

**Molekularstrahlepitaxie
und
Charakterisierung von
(Ga,Mn)As Halbleiterschichten**

**Dissertation zu Erlangung des
naturwissenschaftlichen Doktorgrades
der Bayerischen Julius - Maximilians - Universität
Würzburg**

**vorgelegt von
Gisela Marieluise Schott
aus Würzburg**

Würzburg, 2004

Eingereicht am: 28.10.2004
bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Prof. Dr. L. W. Molenkamp
2. Gutachter: Prof. Dr. J. Geurts
der Dissertation

1. Prüfer: Prof. Dr. L. W. Molenkamp
2. Prüfer: Prof. Dr. G. Reents
der mündlichen Prüfung

Tag der mündlichen Prüfung:

Doktorurkunde ausgehändigt am:

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Ultra-Hoch-Vakuum MBE-Kammer	7
2.1	Geometrie der MBE-UHV-Kammer	7
2.2	Die Hauptkomponenten der MBE-Kammer	10
2.2.1	Einige Einzelteile	10
2.2.2	Der Manipulator der MBE-Kammer	12
2.2.3	Die Rechnersteuerung der MBE-Kammer	14
2.3	Die Materialien und ihre Effusionszellen	16
2.3.1	Die Ventil-Zelle für Arsen	16
2.3.2	Die Standard-Effusionszelle für Mangan, Silizium und Indium	17
2.3.3	Die Cold-Lip-Effusionszelle für Aluminium	18
2.3.4	Die SUMO Doppel-Filament-Effusionszelle für Gallium	18
2.3.5	Die Kohlenstoff-Effusionszelle	20
2.3.6	Die Hot-Lip-Effusionszelle für Antimon	21
2.4	Ausheizen zum Erreichen des Enddrucks	21
2.5	Einschleusen und Ausschleusen der Proben	24
3	Magnetismus - Ferromagnetismus	25
3.1	Grundlegende Begriffe des Magnetismus	25
3.2	Klassifizierung der Materialien durch ihre magnetische Eigenschaft	26
3.3	Quantenmechanische Beschreibung des Magnetismus	30
3.3.1	Ein Atom im magnetischen Feld	30
3.3.2	Paramagnetismus	31
3.3.2.1	Der Paramagnetismus für $J = \frac{1}{2}$	31
3.3.2.2	Die Brillouin-Funktion	32
3.3.3	Die Hund'schen Regeln	34
3.4	Ferromagnetismus	35
3.4.1	Die Weiss-Theorie des Ferromagnetismus	35
3.4.2	Der Einfluss des magnetischen Feldes	38
3.4.3	Die magnetische Suszeptibilität	40
3.4.4	Ferromagnetismus in (Ga,Mn)As	41
3.4.4.1	Ladungsträger-induzierter Ferromagnetismus	41
3.4.4.2	Doppelter Austausch	42
4	Charakterisierungsmethoden für epitaktische GaAs-Verbindungen	44
4.1	Charakterisierung mit Röntgenstrahlen	44
4.2	Sekundärionen-Massenspektroskopie	45
4.3	RHEED-Untersuchungen	46

4.4	Elektrische Charakterisierung	48
4.5	Bestimmung der Ladungsträger-Konzentration	49
4.6	Magnetische Charakterisierung	51
5	LT-MBE-Wachstum der GaAs-Verbindungen	54
5.1	Wachstum der LT-GaAs-Schichten	56
5.1.1	Wachstums-Mechanismen und ihre Auswirkungen	57
5.1.2	Charakterisierung der LT-GaAs-Schichten mit HRXRD	59
5.2	Wachstum der LT-(Ga,Mn)As-Schichten	61
5.2.1	RHEED-Untersuchungen an (Ga,Mn)As	61
5.2.2	Erste Messungen mit HRXRD an LT-(Ga,Mn)As	63
5.3	Wachstum von LT-(GaAs/MnAs) Übergittern	65
6	Abhängigkeit der Gitterkonstante von den Wachstumsparametern in (Ga,Mn)As	68
6.1	(Ga,Mn)As-Einzelschichten	68
6.2	Ein Übergitter als Eichstruktur für den Mangan-Gehalt	70
6.3	Untersuchungen an (Ga,Mn)As mit SIMS	76
6.3.1	Einfluss der Substrattemperatur	78
6.3.2	Einfluss des V zu III Flussverhältnisses	80
6.3.3	Einfluss der Mangan-Zell Temperatur	81
6.4	Zusammenfassung der SIMS und HRXRD-Messungen	83
7	Elektrische und magnetische Charakterisierung	86
7.1	Elektrische Charakterisierung	86
7.1.1	Leitfähigkeitsmessungen an (Ga,Mn)As-Einzelschichten	86
7.1.2	Leitfähigkeitsmessungen an (Ga,Mn)As und an (GaAs/MnAs) ₄₀	88
7.1.3	Ex-situ-Tempern einer (Ga,Mn)As-Einzelschicht	90
7.1.4	Bestimmung der Ladungsträgerkonzentration mit Ätz-CV	91
7.2	Magnetische Charakterisierung	92
8	p-Dotierung von LT-GaAs und LT-(Ga,Mn)As mit Kohlenstoff	96
8.1	Die Gitterkonstante von LT-GaAs:C und LT-(Ga,Mn)As:C	99
8.2	Charakterisierung der GaAs:C-Schichten mit SIMS und Ätz-CV	102
8.3	Charakterisierung der (Ga,Mn)As:C-Schichten mit Ätz-CV und SQUID	105
9	Zusammenfassung	107
10	Summary	109
	Literaturverzeichnis	111
	Veröffentlichungen	117
	Danksagung	118

Kapitel 1

Einleitung

Computer werden täglich wichtiger, während die Halbleiter-Industrie immer neue Wege findet, mehr und mehr Transistoren und Kondensatoren auf einen Silizium-Chip zu packen. Gleichzeitig schafft es die Magnetspeicher-Industrie, die Größe ihrer Bauteile zu verkleinern, so dass heute jeder Computer in der Lage ist, mehrere Gigabyte Daten zu speichern und zu verwalten. Zwischen diesen beiden, der Halbleiter-Industrie und der Magnetspeicher-Industrie, gab es bis vor wenigen Jahren erstaunlich wenig technologische Überlappungen. Der Grund hierfür dürften hauptsächlich wirtschaftliche Interessen gewesen sein. Die meisten technischen Anwendungen von Halbleitern in der Elektronik und Optoelektronik basieren auf zwei Effekten: der Bewegung geladener Teilchen, also Elektronen oder Löcher, im kristallinen Festkörper und ihrer Wechselwirkung mit Licht. Der Spin der Ladungsträger spielt eine untergeordnete Rolle. Andererseits ist bei magnetischen Speichermedien die Nutzung der Spin-Ausrichtung in Form einer spontanen Magnetisierung eines ferromagnetischen Materials breit etabliert. Seit wenigen Jahren gibt es verstärkte Bemühungen, Halbleiter und ferromagnetische Metalle zu kombinieren mit dem Ziel, die Vorteile der hoch spezialisierten Mikroelektronik mit denen der modernen magnetischen Speichertechnologie zu verbinden. Eine neue Disziplin genannt Spintronik wurde geboren, manche nennen sie auch Magnetoelektronik.

In der aktuellen Forschung wird überprüft, ob magnetische Materialien in elektronischen Bauteilen und Schaltkreisen verwendet werden können. Eine Schlüssel-Frage hierbei ist, ob nicht nur die Ladung eines Elektrons sondern gleichzeitig auch sein Spin ausgenutzt werden kann. Darüberhinaus stellt der Spin aufgrund der zwei möglichen Zustände eine viel bessere Informationseinheit dar, als die Ladung eines Elektrons.

In der Spintronik spielen die verdünnten-magnetischen Halbleiter eine besondere Rolle. Sie sind halbleitende Mischkristalle mit einem geringen Anteil an paramagnetischen Ionen. In diesen Systemen können die Wechselwirkungen zwischen den Ladungsträgern und den Spins der magnetischen Ionen grundlegend studiert werden. Eine Herstellung ferromagnetischer GaAs-Halbleiter-Schichten wie z. B. (Ga,Mn)As ist besonders attraktiv, da diese mit ihren magnetischen Eigenschaften in die bereits vorhandenen optischen und elektronischen Bauteile integriert werden könnten. Eine grundlegende Fragestellung insbesondere bzgl. des Materialsystems (Ga,Mn)As war, ob eine spontane Magnetisierung im Halbleiter selbst bei Raumtemperatur erreicht werden kann.

Grundsätzlich ist (Ga,Mn)As unterhalb der Curie-Temperatur ferromagnetisch und besitzt eine hervorragende Gitteranpassung an GaAs. Deshalb können an (Ga,Mn)As nicht nur die grundlegenden Mechanismen des Ferromagnetismus in Halbleitern studiert werden, sondern (Ga,Mn)As ist auch ein vielversprechender Kandidat, um eine Anwendung in der Spintronik zu finden [Wol01], [Ohn99A], [Rüs03].

Um (Ga,Mn)As Einzelschichten und (Ga,Mn)As Heterostrukturen epitaktisch herstellen zu können, wurde zu Beginn dieser Arbeit eine mit den typischen III-V Materialien ausgestattete Molekular-Strahl-Epitaxie-Vakuum-Anlage aufgebaut. Die Geometrie und ihre Funktionsweise wird in Kapitel 1 beschrieben.

In Kapitel 2 wird eine Übersicht über grundlegende Begriffe des Magnetismus, insbesondere des Ferromagnetismus gegeben. Außerdem werden diese grundlegenden Begriffe auf (Ga,Mn)As angewendet.

Die experimentellen Methoden, die zur Charakterisierung der (Ga,Mn)As-Schichten benötigt wurden, werden in Kapitel 3 vorgestellt.

Im thermischen Gleichgewicht besitzen die Mangan-Atome eine sehr niedrige Löslichkeit in GaAs, deshalb muss (Ga,Mn)As weit weg vom thermischen Gleichgewicht mit Hilfe der Niedertemperatur-Molekular-Strahl-Epitaxie hergestellt werden. (Ga,Mn)As ist deshalb eine meta-stabile Verbindung. Wie im Fall von Niedertemperatur-GaAs, führt dieses Niedertemperatur-Wachstum zu einer hohen Konzentration von Punktdefekten. In Niedertemperatur-GaAs erreichen diese Punktdefekte eine Größenordnung von 10^{20} cm^{-3} [Lag96] und bewirken eine Zunahme der Gitterkonstanten im Vergleich zum GaAs-Substrat. Die Anzahl der Punktdefekte und damit die Zunahme der Gitterkonstanten ist abhängig von den Wachstumsparametern. Die Auswirkungen dieser Wachstumsparameter auf die kristalline Qualität der Niedertemperatur GaAs-Einzelschichten wird in Kapitel 4 zusammengestellt und diskutiert. Daraus wurden Konsequenzen für die Wahl der Wachstumsparameter für das Wachstum der (Ga,Mn)As-Schichten gezogen und die Grenzen bzgl. der Löslichkeit der Mangan-Atome gesucht.

Eine genaue Bestimmung der Legierungs-Zusammensetzung von (Ga,Mn)As ist von größter Wichtigkeit, da der Mangan-Gehalt stark die Curie-Temperatur beeinflusst [Die00]. Allerdings bestimmt nicht nur der Mangan-Gehalt die kristalline und magnetische Eigenschaft der (Ga,Mn)As-Schichten, sondern auch die Wachstumsparameter haben einen direkten oder indirekten Einfluss. Deshalb wird in Kapitel 5 die weitverbreitete und etablierte Methode, den Mangan-Gehalt mit Hilfe der Gitterkonstanten-Veränderung zu bestimmen, kritisch untersucht und die Einflüsse der Wachstumsparameter herausgearbeitet.

Neben diesen Untersuchungen zur Bestimmung der kristallinen Zusammensetzung der (Ga,Mn)As-Einzelschichten, wurden auch die Einflüsse der Wachstumsparameter auf das elektrische und magnetische Verhalten der Schichten überprüft. Diese Ergebnisse sind in Kapitel 6 zusammengefasst.

Nachdem es bei Niedertemperatur-Epitaxie notwendig wurde, Niedertemperatur-GaAs mit Kohlenstoff zu dotieren um Heterostrukturen herzustellen, wurden Wachstumsparameter gesucht um dies zu ermöglichen. Die Möglichkeiten und Grenzen dieser Kohlenstoff-Dotierung bei Niedertemperatur-Wachstum von GaAs und (Ga,Mn)As-Schichten werden in Kapitel 7 aufgezeigt. Ebenso wurde der Einfluss dieser Co-Dotierung der (Ga,Mn)As-Einzelschichten auf die Gitterkonstante, die Dotierung und die Magnetisierung untersucht.

Kapitel 2

Ultrahochvakuum-Kammer für Molekularstrahl-Epitaxie

Der Einbau einer Mangan-Effusionszelle würde das Wachstum von III-V Hochbeweglichkeits-Schichten in der im Lehrstuhl vorhandenen III-V Molekularstrahl-Epitaxie-Kammer ausschließen. Um (Ga,Mn)As-Schichten herstellen zu können, bestand die erste Herausforderung dieser Arbeit darin, eine zweite III-V Molekularstrahl-Epitaxie (MBE¹) Kammer aufzubauen, bestückt mit den III-V Quellen Gallium, Aluminium, Indium, Arsen, Antimon für Legierungsschichten und mit den Dotierquellen Kohlenstoff, Silizium und zusätzlich mit Mangan. In diesem Kapitel soll der Aufbau und die Funktionsweise dieser Ultrahochvakuum (UHV)-Kammer beschrieben werden.

2.1 Geometrie der MBE-UHV-Kammer

Diese Kammer wurde speziell für das Wachstum von III-V Halbleitern in Kombination mit Mangan angeschafft. Die Geometrie der Kammer und Anordnung der Komponenten wurde im Lehrstuhl entwickelt und mit Auto-CAD Zeichnungen konstruiert. Das Besondere an dieser MBE-Kammer ist, dass sie sehr kompakt ist und mit ca. 1/3 des Pumpvolumens einer RIBER 300 MBE-Kammer auskommt. In Abb. 2.1 ist ein Querschnitt der MBE-Kammer zu sehen mit der zentrischen Anordnung der Ofenports, ausgerichtet auf den Manipulator (schraffierte Fläche), der die Probe trägt. Die Kammer aus Edelstahl wurde laut unseren Zeichnungen von der Firma *Uni-Cet* für Ultrahochvakuum-Technik angefertigt. Diese Arbeiten waren an der Universität aus technischen Gründen nicht möglich. Der Manipulator (vgl. Kapitel 2.2.2) und die Öfen für die verschiedenen Materialien (vgl. Kapitel 2.3) wurden gekauft, sämtliche anderen Teile wie Shutter, Abdeckblenden, Halterungen usw. wurden in der Universitäts-Werkstatt angefertigt. Eine schematische Vorder- und Rückansicht der MBE-Kammer ist in Abb. 2.2 zu sehen. Eine kreisförmige Anordnung der Öfen macht es möglich, selbst bei diesem kleinen Kammervolumen neun Ofenports unterzubringen.

¹engl.: molecular beam epitaxy

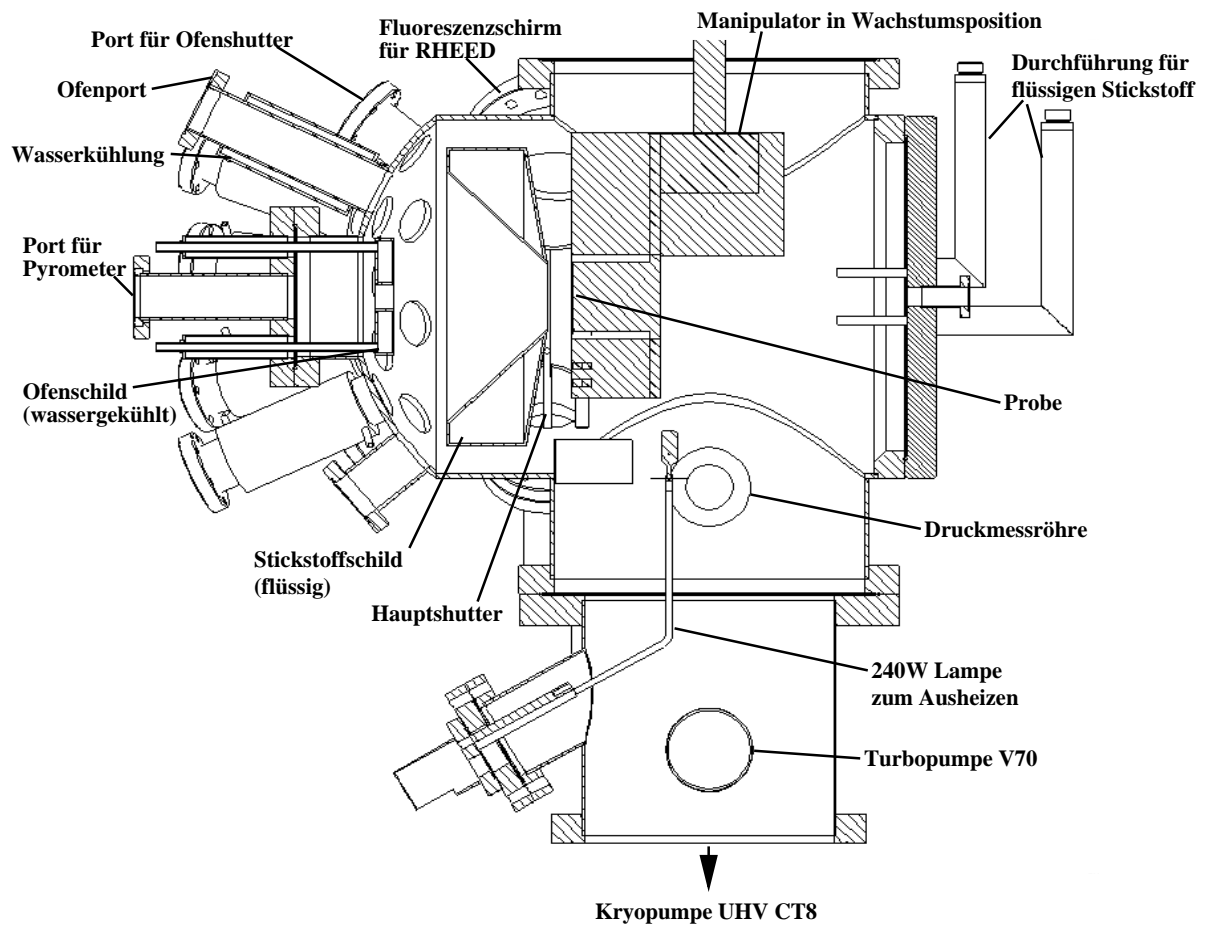


Abbildung 2.1: Schematischer Querschnitt der Ultrahochvakuum-MBE-Kammer. Links sind die Ofenports zu sehen, die zentrisch auf den Manipulator (schraffierte Fläche) gerichtet sind. Zwischen Manipulator und Öfen sitzen der Hauptshutter und das Stickstoffschild, dessen Zuleitungen rechts im Bild zu sehen sind. [Bra02]

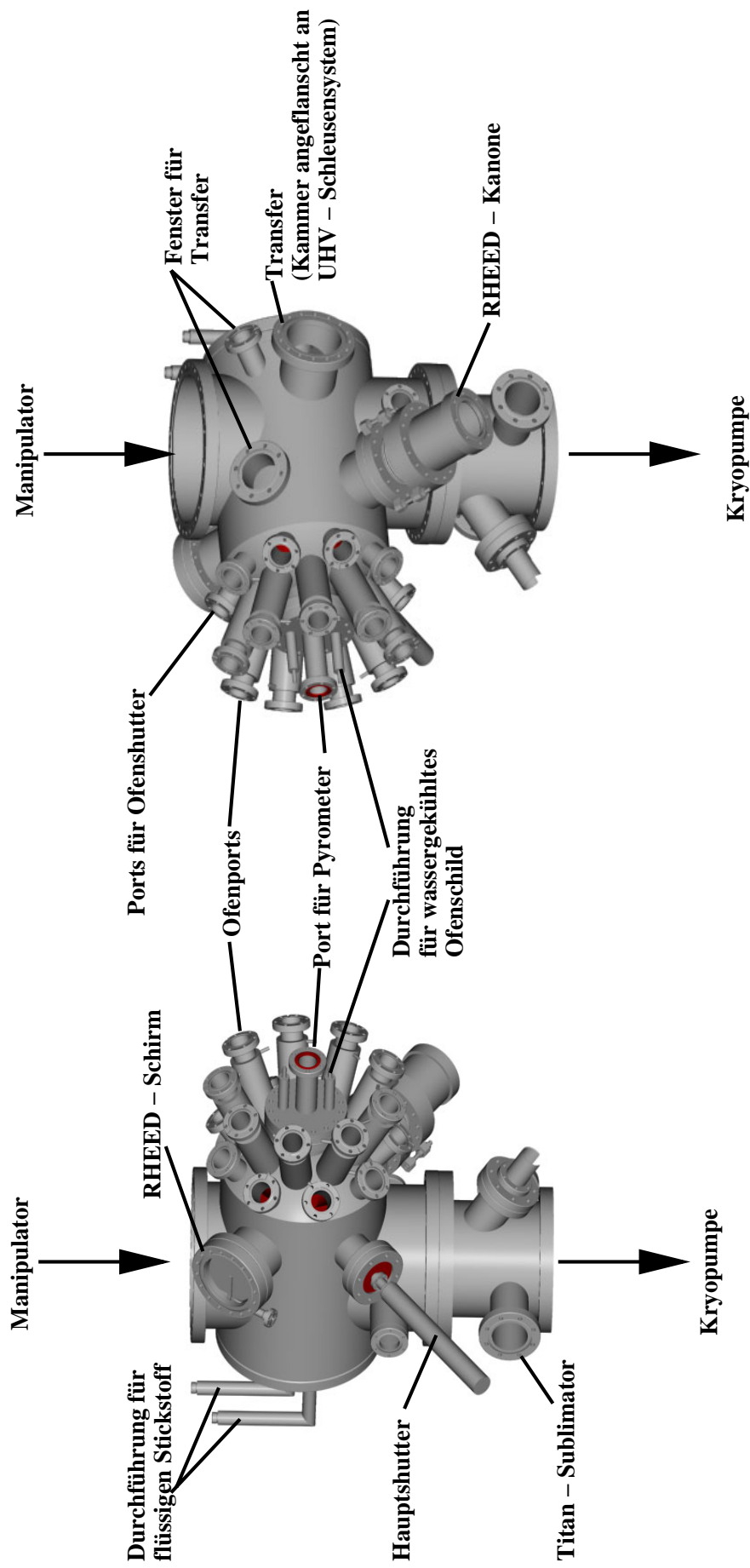


Abbildung 2.2: Schematische Vorder- und Rückansicht der Ultrahochvakuum-MBE-Kammer. Neben der zentralen Anordnung der wassergekühlten Ofenports ist auch die notwendige zentrale Anordnung der dazugehörigen Shutterports zu sehen; im Zentrum ein Port für das Pyrometer. Nur durch diese kreisförmige Anordnung der Öfen war es möglich bei dieser kompakten Kammer neun Ofenports unterzubringen. [Bra02]

2.2 Die Hauptkomponenten der MBE-Kammer

2.2.1 Einige Einzelteile (vgl. Abb. 2.1 und Abb. 2.2)

- Vorpumpensystem, eingesetzt zum Abpumpen: Turbo Molekular-Pumpe V70 und Scroll-Pumpe 600DS
- UHV-Pumpen: Kryopumpe UHV CT8 von *Tetra* und Titan-Sublimator

- wassergekühltes Ofenschild
- Stickstoffschild für flüssigen Stickstoff
- Haupt- und Ofenshutter
- RHEED-Kanone und Schirm
- Digital - Strahlungspyrometer Typ PZ 25 von *Siemens*
- 240 W Lampe zum Ausheizen

Um die MBE-Kammer nach einer Öffnung abzupumpen, wird ein ölfreies **Vorpumpensystem** aus einer Turbo Molekular-Pumpe und einer Scroll Pumpe eingesetzt. Ist ein Druck von $1 \cdot 10^{-4}$ mbar oder kleiner erreicht, wird das Ventil zwischen Vorpumpensystem und Kammer geschlossen, das Vorpumpensystem abgeschaltet, das Ventil zur **Kryopumpe** geöffnet und der **Titan-Sublimator** eingeschaltet. Der Enddruck mit warmem Stickstoffschild und kalten Öfen beträgt $1 \cdot 10^{-11}$ mbar.

Das **wassergekühlte Ofenschild** ist eine doppelwandige 20 mm dicke runde Scheibe mit einem Durchmesser von 150 mm und einem 20 mm großem zentrischem Loch. Dieses Loch ist notwendig um eine Temperaturmessung der Probenoberfläche mit dem **Strahlungspyrometer** zu ermöglichen. Alle Ofenports sind kreisförmig angeordnet, so dass der Materialfluss an dem kreisförmigen Ofenschild außen vorbei strömt und dieses wassergekühlte Ofenschild trichterförmig einschließt. Es steht frei in der Kammer und ist nach der Geometrie der Anlage so berechnet, dass es den Materialfluss nicht abschattet, aber eine gegenseitige Beeinflussung der Öfen vermindert. Alle Ofenports werden mit Wasser gekühlt, um die bis zu 2000 °C heißen Effusionszellen betreiben zu können. Mit dem **Digital-Strahlungspyrometer Typ PZ 25** ist eine berührungslose Temperaturmessung der Probenoberfläche im Bereich von 180 °C bis 1200 °C möglich.

Das **Stickstoffschild** (vgl. Abb. 2.1) ist ein rundes, trichterförmiges Hohlgefäß, das in der Mitte eine runde Öffnung hat. Es ist angekoppelt an zwei für flüssigen Stickstoff geeignete Durchführungen, um das Hohlgefäß mit flüssigem Stickstoff zu füllen. Der Zulauf von flüssigem Stickstoff kann mit einem Ventil geschlossen werden. Ist der Manipulator in Wachstumsposition, befindet sich die Probe von den Öfen aus betrachtet hinter dieser Öffnung im Stickstoffschild. Um ungewollten Materialfluss auf die Probe zu verhindern, kann bei Bedarf der **Hauptshutter** pneumatisch vor die Öffnung bewegt werden. Der Hauptshutter ist ein der Geometrie angepasstes Tantalblech, das auf einer Lineardurchführung befestigt ist. In Abb. 2.3 ist eine Innenansicht der MBE-Kammer zu sehen. Zur Aufnahme wurde der Manipulator, der von oben in die Kammer hängt, entfernt. In der Mitte ist der Hauptshutter der das Loch im Stickstoffschild verschließt gekennzeichnet.

Analog dem Hauptshutter, der das Loch im Stickstoffschild bei Bedarf verschließen kann, kann vor jedes Ofenport ein **Ofenshutter**, d. h. ein der Größe des Ports angepasstes Tantalblech, pneumatisch bewegt werden. Zu diesem Zweck wurde jedem Ofenport ein Shutterport zugeordnet.

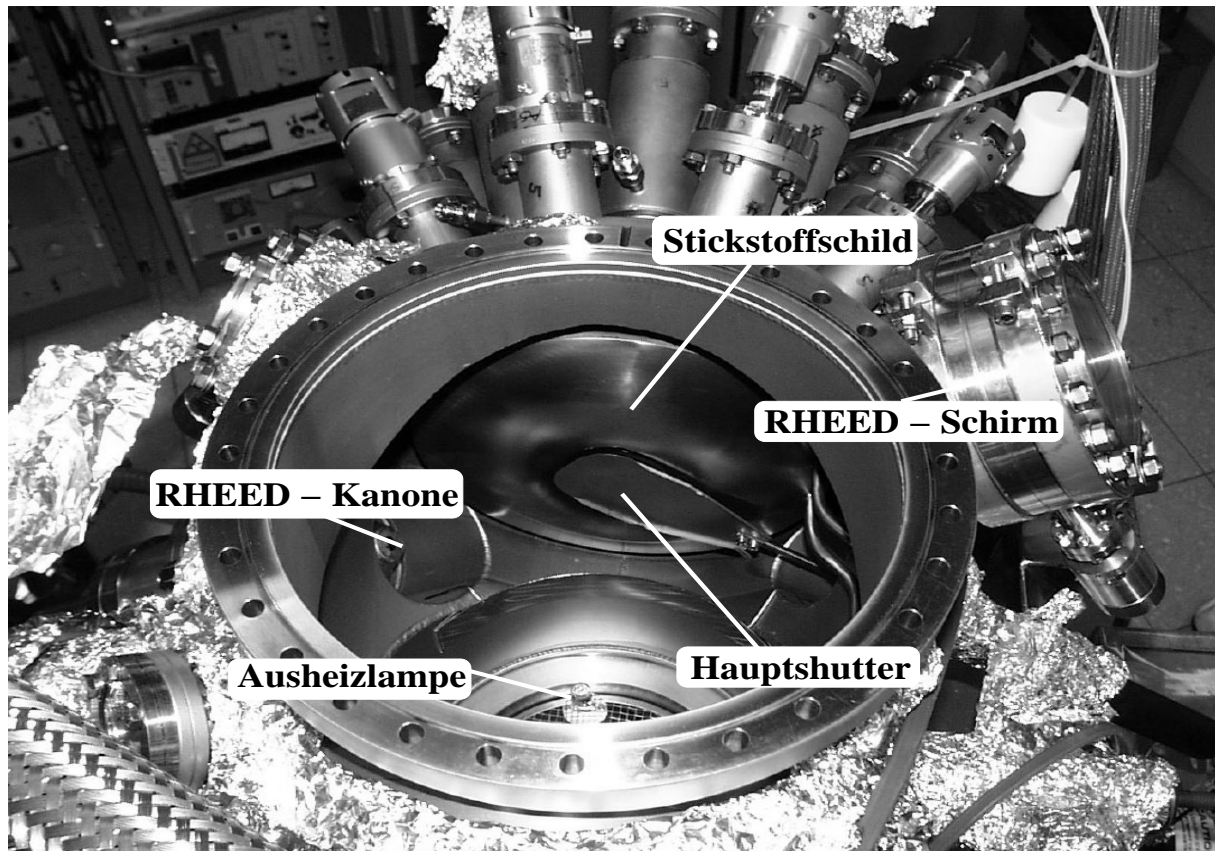


Abbildung 2.3: Innenansicht der MBE-Kammer. Für die Aufnahme ist der Manipulator, der die Probe trägt (vgl. Abb. 2.5 und 2.4) entfernt worden. In der Mitte ist der Hauptshutter, der die Öffnung im Stickstoffschild verschließt, gekennzeichnet. In dieser Position wird ein Materialfluss auf die Probe verhindert. Links ist die RHEED-Kanone und gegenüberliegend rechts der RHEED-Schirm. Im unteren Bereich der Kammer ist die 240 W Ausheizlampe zu sehen, die beim Ausheizen der MBE-Kammer mit halber Leistung betrieben wird, vgl. Kapitel 2.4. [Bra03]

Um den Wachstumsmodus und die Wachstumsrate zu überwachen, steht eine 10 kV **RHEED-Kanone** zur Verfügung. Die gebeugten Elektronen werden mit einem Fluoreszenzschirm, dem sogenannten **RHEED-Schirm** sichtbar gemacht. Dieser Schirm wird im Vakuum mit einer Blende, die auf einer Drehdurchführung fixiert ist, vor Bewachsen geschützt, wenn er nicht gebraucht wird.

