herzliche Art und sein Durchsetzungsvermögen im Labor. Herzlichen Dank an alle für die vielen fachlichen und persönlichen Gespräche und unzählige Kaffeerunden.

Weiterhin danke ich Markus Abt für seine stoische Art mit Problemen fertig zu werden und seinen Einsatz für diverse Umbauprojekte und den anstehenden Umzug nach

Niederursel. Besonderer Dank geht an Bernhard Klug, der seit seinem ersten Tag in der Arbeitsgruppe den Reinraum fest im Griff hat und dem wir durch seine konsequente Prozessoptimierung und unermüdliche Hilfsbereitschaft viele Arbeitserleichterungen verdanken. Marion Jordan danke ich für ihre resolute und souveräne Organisation aller administrativer Vorgänge der Arbeitsgruppe und ihre Hilfsbereitschaft.

Den mechanischen Werkstätten unter der Leitung von Herrn Hassenpflug und Herrn Junk bin ich zu äußerstem Dank verpflichtet. Ohne ihre tatkräftige Hilfe bei allen Umzügen, ihr reiches Know-How und Know-What bei Problemen aller Art und ihre zügige und ausgezeichnete Umsetzung aller Ideen für Probenhalter, Optomechanik usw. wäre diese Arbeit schlicht nicht möglich gewesen. Ebenso danke ich Herrn Isselbacher für die Betreuung der Aufdampfanlage und Frank Schaun für das Ausborgen diverser elektronischer und optischer Komponenten aus der Vorlesungssammlung, die nicht selten halfen, akute Probleme zu lösen. Ebenfalls wichtig für das Gelingen der Arbeit war Frau Derlien, die Leiterin der Fachbereichsbibliothek, die mit ihrer berühmt freundlichen Art stets beim Aufspüren von Veröffentlichungen in obskuren Zeitschriften half und nicht nur einmal ein Auge zugedrückt hat, wenn der Archivschlüssel mal wieder einen Tag zu spät zurückgebracht wurde.

Den Mitgliedern der Arbeitsgruppe Aßmus danke ich für ihre rege Anteilnahme an den Fortschritten meiner Arbeit. Besonders hervorheben möchte ich hier Roland Sterzel, der am REM und in diversen Gesprächen zwischen Tür und Angel seinen Beitrag zu dieser Arbeit leistete und Eva Dahlmann, die mit mir das Interesse an der Forschergruppe und Mitwirkung an einem Workshop teilt. Der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Gerber in Würzburg, besonders Dr. Walter Pfeiffer und Stefan Voll möchte ich danken für Ihre Hilfe beim Aufbau des Ti:Saphir-Lasers. Den Mitarbeitern der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Dr. Molenkamp, besonders Dr. Charles Gould und Kai Ortner, möchte ich für das Wachsen der $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ -Schichten, sowie Volkmar Hock für das Metallisieren der LT-GaAs Proben in der MBE-Anlage danken. Dr. Jörg Meyer aus dem Institut für Kernphysik danke ich für die Einweisung in den Beschleuniger zur Ionenimplantation der SOS-Proben.

Außerdem danke ich den Mitlesern und -schreibern der Newsgroup comp.text.tex, besonders Markus Kohm, dem Autor der **KOMA-Script** Klassen, sowie Sebastian Rahtz und Heiko Oberdiek, den Autoren des Hyperref Pakets, die wesentlich dazu beigetragen haben, dass die Arbeit so aussieht, wie sie soll.

Ganz besonderer Dank gebührt meiner Familie, besonders meiner Frau Katja und meinem Sohn Lennard, sowie meinem Freund Christian Kirsch, ohne deren moralische Unterstützung und praktische Hilfe diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Lebenslauf

Name Thorsten Hofmann
geboren am 03.06.1971
in Hanau



Schulbildung

1977 - 1981 Hans Memling-Schule Seligenstadt
1981 - 1990 Einhardschule Seligenstadt
1990 Abitur

Zivildienst

1990 - 1991 Kuratorium für Heimdialyse und Nierentransplantation Hanau

Hochschulstudium

1991 - 1996 Studium der Physik an der J. W. Goethe-Universität Frankfurt (M),
Nebenfächer anorganische Chemie (Grundstudium) und physika-
lische Chemie (Hauptstudium)
1993 Vordiplom
1996 Diplom, Auszeichnung mit dem Förderpreis der WE-Heraeus Stiftung
Diplomarbeit „Einkristallzüchtung und Charakterisierung von $CeNi_2Ge_2$ “ im Kristall-
Labor (Prof. Aßmus) am Physikalischen Institut