Sämtliche Fenster (vgl. Abb. 2.2) sind mit bewegbaren Blenden versehen, um ein Bewachsen zu verhindern.

2.2.2 Der Manipulator der MBE-Kammer

Das Kernstück der MBE-Kammer ist der **Manipulator**, der den Substrathalter aus Molybdän aufnehmen kann, vgl. Abb. 2.5 und Abb. 2.4. Der Manipulator wird an dem oberen 250 CF Flansch der MBE-Kammer angeflanscht und hängt frei in die Kammer. Er kann von Wachstumsposition in Transferposition radial geschwenkt werden, um Substrathalter in das UHV-Schleusensystem abzugeben oder aufzunehmen. Mit dem Manipulator kann bei Bedarf der Substrathalter mit Hilfe einer Magnetdurchführung rotiert werden. Auf diesen Substrathalter wird die Probe mit Indium aufgekebt. Die Temperatur des Substrathalters wird mit einem Thermoelement, der den Substrathalter von hinten berührt, gemessen. Zusätzlich kann die Temperatur der Probenoberfläche mit einem Strahlungspyrometer, das von der Ofenseite auf den Substrathalter zeigt, überprüft werden. Außerdem wird nach jeder Kammeröffnung die tatsächliche Temperatur des Substrathalters mit Hilfe von Indium- und Zinn-Näschen (ca. 0.5 cm hohe Materialzylinder mit einem Durchmesser von ca. 0.5 mm), die auf einen Substrathalter aufgebracht werden, gemessen. Dazu wird ein Substrathalter mit diesen Indium- und Zinn-Näschen langsam hochgeheizt und durch ein Fenster beobachtet bei welcher Temperatur diese Näschen abschmelzen. Zwischen dem Schmelzpunkt von Indium (156,65 °C[Kit99]) und der Schmelztemperatur des Indium-Näschen wurde ein minimaler Unterschied von -1 °C und ein maximaler von -12 °C festgestellt. Bei Zinn (Schmelzpunkt 231,95 °C[Kit99]) waren es minimal -5 °C und maximal -14 °C. Diese starke Änderung in der Schmelzpunkt-Abweichung wurde durch eine mechanische Veränderung am Manipulator verursacht.

Am Manipulator um ca. 45° versetzt zum Substrathalter ist eine Bayard-Alpert-Druckmessröhre (vgl. Abb. 2.4) zum Messen der Flüsse der Ofenmaterialien angebracht. Zum Messen dieser Flüsse wird der ganze Manipulator um ca. 45° geschwenkt, um die Bayard-Alpert-Druckmessröhre in Wachstumsposition zu stellen. Der Fluss eines Materials entspricht dem Partialdruck des Materials (BEP¹), der bei einer bestimmten Zell-Temperatur entsteht. Die Druckmessröhre kann natürlich nur die Summe aus Partialdruck des Materials und dem sogenannten Hintergrunddruck ($\sim 1 \cdot 10^{-10}$ mbar) messen, wobei der Hintergrunddruck in der Regel vernachlässigbar ist. Nicht vernachlässigbar ist der Hintergrunddruck bei z. B. Mangan oder Silizium, deren Flüsse in der Größenordnung 10^{-9} mbar zu klein sind. Im folgenden werden Flussverhältnisse zweier Materialien, d. h. der Quotient aus zwei Partialdrücken, mit $\text{BEP}(\text{Material}_1/\text{Material}_2)$ angegeben. Wichtig für die Niedertemperatur-Strahl-Epitaxie ist das Flussverhältnis aus Arsenfluss (aus der Gruppe V des Periodensystems) zu Galliumfluss (aus der Gruppe III des Periodensystems).

¹engl.: beam equivalent pressure

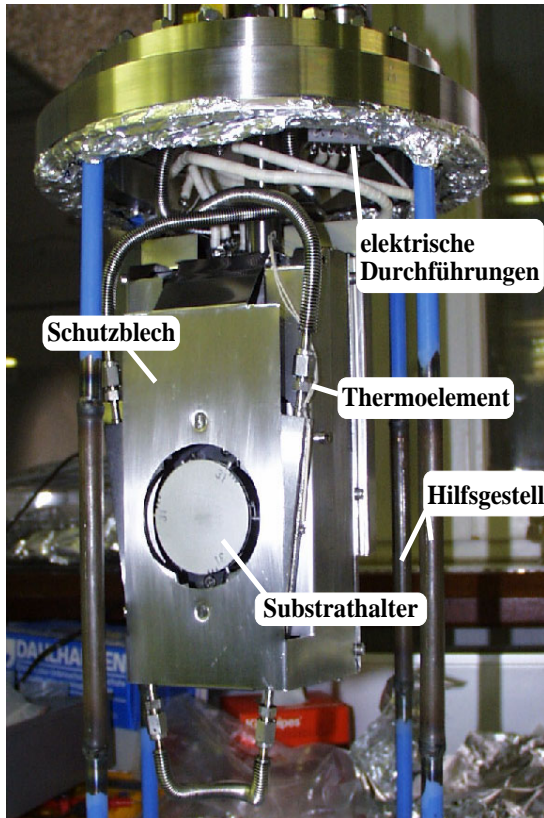


Abbildung 2.4: Das Kernstück einer MBE-Kammer, der Manipulator aufgesetzt auf ein Hilfsgestell. Im Vordergrund ein Substrathalter, auf den die Proben mit Indium geklebt werden. Unterhalb des 250 CF Flansches mehrere Thermo- und elektrische Leitungen eingefasst in weißen Keramikröhrchen, um Kurzschlüsse zwischen den Leitungen zu verhindern. [Bra03]

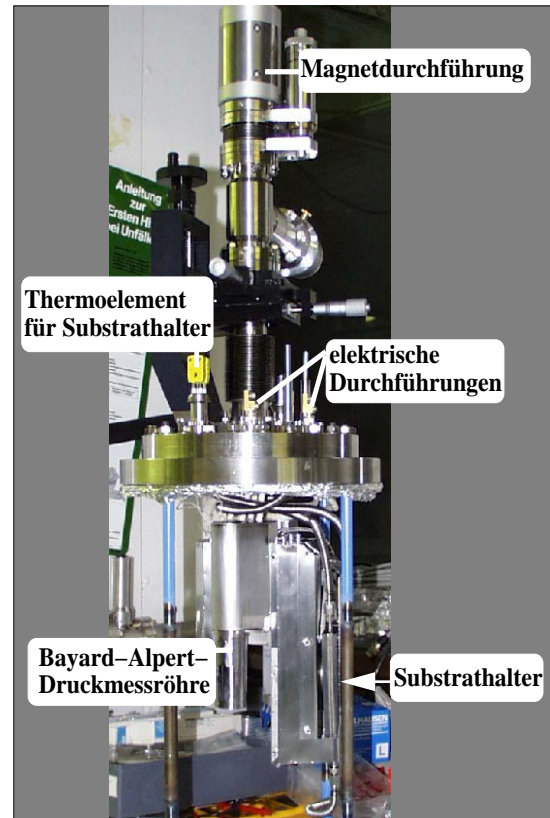


Abbildung 2.5: Der Manipulator radial um ca. 45° geschwenkt im Vergleich zu Abb. 2.4. Im Vordergrund eine Bayard-Alpert-Messröhre mit der die Flüsse der Ofenmaterialien gemessen werden. [Bra03]

Für MBE-Öfen wird erwartet, dass der Material-Fluss proportional zu $\exp\left(\frac{-E_a}{k_B T}\right)$ ist, wobei E_a die Verdampfungsenergie ist, k_B die Boltzmann-Konstante und T die Ofen-Temperatur. Für Aluminium, Gallium und Indium wurden die Flüsse für vorgegebene Zell-Temperaturen gemessen und in Abb. 2.6 halblogarithmisch aufgetragen. Alle drei zeigen eine exponentielle Zunahme des Flusses mit Zunahme der Zell-Temperatur in dem für MBE relevanten Temperaturbereich.

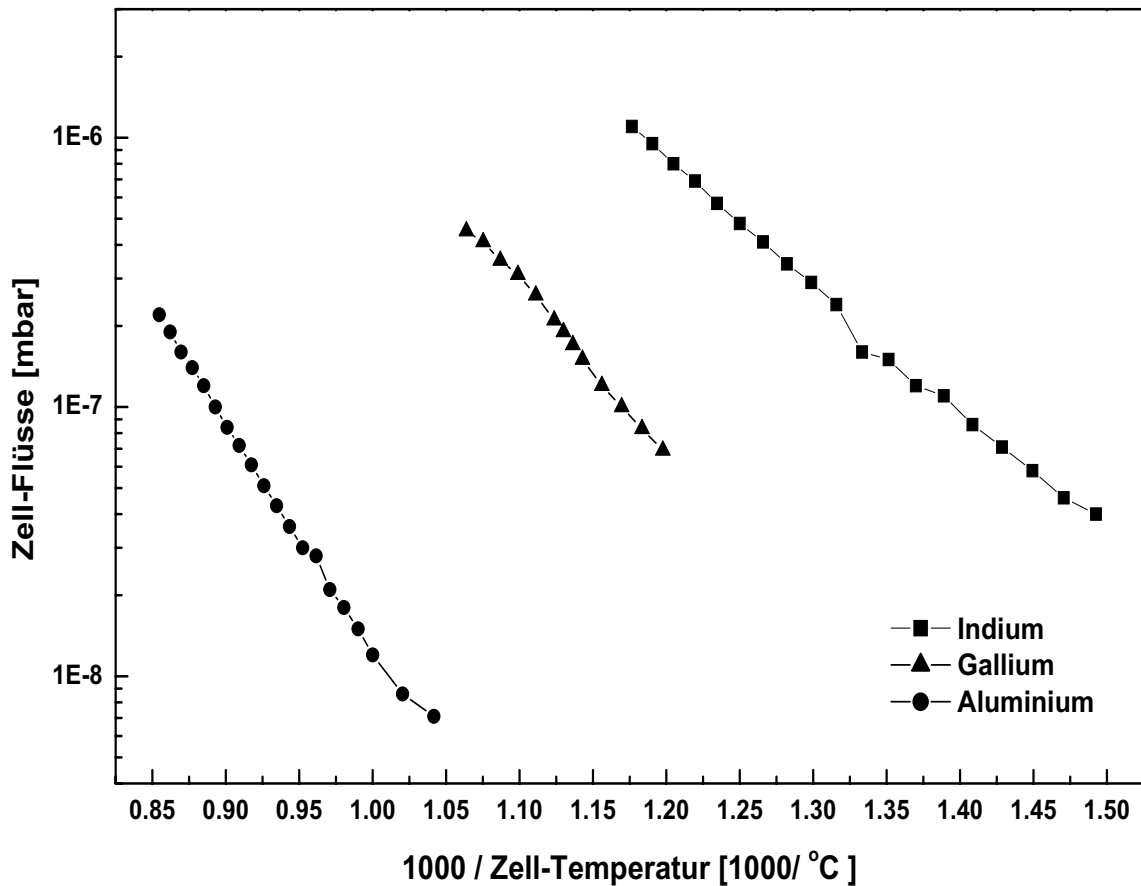


Abbildung 2.6: Halblogarithmische Auftragung des BEP der Materialien Indium, Aluminium und Gallium über die Zell-Temperaturen.

2.2.3 Die Rechnersteuerung der MBE-Kammer

Mit Hilfe eines Rechner-Steuerprogramms namens Flexible werden die Shutterstellungen und die Ofentemperaturen der einzelnen Zellen und die Temperatur des Substrathalters kontrolliert und vorgegeben, vgl. Abb. 2.7. Über eine RS232 Schnittstelle und einem RS232 ↔ RS485 Adapters kommuniziert der Rechner mit den einzelnen Eurotherm-Temperaturreglern, die je nach Abweichung der Ofentemperatur vom Soll-Wert, die Leistung eines Strom-Spannungs Netzgeräts bestimmen, mit der ein Ofen geheizt wird. Bei allen Zellen außer bei der Kohlenstoff-Zelle wird die Temperatur geregelt, wobei über geeignete PID Parameter des Eurotherm-Reglers ein passender Heizstrom eingestellt wird. PID steht für Proportionalband **XP** – Nachstellzeitkonstante **TI** – Vorhaltezeitkonstante **TD**. Die Kohlenstoff-Zelle wird über den Strom eines Netzgerätes manuell gesteuert, d. h. ohne einen Eurotherm-Temperaturregler. Über das Steuerprogramm sind weitere Vorgaben möglich wie Temperatur- oder Leistungs-Beschränkungen. Für die Shuttersteuerung benötigt der Rechner eine CIO-DIO24-Karte, die ebenso über eine RS232-Schnittstelle einen Adapter regelt, der die Ofenshutter-Positionen pneumatisch öffnet oder schließt. Das Steuerprogramm bietet die Möglichkeit Files (*.bch) zu programmieren, mit denen Wachstumssequenzen, d. h. Temperaturwerte und Wachstumszeiten, festgelegt werden und vom Rechner selbständig abgearbeitet werden können. Damit kann eine Probe jederzeit wiederholt oder auf eventuelle Fehler überprüft werden.

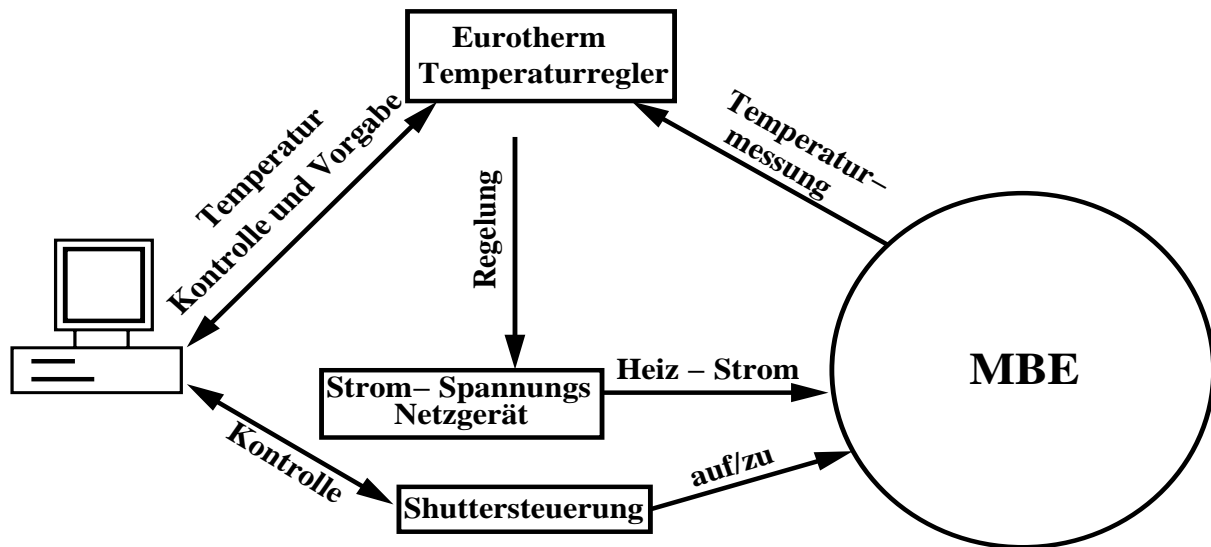


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung der Rechnersteuerung der MBE-Kammer. Über den Rechner werden die Shutterstellung, die Ofentemperaturen der einzelnen Zellen und die Temperatur des Substrathalters vorgegeben und kontrolliert. Die Eurotherm-Temperaturregler bestimmen je nach Abweichung der Ofentemperatur vom Soll-Wert die Leistung eines Strom-Spannungs Netzgerätes. Die Leistung und Temperaturwerte für die Öfen können ebenso mit Hilfe des verwendeten Steuerprogramms beschränkt werden.

2.3 Die Materialien und ihre Effusionszellen

Neben dem Manipulator sind die eingebauten Effusionszellen, auch Öfen genannt, ausschlaggebend für die Funktion der MBE-Kammer. Die Anordnung der Zellen ist kreisförmig, um bei dem kleinen Kammervolumen neun Ofenports anordnen zu können, vgl. Abb. 2.8. Jedes Material besitzt andere physikalische Eigenschaften, so dass verschiedene Zell-Typen eingesetzt wurden. Im folgenden werden diese verschiedenen Effusionzellen beschrieben.

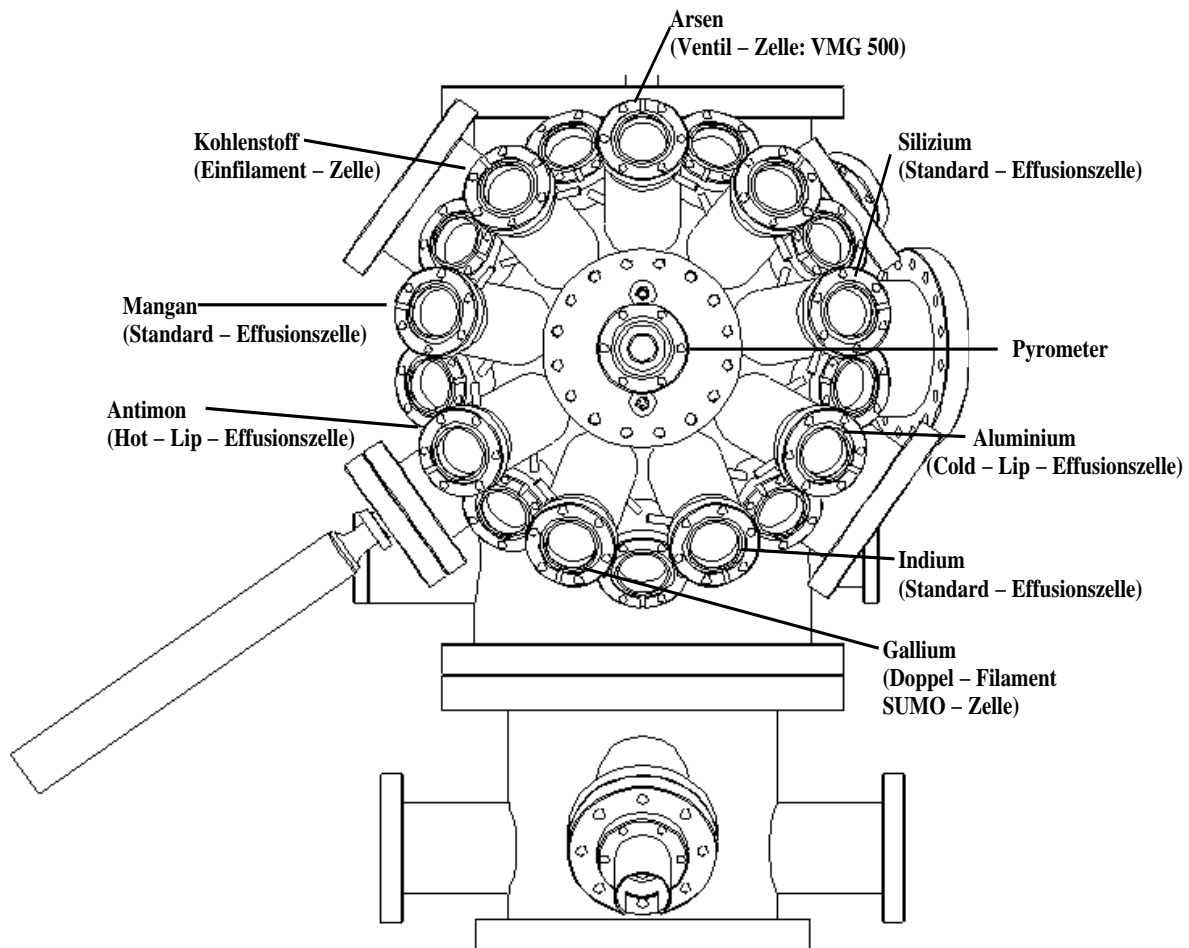


Abbildung 2.8: Schematische Ansicht der Ofenseite der MBE-Kammer mit der Anordnung und Bezeichnung der einzelnen Effusionszellen. Neben den Ofenports sind die Shutterports und zentralisch das Pyrometerport zu sehen. [Bra02]

2.3.1 Die Ventil-Zelle für Arsen

Im Lehrstuhl war eine Magnesium-Ventil-Zelle vorhanden und diese wurde nach Rücksprache mit der Herstellerfirma *Epi Serve GmbH* für Arsen verwendet. Diese Ventil-Zelle besitzt zwei Filamente zum Heizen, eine am Vorratsbehälter und eine am Transferrohr, vgl. Abb. 2.9. Beide Filamente werden mit dem selben Strom-Spannungs-Netzgerät geregelt. Es ist aber nur ein Thermoelement vorhanden, so dass ein Aufspalten von As_4 in As_2 nicht möglich ist, aufgrund der nicht separat regelbaren Temperaturen der Filamente. Arsen ist aus der V Hauptgruppe im Periodensystem und wird sublimiert. Der Arsenblock wird auf einer permanenten Temperatur von 375 °C gehalten und der Arsen-Fluss wird über den Öffnungszustand eines rechnergesteuerten Ventils geregelt. Der Vorrat bei einer Komplettfüllung ist ausreichend für eine Schichtdicke

von mehreren 100 μm GaAs-Wachstum.

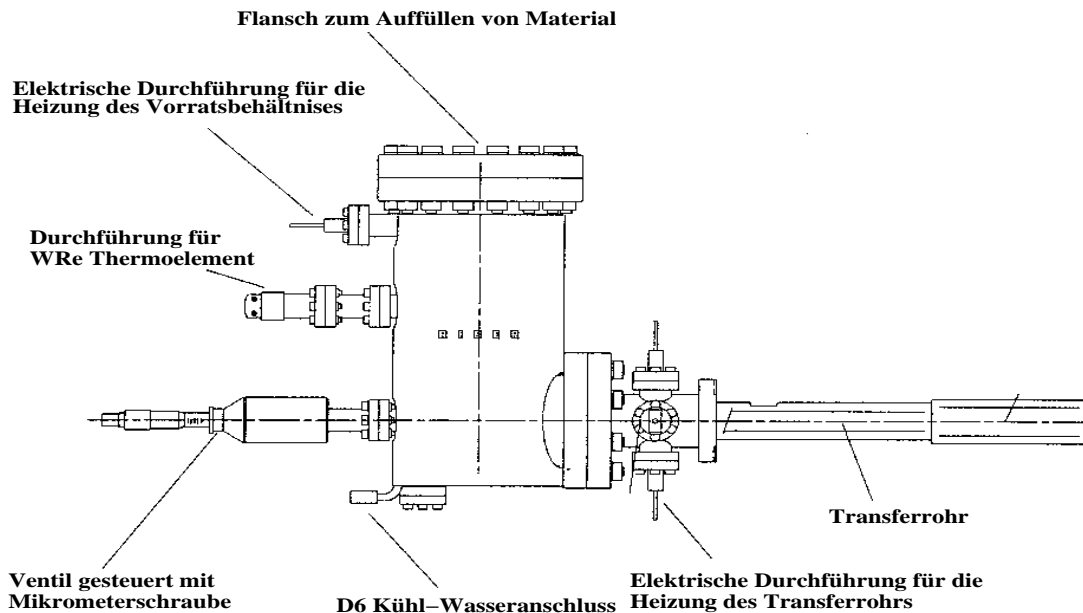


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung der Arsen-Ventil-Zelle: Model VMG 500. Ein Aufspalten von As_4 in As_2 ist nicht möglich, da die Temperaturen der beiden Filamente am Vorratsbehälter und am Transferrohr nicht getrennt voneinander geregelt werden können. Ausgestattet mit einem großen Arsen-Vorratsbehälter, der permanent auf einer konstanten Temperatur gehalten wird, wird der Arsen-Fluss mit dem rechnergesteuerten Ventil eingestellt. [RIB97]

2.3.2 Die Standard-Effusionszelle für Mangan, Silizium und Indium

Mangan ist ein Übergangsmetall aus der VII Nebengruppe und wurde bei Temperaturen von 600 °C bis 800 °C sublimiert. Da der Port der Mangan- und Silizium-Zelle 4 Grad über der Horizontalen steht, wurden die Tiegel an der Öffnung mit einer Barriere aus pyrolytischem Bornitrid (PBN) versehen, um ein Herausfallen des Mangans bzw. des Siliziums zu verhindern, vgl. Abb. 2.10. Die Zellen haben trotzdem einen stabilen Fluss gezeigt. Silizium aus der IV Hauptgruppe im Periodensystem wird im GaAs Materialsystem als Donator zum n-dotieren verwendet. Silizium wird sublimiert bei sehr hohen Temperaturen um die 1100 °C. Bei der im Lehrstuhl vorhandenen GaAs-MBE-Anlage wird seit Jahren ohne Einschränkung eine Standard-Effusionszelle von der Firma *Epi Serve GmbH* für Silizium verwendet, vgl. Abb. 2.11. Deshalb wurde auf eine Anschaffung einer speziellen Hot-Lip-Effusionszelle, die üblicherweise für Silizium in GaAs-Kammern verwendet wird, verzichtet. Indium aus der Untergruppe III im Periodensystem hingegen wird bei 160 °C aufgeschmolzen und bei 700 °C bis 800 °C verdampft, deshalb wurde die Indium-Effusionszelle im unteren Halbkreis in Abb. 2.8 angeordnet.

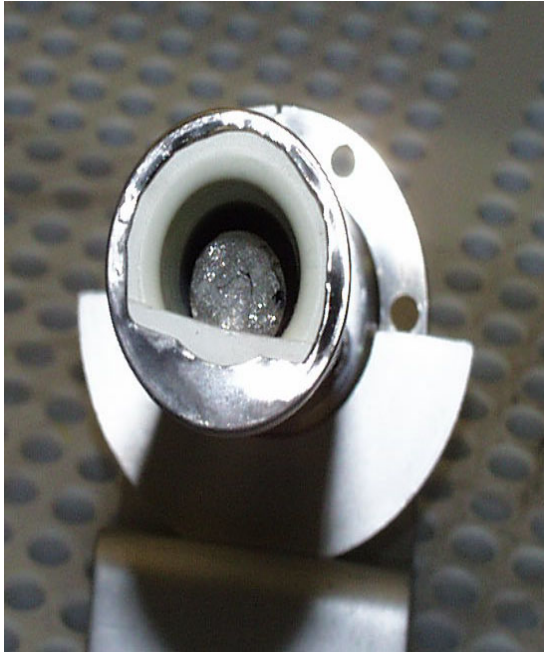


Abbildung 2.10: Die Mangan-Zelle, eine Standard-Effusionszelle, mit einer Barriere aus pyrolytischem Bornitrid um ein Herausfallen des Materials zu verhindern. Auch bei der Silizium-Zelle wurde solch eine Barriere aus PBN eingebaut. Vergleiche die Zellenpositionen in Abb. 2.8. [Bra03]

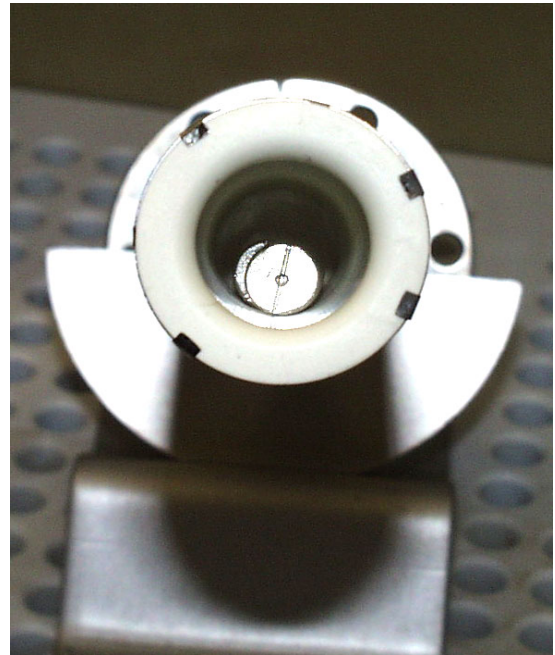


Abbildung 2.11: Eine Standard-Effusionszelle [Bra03]. Im Bild zu sehen die Indium-Zelle gefüllt mit bei Raumtemperatur festen Indium-Stangen. Für Mangan und Silizium wurde ein baugleicher Zellentyp verwendet.

2.3.3 Die Cold-Lip-Effusionszelle für Aluminium

Aluminium aus der III Hauptgruppe des Periodensystems wird erst bei 660 °C flüssig. Zum Verdampfen werden Temperaturen zwischen 1000 °C und 1200 °C benötigt. Flüssiges Aluminium benetzt das PBN des Tiegels. Mit steigender Temperatur wird das Benetzen stärker. Deshalb wurde eine spezielle für Aluminium entwickelte Cold-Lip-Effusionszelle verwendet. Im Gegensatz zu einer Standard-Effusionszelle ist bei dieser Zelle das Filament kürzer und reicht nicht bis zur Tiegelöffnung, womit ein Ausfrieren des Materials an der Tiegelöffnung beabsichtigt wird, so dass es nicht herausläuft und die Filamente beschädigt. Es bilden sich an der Tiegelöffnung über einen längeren Zeitraum Materialrückstände und deshalb muss der Tiegel regelmäßig durch einen Neuen ersetzt werden. Vor Kammeröffnungen beim Abkühlen dieser Aluminium-Zelle muss insbesondere beim Erreichen der Ausfrieretemperatur des Aluminiums darauf geachtet werden, dass der Abkühlprozess nicht schneller als 1 °C pro Minute vor sich geht, damit der Tiegel nicht bricht.

2.3.4 Die SUMO Doppel-Filament-Effusionszelle für Gallium

Das zur III Hauptgruppe im Periodensystem gehörige Gallium wird bei 30 °C flüssig und wird beim Wachstum verdampft. Es wurde eine speziell für Gallium entwickelte sogenannte SUMO Doppel-Filament-Zelle von der Firma *Veeco Instruments GmbH* verwendet, vgl. Abb. 2.12.

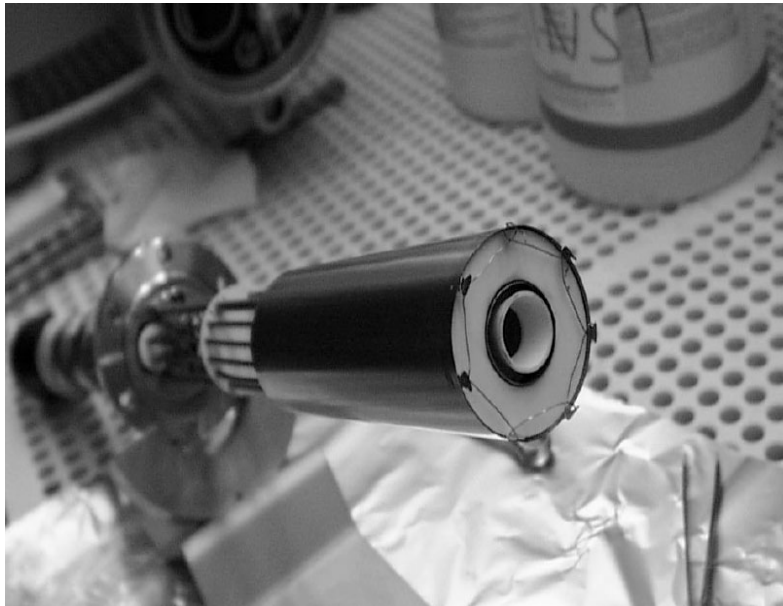


Abbildung 2.12: Die SUMO Doppel-Filament-Zelle wurde von der Firma Veeco Instruments GmbH speziell für Gallium entwickelt. [Bra03]

Diese Zelle besitzt zwei Filamente die getrennt voneinander geheizt und geregelt werden. Ein Filament befindet sich an der Tiegelöffnung und ein Filament im unteren Bereich des Tiegels, vgl. Abb. 2.13. Das Filament an der Tiegelöffnung wird auf einer konstanten Temperatur von 1100 °C gehalten, während mit der Temperatur des zweiten Filaments (800 °C bis 950 °C) der Materialfluss bestimmt wird. Nach Angaben der Firma *Veeco Instruments GmbH* können mit dieser Zelle die morphologischen Defekte reduziert werden, was für das GaAs-Wachstum, insbesondere bei niedrigen Wachstumstemperaturen ein entscheidender Faktor ist. Die Ursache dieser morphologischen Defekte wird im Herausspritzen von Material aus dem Tiegelboden gesehen. Dieses Herausspritzen entsteht, wenn Galliumtropfen, die durch Kondensieren des Materials an der Tiegelöffnung entstanden sind, in das heiße und flüssige Material im Tiegelboden fallen. Indem man die Tiegelöffnung mit dem zweiten Filament sehr hoch heizt, wird das Kondensieren des Galliums an der Tiegelwand und damit das Herausspritzen des Materials verhindert. Damit wird die Entstehung von Galliumoxid, das die sogenannten Ovalen-Defekte verursacht verringert und die Bildung von Gallium-Cluster oder Galliumtröpfchen auf der Probenoberfläche verhindert [Vec01].

Bei dieser Zelle wird ein spezieller Tiegel verwendet, der laut Hersteller eine effizientere Heizwirkung an der Tiegelspitze garantiert, womit die Bildung von Galliumtröpfchen reduziert werden kann. Der Tiegel ist speziell für diese SUMO-Doppel-Filament-Zelle entwickelt worden und heisst deshalb SUMO-Tiegel. Er zeichnet sich aus durch die Verjüngung an der Tiegelöffnung. Außerdem kann durch diesen Tiegel ein Aufwachsen von verdampften Gallium auf den Shutter minimiert und ein überlaufen des Galliums weitgehend ausgeschlossen werden.

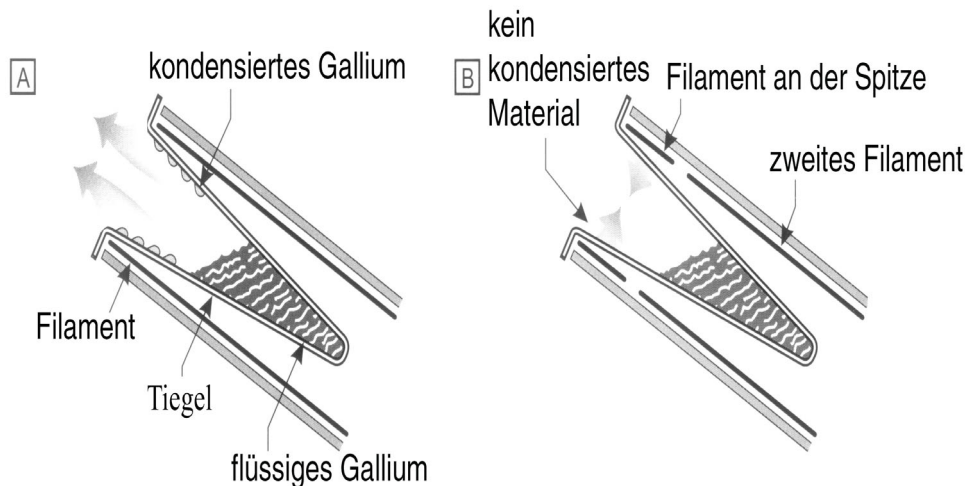


Abbildung 2.13:

A Standard-Effusionszelle mit einem Filament.

B Effusionszelle mit zwei getrennten Filamenten. [Vec01]

Durch das zweite Filament an der Tiegelmündung wird ein Festsetzen von Galliumtröpfchen an der Tiegelloffnung verhindert.



Abbildung 2.14: Der SUMO Tiegel, ausgezeichnet durch die Verjüngung an der Tiegelloffnung. [Vec01]

2.3.5 Die Kohlenstoff-Effusionszelle

Kohlenstoff aus der IV Hauptgruppe des Periodensystems wird zur p-Dotierung von III-V Verbindungen verwendet. Bei der Kohlenstoff-Effusionszelle, vgl. Abb. 2.15 wird ein Filament aus pyrolytischem Graphit mit einem elektrischen Strom bis zu 35 A zum Glühen gebracht und damit atomarer Kohlenstoff C und Kohlenstoffverbindungen wie C_2 und C_3 sublimiert. Das Filament erreicht dabei sehr hohe Temperaturen bis zu 2000 °C. Deshalb müssen neben dem Filament auch die Muttern und Unterlegscheiben, die das Filament auf Molybdän-Stangen befestigt, aus pyrolytischem Graphit sein. Geregelt wird die Zelle über den Strom, wobei im Laufe der Zeit mit dünner werdendem Filament die Spannung erhöht werden muss.

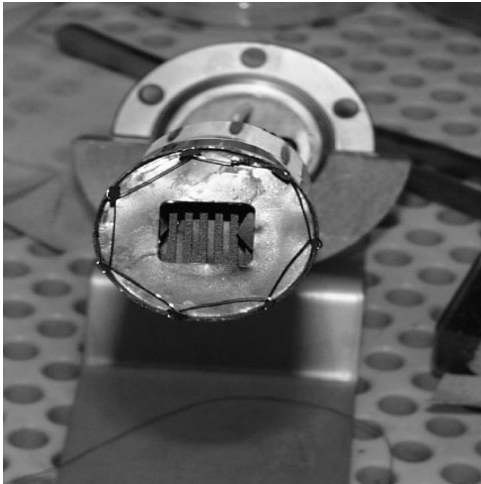


Abbildung 2.15: Für die *p*-Dotierung in GaAs verwendete Kohlenstoff-Effusionszelle, ausgerüstet mit einem Kohlenstoff-Filament. Das Filament wird mit einem Strom bis zu 35 A zum Glühen gebracht und damit atomarer Kohlenstoff C und Kohlenstoffverbindungen wie C₂ und C₃ sublimiert. [Bra03]

2.3.6 Die Hot-Lip-Effusionszelle für Antimon

Antimon, ein Halbmetall aus der V Hauptgruppe des Periodensystems, wird sublimiert und erreicht schon bei 400 °C bis 500 °C einen für das Wachstum ausreichenden Dampfdruck. Da sich bei der Verwendung einer Standard-Effusionszelle Antimon an der Tiegelöffnung niederschlägt und nach kürzester Zeit die Öffnung zuwachsen würde, wird eine sogenannte Hot-Lip-Effusionszelle verwendet. Bei dieser Zelle sitzt das Filament ausschließlich an der Tiegelöffnung.

2.4 Ausheizen zum Erreichen des Enddrucks

Nach einer Öffnung muss die MBE-Vakuumanlage (Abb. 2.18) ausgeheizt, d. h. über 100 °C aufgeheizt werden, um das Wasser, das sich niedergeschlagen hat, abpumpen zu können. Dazu wird ein Ausheizzelt aus Silikon-Glasgewebe über die ganze UHV-Kammer gestülpt, vgl. Abb. 2.16. Zum Heizen werden vier Heizstrahler aufgestellt, zum Umlüften Ventilatoren, vgl. Abb. 2.17. Zusätzlich wird die in der Kammer angebrachte 240 W Halogenlampe mit halber Leistung angeschaltet. Die Elektromotoren der Ventilatoren werden außerhalb des Zeltes betrieben. Um die Temperatur während des Ausheizens zu kontrollieren, werden an verschiedenen Punkten Temperaturfühler angebracht. Die Ausheiztemperatur der Kammer beträgt mindestens 110 °C, wobei die Öfen auf 120 °C eingestellt werden. Vor dem Ausheizen müssen alle nicht ausheizbaren Bauteile abmontiert werden, wie z. B. die Shuttermotoren. Der Enddruck nach Ausheizen mit leerem Stickstoffschild und kalten Öfen ist etwa $1 \cdot 10^{-11}$ mbar.

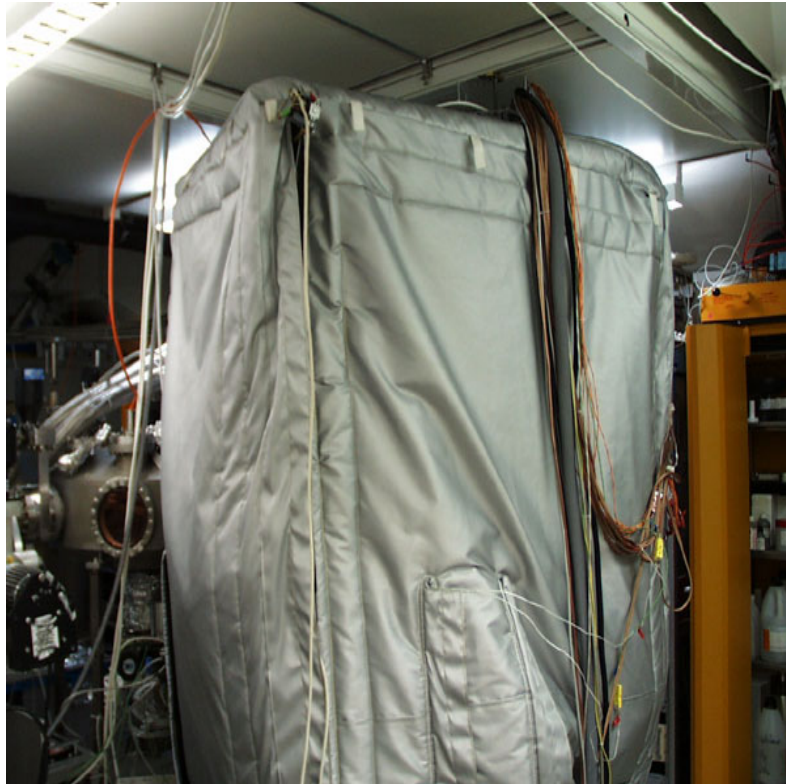


Abbildung 2.16: Das Heizzelt aus Silikon-Glasgewebe von außen. Das Zelt wird auf ein Edelstahl-Gerüst gestülpt und der Innenraum mit Heizstrahlern, vgl. Abb. 2.17 aufgeheizt. [Bra03]

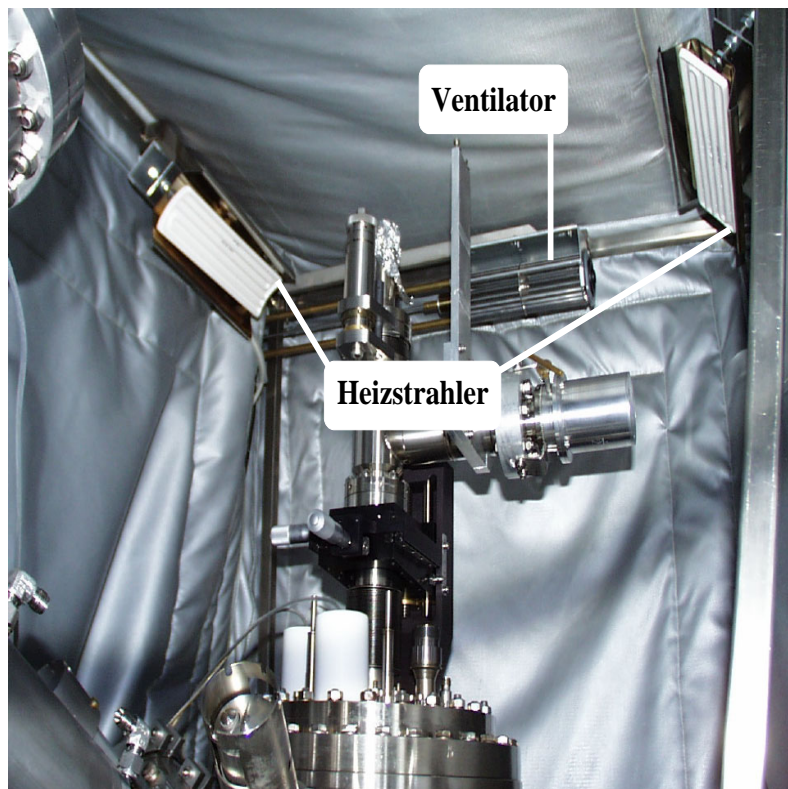


Abbildung 2.17: Das Heizzelt von Innen, zwei Heizstrahler und ein Ventilator zum Umwälzen der heißen Luft. [Bra03]

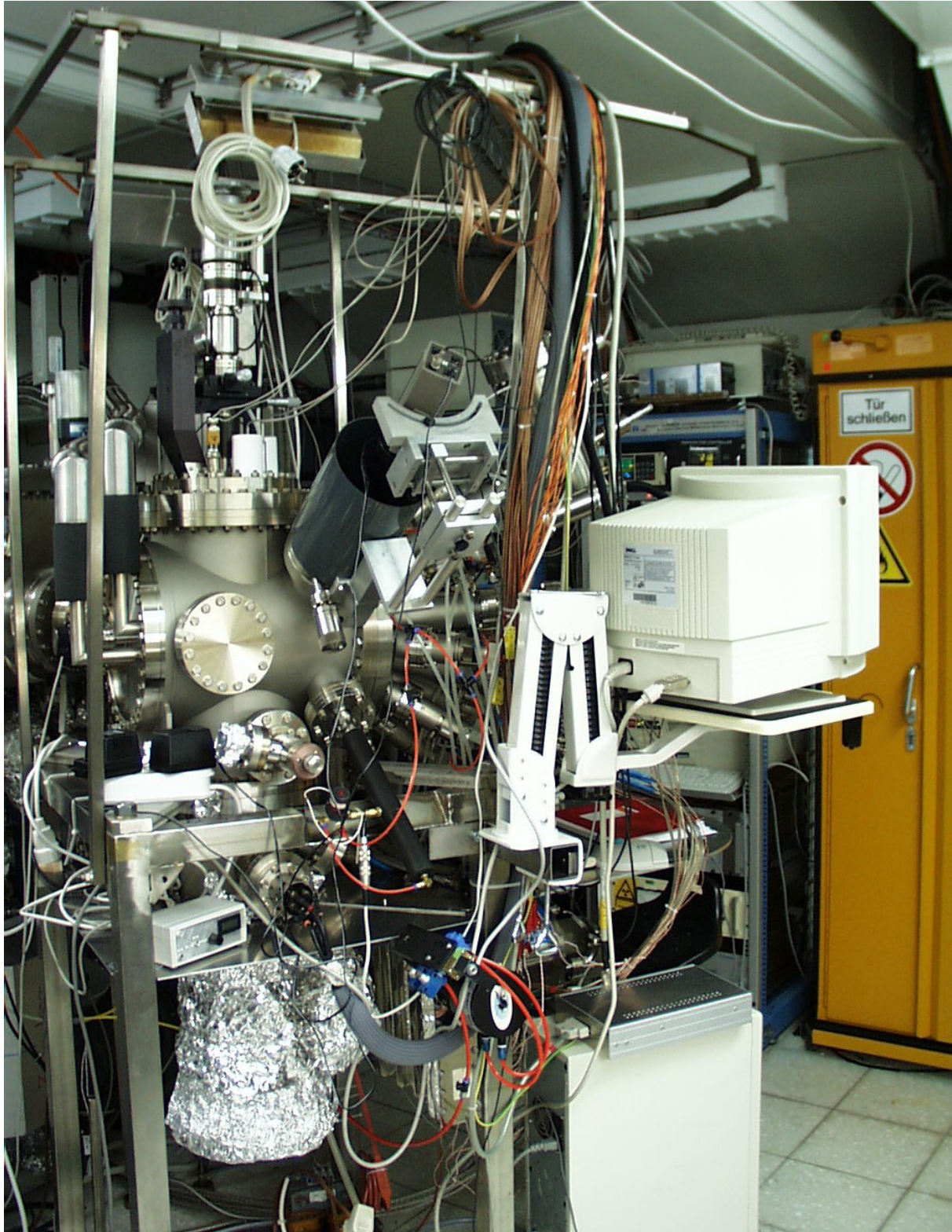


Abbildung 2.18: Die Molekular-Strahl-Epitaxie-Kammer mit der dazugehörigen Elektronik zur Herstellung von III-V Halbleitern kombiniert mit Mangan. Das Edelstahl-Gerüst außenherum wird zum Tragen des Ausheiz-Zeltes benötigt, vgl. Abb. 2.16.

2.5 Einschleusen und Ausschleusen der Proben

Nach dem Aufkleben der GaAs-Substrate auf den Substrathalter mit Indium, werden die Substrathalter auf einen dafür konstruierten Vier-Flächler in der Schleusen- und Ausheizkammer gesetzt. Diese Kammer wird dazu mit gasförmigem Stickstoff belüftet. Kurz nach dem Abpumpen wird in der Schleusenkammer eine 240 W Halogenlampe 15 Minuten eingeschaltet. Damit wird der Würfel, die Substratstrahler und die Proben ausgeheizt, um vor Allem Wasser abpumpen zu können. Die Temperatur erreicht dabei ca. 300 °C. Enddruck nach dem Heizen und Abkühlen in der Schleusenkammer beträgt $5 \cdot 10^{-8}$ mbar. Danach werden die Substrathalter in die sog. Parkstation umgesetzt. Der Enddruck der Parkstation beträgt ca. $2 \cdot 10^{-10}$ mbar. Über den Zentralmanipulator, hier Enddruck $2 \cdot 10^{-11}$ mbar, werden die Substrathalter in die MBE-Kammer und aus der MBE-Kammer geschleust.

Kapitel 3

Magnetismus - Ferromagnetismus

Zunächst sollen in Kapitel 3.1 alle benötigten magnetischen Grundbegriffe und deren Einheiten im SI-System zusammengestellt werden. In Kapitel 3.2 wird eine makroskopische Klassifizierung verschiedener Materialien in Materialgruppen erfolgen, aufgrund ihres magnetischen Verhaltens abhängig von Temperatur und Stärke des magnetischen Feldes. Im folgenden Kapitel 3.3 folgt eine quantenmechanische Beschreibung eines einzelnen magnetischen Moments im Magnetfeld. Abschließend wird in Kapitel 3.4 auf Zusammenhänge des Ferromagnetismus eingegangen.

3.1 Grundlegende Begriffe des Magnetismus

Ausgangspunkt für die makroskopische Beschreibung der magnetischen Phänomene sind die **Maxwellschen Gleichungen**

$$\operatorname{rot}\mathbf{E} = -\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t}, \quad \operatorname{rot}\mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial\mathbf{D}}{\partial t}, \quad \operatorname{div}\mathbf{D} = \rho, \quad \operatorname{div}\mathbf{B} = 0, \quad (3.1)$$

Dimension von $[\mathbf{E}] = \text{Vm}^{-1}$, von $[\mathbf{H}] = \text{Am}^{-1}$, von $[\mathbf{D}] = \text{Cm}^{-2}$ und von $[\mathbf{B}] = \text{T} = \text{Vsm}^{-2} = \text{Wbm}^{-2}$.

Dabei ist \mathbf{E} die **elektrische Feldstärke**, \mathbf{D} die **dielektrische Polarisation**, \mathbf{H} die **magnetische Feldstärke** (sie ist unabhängig vom umgebenden Medium definiert, ihre Ursache ist der elektrische Strom), \mathbf{B} die **magnetische Induktion oder magnetische Flussdichte** (sie ist vom umgebenden Medium abhängig), \mathbf{j} die Dichte des elektrischen Stromes, ρ die elektrische Ladungsdichte. Alle diese Größen sind räumlich und zeitliche Mittelwerte der entsprechenden mikroskopischen Größen. Im Vakuum gelten die Gleichungen

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0\mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \mu_0\mathbf{H}. \quad (3.2)$$

Dabei sind ε_0 die **Dielektrizitätskonstante des Vakuums** und μ_0 die **Permeabilitätskonstante des Vakuums**. Ist Materie vorhanden, gelten die Gleichungen in 3.2 nicht mehr. Eine Materie erwirbt in einem Magnetfeld ein Dipolmoment (\mathbf{m}). Die Größe des Dipols erworben von einer Probe eines bestimmten Materials in einem gegebenen Feld ist proportional zu ihrem Volumen. Deswegen muss die **dielektrische Polarisation** (\mathbf{P}) und die **Magnetisierung** (\mathbf{M}) (d. h. die Summe der magnetischen Momente pro Volumeneinheit) gemäß den Gleichungen

$$\text{Ferroelektrika : } \mathbf{D} = \varepsilon_0\mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad \text{Ferromagnetika : } \mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}), \quad (3.3)$$

eingeführt werden. Dimension von $[\mathbf{M}] = \text{Am}^{-1}$, von $[\mathbf{P}] = \text{Cm}^{-2}$ und von $[\mathbf{m}] = \text{Am}^2$.

Die Beziehungen 3.3 entsprechen den **Maxwellschen Materialgleichungen**

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} \quad (3.4)$$

mit den Größen ε_r als **relative Dielektrizitätskonstante** und μ_r als **relative magnetische Permeabilität** der entsprechenden Materie. Die Magnetisierung von Materie ist im allgemeinen abhängig von dem Magnetfeld, das auf sie wirkt. Für die meisten Materialien ist \mathbf{M} proportional zu \mathbf{H} (zumindestens wenn \mathbf{H} nicht zu groß ist) und damit kann geschrieben werden

$$\mathbf{M} = \chi \mathbf{H}, \quad (3.5)$$

χ ist die **magnetische Suszeptibilität**, sie ist dimensionslos und eine Eigenschaft der Materie. Aus Gleichung 3.5 und 3.3 folgt:

$$\mathbf{B} = \mu_0 (1 + \chi) \mathbf{H} \quad (3.6)$$

und mit Gleichung 3.4 folgt

$$\mu_r = 1 + \chi, \quad (3.7)$$

wobei μ_r die **magnetische Permeabilität** genannt wird und die Proportionalität zwischen \mathbf{B} und \mathbf{H} ausdrückt. Sowohl μ_r als auch χ können verwendet werden um Materie zu charakterisieren.

3.2 Klassifizierung der Materialien durch ihre magnetische Eigenschaft

Bei der folgenden makroskopischen Klassifizierung verschiedener Materialien in Materialgruppen, aufgrund ihres magnetischen Verhaltens abhängig von Temperatur und Stärke des magnetischen Feldes werden fünf Gruppen unterschieden: Diamagneten, Paramagneten, Ferromagneten, Antiferromagneten und Ferrimagneten, vgl. Tabelle 3.1.

Es wurde χ als Verhältnis der Magnetisierung, d. h. magnetisches Moment pro Volumeneinheit zum magnetischen Feld definiert, vgl. Gleichung 3.5. Ändert sich die Temperatur, beeinflusst die thermische Ausdehnung das Volumen und somit indirekt das magnetische Moment des Materials. Die folgende Diskussion über die Temperaturabhängigkeit von χ ist nur gültig für ein idealisiertes Material in dem keine thermische Ausdehnung stattfindet. Experimentell ist es viel leichter die Masse einer Probe festzustellen als das Volumen. Es ist deshalb einfacher das Ergebnis einer Messung als Term aus magnetischem Moment pro Einheitsmasse anzugeben. Damit gilt für die Suszeptibilität bezogen auf die Masse

$$\chi_m = \frac{\chi}{\rho} \quad (3.8)$$

ρ ist Dichte, Dimension von $[\chi_m] = \text{m}^3 \text{kg}^{-1}$.

Im weiteren ist es einfacher χ zu verwenden, da es dimensionslos ist.

Bei den **Diamagneten** ist $\chi < 0$ und ihr Wert ist unabhängig von der Temperatur. Ist $\chi > 0$ ergibt es keinen Sinn die Materialien nach der Größe von χ zu unterscheiden, da χ mit zunehmender Temperatur ein abnehmendes Verhalten zeigt. Experimentell ist bestätigt, dass für alle Materialien bei denen $\chi > 0$ ist, bei ausreichend hoher Temperatur T gilt

$$\chi = \frac{C}{T \pm \theta}, \quad (3.9)$$

wobei C und θ positive Konstanten sind, unterschiedlich für jedes Material. Für die **Paramagneten** ist $\theta = 0$ (damit ist χ positiv) und die Gleichung 3.9 wird bis zu niedrigsten Temperaturen erfüllt. Bei allen anderen Materialien wird mit abnehmender Temperatur diese Gleichung 3.9 bei einer sogenannten kritischen Temperatur ungültig.

Steht in Gleichung 3.9 eine Differenz im Nenner, wird χ sehr groß, wenn sich die Temperatur T der positiven Konstante θ annähert. Ist $T = \theta$ ist χ unendlich. Eine unendliche Suszeptibilität beinhaltet, dass eine endliche Magnetisierung auch bei nicht vorhandenem magnetischem Feld vorhanden ist, wie z. B. bei einem Permanentmagneten. Daneben gibt es noch andere Materialien, die in relativ kleinen Feldern stark magnetisiert werden und bei Entfernung des Magnetfeldes ihre Magnetisierung nicht verlieren. Da die Magnetisierung in Abwesenheit eines Feldes verschiedene Größen haben kann, kann diese nicht zur Charakterisierung eines Materials herangezogen werden.

Für relativ kleine Felder (~ 100 mT) nähert sich die Magnetisierung einer konstanten Größe und ändert sich nicht mehr signifikant mit Zunahme des magnetischen Feldes. Dies wird **Sättigungs-Magnetisierung** (M_S) genannt. M_S ist eine Funktion der Temperatur, die bei der kritischen Temperatur Null wird.

Steht in Gleichung 3.9 die Differenz im Nenner, können zwei weitere Materialgruppen (**Ferromagneten** und **Ferrimagneten**) unterschieden werden. Materialien zugehörig zu einer dieser Gruppen erfüllen Gleichung 3.9 bis zu einer ausgezeichneten Temperatur $T = \theta$. Diese kritische Temperatur wird **Curie-Temperatur** (T_C) genannt und hat für jedes Material einen anderen Wert, wobei M_S für eine vorgegebene Temperatur verschieden ist. Wird $M_S(T)$ für zwei verschiedene Materialien bei Temperaturen gemessen, so dass T/T_C den gleichen Wert ergibt, ergibt sich für beide Materialien der gleiche Wert für $M_S(T)/M_S(0)$. $M_S(T)$ bezeichnet die Größe M_S bei der absoluten Temperatur T . D. h. wenn in einem Graphen $M_S(T)/M_S(0)$ gegen T/T_C für verschiedene Materialien aufgetragen wird, werden sich die Graphen überlagern. In Abb. 3.1 ist dieses Verhalten schematisch dargestellt. Wie zu sehen, tendiert die spontane Magnetisierung gegen einen konstanten Wert wenn T gegen Null geht. Wenn T zunimmt, nimmt M_S immer stärker ab. Materialien in dieser Gruppe werden **ferromagnetisch** genannt.

Materialien in der zweiten Gruppe, genannt **ferrimagnetische Materialien**, weichen für einen großen Temperaturbereich stark von der Gleichung 3.9 ab. Die Gleichung ist nur erfüllt für Temperaturen groß im Vergleich zur Curie-Temperatur. Für verschiedene ferrimagnetische Materialien können Auftragungen $M_S(T)/M_S(0)$ gegen T/T_C normalerweise nicht überlagert werden.

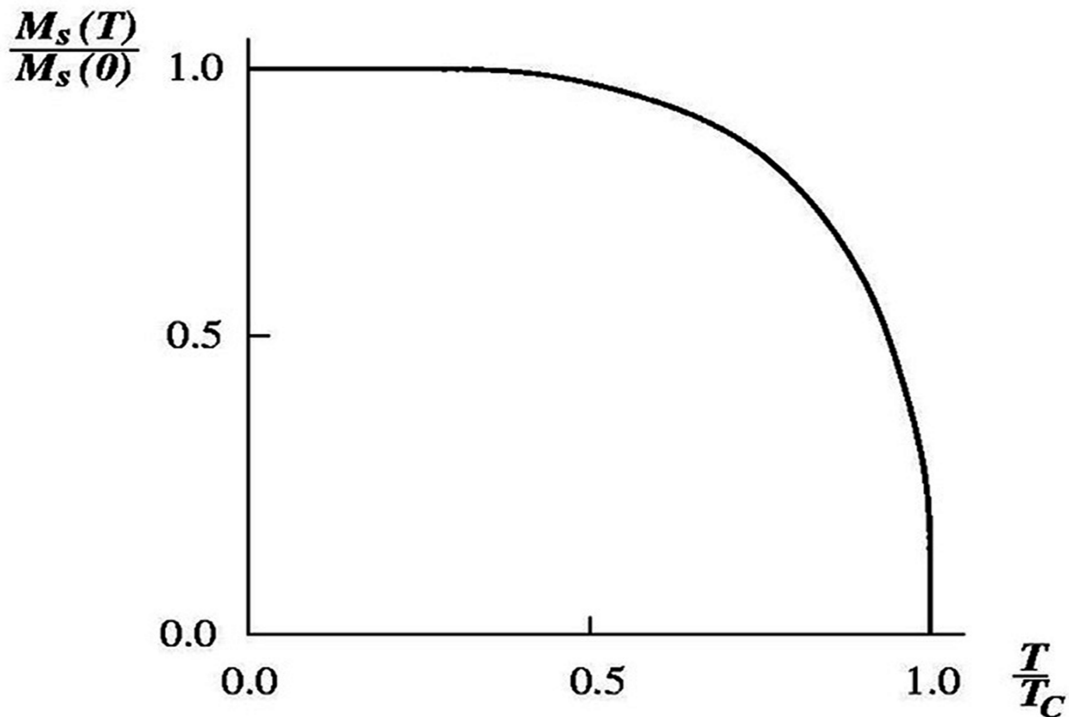


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der spontanen Magnetisierung in Abhängigkeit der Temperatur in ferromagnetischen Materialien. [Jak94]

Die letzte Materialgruppe ähnelt den Paramagneten, da sie eine kleine positive Suszeptibilität bei allen Temperaturen besitzen. χ nimmt nicht stetig ab mit abnehmender Temperatur. Bei hohen Temperaturen folgen sie der Gleichung 3.9, wobei θ normalerweise ein positives Vorzeichen hat. Bei einer kritischen Temperatur, in diesem Fall Néel Temperatur (T_N) genannt, wird die Gleichung 3.9 nicht mehr erfüllt. Aber unterhalb von T_N nimmt die Suszeptibilität in der Regel mit abnehmender Temperatur ab. Diese Materialien heißen **antiferromagnetisch**. Antiferromagnetisch sind z. B. Mangan-Atome auf Zwischengitterplätzen in (Ga,Mn)As [Bli03].

Diese Einteilung in fünf verschiedene Gruppen und ihr Merkmale mit denen sie unterschieden werden, sind in der Tabelle 3.1 zusammengestellt. Die Eigenschaften, die oben diskutiert wurden, sind in der zweiten und fünften Spalte aufgelistet.

Gruppe	kritische Temperatur	Größe von χ	Temperaturänderung von χ	spontane Magnetisierung	Aufbau in atomarer Skala	Beispiele
Diamagnet	keine	ungefähr 10^{-6} bis 10^{-5}	konstant	keine	Atome haben kein permanentes Dipolmoment.	Edelgase, diatomare Moleküle
Paramagnet	keine	ungefähr 10^{-5} bis 10^{-3}	$\chi = \frac{C}{T}$	keine	Atome haben permanentes Dipolmoment. Nachbar-momente wechselwirken nicht.	einige Metalle, z. B. Cr, Mn; Seltenerdmetalle und deren Oxide
Ferromagnet	Curie-Temperatur T_C	groß (unterhalb T_C)	oberhalb T_C : $\chi = \frac{C}{T-\theta}$, mit $\theta \approx T_C$	unterhalb T_C : $\frac{M_S(T)}{M_S(0)}$ aufgetragen oberhalb T_C : keine	Atome besitzen permanentes Dipolmoment. Wechselwirkung erzeugt $\uparrow\uparrow$ Ausrichtung.	Übergangsmetalle Fe, Co, Ni; Verbindungen mit magnetischen Elementen; einige Verbindungen mit Mn, z. B. (Ga,Mn)As.
Ferrimagnet	Curie-Temperatur T_C	vgl. Ferromagnet	oberhalb T_C : $\chi = \frac{C}{T-\theta}$, mit $\theta \neq T_C$	unterhalb T_C : folgt keiner allg. gültigen Kurve; oberhalb T_C : keine	Atome besitzen permanentes Dipolmoment. Wechselwirkung erzeugt $\uparrow\downarrow$ Ausrichtung, aber Momente ungleich.	Fe_3O_4 ; verschiedene Oxide von Eisen.
Antiferromagnet	Néel-Temperatur T_N	vgl. Paramagnet	oberhalb T_N : $\chi = \frac{C}{T\pm\theta}$, mit $\theta \neq T_N$ unterhalb T_N , χ nimmt ab anisotrop	keine	Atome besitzen permanentes Dipolmoment. Wechselwirkung erzeugt $\uparrow\downarrow$ Ausrichtung.	viele Verbindungen der Übergangsmetalle, z. B. MnO, CoO, NiO, MnS, MnSe; Mn₂ in (Ga,Mn)As[Bi03]

Tabelle 3.1: Makroskopische Klassifizierung verschiedener Materialien in fünf Materialgruppen, aufgrund ihres magnetischen Verhaltens abhängig von Temperatur und Stärke des magnetischen Feldes. [Jak94]

3.3 Quantenmechanische Beschreibung des Magnetismus

Im folgenden soll ein einzelnes Atom und seine Wechselwirkung mit einem magnetischen Feld diskutiert werden. Dabei werden Wechselwirkungen zwischen den magnetischen Momenten verschiedener Atome und Wechselwirkungen zwischen den Atomen und ihrer Umgebung vernachlässigt.

Es wird die Magnetisierung eines Paramagneten betrachtet und daraus die Brillouin-Funktion hergeleitet und ein Bezug zum klassischen Curie-Gesetz eines Paramagneten gezogen. Die Hund'schen Regeln werden kurz aufgezeigt, um sie in Kapitel 3.4.4 anwenden zu können.

3.3.1 Ein Atom im magnetischen Feld

Ein Elektron-Spin besitzt in einem magnetischen Feld die Energie $E = \mathbf{mB}$, dies entspricht parallel zu einer ausgezeichneten Achse

$$E = g\mu_B m_s B, \quad (3.10)$$

wobei das Bohrsche Magneton $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$, der konstante g-Faktor $g \approx 2$ und die Komponente des Eigendrehimpulses $m_s = \pm\frac{1}{2}$ ist. Damit ist $E \approx \pm\mu_B B$. Ist die Position eines i-ten Elektrons im Atom \mathbf{r}_i und besitzt es einen Impuls \mathbf{p}_i , dann ist der Gesamtdrehimpuls $\hbar\mathbf{L}$ gegeben mit

$$\hbar\mathbf{L} = \sum_i^Z \mathbf{r}_i \times \mathbf{p}_i, \quad (3.11)$$

wobei über alle Z Elektronen eines Atoms summiert wird.

Für ein Atom sei ein Hamilton-Operator $\hat{\mathcal{H}}_0$ mit bekannten Eigenzuständen und Eigenwerten wie folgt angenommen:

$$\hat{\mathcal{H}}_0 = \sum_{i=1}^Z \left(\frac{p_i^2}{2m_e} + V_i \right), \quad (3.12)$$

die Summe aus Z Elektronen eines Atoms unter Berücksichtigung der kinetischer Energie $p_i^2/2m_e$ des i-ten Elektrons und der potentiellen Energie V_i des i-ten Elektrons.

Weiter sei ein magnetisches Feld \mathbf{B} gegeben:

$$\mathbf{B} = \text{rot}\mathbf{A}, \quad (3.13)$$

mit dem magnetischen Vektorpotential \mathbf{A} , wobei gilt:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{B} \times \mathbf{r}}{2}. \quad (3.14)$$

Mit dem kanonischen Impuls $\tilde{\mathbf{p}}_i = m_e \mathbf{v} + q\mathbf{A}$ und der Ladung $-e$ eines Elektrons wird die kinetische Energie geschrieben $[\mathbf{p}_i + e\mathbf{A}(\mathbf{r}_i)]^2/2m_e$ und daraus folgt für den Hamilton-Operator mit einem Störterm (Zeeman-Effekt):

$$\hat{\mathcal{H}} = \sum_{i=1}^Z \left(\frac{[\mathbf{p}_i + e\mathbf{A}(\mathbf{r}_i)]^2}{2m_e} + V_i \right) + g\mu_B \mathbf{B} \cdot \mathbf{S} \quad (3.15)$$

$$= \sum_{i=1}^Z \left(\frac{p_i^2}{2m_e} + V_i \right) + \frac{\mu_B}{\hbar} \sum_{i=1}^Z \mathbf{B}(\mathbf{p}_i \times \mathbf{r}_i) + \frac{e^2}{8m_e} \sum_{i=1}^Z (\mathbf{B} \times \mathbf{r}_i)^2 + g\mu_B \mathbf{B} \cdot \mathbf{S} \quad (3.16)$$

$$= \sum_{i=1}^Z \left(\frac{p_i^2}{2m_e} + V_i \right) + \mu_B (\mathbf{L} + g\mathbf{S}) \cdot \mathbf{B} + \frac{e^2}{8m_e} \sum_{i=1}^Z (\mathbf{B} \times \mathbf{r}_i)^2 \quad (3.17)$$

$$= \hat{\mathcal{H}}_0 + \mu_B (\mathbf{L} + g\mathbf{S}) \cdot \mathbf{B} + \frac{e^2}{8m_e} \sum_i^Z (\mathbf{B} \times \mathbf{r}_i)^2 \quad (3.18)$$

Der zweite Term ist der paramagnetische Anteil, der dritte der diamagnetische Anteil.

3.3.2 Paramagnetismus

Der Paramagnetismus ist gekennzeichnet durch eine positive Suszeptibilität, d. h. ein äußeres Magnetfeld erzeugt eine Magnetisierung, die parallel zum äußeren Feld gerichtet ist. Im folgenden sollen Atome betrachtet werden, die ungepaarte Elektronen haben und damit ein magnetisches Moment besitzen auch ohne äußeres magnetisches Feld.

Das magnetische Moment eines Atoms ist verknüpft mit dem Gesamt-Drehmoment \mathbf{J} , als Summe der Bahn-Drehmomente \mathbf{L} und der Eigendrehmomente \mathbf{S} :

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}, \quad (3.19)$$

wobei im Weiteren diese Größen in Einheiten von \hbar angegeben werden. Außerdem wird angenommen, dass jedes Atom ein magnetisches Moment der Größe μ hat.

Obgleich eine Zunahme des magnetischen Feldes die Spins ausrichtet, unterwirft eine Zunahme der Temperatur die Spins wieder einer zufälligen Ausrichtung. Aufgrund dieses gegensätzlichen Verhaltens wird erwartet, dass die Magnetisierung eines paramagnetischen Materials vom Verhältnis B/T abhängig ist.

3.3.2.1 Der Paramagnetismus für $J = \frac{1}{2}$

Um ein quantenmechanisches System diskutieren zu können, wird zur Vereinfachung im folgenden ein Quanten-Spin $J = \frac{1}{2}$ angenommen. Dabei gibt es für die z Komponente des magnetischen Moments nur zwei mögliche Größen: $m_J = \pm \frac{1}{2}$. Der Spin kann entweder parallel oder antiparallel zu B ausgerichtet sein. Deshalb ist das magnetische Moment entweder $-\mu_B$ oder μ_B , und die dazugehörige Energie E ist $-\mu_B B$ oder $\mu_B B$ (unter der Annahme $g = 2$). Allgemein gilt in einem System mit zwei möglichen Energieniveaus E_1 und E_2 für den Erwartungswert [Blu01]

$$\langle E \rangle = \frac{E_1 e^{\frac{-E_1}{k_B T}} + E_2 e^{\frac{-E_2}{k_B T}}}{e^{\frac{-E_1}{k_B T}} + e^{\frac{-E_2}{k_B T}}} \quad (3.20)$$

und damit gilt:

$$\langle m \rangle = \langle g \mu_B m_J \rangle = \langle \frac{E}{B} \rangle = \frac{-\mu_B e^{\frac{\mu_B B}{k_B T}} + \mu_B e^{\frac{-\mu_B B}{k_B T}}}{e^{\frac{\mu_B B}{k_B T}} + e^{\frac{-\mu_B B}{k_B T}}} \quad (3.21)$$

$$= \mu_B \tanh\left(\frac{\mu_B B}{k_B T}\right). \quad (3.22)$$

n bezeichne die Anzahl der magnetischen Momente pro Volumeneinheit. Die Sättigungsmagnetisierung M_S ist die maximale Magnetisierung die erreicht werden kann, wenn alle Momente ausgerichtet sind, so dass gilt: $M_S = n\mu = ng\mu_B J = n\mu_B$, wobei $J = \frac{1}{2}$ und $g = 2$ ist. Definiert man $y := \mu_B B/k_B T = g\mu_B J B/k_B T$, erhält man

$$\frac{M}{M_S} = \frac{\langle g \mu_B m_J \rangle}{\mu_B} = \frac{\langle m_J \rangle}{J} = \tanh y. \quad (3.23)$$

In einem kleinen äußeren Feld ist $\tanh(\mu_B B/k_B T) \approx \mu_B B/k_B T$ und

$$\chi = \frac{\mu_0 M}{B} = \frac{\mu_0}{B} n \mu_B \frac{\mu_B B}{k_B T} = \frac{n \mu_0 \mu_B^2}{k_B T}. \quad (3.24)$$

3.3.2.2 Die Brillouin-Funktion

Im folgenden sei angenommen, dass J einen beliebigen ganzzahligen oder halbzahligen Wert annehme. Die Verteilungs-Funktion Z ist die Summe der Boltzmann-Wahrscheinlichkeiten gewichtet bei Entartungen und ist gegeben mit

$$Z = \sum_{m_J=-J}^J e^{\frac{E_{m_J}}{k_B T}} = \sum_{m_J=-J}^J e^{\frac{m_J g_J \mu_B B}{k_B T}}. \quad (3.25)$$

Definiert man $x = g_J \mu_B B / k_B T$, erhält man

$$\langle m_J \rangle = \frac{\sum_{m_J=-J}^J m_J e^{m_J x}}{\sum_{m_J=-J}^J e^{m_J x}} = \frac{1}{Z} \frac{\partial Z}{\partial x}, \quad (3.26)$$

so dass mit dem magnetischen Moment $m = g_J \mu_B m_J$ und $\frac{\partial B}{\partial x} = \frac{k_B T}{g_J \mu_B}$ gilt:

$$M = n \langle m \rangle = n g_J \mu_B \langle m_J \rangle = \frac{n g_J \mu_B}{Z} \frac{\partial Z}{\partial B} \frac{\partial B}{\partial x} = n k_B T \frac{\partial \ln Z}{\partial B}. \quad (3.27)$$

Mit der geometrischen Reihe $\sum_{j=1}^M ar^{j-1} = \frac{a(1-r^M)}{1-r}$ und

$$Z = \sum_{m_J=-J}^J e^{(m_J x)} = \sum_{m_J=1}^{2J+1} e^{[(m_J-1)x]} e^{[-Jx]} \quad (3.28)$$

ergibt sich

$$Z = \frac{\sinh[(2J+1)\frac{x}{2}]}{\sinh[\frac{x}{2}]}. \quad (3.29)$$

Wegen Gleichung 3.23 gilt

$$M = M_S \frac{\langle m_J \rangle}{J} \quad (3.30)$$

und mit Gleichung 3.27 gilt

$$M = n g_J \mu_B \langle m_J \rangle, \quad (3.31)$$

daraus folgt für die Sättigungs-Magnetisierung

$$M_S = n g_J \mu_B J. \quad (3.32)$$

Mit der Definition

$$y := xJ = \frac{g_J \mu_B J B}{k_B T} \quad (3.33)$$

ergibt sich für die Magnetisierung

$$M = n g_J \mu_B \langle m_J \rangle = M_S B_J(y), \text{ mit } B_J(y) = \frac{\langle m_J \rangle}{J} = \frac{1}{ZJ} \frac{\partial Z}{\partial x} \quad (3.34)$$

wobei mit Gleichung 3.29 für die Brillouin-Funktion $B_J(y)$ gilt

$$B_J(y) = \frac{2J+1}{2J} \coth\left(\frac{2J+1}{2J}y\right) - \frac{1}{2J} \coth\left(\frac{y}{2J}\right). \quad (3.35)$$

Diese Brillouin-Funktion $B_J(y)$ ist in Abb. 3.2 für verschiedene J dargestellt.

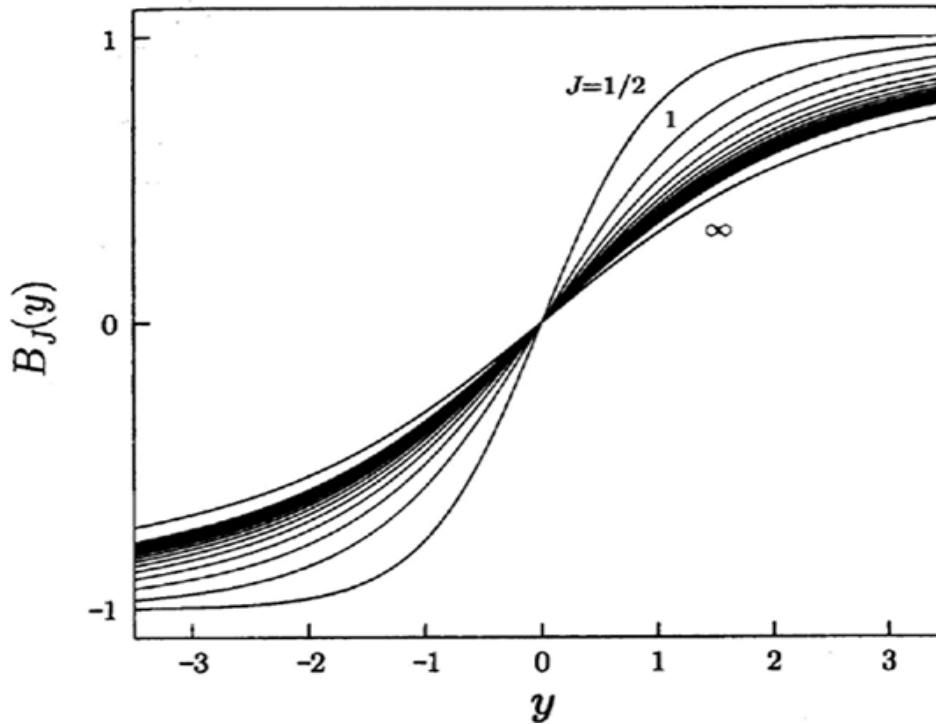


Abbildung 3.2: Die Magnetisierung eines Paramagneten mit einer Quanten-Zahl J folgt einer Brillouin-Funktion $B_J(y)$. Für die Werte $J = \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, 2, \frac{5}{2}, \dots$ und $J = \infty$ ist diese Brillouin-Funktion dargestellt. [Blu01]

Die Brillouin-Funktion besitzt hilfreiche Grenzfälle, z. B. für $J = \infty$ entspricht $B_J(y)$ der Langevin Funktion:

$$B_\infty(y) = L(y) = \coth(y) - \frac{1}{y} \quad (3.36)$$

oder ist $J = \frac{1}{2}$, reduziert sich $B_J(y)$ zu

$$B_{\frac{1}{2}}(y) = \frac{1}{\coth y} = \tanh(y). \quad (3.37)$$

Für kleine y ist $\coth y = \frac{1}{y} + \frac{y}{3} + O(y^3)$ und damit kann Gleichung 3.35 vereinfacht werden zu:

$$B_J(y) = \frac{(J+1)y}{3J} + O(y^3). \quad (3.38)$$

Damit ist für ein kleines magnetisches Feld die Suszeptibilität χ gegeben durch

$$\chi = \frac{M}{H} \approx \frac{\mu_0 M}{B} = \frac{\mu_0}{B} M_S B_J(y) = \frac{\mu_0}{B} n g_J \mu_B J \frac{(J+1)y}{3J} = \frac{n \mu_0 \mu_{eff}^2}{3k_B T}. \quad (3.39)$$

Die Messung von χ erlaubt damit die Bestimmung des effektiven Moments

$$\mu_{eff} = g_J \mu_B \sqrt{J(J+1)}, \quad (3.40)$$

wobei g_J der Landé g-Faktor ist mit

$$g_J = \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}. \quad (3.41)$$

Gleichung 3.39 ähnelt dem klassischen **Curie-Gesetz** $\chi = \frac{C_{Curie}}{T}$ (vgl. Tabelle 3.1), wobei $C_{Curie} = \frac{n \mu_0 g_J^2 (J+1) J}{3k_B}$ die **Curie-Konstante** ist.

3.3.3 Die Hund'schen Regeln

Ein Atom besitzt viele Elektronen, die sich in abgeschlossenen Elektronenschalen befinden und somit keinen Gesamt-Drehimpuls zeigen. Die übrigen Elektronen in nicht abgeschlossenen Elektronenschalen können wechselwirken und einen Eigen- und Bahndrehimpuls erzeugen. Ein Atom hat einen Gesamtbahndrehimpuls \mathbf{L} und einen Gesamteigendrehimpuls \mathbf{S} . Der Bahndrehimpuls und der Eigendrehimpuls können in $(2L + 1)(2S + 1)$ verschiedenen Weisen miteinander koppeln. Diese unterschiedlichen Konfigurationen benötigen verschieden große Energien. Diese Unterschiede in der Energie bestimmt, wie gut die Elektronen es vermeiden können aufeinander zu treffen und damit wird die Stärke der elektrostatischen Abstoßung festgelegt. Mit den sog. Hund'schen Regeln kann eine Konfiguration gefunden werden, die diese Energie minimiert.

Die Hund'schen Regeln setzen voraus, dass es nur eine nicht abgeschlossene Elektronenschale gibt. Sie sind nur anwendbar für den Grundzustand eines Atoms. Diese empirischen Regeln sind nach abnehmender Wichtigkeit geordnet, d. h. vor einer Anwendung der zweiten Regel muss die erste erfüllt sein.

Erste Hund'sche Regel:

Wähle den Gesamtspin S mit maximalem Wert. Dadurch wird die Coulomb-Energie wegen dem Pauli-Prinzip minimiert. Diese Auswahlregel verbietet Elektronen mit parallelem Spin am gleichen Ort zu sein (d. h. in einer Quantenzahl übereinzustimmen), das vermindert die Coulomb-Abstoßung zwischen den Elektronen.

Zweite Hund'sche Regel:

Wähle eine Bahndrehimpuls L mit maximalem Wert, der mit dem Wert S konsistent ist. Dies wiederum minimiert die Energie eines Atoms. Im klassischen Bild könnte man sagen: Elektronen die sich in der selben Umlaufbahn bewegen vermeiden genau dann eine Berührung, wenn sie sich in die gleiche Richtung bewegen und damit wird die Coulomb-Abstoßung minimiert.

Dritte Hund'sche Regel:

Zum Schluss gilt, ist die Elektronen-Schale höchstens halb voll, ist J gegeben durch $J = |L - S|$ und ist die Elektronen-Schale mehr als halb voll, ist J gegeben mit $J = |L + S|$. Diese dritte Regel entsteht aus dem Versuch die Spin-Bahn-Energie zu minimieren. Man sollte beachten, dass diese dritte Regel nur unter bestimmten Bedingungen anwendbar ist. Die Übergangsmetalle z. B. erfüllen die dritte Hund'sche Regel nicht, die seltenen Erden hingegen folgen der dritten Hund'schen Regel sehr gut.

3.4 Ferromagnetismus

Ein Ferromagnet besitzt sogar ohne äußeres magnetisches Feld eine spontane Magnetisierung. Im folgenden Kapitel 3.4.1 wird ein Modell, die Weiss-Theorie des Ferromagnetismus, das die spontane Magnetisierung eines Ferromagneten ohne äußeres Feld beschreibt, vorgestellt. In den weiteren Kapiteln 3.4.2 und 3.4.3 wird der Einfluss eines Magnetfeldes auf die Magnetisierung eines Ferromagneten beschrieben und das Curie-Weiss-Gesetz hergeleitet. Abschließend werden zwei Modelle mit denen der Ferromagnetismus in (Ga,Mn)As interpretiert werden kann, vorgestellt.

In einem magnetischen Feld ist für einen Ferromagneten ein Hamilton-Operator wie folgt zu lösen

$$\hat{\mathcal{H}} = - \sum_{ij} \mathcal{J}_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j + g\mu_B \sum_j \mathbf{S}_j \cdot \mathbf{B}, \quad (3.42)$$

wobei die Austausch-Konstante \mathcal{J}_{ij} der nächsten Nachbarn in diesem Fall positiv sein muss um eine ferromagnetische Ausrichtung zu garantieren. Der erste Term auf der rechten Seite ist die Heisenberg-Austausch-Energie, der zweite Term die Zeeman-Energie. Im folgenden soll zur Vereinfachung angenommen werden, dass in dem System kein Bahndrehimpuls vorhanden ist, d. h. $L = 0$ und $J = S$.

3.4.1 Die Weiss-Theorie des Ferromagnetismus

Um die Gleichung 3.42 zu lösen, muss eine Näherung verwendet werden. Dazu wird ein **Molekularfeld** $\mathbf{B}_{m.f}$ definiert, wirksam an der i -ten Stelle

$$\mathbf{B}_{m.f} = - \frac{2}{g\mu_B} \sum_j \mathcal{J}_{ij} \mathbf{S}_j. \quad (3.43)$$

Betrachtet man den i -ten Spin, ist die Energie bestimmt durch die Zeemann-Aufspaltung $g\mu_B \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{B}$ und die Austauschwechselwirkung. Die Gesamt-Austauschwechselwirkung zwischen dem i -ten Spin und seinen Nachbarn ist $-2 \sum_j \mathcal{J}_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j$, wobei der Faktor 2 wegen der Doppelzählung notwendig ist¹. Dieser Term kann mit Verwendung von Gleichung 3.43 folgendermaßen geschrieben werden

$$-2\mathbf{S}_i \cdot \sum_j \mathcal{J}_{ij} \mathbf{S}_j = -g\mu_B \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{B}_{m.f}. \quad (3.44)$$

Die Austauschwechselwirkung kann damit mit dem durch die Nachbar-Spins erzeugten effektiven Molekularfeld $\mathbf{B}_{m.f}$ ausgedrückt werden. Damit lautet der effektive Hamilton-Operator

$$\hat{\mathcal{H}} = g\mu_B \sum_i \mathbf{S}_i \cdot (\mathbf{B} + \mathbf{B}_{m.f}). \quad (3.45)$$

$\hat{\mathcal{H}}$ ähnelt einem Hamilton-Operator eines Paramagneten im magnetischen Feld $\mathbf{B} + \mathbf{B}_{m.f}$. Bei einem Ferromagneten bewirkt das Molekularfeld eine parallele Gleichrichtung der benachbarten magnetischen Momente, da die dominierende Wechselwirkung positiv ist.

Nachdem das Molekularfeld die Auswirkung der Ordnung des Systems misst, kann man annehmen

$$\mathbf{B}_{m.f} = \lambda \mathbf{M}, \quad (3.46)$$

¹Der Hamilton-Operator im Heisenberg Modell lautet: $\hat{\mathcal{H}} = - \sum_{ij} \mathcal{J}_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j \Leftrightarrow \hat{\mathcal{H}} = -2 \sum_{i>j} \mathcal{J}_{i>j} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j$

wobei λ eine Konstante ist, die die Stärke des Molekularfeldes als Funktion der Magnetisierung berücksichtigt. Für einen Ferromagneten ist $\lambda > 0$. Wegen der großen Coulomb-Energie, die an der Austauschwechselwirkung beteiligt ist, ist das Molekularfeld in Ferromagneten meistens sehr groß.

Mit Hilfe des Molekularfeldes kann das System als Paramagnet in einem magnetischen Feld $\mathbf{B} + \mathbf{B}_{m,f}$ betrachtet werden. Bei niedrigen Temperaturen können die magnetischen Momente mit dem inneren Molekularfeld ausgerichtet werden, sogar ohne ein vorhandenes äußeres magnetisches Feld. Mit steigender Temperatur zerstören thermische Fluktuationen zunehmend die Magnetisierung und bei einer kritischen Temperatur ist die Ordnung zerstört. Dieses Modell ist bekannt als **Weiss-Theorie des Ferromagnetismus**.

Um Lösungen für diese Theorie zu finden, müssen gleichzeitig die folgenden zwei Gleichungen gelöst werden

$$\frac{M}{M_S} = B_J(y), \quad (\text{vgl. Gleichung 3.34}) \quad (3.47)$$

$$y = \frac{g_J \mu_B J (B + \lambda M)}{k_B T}, \quad (\text{vgl. Gleichung 3.33}), \quad (3.48)$$

wobei $J = S$ und $L = 0$ ist. Ohne den Term λM des Molekularfeldes, entspräche dies der Diskussion in Kapitel 3.3.2.2.

Dieses Problem kann graphisch gelöst werden. Zuerst betrachte man den Fall $B = 0$, so dass $M = k_B T y / g_J \mu_B J \lambda$ ist. D. h. die Gerade, die durch Auftragen von M gegen y entsteht, ist proportional zur Temperatur T , wie in Abb. 3.3 gezeigt. Für hohe Temperaturen gibt es keine gemeinsame Lösung für die Gleichungen 3.47 und 3.48, ausgenommen im Ursprung $y = 0$ und $M_S = 0$. Diese Situation ändert sich, sobald im Ursprung die Steigung der Geraden kleiner ist als die der Brillouin-Funktion. Bei kleinen Temperaturen gibt es dann drei Lösungen, eine bei $M_S = 0$ und zwei weitere bei $M_S \pm$ einem Wert ungleich Null. Die Lösungen ungleich Null sind stabil und die Lösung gleich Null instabil. Besitzt das System eine Sättigungs-Magnetisierung $M_S = 0$ für $T < T_C$, wird eine beliebig kleine Schwankung das System in einen der stabilen Zustände bringen. Das bedeutet, dass unterhalb einer kritischen Temperatur eine nicht-verschwindende Magnetisierung entsteht, die mit fallender Temperatur größer wird. Das Material wird magnetisiert sogar in Abwesenheit eines Feldes. Diese spontane Magnetisierung ist charakteristisch für einen Ferromagneten.

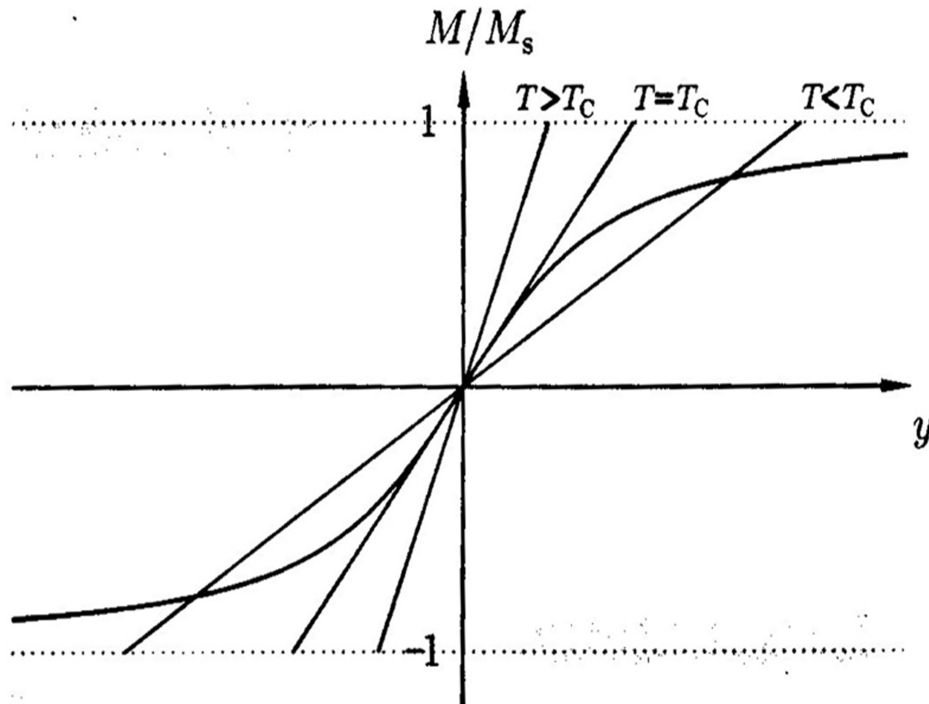


Abbildung 3.3: Weiss-Theorie des Ferromagnetismus: Graphische Lösung der Gleichungen 3.47 und Gleichung 3.48 ohne äußeres Feld B . [Blu01]

Die Temperatur bei der der Phasenübergang zwischen einer nicht magnetischen und einer ferromagnetischen Phase eintritt, kann bestimmt werden, indem man die Steigung der Geraden $M = k_B T y / g_J \mu_B J \lambda M_S$ (aus Gl. 3.48) und der Kurve $M = M_S B_J(y)$ (aus Gl. 3.47) im Nullpunkt gleichsetzt. Für kleine y gilt $B_J(y) = (J + 1)y / 3J + O(y^3)$, vgl. Gleichung 3.38. Damit ist die kritische Temperatur, allgemein bezeichnet als **Curie-Temperatur** T_C , definiert mit

$$T_C = \frac{g_J \mu_B (J + 1) \lambda M_S}{3k_B} = \frac{n \lambda \mu_{eff}^2}{3k_B}. \quad (3.49)$$

Das Molekularfeld $B_{mf} = \lambda M_S$ ist somit $3k_B T_C / g_J \mu_B (J + 1)$ und für einen Ferromagneten mit $J = \frac{1}{2}$ und $T_C \sim 10^3$ K ist $B_{mf} = k_B T_C / \mu_B \sim 1500$ T. Dies ist ein enorm großes wirksames magnetisches Feld und zeigt die Stärke dieser Austauschwechselwirkung.

Lösungen dieser Gleichungen als Funktion der Temperatur für verschiedene Werte J sind in Abb. 3.4 dargestellt. Obwohl die Form der Kurven leicht unterschiedlich ist, besitzen sie grundlegende Gemeinsamkeiten. Die Magnetisierung ist Null für Temperaturen $T \geq T_C$ und ist ungleich Null für $T < T_C$. Die Magnetisierung ist stetig bei $T = T_C$, die Ableitung aber nicht. Dies beschreibt den Phasenübergang zwischen der nicht magnetischen und der ferromagnetischen Phase in dem Modell eines Molekularfeldes.

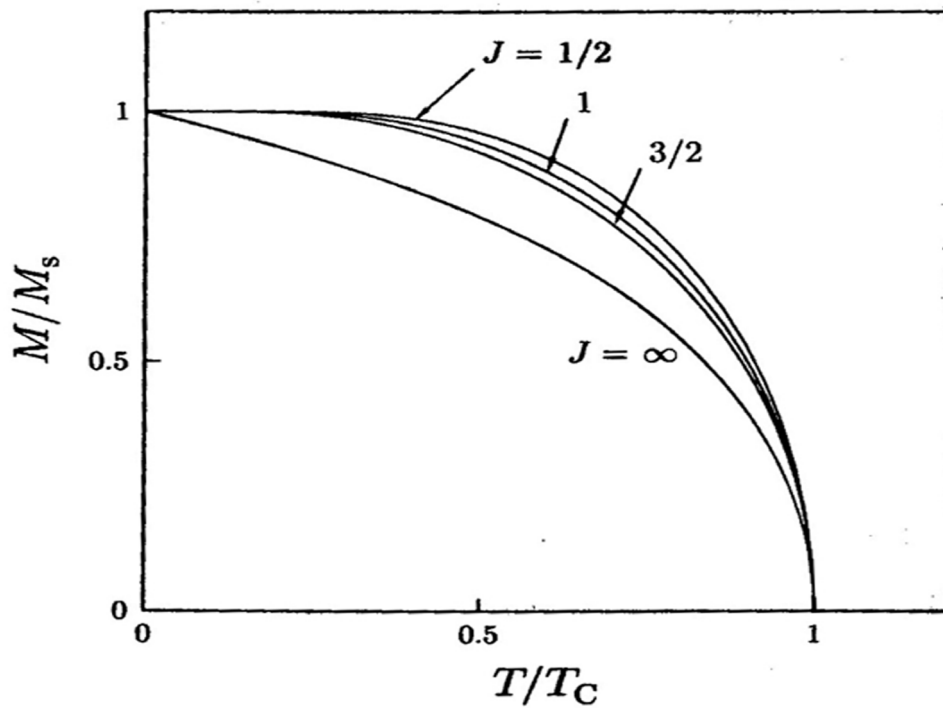


Abbildung 3.4: Weiss-Theorie des Ferromagnetismus: Die durchschnittliche Feld-Magnetisierung als Funktion der Temperatur, dargestellt für verschiedene Werte J . [Blu01]

3.4.2 Der Einfluss des magnetischen Feldes

Ein angelegtes äußeres magnetisches Feld verschiebt die Gerade in der graphischen Lösung der Gleichungen 3.47 und 3.48, vgl. Abb. 3.5. Aufgrund dieser Verschiebung müssen die Lösungen dieser Gleichungen für alle Temperaturen $M \neq 0$ sein und damit findet kein Phasenübergang statt.

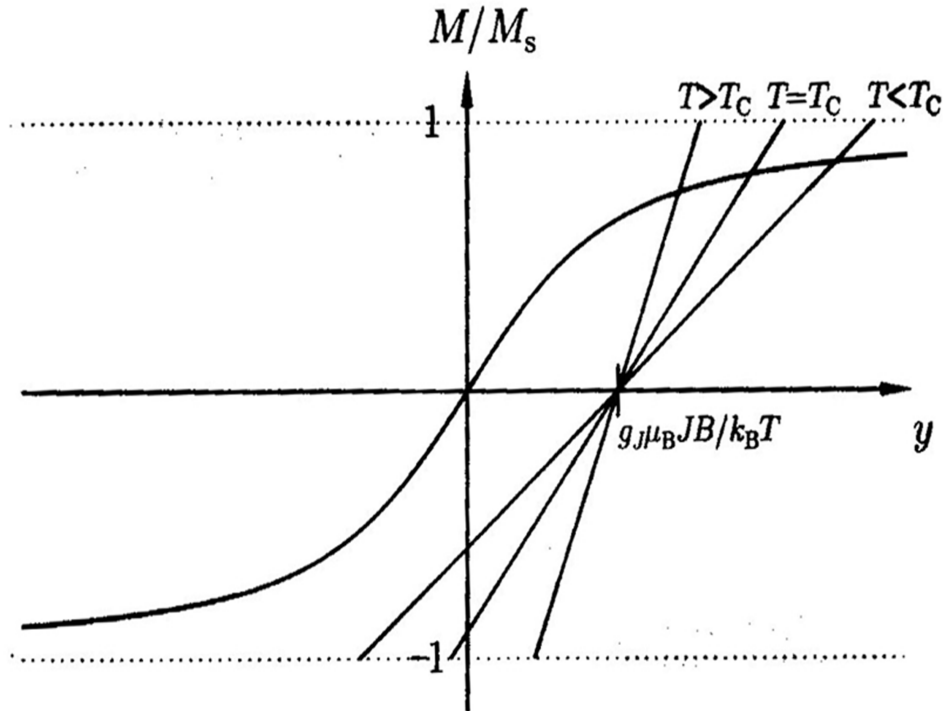


Abbildung 3.5: Graphische Lösung der Gleichungen 3.47 und Gleichung 3.48 mit äußerem magnetischen Feld B . [Blu01]

Für isotrope Ferromagneten in einem äußeren magnetischen Feld ist es energetisch am günstigsten die vorhandene Magnetisierung in Richtung des magnetischen Feldes auszurichten. Graphische Lösungen der Gleichungen 3.47 und 3.48 für eine Reihe von verschiedenen großen Magnetfeldern B sind in Abb. 3.6 gezeigt. Auch für ein magnetisches Feld $B = 0$ bei dem ein Phasenübergang stattfindet, ist eingezeichnet. In diesem Modell ist es nicht notwendig den Einfluss verschiedener Richtungen des Magnetfeldes zu berücksichtigen. In die gleiche Richtung in die das Magnetfeld angelegt wird, wird sich die Magnetisierung drehen. Das Modell berücksichtigt keine mit dem Ferromagneten verknüpfte spezielle Richtung des Ferromagneten. Im Experiment ist allerdings der Einfluss der Anisotropie der Materials zu berücksichtigen.

Für $T = T_C$ ist es möglich den Einfluss des magnetischen Feldes einfach analytisch zu bestimmen. Bei dieser Temperatur ist die Magnetisierung für kleine magnetische Felder gegeben mit $M \propto B^{1/3}$. Um das zu zeigen, ist es notwendig in der Taylorentwicklung von $B_J(y)$ den nächst weiteren Term zu berücksichtigen. Mit $B_J(y) = (J + 1)y/3J - \zeta y^3 + O(y^5)$, wobei ζ eine Konstante ist. Gleichzeitig müssen $M = M_S B_J(y)$ und

$$y = \frac{g_J \mu_B J (B + \lambda M)}{k_B T_C} = \frac{B + \lambda M}{\zeta M_S} \text{ gelöst werden,} \quad (3.50)$$

und nach [Blu01] folgt daraus

$$M = M_S \zeta \frac{(B + \lambda M)}{\lambda} - \lambda M_S \left(\frac{3J(B + \lambda M)}{\lambda(J + 1)M_S} \right)^3 \quad (3.51)$$

und damit gilt

$$B \propto (B + \lambda M)^3 \quad (3.52)$$

und unter der Bedingung $\lambda M \gg B$, ist die rechte Seite vom Term M^3 bestimmend und es gilt $M \propto B^{1/3}$.

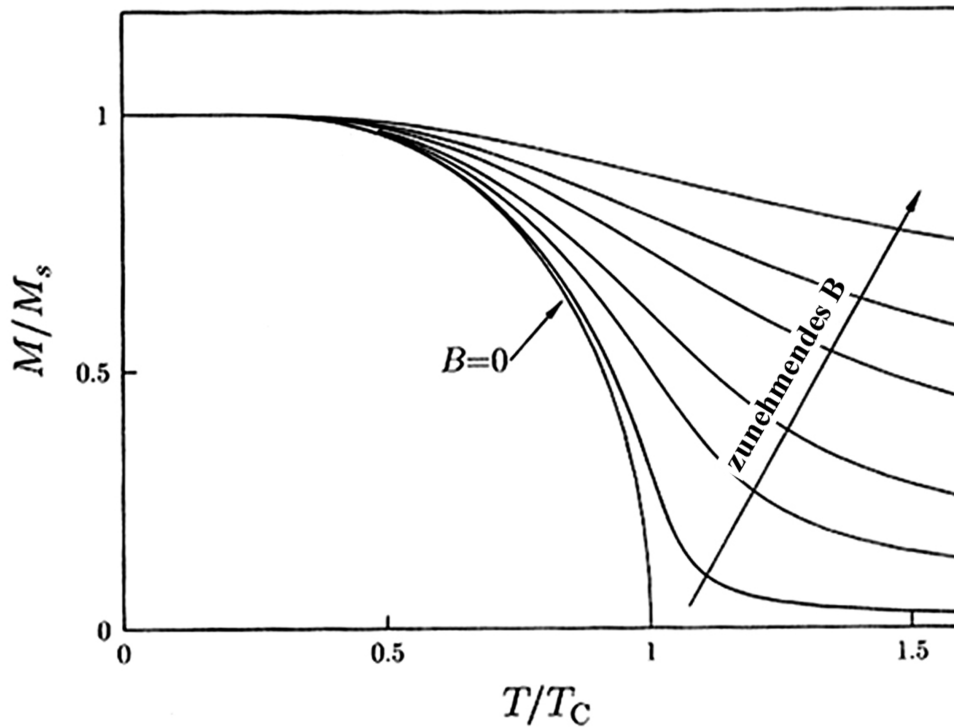


Abbildung 3.6: Die durchschnittliche Magnetisierung als Funktion der Temperatur für $J = \frac{1}{2}$. Für verschieden große äußere magnetische Felder ist die Magnetisierung berechnet und dargestellt. Nur bei einem äußeren Feld $B = 0$ kommt es zum Phasenübergang, d. h. zu einem vollständigen Übergang von der ferromagnetischen in die nicht magnetische Phase bei $T = T_C$. [Blu01]

3.4.3 Die magnetische Suszeptibilität

Ein äußeres magnetisches Feld bei einer Temperatur $T \geq T_C$ führt zu einer kleinen Magnetisierung, so dass für die Brillouin-Funktion die Näherung $y \ll 1$ verwendet werden kann, vergleiche Gleichungen 3.48 und 3.38.

$$\frac{M}{M_S} \approx \frac{g_J \mu_B (J+1)}{3k_B} \left(\frac{B + \lambda M}{T} \right) \quad (3.53)$$

mit Gleichung 3.49 folgt

$$\frac{M}{M_S} \approx \frac{T_C}{\lambda M_S} \left(\frac{B + \lambda M}{T} \right). \quad (3.54)$$

Umgeformt gilt

$$\frac{M}{M_S} \left(1 - \frac{T_C}{T} \right) \approx \frac{T_C B}{\lambda M_S T}, \quad (3.55)$$

damit gilt für die Suszeptibilität das **Curie-Weiss-Gesetz**,

$$\chi = \lim_{B \rightarrow 0} \frac{\mu_0 M}{B} \propto \frac{1}{T - T_C}. \quad (3.56)$$

In der Literatur wird das **Curie-Weiss-Gesetz** (vgl. Tabelle 3.1) häufig formuliert $\chi = \frac{C_{Curie}}{T - T_C}$, mit C_{Curie} als **Curie-Weiss-Konstante**.

3.4.4 Ferromagnetismus in (Ga,Mn)As

Für (Ga,Mn)As ist die Sättigungs-Magnetisierung $M_S(Mn)$ gegeben mit

$$M_S(Mn) = N_{Mn} g \mu_B S_{Mn}, \quad (3.57)$$

wobei N_{Mn} der Mangan-Konzentration, $g = 2$ dem g-Faktor von Mangan, μ_B dem Bohrschen Magneton und S_{Mn} den Spin eines Mangan-Atoms entspricht.

Mögliche Werte für S sind $\frac{5}{2}$ für Mn^{2+} Ionen und $\frac{4}{2}$ für Mn^{3+} Ionen.

Die Suszeptibilität (Ga,Mn)As-Schichten folgt dem Curie-Weiss-Gesetz $\chi = \frac{C}{T-T_C}$, vgl. Gleichung 3.56. [Ohn99B]

Um die Ladungsträger-induzierte ferromagnetische Wechselwirkung in (Ga,Mn)As verstehen zu können, werden zwei Theorie-Ansätze diskutiert. Die eine betrachtet die Wechselwirkung zwischen dem Fermi-See der Ladungsträger und den lokalisierten magnetischen Momenten (vgl. Kapitel 3.4.4.1); Die zweite Theorie diskutiert das d-Band, das von magnetischen Atomen geformt wird (vgl. Kapitel 3.4.4.2).

3.4.4.1 Ladungsträger-induzierter Ferromagnetismus

In diesem Zusammenhang werden zwei Mechanismen diskutiert. Die eine ist die Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY) Wechselwirkung, die andere Wechselwirkung ist unter dem Namen Mean-Field Theorie bekannt. Bei der RKKY Wechselwirkung geht man davon aus, dass die Austauschwechselwirkung zwischen den magnetischen Ionen von den Elektronen im Leitungsband vermittelt wird. Ein lokalisiertes magnetisches Moment spin-polarisiert die Leitungselektronen und diese polarisieren in einem Abstand r nächste Nachbarn des lokalisierten magnetischen Momentes. Die Austauschwechselwirkung ist deshalb eine indirekte, weil sie nicht die direkte Kopplung zwischen den magnetischen Momenten betrachtet. Die Kopplung zeigt eine r -abhängige Austauschwechselwirkung $\mathcal{J}_{RKKY}(r)$ und ist für große r gegeben mit

$$\mathcal{J}_{RKKY}(r) \propto \frac{\cos(2k_F r)}{r^3}, \quad (3.58)$$

unter der Annahme einer Fermi-Kugeloberfläche mit dem Radius k_F .

Die zweite Theorie, die Mean-Field Theorie, betrachtet den Rückkopplungsmechanismus zwischen der Magnetisierungs-Polarisation und der Ladungsträger-Polarisation. Die Magnetisierungs-Polarisation erzeugt eine Ladungsträger-Polarisation, die wiederum eine Magnetisierungs-Polarisation erzeugt [Die01]. Nachdem unter der Annahme einer gleichmäßigen Polarisation der Magnetisierung sich in der Mean-Field Theorie der gleiche Ausdruck für die Curie-Temperatur T_C ergibt wie bei der Annahme einer RKKY Wechselwirkung, ist es schwierig, zwischen diesen beiden zu unterscheiden.

Es konnte gezeigt werden, dass berechnete Curie-Temperaturen unter der Annahme einer RKKY Wechselwirkung gut mit experimentell bestimmten Curie-Temperaturen übereinstimmen [Mat98]. Diese quantitative Übereinstimmung zeigt, dass die Annahme einer RKKY Wechselwirkung (und damit auch einer Mean Field Theorie) eine gute Basis ist, um den Ferromagnetismus in (Ga,Mn)As insbesondere für metallische Proben zu verstehen.

Auf der Basis der Mean-Field Theorie ist die Curie-Temperatur T_C berechnet und in Abb. 3.7 in Abhängigkeit der Löcherkonzentration dargestellt [Ohn99B]. Aus theoretischen Berechnungen

in [Die00] kann eine Abhängigkeit der Curie-Temperatur T_C von der Löcherkonzentration p abgeleitet werden

$$T_C = Cxp^{1/3}, \quad (3.59)$$

wobei x der molare Anteil der substitutionellen Mn^{2+} Ionen, p die Löcherkonzentration und C eine materialabhängige Konstante ist [Yu02C].

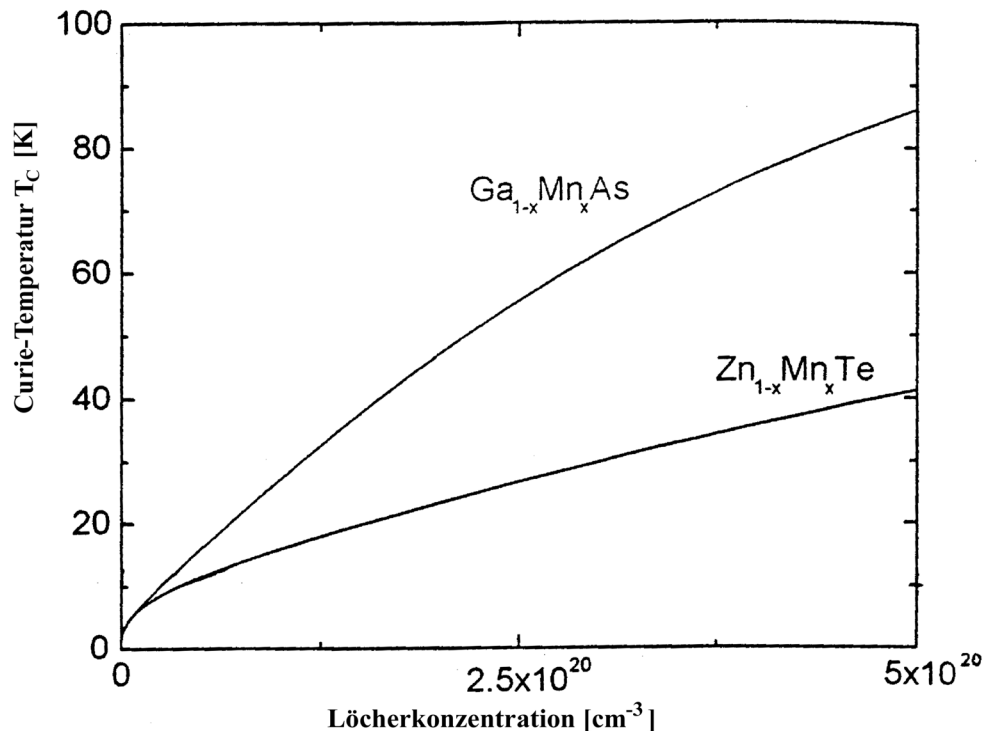


Abbildung 3.7: Curie-Temperatur T_C der Ferromagneten $(Ga,Mn)As$ und $(Zn,Mn)Te$ als Funktion der Löcherkonzentration, berechnet mit der Mean-Field Theorie. [Die00]

Die Mean-Field Theorie hat sich im Experiment bestätigt [Die00] [Mat98] [Ohn98]. Zur Vollständigkeit soll eine weitere Theorie, die noch immer diskutiert wird vorgestellt werden. Genannt wird diese Theorie Doppelter Austausch [Zen51] [Aka98].

3.4.4.2 Doppelter Austausch

Eine ferromagnetische Austauschwechselwirkung kann entstehen, wenn die magnetischen Ionen eine verschiedene Wertigkeit besitzen. Ein Beispiel sind Verbindungen in denen Mangan-Ionen im Zustand Mn^{3+} oder Mn^{2+} vorkommen und das d-Band eines III-V Materials bestimmen.

Die ferromagnetische Ausrichtung aufgrund eines doppelten Austausch-Mechanismus kann mit Hilfe der Abb. 3.8 anschaulich erklärt werden. e_g und t_{2g} bezeichne die Energieniveaus der d-Elektronenschale. Das e_g Elektron eines Mn^{3+} Ions kann zu einer benachbarten Seite nur springen, wenn es dort eine Leerstelle des gleichen Spin gibt (Hopping-Prozesse finden nur statt ohne Änderung der Spin-Richtung des springenden Elektrons). Grundvoraussetzung ist, dass ein Nachbar-Atom Mn^{4+} vorhanden ist, das kein Elektron in der e_g Schale hat. Zwischen den e_g Elektronen und den drei Elektronen im t_{2g} Niveau gibt es eine starke Austauschwechselwirkung, die alle Spins der Elektronen in die gleiche Richtung ausrichten will (vgl. Hund'sche Regel 1, Kapitel 3.3.3). Für ein e_g Elektron ist es damit nicht möglich, zu einem Nachbar-Atom zu

springen, das einen antiparallele t_{2g} Spin besitzt (vgl. Abb. 3.8 b). Eine ferromagnetische Ausrichtung der Nachbar-Ionen macht es möglich, dass ein e_g Elektron durch den Kristall springen kann und das Material wird metallisch.

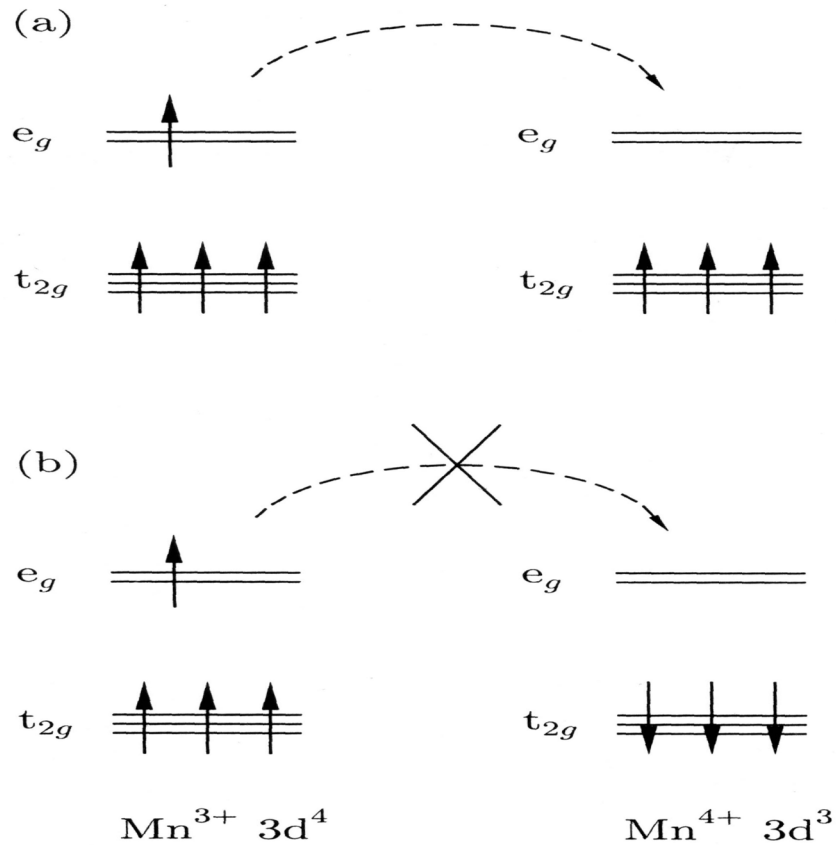


Abbildung 3.8: Ein doppelter Austausch-Mechanismus erzeugt eine ferromagnetische Kopplung zwischen den Mn^{3+} und Mn^{4+} Ionen. Die Austauschwechselwirkung bevorzugt Hopping-Prozesse wenn (a) die Nachbar-Ionen ferromagnetisch ausgerichtet sind und keine, wenn (b) die Nachbar-Ionen antiferromagnetisch ausgerichtet sind. [Blu01]

Kapitel 4

Charakterisierungsmethoden für epitaktische GaAs-Verbindungen

4.1 Charakterisierung mit Röntgenstrahlen

Hochauflösende Röntgenbeugung (HRXRD¹) ist eine zerstörungsfreie Methode und gestattet Aufschlüsse über Gitterkonstante, Schichtaufbau, Zusammensetzungen, Spannungszustände und Mosaizität (Güte bzgl. verkippter Netzebenen).

Alle Röntgenbeugungs-Messungen wurden an einem Philips X'Pert System, ausgerüstet mit einem 4-Kristall-Ge(220) Monochromator, durchgeführt. Vor dem Detektor können verschiedenen breite Schlitze montiert werden oder ein 2-Kristall Analysator.

Mit Aufnahme eines Röntgendiffraktogramms eines symmetrischen (004) Reflexes kann die Vergrößerung der vertikalen Schicht-Gitterkonstante im Vergleich zum GaAs-Substrat ermittelt werden. Ein (004) Röntgendiffraktogramm einer Niedertemperatur-Ga_{0,98}Mn_{0,02}As-Schicht ist in Abb. 4.1 zu sehen. Diese Ga_{0,98}Mn_{0,02}As-Schicht wurde bei einer Substrattemperatur $T_{sub} = 270$ °C und einem V zu III Flussverhältnis BEP (As_4/Ga) = 5 auf ein (001) GaAs-Substrat gewachsen. Die Dicke von 350 nm wurde von den Schichtdickenszillationen und der Mangan-Gehalt von der relativen Position des Ga_{0,98}Mn_{0,02}As-Reflexes zum Substrat-Reflex, d. h. von der Gitterkonstanten, abgeleitet. Die Schicht ist von hoher kristalliner Qualität, wie Schichtoszillationen beidseitig des stöchiometrischen GaAs Reflexes zeigen.

Das Philips X'Pert System gestattet die Aufnahme von reziproken Gitterkarten, die Informationen über Position und Form von Substrat- Schicht- und Satellitenreflexen im reziproken Raum liefern. Mit Aufnahme von reziproken Gitterkarten des asymmetrischen (113), (115) und (335) Reflexen konnte eine Relaxation dieser Ga_{0,98}Mn_{0,02}As-Schicht und aller im weiteren diskutierten (Ga,Mn)As-Schichten bis zu einer Dicke von 2 μ m ausgeschlossen werden. Für eine Schicht mit [Mn] \sim 6 % ergab sich ein vertikale Gitterfehlanpassung von $\frac{\Delta a_{\perp}}{a} = 0.6$ %.

Für eine ausführliche Übersicht über die Anwendung von hochauflösender Röntgenbeugung für epitaktische Halbleiterschichten wird auf [Kro96] [Fas99] verwiesen.

¹engl.: high resolution x-ray diffraction

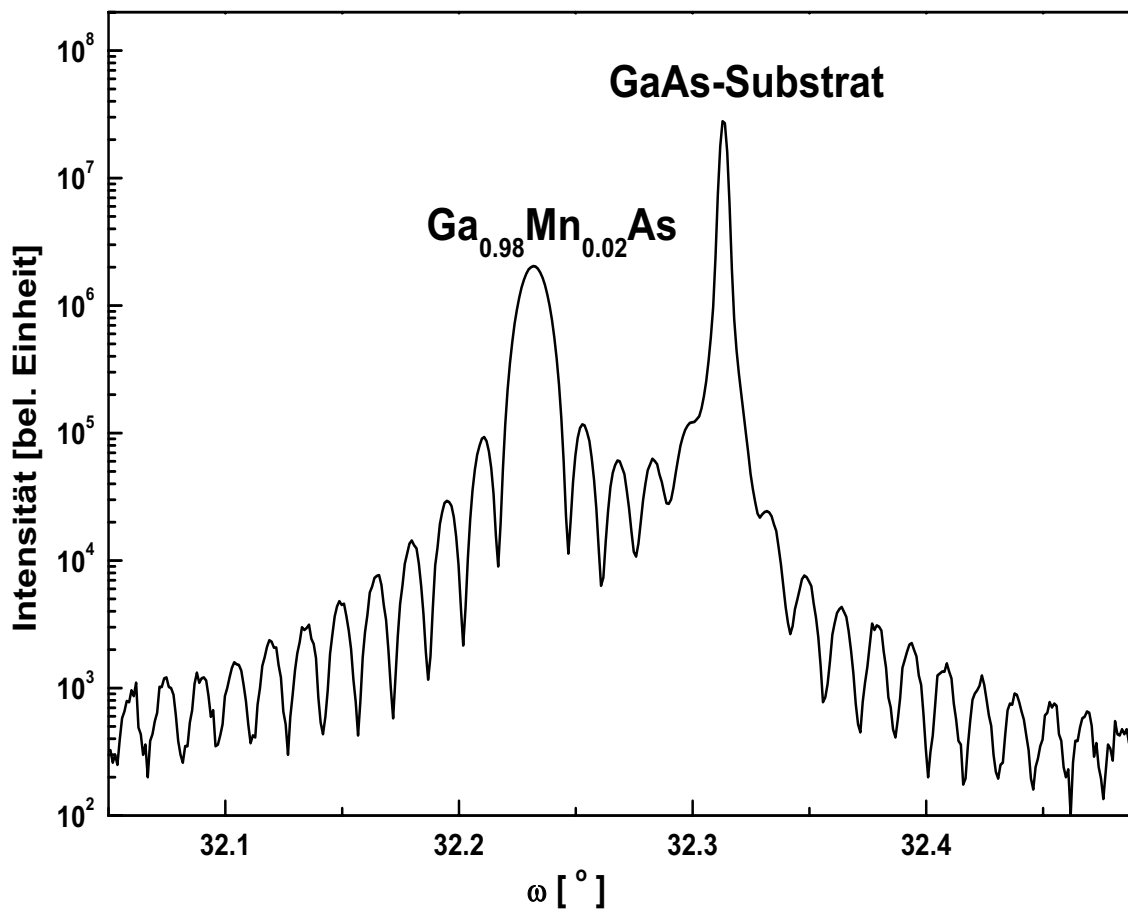


Abbildung 4.1: (004) Röntgendiffraktogramm einer 350 nm dicken Niedertemperatur $\text{Ga}_{0.98}\text{Mn}_{0.02}\text{As}$ -Schicht gewachsen auf einem (001) GaAs-Substrat. Die Niedertemperatur Schicht wurde bei einer Substrattemperatur von 270 °C und einem V zu III Flussverhältnis von 5 gewachsen.

Neben einer Charakterisierung mittels Röntgenbeugung wurden die (Ga,Mn)As-Schichten auch mit Energiedispersiver Röntgenanalyse (EDX¹) vermessen. Dabei wird mit einem Elektronenstrahl ein Röntgenbremsspektrum erzeugt. Die Intensitäten der charakteristischen K_{α} -Linien von Mangan und Gallium wurden zur Bestimmung des Mangan-Gehaltes verwendet. Der Elektronenstrahl wurde mit 2 kV beschleunigt. Auf eine höhere Beschleunigungsspannung wurde verzichtet, um ein Eindringen in das GaAs-Substrat zu vermeiden. Eine genaue Kontrolle über die Eindringtiefe des Elektronenstrahls war aber nicht möglich, deshalb bleibt bei dieser Methode eine große Messunsicherheit bei der Ermittlung des Mangan-Gehaltes.

4.2 Sekundärionen-Massenspektroskopie

Um detaillierte Aussagen über die Zusammensetzung verschiedener (Ga,Mn)As-Schichten machen zu können, wurden Tiefenprofile mit Hilfe von Sekundär-Ionen-Massenspektrometrie (SIMS²) aufgenommen. Alle in dieser Arbeit vorgestellten SIMS-Messungen wurden an der

¹engl.: energy dispersive analysis of X-ray

²engl.: secondary ion mass spectroscopy

Warschauer Universität von Herrn R. Jakiela mit einem CAMECA iMS6F Sekundär-Ionen-Massenspektrometer durchgeführt.

Bei einer SIMS-Messung trifft auf eine Probenfläche von $(150 \times 150) \mu\text{m}^2$ ein primärer Cäsium-Strahl. Dieser Primär-Strahl wird erzeugt mit einem konstanten Strom von 50 nA. Die damit erzeugten Sekundär-Ionen werden mit einem Detektor, Durchmesser $60 \mu\text{m}$, aufgefangen. Die Zusammensetzung der Proben aus Mangan, Gallium und Arsen wurde jeweils von den MnCs^+ , GaCs^+ und AsCs^+ Signalen abgeleitet. Das SIMS-Signal wird in Counts pro Sekunde [c/s] gemessen und kann mit Hilfe eines relativen Sensitivitätsfaktors (RSF¹) in eine Konzentration [Atome/cm³] umgerechnet werden. Zur Bestimmung des Mangan-Gehaltes einer (Ga,Mn)As-Schicht kann das Gallium-Signal oder das Arsen-Signal als Referenz-Signal herangezogen werden. Es gilt folgende Formel:

$$[\text{Mn}] = \text{RSF} \frac{I_{\text{Mn}}}{I_{\text{ref}}}, \quad (4.1)$$

wobei [Mn] dem Mangan-Gehalt entspricht, I_{Mn} dem SIMS-Signal MnCs^+ und I_{ref} dem SIMS-Signal GaCs^+ oder AsCs^+ . Wird das Gallium-Signal als Referenz verwendet, entspricht RSF $2.6 \cdot 10^{22} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^3}$ [Hom98], wird das Arsen-Signal als Referenz zugrunde gelegt, ist RSF gleich $5.5 \cdot 10^{21} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^3}$ [Hom98]. Allerdings sollte in beiden Fällen das Mangan-Signal I_{Mn} einer (Ga,Mn)As-Schicht mit Hilfe eine Kalibrier-Probe bestimmt werden. Nachdem solch eine Probe nicht existiert, wurden spezielle Probenstrukturen gewachsen, um relative Aussagen machen zu können.

4.3 RHEED-Untersuchungen

Beugung schneller Elektronen in Reflexionsgeometrie (RHEED²) ist eine der wichtigsten in-situ Charakterisierungsmethoden für epitaktische Wachstumstechniken.

Ein Elektronenstrahl der Energie 5 bis 40 keV ($\lambda_{\text{deBroglie}} = 0.17$ bis 0.06 \AA) wird unter flachem Einfallswinkel ($1-3^\circ$) auf eine Oberfläche gerichtet. Das auf einem Phosphorschirm entstehende Beugungsbild wird hauptsächlich durch elastisch gestreute Elektronen bestimmt. Im reziproken Raum erhält man von einer streng periodischen Kristalloberfläche ein Set senkrechter Stangen. Die Schnittfigur dieser Stangen mit der Ewaldkugel besteht idealerweise aus Punkten auf Kreisbögen (vgl. Abb. 4.2). Wegen des relativ großen Radius der Ewaldkugel ($k_0 = 2\pi/\lambda_{\text{deBroglie}}$) wird diese von den Stangen unter einem kleinen Winkel geschnitten. Es genügt daher eine geringe Verbreiterung der Stäbe, um als Beugungsfigur eine Anordnung verlängerter Punkte bzw. paralleler Linien entstehen zu lassen (vgl. Abb. 4.3). [Ort01]

¹engl.: relative sensitivity factor

²engl.: reflection high energy electron diffraction

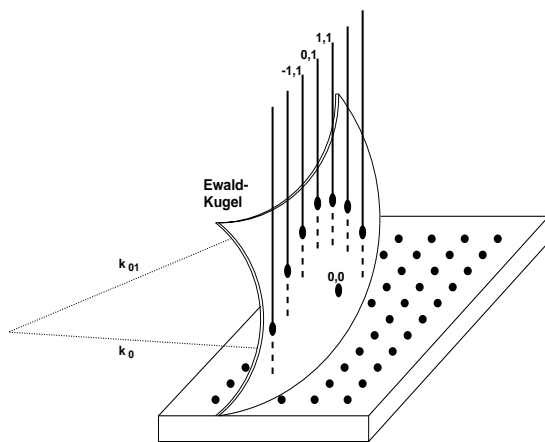


Abbildung 4.2: Beugung schneller Elektronen im k -Raum mit Ewald-Kugel. Das reziproke Gitter der Kristalloberfläche besteht aus Stangen im k -Raum. [Ort01]

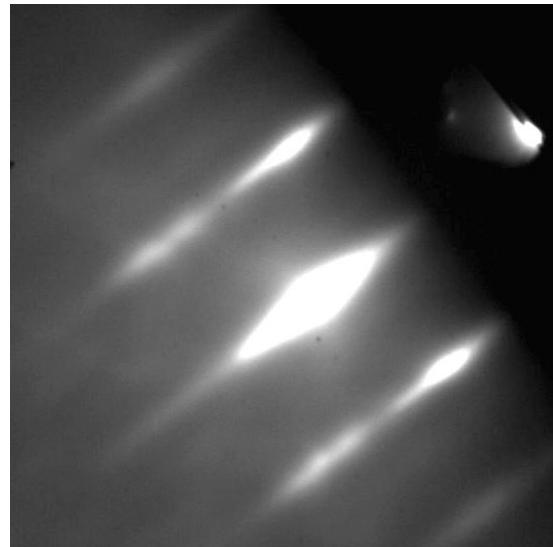


Abbildung 4.3: RHEED-Beugungsbild einer Niedertemperatur-GaAs Oberfläche, gewachsen bei einer Substrattemperatur 270 °C und $\text{BEP}(\text{As}_4/\text{Ga}) = 5$. Der Elektronenstrahl war im Azimuth entlang $[110]$ gerichtet und zeigte eine (1×1) Oberflächenrekonstruktion.

RHEED ist bei einer Eindringtiefe von wenigen Atomlagen sehr oberflächensensitiv und erlaubt die Beurteilung von Oberflächenrekonstruktionen, kristalliner Qualität und Rauigkeit. Mit Aufnahme der Intensitätsänderung des gebeugten Reflexes 0-ter Ordnung während des Wachstums kann der Wachstumsmodus und die Wachstumsrate überwacht werden. In Abb. 4.4 sind RHEED-Oszillationen eines GaAs-Wachstums und eines $\text{Ga}_{0,75}\text{Al}_{0,25}\text{As}$ -Wachstums zu sehen, gewachsen bei einer Substrattemperatur von 620 °C . Um die Oszillationen zu starten wird der Gallium-Shutter oder zusätzlich der Aluminium-Shutter geöffnet, der Arsen-Shutter bleibt dabei immer auf.

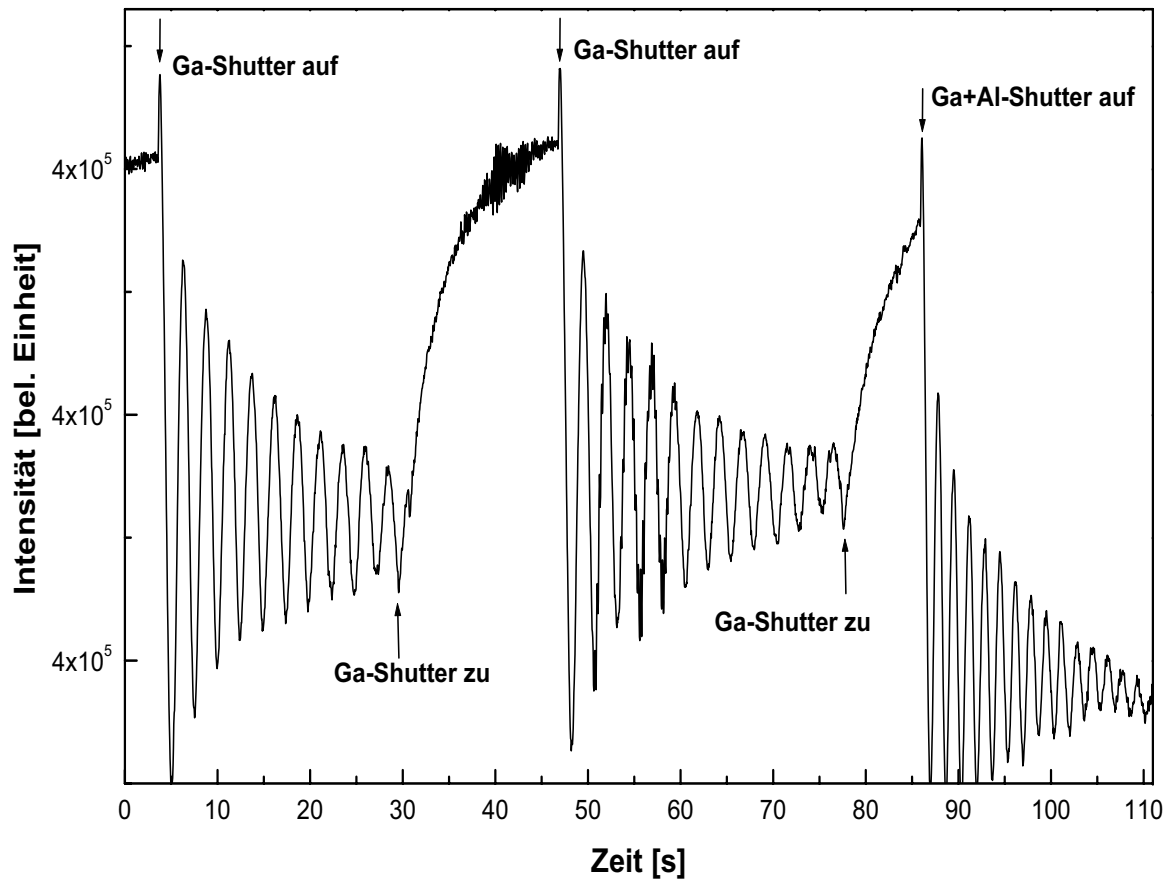


Abbildung 4.4: RHEED-Oszillationen aufgenommen beim Wachsen einer GaAs-Schicht und einer $\text{Ga}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ -Schicht bei einer Substrattemperatur von 620°C .

Da die Diffusionslänge der Gallium-Atome mit sinkender Substrattemperatur abnimmt, sind keine RHEED-Oszillationen beim Wachstum von Niedertemperatur-GaAs zu erwarten. Es hat sich aber herausgestellt, dass RHEED-Oszillationen durchaus für Substrattemperaturen von 150°C bis 730°C und innerhalb einer großen Spanne des V-III Verhältnisses [She97B], [She97A] aufgenommen werden können. Stöchiometrische Bedingungen sind also nicht ausschlaggebend. Allerdings wird die Amplitude der RHEED-Oszillationen mit abnehmender Substrattemperatur kleiner, was durch die mit sinkender Temperatur abnehmende Diffusionslänge der Gallium-Atome erklärt wird. Die Intensität der RHEED-Amplituden wird außerdem von der Oberflächenrauigkeit bestimmt, die durch das überschüssige Arsen beim Niedertemperatur-Wachstum verursacht wird. Mit zunehmenden BEP (As_4/Ga) werden die Amplituden der RHEED-Oszillationen kleiner [Taz01]. Für jede Substrattemperatur gibt es aber ein Fenster im BEP (As_4/Ga), welches eine glatte Oberfläche ergibt. Mit zunehmender Substrattemperatur nimmt die Größe dieses Fensters zu [Lag96].

4.4 Elektrische Charakterisierung

Um temperaturabhängig die laterale Leitfähigkeit verschiedener Proben zu bestimmen, wurde ein Strom-Spannungs-Mess-Stand aus [Sch97A] verwendet.

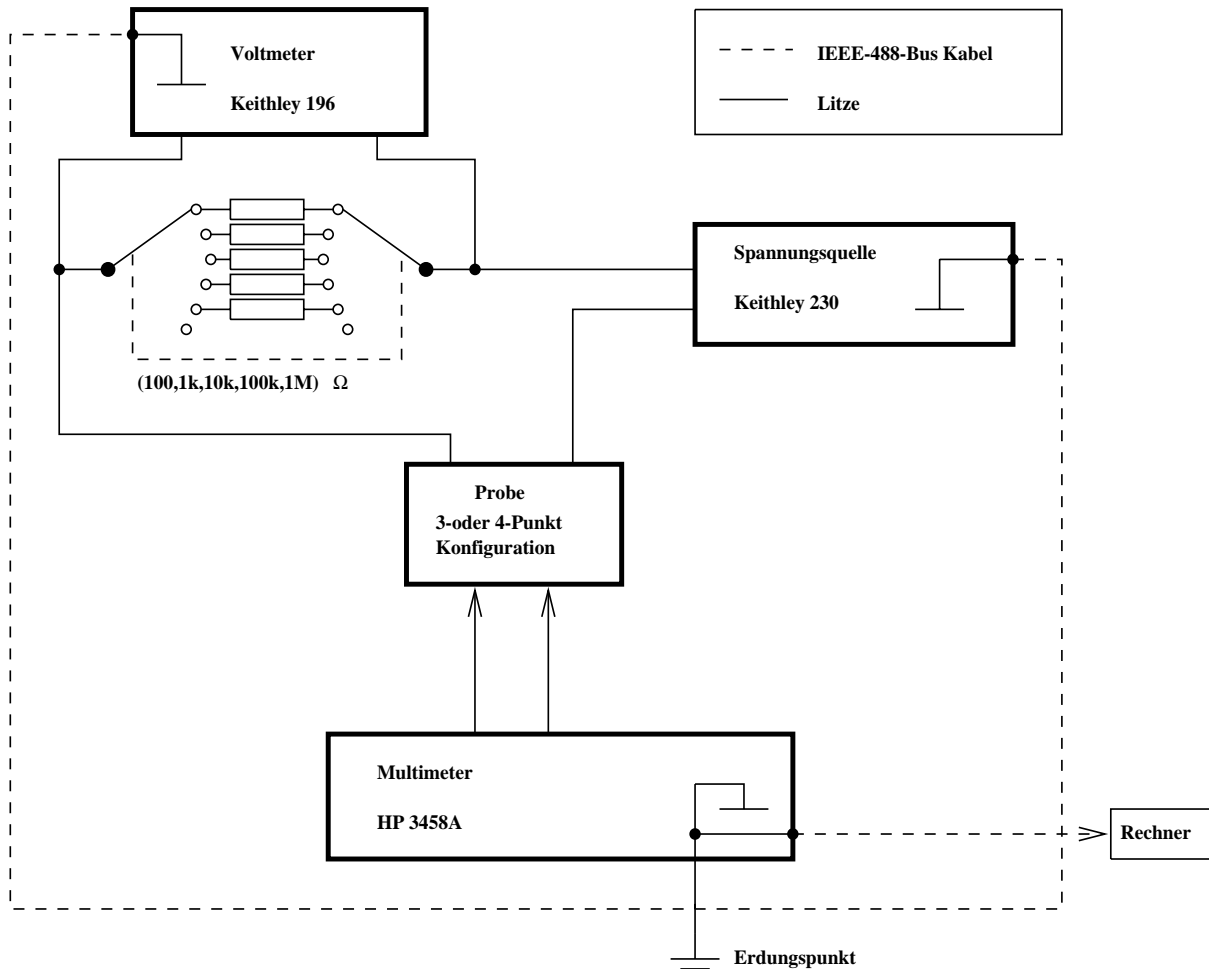


Abbildung 4.5: *Apparaturaufbau des Strom-Spannungs-Mess-Standes.* [Sch97A]

Die Gehäuse der Messgeräte sind elektrisch durch das IEEE-488 Bus-Kabel verbunden (vgl. Abb. 4.5) und werden über das Multimeter geerdet, die Stromversorgung erfolgt über einen Transformator. Das Messgerät Keithley 196 misst den Spannungsabfall an den Shuntwiderständen und das Messprogramm berechnet daraus den Strom. Die Shuntwiderstände (1k, 10k, 100k, 1M) Ω sind mit 0.1 % Toleranz behaftet, der 100 Ω Widerstand mit 1 % Toleranz. Das Multimeter HP 3458A, das zur Messung der Potentialdifferenz verwendet wird, arbeitet für die Messbereiche bis ± 10 V mit einem Eingangswiderstand von 10 G Ω . Für die Integrationskonstante des Multimeter HP kann einer der Werte 1,2,...10,20,...,200 gewählt werden. Für jeden Mess-Schritt misst das HP Multimeter sechs mal hintereinander und das Messprogramm berechnet aus den gewonnenen Werten den Mittelwert und den relativen Fehler. Strukturiert wurden die Proben mit der Maske StripLine KS59E2P [Sch97B]. Die Kontaktflächen sind 0.05 mm² groß und besitzen Abstände 10 μm bis 100 μm . Als Kontaktmaterial für (Ga,Mn)As wurde 50 nm Wolfram und 100 nm Gold verwendet. Der Kontaktwiderstand betrug unabhängig von der Temperatur ca. $1 \cdot 10^{-4}$ Ωcm^2 .

4.5 Bestimmung der Ladungsträger-Konzentration

Mit Hilfe einer Hall-Messung kann der Ladungsträger-Typ und die Ladungsträger-Konzentration bestimmt werden, indem der Hallwiderstand R_{Hall} in Abhängigkeit eines magnetischen Feldes B gemessen wird. Der Hallwiderstand in magnetischen Materialien ist gegeben

mit

$$R_{Hall} = \frac{R_o}{d}B + \frac{R_s}{d}M, \quad (4.2)$$

d. h. es muss neben dem normalen Hall-Koeffizienten R_o , der anormale Hall-Koeffizient R_s berücksichtigt werden. d ist die Dicke der Probe und M die Magnetisierung.

Bei magnetischen Materialien können Ladungsträger-Konzentrationen nur dann ausreichend genau bestimmt werden, wenn zur Messung des Hallwiderstandes ein so starkes magnetisches Feld vorhanden ist, dass die Magnetisierung sättigt. Für (Ga,Mn)As müssen magnetische Felder von mindestens 30 Tesla erzeugt werden, um eine zuverlässige Bestimmung der Ladungsträger-Konzentration zu ermöglichen. Solch ein starker Magnet war nicht im Lehrstuhl vorhanden, deshalb wurde zur Standard-Charakterisierung auf Hall-Messungen verzichtet.

Zur Bestimmung von Ladungsträger-Konzentrationen wurde ein elektrochemischer C-V-Profiler PN4300PC von *BIO-RAD* verwendet. Das Kernstück eines CV-Profilers ist die Elektrochemische-Zelle. Die Probe wird seitlich mit Hilfe von gefederten Metallspitzen gegen einen Dichtring dieser Zelle gepresst. Zur Messung wurde die Zelle mit der für Galliumarsenid geeigneten Ätz-Lösung 9.3 g EDTA¹ gelöst in 0.2 M NaOH gefüllt. In die Ätz-Lösung reichen verschiedene elektrische Messfühler. Eine schematische Darstellung ist in Abb. 4.6 zu sehen.

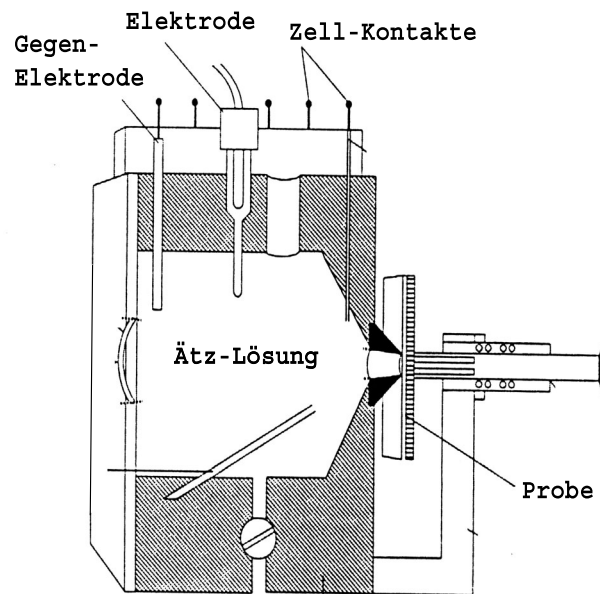


Abbildung 4.6: Schematische Darstellung der elektrochemischen Zelle eines Ätz-Profilers. Die Probe wird mit gefederten Metallspitzen gegen einen Dichtring der Zelle gepresst.

Kommt die Probe mit dem Elektrolyt (Ätz-Lösung) in Kontakt bildet sich im Halbleiter eine ladungsträgerverarmte Zone. Bei einer Messung wird zwischen einer C-V-Messung (Sperrichtung) und einem Ätz-Vorgang (Durchlassrichtung) hin- und hergeschaltet, so dass ein Tiefenprofil der Ladungsträger-Konzentration der Probe bei Raumtemperatur bestimmt werden kann. Ein Loch in eine p^+ -GaAs Probe wird geätzt, indem ein Strom I durch die Probe und dem Elektrolyt fließt. Die Ätz-Tiefe W_r nach der Ätz-Zeit t ist gegeben mit den Faraday'schen Gesetz

$$W_r = \frac{M}{zF\rho A} \int_0^t I dt, \quad (4.3)$$

¹engl.: Ethylen-Diamin-Tetraessigsäure-Dinatriumsalz

wobei M die molare Masse ist, F die Faraday'sche Konstante, z die Wertigkeit, ρ die Dichte, A die Fläche des Ätz-Lochs.

Mit einer Sperrspannung V wird die ladungsträgerverarmte Zone einer p^+ -GaAs Probe vergrößert und die Ladungsträgerkonzentration berechnet, indem die Kapazität C und $\frac{dC}{dV}$ mit einer frequenzmodulierten Spannung bestimmt wird. Für die Ladungsträger-Konzentration N an der Grenze zur ladungsträgerverarmten Zone gilt

$$N = \frac{1}{q\varepsilon_o\varepsilon_r A^2} \cdot \frac{C^3}{dC/dV}, \quad (4.4)$$

wobei q die Elektronenladung, ε_o die Dielektrizitätskonstante des Vakuums und ε_r die relative Dielektrizitätskonstante ist.

Für die Tiefe der ladungsträgerverarmten Zone W_d gilt:

$$W_d = \frac{\varepsilon_o\varepsilon_r A}{C}, \quad (4.5)$$

d.h. mit Anlegen einer Sperrspannung an eine p^+ -GaAs Probe wird W_d größer, damit wird C kleiner und $\frac{dC}{dV}$ ist positiv und damit ist auch N positiv.

4.6 Magnetische Charakterisierung

Eine Standard-Methode um ferromagnetische Materialien wie (Ga,Mn)As oder auch (Zn,Mn)Te zu charakterisieren sind SQUID¹-Messungen. Zu Beginn wurden die magnetischen Charakterisierungen der (Ga,Mn)As-Schichten von Herrn Dr. Maciek Sawicki in Warschau durchgeführt, da zur dieser Zeit in Würzburg noch kein SQUID zur Verfügung stand. Mit der Anschaffung des SQUID von der Firma *Quantum Design* übernahm Herr Christian Rüster viele der Charakterisierungs-Messungen.

Ein SQUID detektiert nicht direkt das magnetische Feld der Probe. Zur Messung wird die Probe durch eine supraleitende Spule bewegt, die sich im Innern eines Magneten befindet. Bei dieser Bewegung induziert das magnetische Moment einen elektrischen Strom in der Spule, der wiederum als Spannungsänderung ausgegeben wird. Das magnetische Moment wird normalerweise in emu (Gaußsches Einheitensystem) angegeben. In SI-Einheiten entspricht $1 \text{ emu} = \text{Am}^2 = \text{J/T}$. Ferromagneten besitzen charakteristische Magnetisierungs-Kurven abhängig vom Feld H ($M(H)$) und von der Temperatur T ($M(T)$), M ist die Magnetisierung der Probe. Wie in Abb. 4.7 gezeigt, steigt die Magnetisierung mit steigendem Magnetfeld H kontinuierlich bis eine maximale Magnetisierung, die Sättigungs-Magnetisierung M_S , erreicht ist. Wird das Magnetfeld wieder auf Null reduziert, wird die Magnetisierung nicht Null, sondern behält eine Magnetisierung genannt Remanenz-Magnetisierung M_{rem} . Während die Sättigungs-Magnetisierung eine intrinsische Eigenschaft der Probe ist, ist die Remanenz-Magnetisierung abhängig von der Vorgeschichte der Probe. Ein ausreichend großes magnetisches Feld kann die Magnetisierung der Probe wieder auf Null reduzieren. Dieses Magnetfeld wird Koerzitiv-Feld H_C genannt. Die Größe des Koerzitiv-Feldes eines Halbleiters ist ausschlaggebend für eine technische Anwendung.

Der Hauptunterschied zwischen einem Ferromagneten und einem Paramagneten besteht darin, dass die ferromagnetische Ordnung eine weitreichende Ordnung ist. Diese Ordnung setzt beim Phasenübergang ein, der mit der Curie-Temperatur T_C eintritt. Ein Beispiel ist in Abb. 4.8

¹engl.: superconducting quantum interference device

gezeigt. Oberhalb der Curie-Temperatur ist das für einen Paramagneten geltende Curie-Gesetz ($\chi = \frac{C_{Curie}}{T}$, vgl. Gleichung 3.39) erfüllt, während unterhalb der Curie-Temperatur ein ferromagnetisches Verhalten beobachtet wird.

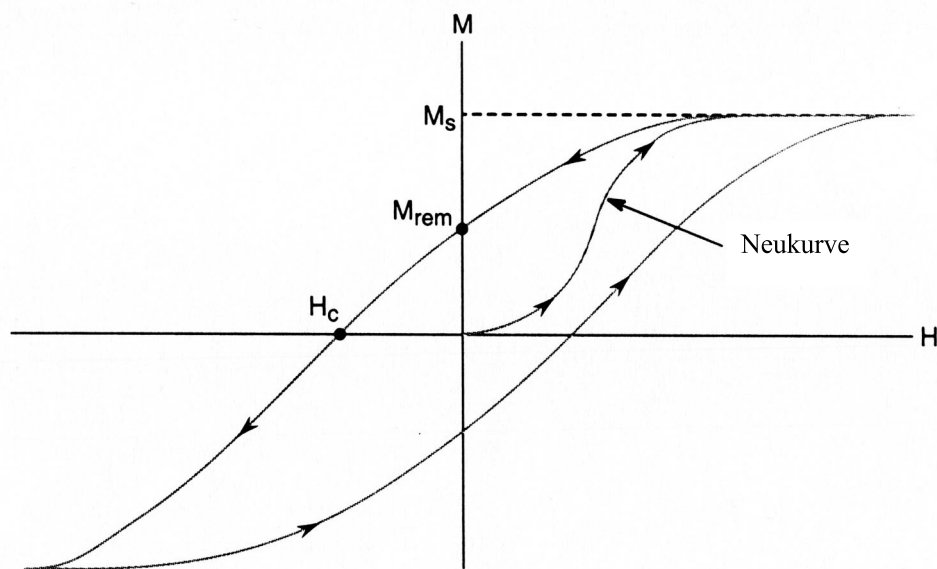


Abbildung 4.7: Die Magnetisierung als Funktion der Feldstärke H bei Temperaturen $T < T_C$. Gekennzeichnet ist die Sättigungsmagnetisierung M_S , die remanente Magnetisierung M_{rem} und das Koerzitiv-Feld H_C . [McE94]

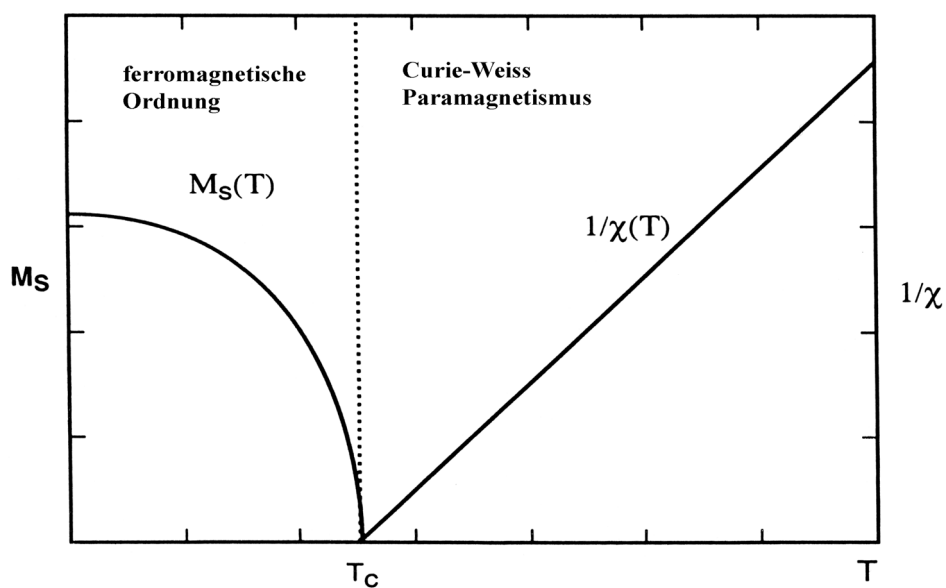


Abbildung 4.8: Oberhalb der Curie-Temperatur T_C verhält sich ein Ferromagnet wie ein Paramagnet und folgt dem Curie-Gesetz. Unterhalb T_C ist χ ungeeignet zur Charakterisierung, vgl. Kapitel 3.2, stattdessen wird die Sättigungs-Magnetierung als intrinsische Eigenschaft genutzt. [McE94]

Kapitel 5

LT-MBE-Wachstum der GaAs-Verbindungen

Wie in der Einleitung beschrieben bestehen in der Spintronik Bemühungen, Halbleiter und ferromagnetische Materialien zu kombinieren, um die Leistung der Bauteile vor allem in der Informationstechnologie zu erhöhen. Könnte man den Spin eines Elektrons (bzw. eines Lochs) und gleichzeitig seine Ladung nutzen, hätte man die Möglichkeit, zur gleichen Zeit Informationen zu speichern und zu verarbeiten. Außerdem könnten spinpolarisierte Ströme in einen Halbleiter injiziert werden, um den Spinzustand zu kontrollieren. Man müsste also einen Halbleiter (da nur in einem Halbleiter ein Spintransport über hunderte von Mikrometern möglich ist) mit einem ferromagnetischen Metall kombinieren. Dass dies bis heute nicht realisiert wurde, dafür gibt es gute Gründe. Die Halbleiter wie Silizium und Galliumarsenid, die für Bauteile und integrierte Schaltungen verwendet werden, besitzen keine magnetischen Ionen und sind unmagnetisch und ihr magnetischer g -Faktor ist sehr klein. Um bei diesen Materialien die Energie-Niveaus der beiden Elektronenspins aufzusplitten, müssten so große äußere Magnetfelder verwendet werden, die einen täglichen Gebrauch undenkbar machen. Außerdem sind die meisten kristallinen Strukturen der magnetischen Materialien unterschiedlich zu denen, die in der Elektronik verwendet werden, so dass diese Materialsysteme inkompatibel bleiben. Eine mögliche Lösung bieten die magnetischen Halbleiter, bei denen die Halbleitereigenschaften und der Magnetismus koexistieren. Diese Kategorie von Halbleitern, bei denen magnetische Elemente in einen unmagnetischen Halbleiter eingebaut werden, heißen verdünnte magnetische Halbleiter (DMS¹).

In vielen Bereichen der Elektronik, wie z. B. bei elektrischen und optoelektronischen Bauteilen einschließlich Mikrowellentransistoren, Halbleiterlasern und vieles mehr, wird vor allem der III-V Halbleiter GaAs eingesetzt. Ein magnetischer III-V Halbleiter könnte in die bereits vorhandenen optischen und elektronischen Bauteile integriert werden, deshalb ist eine Herstellung von magnetischen III-V Halbleitern besonders attraktiv.

Ein geeignetes Element, das in GaAs eingebaut, den Halbleiter ferromagnetisch macht, ist das Übergangsmetall Mangan aus der Untergruppe VII des Periodensystems. Ersetzt das Mangan-Atom ein Kation im III-V Gitter, wirkt es als Akzeptor. Eingebaut bleibt ein Mn^{2+} Ion, das eine halbgefüllte d -Schale besitzt mit einem Bahndrehimpuls $L = 0$ und Spin $S = 5/2$ [Kön03] [Die01]. Die größte technologische Herausforderung bei der Herstellung von $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ ist die niedrige Löslichkeit des magnetischen Elements Mangan in GaAs. Da der magnetische

¹engl.: diluted magnetic semiconductor

Effekt im wesentlichen proportional zu der Konzentration der magnetischen Ionen ist, wird keine große Änderung der magnetischen Eigenschaften erwartet, wenn die Dotierung mit magnetischen Elementen bei einer Größenordnung von 10^{18} cm^{-3} oder kleiner bleibt, vgl. Abb. 3.7. Einen Durchbruch brachte hier die Niedertemperatur Molekularstrahl-Epitaxie (LT-MBE¹), bei der weit weg vom thermodynamischen Gleichgewicht Epitaxie betrieben wird. LT-MBE bedeutet, wie der Name schon sagt, Wachstum der epitaktischen Schichten nicht bei einer Substrattemperatur von 600 °C bis 650 °C (Hochtemperatur-GaAs oder HT-GaAs²) sondern nur bei etwa 150 °C bis 350 °C. Werden die (Ga,Mn)As-Schichten bei $T_{sub} = 600 \text{ °C}$ gewachsen und werden Mangan-Atome oberhalb der Löslichkeitsgrenze angeboten, stellt sich eine zweite Phase ein, d.h. es bildet sich eine epitaktische Schicht neben einer (Ga,Mn)As-Schicht. Neben den Defekten und Cluster, die durch das Niedertemperatur-Wachstum in das GaAs-Kristall eingebaut werden, sind insbesondere die Bildung von MnAs-Verbindungen unerwünscht, da diese die magnetischen Eigenschaften der epitaktischen Schichten mitbestimmen würden. Es muss also eine Substrattemperatur gewählt werden, bei der eine Bildung von MnAs unterbunden wird und ein einkristallines zinkblende (Ga,Mn)As epitaktisch hergestellt werden kann. In Abb. 5.1 ist ein Phasendiagramm aus [Ohn98] dargestellt, das den Zusammenhang zwischen Substrattemperatur, Mangan-Gehalt und der Eigenschaft der epitaktisch hergestellten (Ga,Mn)As-Schicht zeigt. Nicht nur der Mangan-Gehalt ist ausschlaggebend, sondern auch die Substrattemperatur von 180 °C bis 350 °C, um das erwünschte metallische (Ga,Mn)As herzustellen. Ist die Dotierung mit Mangan zu gering, ist elektrisch kein Unterschied zwischen einer LT-GaAs-Schicht und einer LT-(Ga,Mn)As-Schicht festzustellen, d. h. die (Ga,Mn)As-Schichten sind isolierend, d. h. es kommt zu einer Entmischung.

¹engl.: low-temperature molecular-beam-epitaxy

²engl.: high-temperature GaAs

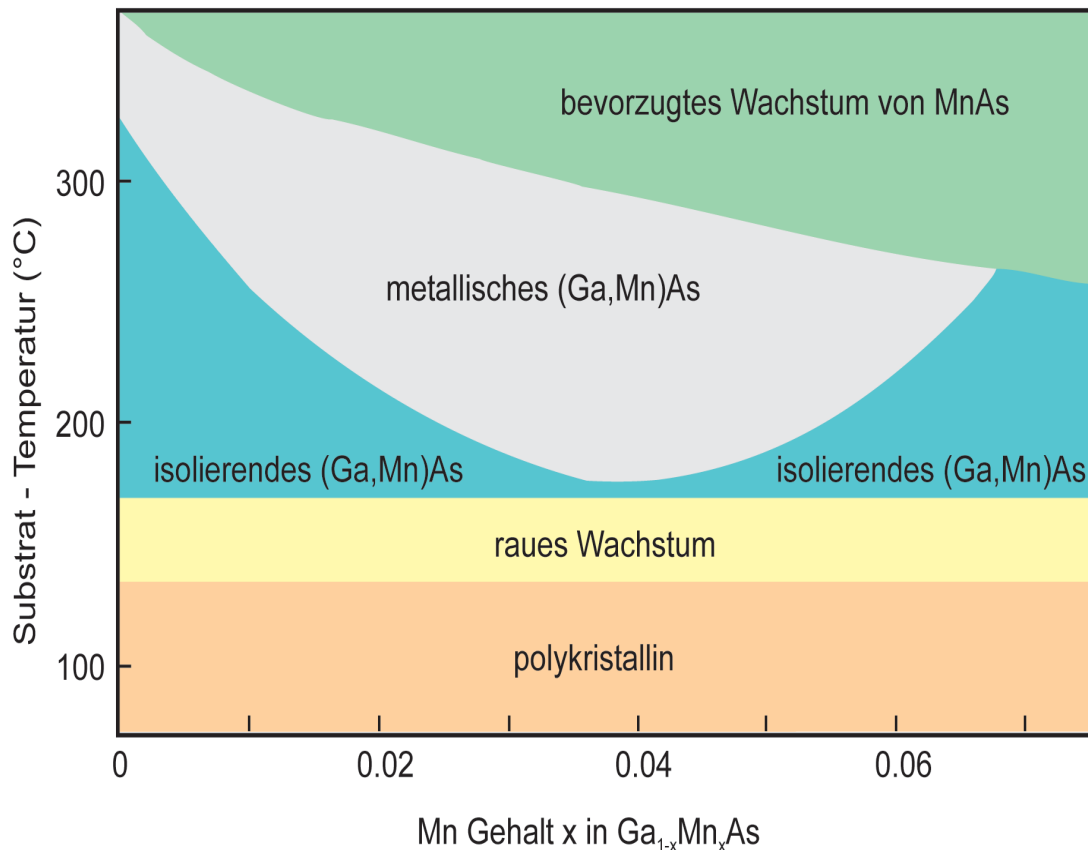


Abbildung 5.1: Schematisches Phasendiagramm, welches den Zusammenhang zwischen den Wachstumsparametern (Substrattemperatur und Mangan-Gehalt) und die Eigenschaft der epitaktisch gewachsenen zinkblende (Ga,Mn)As-Schicht aufzeigt. [Ohn98]

Allerdings verursacht Niedertemperatur-Wachstum von Galliumarseniden auch Schwierigkeiten. Beim Wachsen bei diesen niedrigen Substrattemperaturen werden unerwünschte Defekte eingebaut. Die Art der Defekte und die Anzahl ist abhängig von den Wachstumsparametern wie Substrattemperatur (T_{sub}) und Flussverhältnis Arsen zu Gallium (BEP (As_4/Ga)). Diese Zusammenhänge und die damit verbundenen Auswirkungen auf die Gitterkonstante sollen in den nächsten Unterkapiteln diskutiert werden.

In Kapitel 5.1 werden Wachstum und Wachstumsmechanismen einer epitaktischen Niedertemperatur-GaAs-Schicht beschrieben und die Auswirkungen auf die Gitterkonstante der GaAs-Schicht diskutiert. Beobachtungen des LT-(Ga,Mn)As-Wachstums mit RHEED abhängig von den Wachstumsparametern (T_{sub} und BEP (As_4/Ga)) werden in Kapitel 5.2 gezeigt. Anschließend werden einige Ergebnisse aus den HRXRD-Messungen vorgestellt, um in Kapitel 5.3 die HRXRD-Messungen von (GaAs/MnAs) Übergitter-Strukturen diskutieren zu können. Eine ausführliche Diskussion der HRXRD-Messungen an (Ga,Mn)As-Einzelschichten folgt in Kapitel 6.

5.1 Wachstum der LT-GaAs-Schichten

Das Aufwachsen einer Niedertemperatur-Schicht auf ein (001) Substrat wurde wie folgt realisiert: Zunächst wurde eine 300 nm dicke GaAs-Pufferschicht bei einer Substrattemperatur von $T_{sub} = 620$ °C gewachsen. Bei dieser Temperatur wurde das Wachstum mit Schließen des

Gallium-Shutters beendet und die Substrattemperatur auf den gewünschten Wert eingestellt. Aufgrund der Temperatureichung der Substrathalter (vgl. Kapitel 2.2.2) kann davon ausgegangen werden, dass die eingestellte Temperatur (=Substrattemperatur) maximal 5 °C größer ist als die Temperatur der Probe. Mit Hilfe des Phasendiagramms in Abb. 5.1 wurden die Substrattemperaturen 220 °C , 270 °C und 320 °C für das Niedertemperatur-Wachstum gewählt. Während des Abkühlens wurde bei $T_{sub} = 570\text{ °C}$ der Arsen-Fluss gestoppt, um auf einer (2×4) Rekonstruktion der HT-GaAs Oberfläche das LT-Wachstum zu starten. Dazu wurde Gallium und Arsen gleichzeitig angeboten, wobei sich sofort die Oberflächen-Rekonstruktion (1×1) einstellte. Alle Proben wurden mit As_4 gewachsen und die Wachstumsrate betrug ca. 350 nm/h oder ca. 500 nm/h . Für die HT-GaAs-Verbindungen wurde immer ein BEP (As_4/Ga) = 40 beibehalten, für die LT-GaAs-Verbindungen wurde das BEP (As_4/Ga) zwischen 5, 25 und 40 variiert.

5.1.1 Wachstums-Mechanismen und ihre Auswirkungen

Zunächst soll ein Wachstums-Modell von [Fox83] und [Fox75] über Epitaxie von Galliumarsenid beschrieben werden. Danach sollen die prinzipiellen Wachstumsmechanismen bei LT-GaAs-Wachstum, d. h. Wachstum bei Arsen-Überschuss, nach [Lag96] aufgezeigt werden. Vergleiche dazu Abbildung 5.2.

Nach dem Modell von Foxon und Joyce über Epitaxie von GaAs auf einem GaAs-Substrat bei Wachstumstemperaturen zwischen 440 °C und 600 °C werden die As_4 -Moleküle, die als molekularer Strahl auf das Substrat treffen, in einen beweglichen vorläufigen Zustand, d. h. in eine arsenstabilisierte Wachstumsfront, adsorbiert. Desorption der Moleküle von dem vorläufigen Zustand kann mit einer Anregungsenergie von $E_D = 0.38\text{ eV}$ stattfinden. Gibt man einen Gallium-Fluss dazu, werden die As_4 -Moleküle von den angrenzenden Gallium-Atomen chemisorbiert. Chemisorption ist ein dissoziativer, nicht aktivierter Prozess, d. h. er ist temperaturunabhängig. Die Absorption von Arsen in den Arsen-Kristallplatz (As_{As}) läuft ab, indem zwei Arsen-Moleküle im chemisorbierten Zustand eine Doppelreaktion durchlaufen und in ein As_4 -Molekül (welches desorbiert) und vier Arsen-Atome, die auf jeweils einen Arsen-Gitterplatz eingebaut werden, zerfallen. Vergleiche des linken Teil der Abb. 5.2.

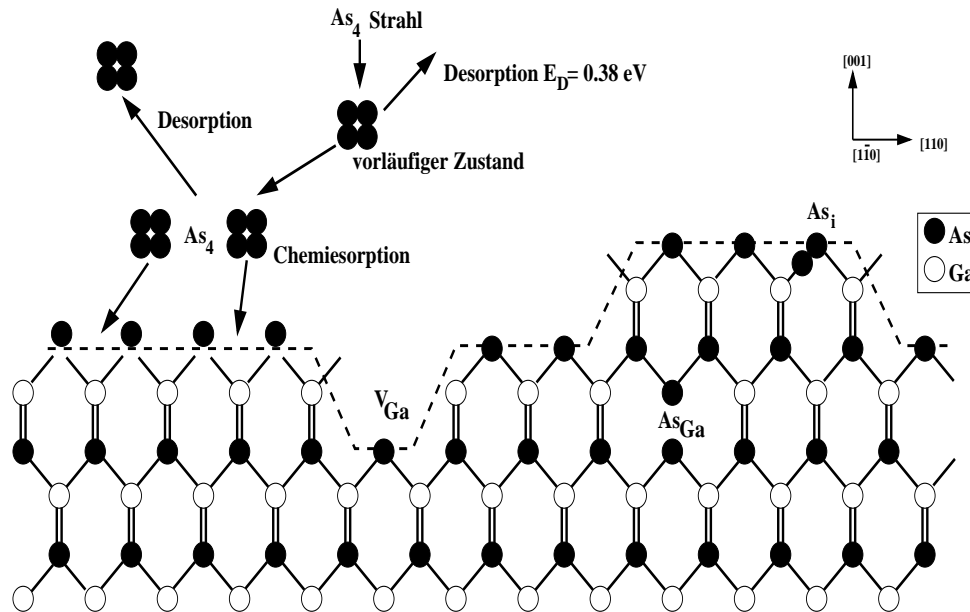


Abbildung 5.2: Atomarer Aufbau einer (001) GaAs-Oberfläche. Die Absorption von As_4 -Molekülen im vorläufigen und chemisorbierten Zustand ist skizziert (links im Bild). Ebenso eingezeichnet sind die Stufen (gestrichelte Linie) und der Einbau von Arsen-Überschuss als Arsen auf Zwischengitterplätzen As_i und als Arsen auf Gallium-Gitterplätzen As_{Ga} , sowie die Galliumleerstellen V_{Ga} . [Lag96]

Wachstum mit LT-MBE, bei dem Arsen-Überschuss-Absorption stattfindet, wird von [Lag96] wie folgt beschrieben: Die Epitaxie von LT-GaAs ist ein zweidimensionaler Prozess mit Bildung von Stufen und Terrassen an der Wachstumsoberfläche. Galliumleerstellen (V_{Ga}) werden zwischen angrenzenden Stufen gebildet, vgl. Abb. 5.2. Der Einbau von Arsen in diese Galliumleerstellen resultiert in Arsen-Atomen auf Gallium-Gitterplätzen (As_{Ga}). In dem Fall, dass Arsen-Atome nicht in die Galliumleerstellen eingebaut werden, werden diese Leerstellen entweder noch mit Gallium-Atomen besetzt, oder sie bleiben im Kristall und ergeben eine hohe Dichte von V_{Ga} .

Finden auf einer Terrassenbreite weniger Arsen-Atome Platz als bei der Dissoziation der As_4 -Moleküle frei werden, wird der Arsen-Überschuss auf Zwischengitterplätzen eingebaut. So ein Fall ist im rechten Teil der Abb. 5.2 gezeigt. Die Terrassenbreite beinhaltet 4 Gallium-Atome. Das ergibt drei mögliche As_{As} -Plätze, da die Stufe in [110] Richtung mit einem Gallium-Atom beendet werden muss [Cho88]. Die Dissoziation von zwei As_4 -Molekülen vor der oberen Randbindung der Gallium-Atome ergibt 4 Atome, von denen ein Atom auf einen Zwischengitterplatz eingebaut wird.

Diese Punktdefekte im Kristall bewirken eine Vergrößerung der LT-GaAs-Gitterkonstante relativ zum GaAs-Substrat. In der Literatur sind verschiedene Zusammenhänge bekannt und sollen im folgenden Absatz zusammengefasst werden:

Nach [Luy97] [Liu95] [Lag96] beeinflussen hauptsächlich T_{sub} und BEP (As_4/Ga) den Einbau von überschüssigem Arsen in das GaAs-Gitter. Überschüssiges Arsen kann als Arsen auf Gallium-Gitterplätzen (As_{Ga}) oder Arsen auf Zwischengitterplätzen (As_i) eingebaut werden. Aufgrund verschiedener Messmethoden (vgl. [Luy97] und [Liu95]) wird im folgenden zwischen den positiv geladenen As_{Ga}^+ , die ein Elektron an das Gitter abgeben haben (As_{Ga}^+) und den elektrisch neutralen (As_{Ga}^0) unterschieden.

[Luy97] stellte einen linearen Zusammenhang zwischen den eingebauten Punktdefekten As_{Ga}

und der Vergrößerung der Gitterkonstanten fest. Allerdings macht [Luy97] eine Einschränkung für LT-GaAs Schichten gewachsen mit größerem BEP (As_4/Ga) als 25. Hier nahm die Konzentration der $[As_{Ga}^0]$ ab, obwohl keine Veränderung der Gitterkonstanten festzustellen war. In allen Fällen war die Konzentration $[As_{Ga}^0]$ eine Größenordnung größer als $[As_{Ga}^+]$. Wobei $[As_{Ga}^+]$ wiederum drei Mal größer war als die Konzentration der Gallium-Leerstellen $[V_{Ga}]$. [Liu95] macht allein die Gesamtkonzentration der As_{Ga} für die Gittervergrößerung verantwortlich und behauptet weiter, dass im Vergleich zu As_{Ga} die Menge an Arsen-Atomen auf Zwischengitterplätzen (As_i) vernachlässigbar sind. Erste Berechnung ergaben nach [Liu95], dass die Bindungsenergie des Donators As_i mehrere Elektronenvolt höher ist als die von As_{Ga} und von V_{Ga} , deshalb sind As_i unwahrscheinlich in LT-GaAs. Außerdem stellte [Liu95] fest, dass die Gesamtkonzentration $[As_{Ga}]$ doppelt so groß ist wie $[As_{Ga}^+]$. [Ste01] dagegen behauptet, Komplexe aus As_{Ga} und As_i seien verantwortlich für den Überschuss an Arsen in dem LT-GaAs Gitter und sieht in diesen Komplexen die Ursache für die Vergrößerung der Gitterkonstanten.

5.1.2 Charakterisierung der LT-GaAs-Schichten mit HRXRD

Messungen mit Hochauflösender Röntgenbeugung an LT-GaAs-Schichten gewachsen mit einer Substrattemperatur von 270 °C und verschiedenen Arsen-Flüssen, wobei der Gallium-Fluss immer konstant war, zeigen eine Vergrößerung der Gitterkonstanten verglichen mit stöchiometrischem GaAs, vgl. Abb. 5.3. Diese Schichten sind alle 350 nm dick. Trotz der Defekte, die im Kristall eingebaut sind und das Gitter vergrößern, sind die Schichten von hoher kristalliner Qualität, wie die Schichtoszillationen beidseitig des stöchiometrischen GaAs-Reflexes zeigen.

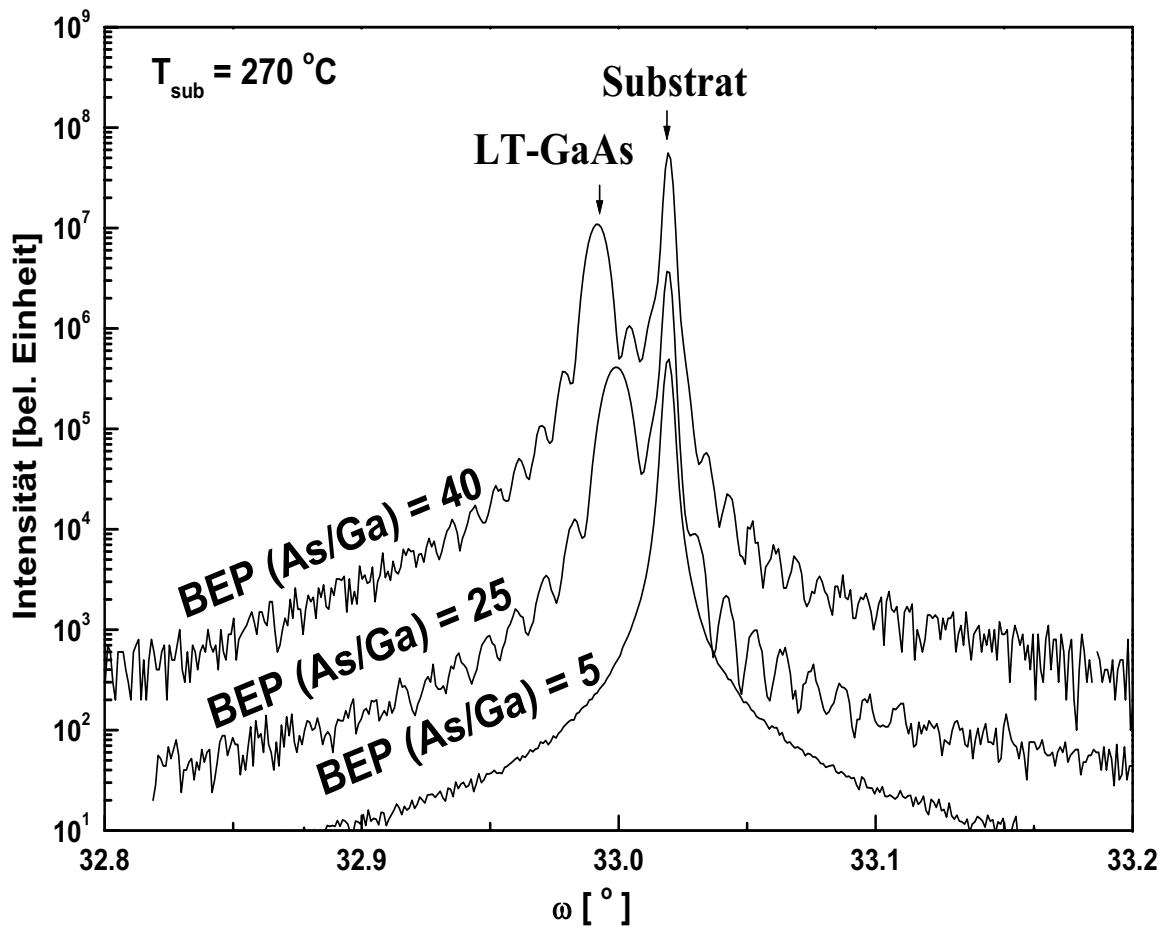


Abbildung 5.3: (004) Röntgendiffraktogramme von 350 nm dicken Niedertemperatur-GaAs-Schichten, gewachsen bei $T_{sub} = 270 \text{ °C}$ und verschiedenen BEP (As_4/Ga). Mit Erhöhung des Arsen zu Gallium Flussverhältnis zeigen die LT-GaAs-Schichten eine Vergrößerung der Gitterkonstanten verglichen zu stöchiometrischem GaAs.

Werden Schichten mit gleichem BEP (As_4/Ga), aber mit unterschiedlichen Substrattemperaturen gewachsen, ist ebenfalls eine Vergrößerung der Gitterkonstanten mit abnehmender Substrattemperatur zu beobachten. Eine Übersicht über die Veränderung der Gitterkonstante abhängig von den Wachstumsparametern T_{sub} und BEP (As_4/Ga) ist in Abb. 5.4 zu sehen.

Eine maximale Ausdehnung der Gitterkonstanten wurde bei $T_{sub} = 220 \text{ °C}$ und BEP (As_4/Ga) = 25 mit $\frac{\Delta a_{\perp}}{a} = 8 \cdot 10^{-4}$ festgestellt. Nach [Liu95] ergibt diese Änderung in Δa_{\perp} eine Gesamtkonzentration von Arsen-Atomen auf Gallium-Gitterplätzen $[As_{Ga}]$ von $11 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und nach [Luy97] Konzentration von neutralen $[As_{Ga}^0]$ von $11 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, wobei in [Luy97] die $[As_{Ga}^+]$ mit einer Größenordnung kleiner als $[As_{Ga}^0]$ angegeben werden (vgl. Kapitel 5.1.1).

Keine Vergrößerung der Gitterkonstante ergab sich bei $T_{sub} = 270 \text{ °C}$ und höheren Substrattemperaturen mit BEP (As_4/Ga) = 5, vgl. Abb. 5.3.

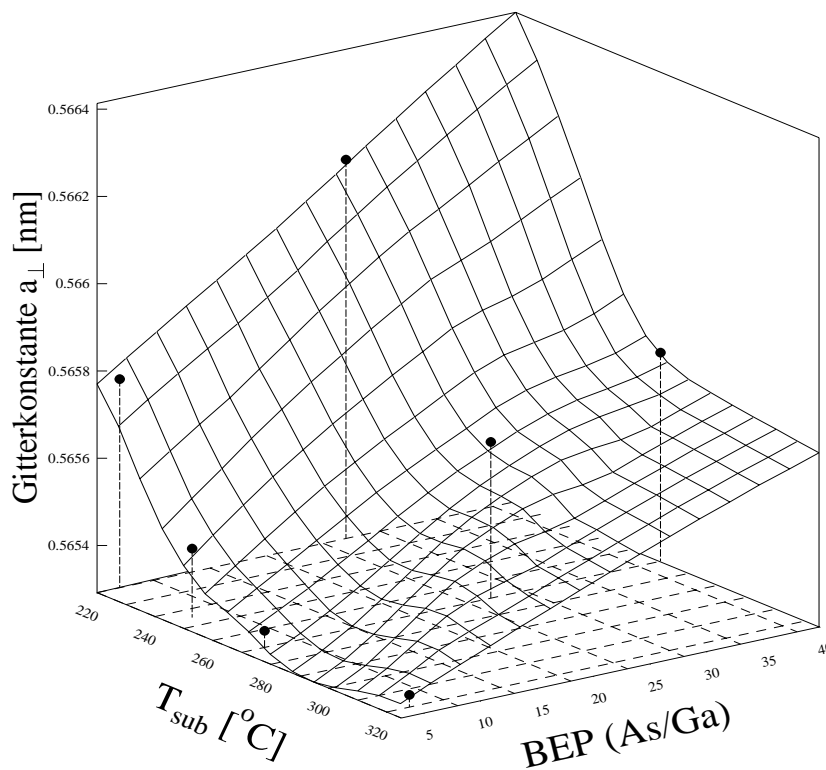


Abbildung 5.4: Abhängigkeit der vertikalen Gitterkonstanten a_{\perp} bei Niedertemperatur-GaAs von den Wachstumsparametern BEP (As_4/Ga) und T_{sub} . Mit steigendem BEP (As_4/Ga) oder sinkendem T_{sub} vergrößerte sich die Gitterkonstante im Vergleich zu stöchiometrischem GaAs.

5.2 Wachstum der LT-(Ga,Mn)As-Schichten

Das Aufwachsen einer (Ga,Mn)As-Schicht auf eine LT-GaAs-Puffer-Schicht wurde mit Öffnen des Mangan-Shutters begonnen. Die LT-GaAs-Pufferschicht waren bei den ersten Proben 80 nm dick, später nur noch 1 nm dick.

5.2.1 RHEED-Untersuchungen an (Ga,Mn)As

Die (Ga,Mn)As-Schichten zeigten unabhängig von der Dicke eine (1×2) Oberflächen-Rekonstruktion, womit Ergebnisse aus der Literatur [She97B] [Hay97] bestätigt werden konnten. In Abb. 5.5 ist ein RHEED Beugungsmuster einer (Ga,Mn)As-Schicht, die eine (1×2) Rekonstruktion zeigt, zu sehen. Die Intensität der zweifachen Rekonstruktion ist leider sehr schwach, so dass sie sich mit der vorhandenen Kamera und durch die intensitätsschwache RHEED-Kanone phototechnisch nicht darstellen lässt. In Abb. 5.6 ist eine polykristallin aufgewachsene Schicht zu sehen, die durch einen erhöhten Mangan-Fluss verursacht wurde. Hier ist eine Überlagerung der (1×2) und der hexagonalen MnAs-Struktur (durch Linien verdeutlicht) zu erkennen.

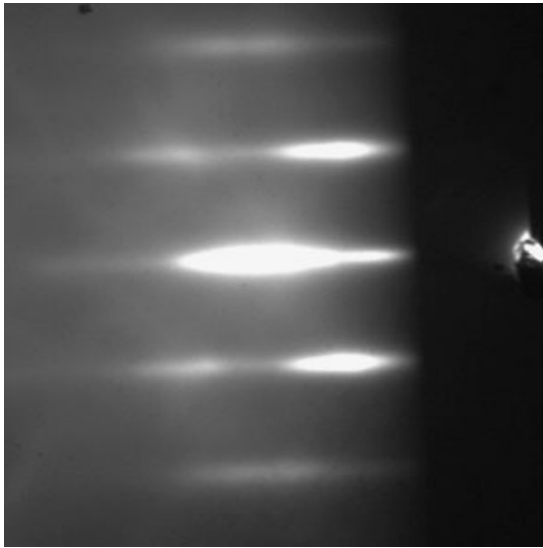


Abbildung 5.5: Oberflächen-Rekonstruktion einer (Ga,Mn)As-Schicht ($T_{sub} = 270^\circ\text{C}$, $\text{BEP}(\text{As}_4/\text{Ga}) = 5$) aufgenommen mit RHEED. Sie hat eine (1×2) Struktur. Der Elektronenstrahl war im Azimuth entlang $[110]$ gerichtet.

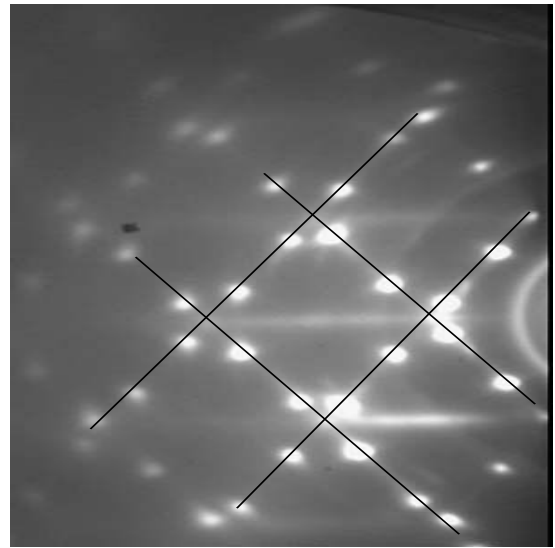


Abbildung 5.6: Durch den zu hohen Mangan-Fluss wächst die Schicht ($T_{sub} = 270^\circ\text{C}$, $\text{BEP}(\text{As}_4/\text{Ga}) = 5$) polykristallin auf. Neben der (1×2) Rekonstruktion ist die hexagonale Struktur (Linien) zu erkennen. Der Elektronenstrahl war im Azimuth entlang $[110]$ gerichtet.

RHEED-Oszillationen aufgenommen für verschiedene Substrattemperaturen und verschiedene Arsen zu Gallium Fluss-Verhältnisse sind in Abb. 5.7 dargestellt. Auffallend ist, dass bei $\text{BEP}(\text{As}_4/\text{Ga}) = 5$ mit sinkendem T_{sub} die Amplituden der Oszillationen zunächst kleiner werden und bei $T_{sub} = 180^\circ\text{C}$ aber wieder größer. Ähnliches wurde auch von [She97A] beim Wachstum von LT-GaAs beobachtet und mit überschüssigem Arsen erklärt. Bei sehr niedrigen Substrattemperaturen kann bis zu einer Monolage überschüssigen Arsens an einer Arsen stabilisierten Oberfläche adsorbiert werden. Dieses überschüssige Arsen passiviert die Oberfläche und macht sie chemisch nicht aktiv und damit werden die Gallium-Atome an der Oberfläche beweglich. Bei $\text{BEP}(\text{As}_4/\text{Ga}) = 25$ werden die Oszillationen mit sinkendem T_{sub} kleiner, was der Annahme entspricht, dass die Diffusionslänge der Gallium-Atome mit sinkender Temperatur kleiner wird. Außerdem ist die Intensität aller aufgenommenen Oszillationen für (Ga,Mn)As im Vergleich zu HT-GaAs sehr schwach, was auf eine Aufrauung der Oberfläche durch überschüssiges Arsen hindeutet.

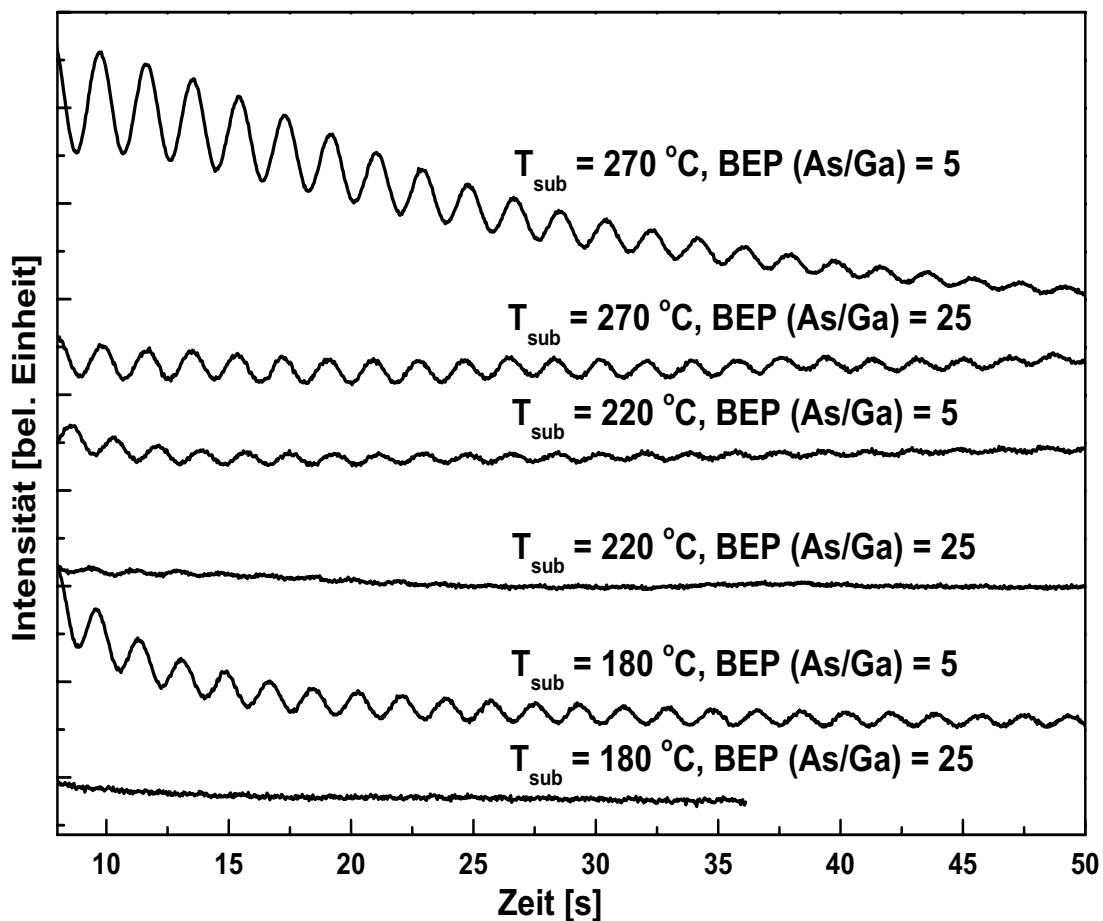


Abbildung 5.7: Zeitliche Entwicklung des gebeugten RHEED Reflexes 0-ter Ordnung von LT-(Ga,Mn)As für verschiedene Wachstumsparameter T_{sub} und BEP (As_4/Ga), aber gleichen Mangan-Fluss.

5.2.2 Erste Messungen mit HRXRD an LT-(Ga,Mn)As

In Abb. 5.8 und 5.9 sind HRXRD-Messungen des (004) Reflexes für Schichten mit verschiedenen Mangan-Gehalten [Mn] zu sehen. Die Schichten wurden mit gleichem V zu III Verhältnis gewachsen, aber einmal mit $T_{sub} = 270$ °C und einmal mit $T_{sub} = 220$ °C. Diese Schichten sind zwischen 350 nm und 440 nm dick. Bei $T_{sub} = 270$ °C und BEP (As_4/Ga) = 5 führt ein Mangan-Gehalt größer als 2.3 % zu polykristallinem Wachstum, wohingegen bei $T_{sub} = 220$ °C ein Mangan-Gehalt bis zu 6.9 % verwirklicht werden konnte. Der Mangan-Gehalt wurde mit HRXRD nach der Eichkurve in [Sch01] bestimmt. Die 80 nm dicke LT-GaAs-Pufferschicht, die bei all diesen Schichten gewachsen wurde, ist an der Verbreiterung der linken Schulter des Substrat-Reflexes erkennbar. Bei $T_{sub} = 270$ °C ist diese Verbreiterung kaum ausgeprägt, weil LT-GaAs gewachsen mit diesen Wachstumsparametern kaum eine Vergrößerung der Gitterkonstanten zeigt, vgl. Abb. 5.4.

Mit asymmetrischen (113) und (335) Reflexen in HRXRD konnte keine Relaxation der (Ga,Mn)As-Schichten festgestellt werden. Dies bestätigt, dass (Ga,Mn)As polykristallin aufwächst, anstatt zu relaxieren. Die kritische Schichtdicke, bei der das polykristalline Wachstum beginnt, nimmt stark zu bei kleinerem T_{sub} [She99]. Eine detaillierte Diskussion der Abhängigkeit der (Ga,Mn)As-Gitterkonstante von den Wachstumsparametern folgt in Kapitel 6.

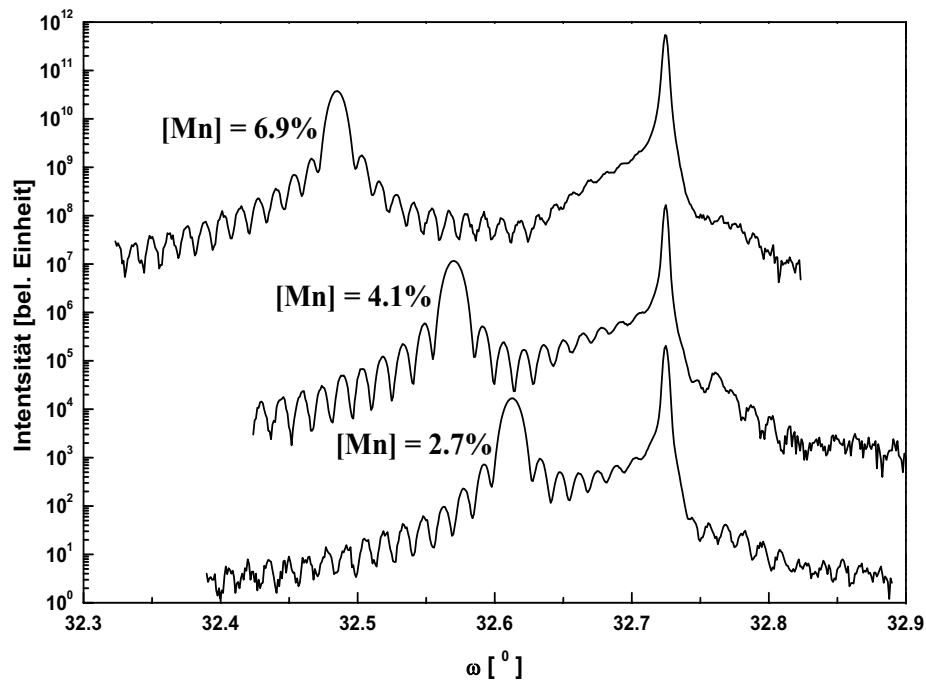


Abbildung 5.8: (004) Röntgendiffraktogramme verschiedener (Ga,Mn)As-Schichten. Bei gleichbleibenden Wachstumsparametern ($T_{sub} = 220^\circ\text{C}$, $BEP (As_4/Ga) = 5$) und steigendem Mangan-Gehalt ist deutlich eine Vergrößerung der Gitterkonstanten zu erkennen.

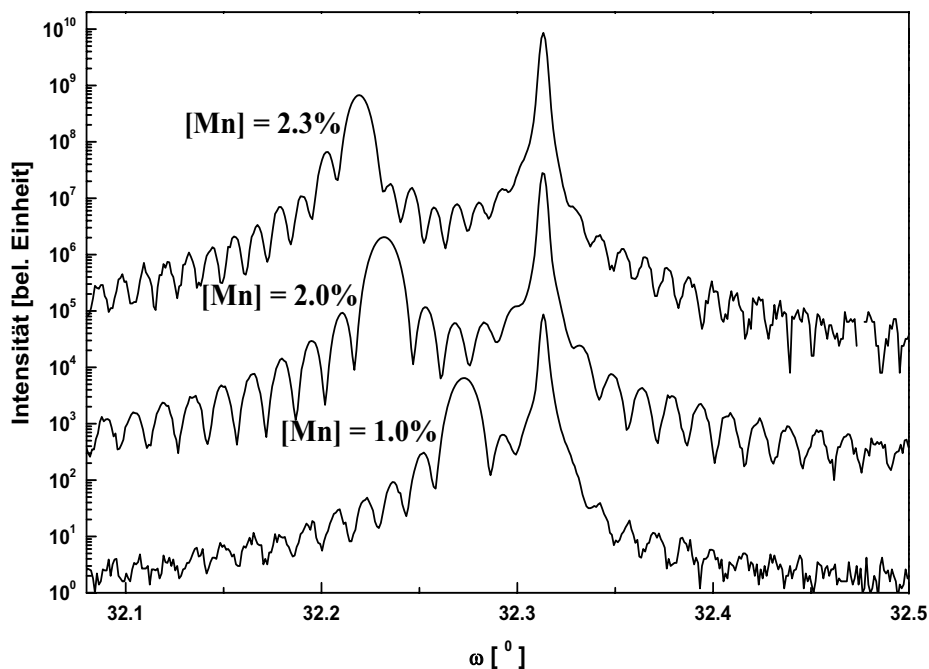


Abbildung 5.9: (004) Röntgendiffraktogramme verschiedener (Ga,Mn)As-Schichten. Bei den Wachstumsparametern $T_{sub} = 270^\circ\text{C}$ und $BEP (As_4/Ga) = 5$ führt schon ein Mangan-Gehalt größer als 2.3 % zu polykristallinem Wachstum.

5.3 Wachstum von LT-(GaAs/MnAs) Übergittern

Neben den (Ga,Mn)As-Schichten wurden Übergitter-Strukturen (GaAs/MnAs) gewachsen und charakterisiert. Ein erstes Ziel war es, die GaAs-Lagen möglichst dünn und die Submonolagen MnAs möglichst dick zu machen, um einen möglichst hohen mittleren Mangan-Gehalt zu erhalten. Dazu wurde eine Serie von Übergitterstrukturen hergestellt mit unterschiedlich dicken GaAs-Schichten und unterschiedlich dicken MnAs Submonolagen, wobei $T_{sub} = 270\text{ °C}$ gleich blieb, das V zu III Flussverhältnis wurde zwischen 5 und 25 variiert. Für die Dicke der GaAs-Lagen wurden 20 ML oder 10 ML angestrebt. Dünnere GaAs-Lagen als 10 ML führten immer zu polykristallinem Wachstum, unabhängig von der Dicke der MnAs-Submonolage.

Ein (004) Röntgendiffraktogramm (dicke Linie) eines Übergitters gewachsen mit BEP (As_4/Ga) = 5 und einem mittleren Mangan-Gehalt von 0.9 % ist in Abb. 5.10 zu sehen. Die MnAs-Bedeckung von $d_{MnAs} = 0.054\text{ nm}$ entsprach unter der Annahme der hypothetischen zinkblende MnAs-Gitterkonstante aus [Sch01] 0.18 ML. Deutlich sind die Übergitter-Reflexe sichtbar, deren Intensitäten gut mit der Simulation (dünne Linie) übereinstimmen. Zur übersichtlichen Darstellung wurde die Simulation vertikal verschoben.

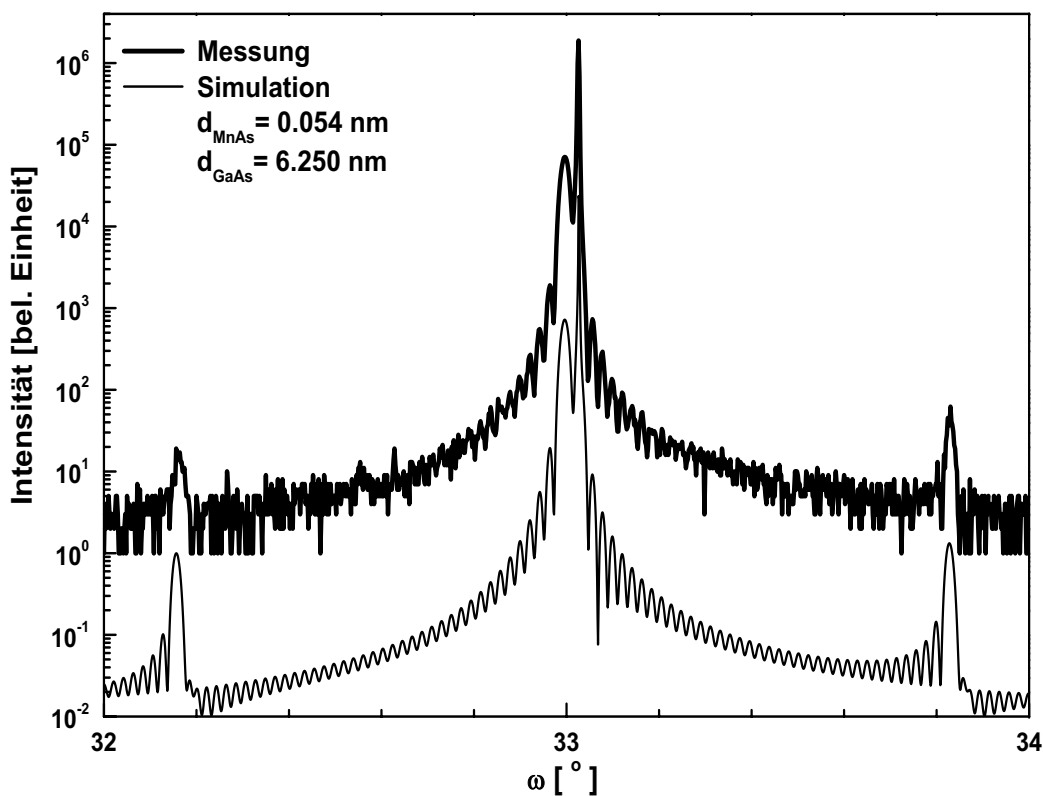


Abbildung 5.10: (004) Röntgendiffraktogramm eines (GaAs 22 ML /MnAs 0.18 ML)₄₀ Übergitters (dicke Linie), gewachsen bei einer Substrattemperatur von 270 °C und BEP (As_4/Ga) = 5. Die MnAs-Bedeckung von $d_{MnAs} = 0.054\text{ nm}$ entspricht unter der Annahme der MnAs-Gitterkonstanten aus [Sch01] 0.18 ML. Zur übersichtlichen Darstellung wurde die Simulation (dünne Linie) vertikal verschoben.

Ein (004) Röntgendiffraktogramm eines Übergitters mit dem höchsten mittleren Mangan-Gehalt von 3.5 % der erreicht werden konnte, ist in Abb. 5.11 (dicke Linie) dargestellt. Mit der MnAs-Gitterkonstanten 0.612 nm [Sch01] ergaben sich mit Hilfe einer Simulation (oberste dünne Linie in Abb. 5.11) einer Übergitter-Struktur $(\text{GaAs}/\text{MnAs})_{40}$ für die MnAs-Lagen 0.38 ML und für die GaAs-Lage 11 ML. Auffallend ist, dass die Übergitter-Reflexe bei der Simulation viel größer sind als die Übergitter-Reflexe der Messung. Bei der Simulation eines Übergitter-Reflexes wurde angenommen, dass es eine kristalline Trennung zwischen den GaAs-Lagen und den MnAs-Submonolagen gibt. Verändert man die Simulationparameter und simuliert eine $(\text{GaAs}/(\text{Ga},\text{Mn})\text{As})_{40}$ Übergitter-Struktur (mittlere dünne Linie in Abb. 5.11) ist eine Abnahme der Übergitter-Reflex-Intensitäten festzustellen. Intensitäten der Übergitter-Reflexe, die annähernd der Messung entsprechen, konnten aber erst mit Simulation einer $((\text{Ga},\text{Mn})\text{As}/(\text{Ga},\text{Mn})\text{As})_{40}$ Übergitter-Struktur erreicht werden. Dies legt die Vermutung nahe, dass die Mangan-Atome stark diffundieren. Tatsächlich konnte mit hochauflösenden Aufnahmen eines Rasterelektronen Mikroskops (TEM¹) festgestellt werden, dass sich die Mangan-Atome auf 3 bis 4 Monolagen verteilen [Kaw00]. Diese mit TEM vermessenen Übergitter-Strukturen wurden bei einer Substrattemperatur von 220 °C bis 300 °C und einem BEP (As_2/Ga) = 25 hergestellt.

¹engl.: transmission electron microscopy

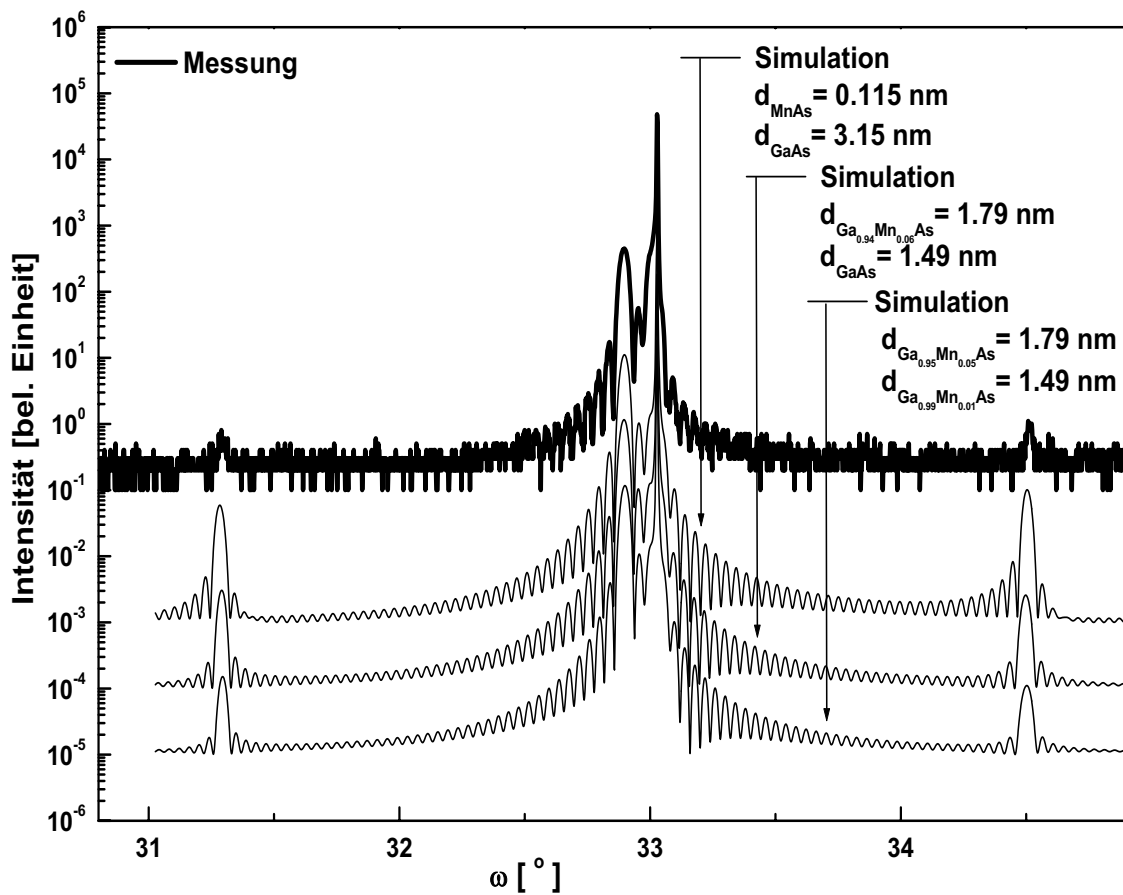


Abbildung 5.11: (004) Röntgendiffraktogramm eines (GaAs 11 ML/MnAs 0.38 ML) Übergitters (dicke Linie), gewachsen bei $T_{sub} = 270 \text{ °C}$ und $BEP (As_4/Ga) = 25$. Neben einer Simulation einer (GaAs/MnAs) Übergitter-Struktur (erste dünne Linie von oben), wurden auch (GaAs/(Ga,Mn)As)₄₀ (mittlere dünne Linie) und ((Ga,Mn)As/(Ga,Mn)As)₄₀ (unterste dünne Linie) Übergitter-Strukturen simuliert. Letztere stimmt am ehesten mit den gemessenen Übergitter-Reflexen 1. Ordnung überein.

Eine Messung an einer (11 ML GaAs/0.38 ML MnAs)₄₀ Übergitter-Struktur gewachsen mit $BEP (As_4/Ga) = 5$ ergab ein identisches Röntgendiffraktogramm. Es konnte keine Veränderung der Position der Übergitterreflexe noch der Intensitäten festgestellt werden.

Kapitel 6

Abhängigkeit der Gitterkonstante von den Wachstumsparametern in (Ga,Mn)As

Die kristallinen Eigenschaften von LT-GaAs werden, wie in Kapitel 5 gezeigt, durch die Wachstumsparameter T_{sub} und BEP (As_4/Ga) beeinflusst. Bei LT-(Ga,Mn)As kommt Mangan dazu und neben überschüssigem Arsen wird das (Ga,Mn)As-Gitter durch MnAs-Cluster, Mangan-Atome auf Arsen-Gitterplätzen (Mn_{As}) und Mangan-Atome auf Zwischengitterplätzen (Mn_i) gestört.

MnAs hat eine Curie-Temperatur von 300 K [Tak01]. Alle hergestellten Proben haben eine Curie-Temperatur kleiner als 300 K (vgl. Kapitel 7), deshalb kann ein Einbau von MnAs-Clustern in die (Ga,Mn)As-Schichten ausgeschlossen werden.

Im folgenden soll der Einfluss dieser Kristallstörungen auf die Gitterkonstante untersucht werden. In diesem Zusammenhang soll vor allem die Methode den Mangan-Gehalt mit Hilfe der Gitterkonstante zu bestimmen, diskutiert werden.

1996 wurde in [Ohn96] eine Gitterkonstante für die hypothetische Zinkblende MnAs-Verbindung veröffentlicht. Es wurde eine Eichkurve für die Bestimmung des Mangan-Gehaltes aus der Gitterkonstanten angegeben, wobei für 0 % Mangan eine LT-GaAs Gitterkonstante von 0.566 nm angenommen wurde und nicht der für GaAs allgemein akzeptierte Wert von 0.565325 nm [Bör82]. D. h. abhängig von der Wahl der Wachstumsparameter ergibt sich für eine Eichkurve ein anderer Fixpunkt aus der LT-GaAs-Schicht. Es ist also schon nicht eindeutig, auf welcher LT-GaAs Gitterkonstante eine Eichkurve basieren soll. Um den Mangan-Gehalt unabhängig von der Gitterkonstante zu bestimmen, wurde ein spezielles Übergitter gewachsen. Dieses Übergitter und die daraus folgende Eichkurve zur Bestimmung des Mangan-Gehaltes wird im Kapitel 6.2 beschrieben. Im Kapitel 6.3 werden die Ergebnisse aus einer Reihe von Sekundärionenmassen-Spektrometrie (SIMS) Messungen an verschiedenen (Ga,Mn)As-Schichten diskutiert. In Kapitel 6.4 werden die Ergebnisse aus den Kapiteln 6.2 und 6.3 zusammengefasst und mit der Literatur in Bezug gebracht. Im folgenden Kapitel 6.1 werden HRXRD-Messungen an verschiedenen (Ga,Mn)As-Einzelschichten zusammengefasst, um die Notwendigkeit einer Eichstruktur zur Bestimmung des Mangan-Gehaltes zu zeigen.

6.1 (Ga,Mn)As-Einzelschichten

Zunächst wurden zwei Serien verschiedener (Ga,Mn)As-Einzelschichten gewachsen einmal mit einer Substrattemperatur $T_{sub} = 270$ °C und einmal mit $T_{sub} = 220$ °C und mit HRXRD und zum Teil mit EDX vermessen. Bei allen Schichten wurde BEP (As_4/Ga) = 5 verwendet, wobei

der Gallium-Fluss mit $3.3 \cdot 10^{-7}$ mbar konstant gehalten wurde. Bei $T_{sub} = 270$ °C wurde die Mangan-Zell Temperatur (T_{Mn}) von 640 °C bis 670 °C variiert (vgl. Abb. 5.8). Nach der Eichkurve aus HRXRD [Sch01] entspricht die Mangan-Zell Temperatur $T_{Mn} = 670$ °C einem Mangan-Gehalt von 2.3 %. Wurde eine höhere Temperatur als 670 °C für die Mangan-Zelle gewählt, zeigte RHEED polykristallines Wachstum. Mit $T_{sub} = 220$ °C konnte die Mangan-Zell Temperatur von 640 °C bis 710 °C variiert werden (vgl. Abb. 5.9).

Bei den kleinen Temperaturänderungen von max. 80 °C mit der die Mangan-Zelle betrieben wurde, wird erwartet, dass die Mangan-Verdampfungsrate und damit der Mangan-Fluss proportional $\exp(-E_a/k_B T)$ ist, wobei E_a der Aktivierungsenergie und k_B der Boltzmann-Konstante entspricht. Werden alle Mangan-Atome gleichermaßen eingebaut, sollte die Änderung der vertikalen Gitterkonstanten proportional zum Mangan-Fluss sein. Um diese Annahme zu überprüfen, wurde in Abb. 6.1 für beide Probenserien die Änderung der vertikalen (Ga,Mn)As-Gitterkonstanten (d.h. die Änderung relativ zur LT-GaAs Gitterkonstanten abhängig von den Wachstumsparametern) halblogarithmisch als Funktion des Inversen der Mangan-Zell Temperatur aufgetragen. Beide Datenreihen liegen je auf einer Geraden mit unterschiedlicher Steigung für die Substrattemperaturen 220 °C und 270 °C. Dies bedeutet, dass die Gitterkonstante nicht nur vom Mangan-Fluss abhängig ist, sondern auch von den gewählten Wachstumsparametern (T_{sub} , BEP (As₄/Ga)) bestimmt wird.

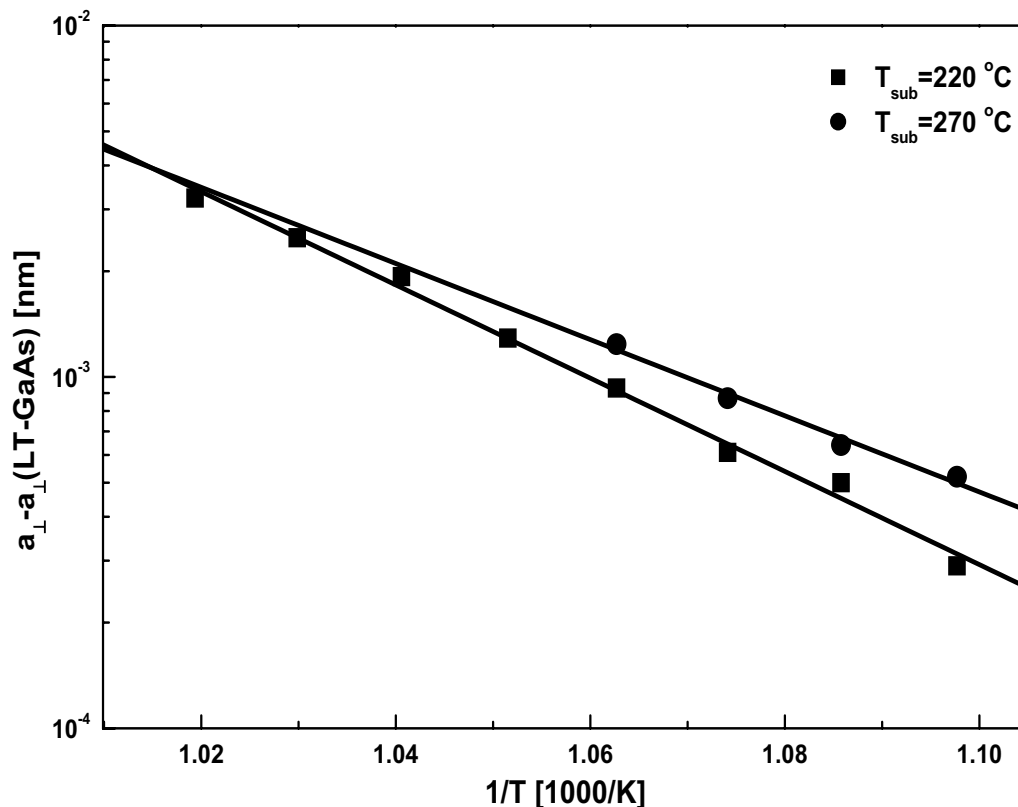


Abbildung 6.1: Änderung der vertikalen Gitterkonstanten als Funktion des Inversen der Mangan-Zell Temperatur. Für die beiden Probenserien mit den unterschiedlichen Substrattemperaturen 220 °C und 270 °C ergaben sich Geraden mit unterschiedlichen Steigungen.

6.2 Ein Übergitter als Eichstruktur für den Mangan-Gehalt

Wenn die Änderung der Gitterkonstanten von (Ga,Mn)As tatsächlich nicht nur von dem Mangan-Gehalt abhängig ist, sondern auch von den Wachstumsparametern (T_{sub} , BEP (As_4/Ga)), kann der Mangan-Gehalt nicht bestimmt werden, indem die Gitterkonstante mit Literaturwerten verglichen wird.

Um dies zu untersuchen, wurde zunächst eine $2 \mu\text{m}$ dicke (Ga,Mn)As-Einzelschicht mit einem relativ hohen Mangan-Gehalt gewachsen mit $T_{sub} = 220 \text{ }^\circ\text{C}$ und BEP (As_4/Ga) = 5. Eine EDX-Messung ergab einen Mangan-Gehalt von 6.2 %. Die vertikale Gitterkonstante von 0.56845 nm dieser Einzelschicht entspricht nach [Ohn96] einem Mangan-Gehalt von 4%, wohingegen die Messung mit EDX einem 50 % größeren Wert entspricht. Da die Messmethode mit EDX eine Messunsicherheit mit sich bringt, wurde, um den Mangan-Gehalt abhängig von einer Mangan-Bedeckung bestimmen zu können, eine spezielle Eichprobe mit $T_{sub} = 220 \text{ }^\circ\text{C}$ und BEP (As_4/Ga) = 5 hergestellt. Diese Probe bestand aus zwei aufeinander gewachsenen (GaAs/(Ga,Mn)As) Übergittern, die beide eine identische Periode d_1 und d_2 haben sollten. Dabei wurde angestrebt, dass die Dicke der GaAs-Lage im Übergitter 1 (SL1) der Dicke der (Ga,Mn)As-Lage im Übergitter 2 (SL2) entspricht und die (Ga,Mn)As-Lage des Übergitters 1 der Dicke der GaAs-Lage im Übergitter 2. Ein (004) Röntgendiffraktogramm dieser Eichstruktur ist in Abb. 6.2 (dicke Linie) dargestellt. Neben den Reflexen nullter Ordnung sind ausgeprägte Satelliten erster Ordnung zu erkennen. Die dünne Linie in Abb. 6.2 entspricht einem simulierten Spektrum basierend auf der dynamischen Streutheorie. Mit Hilfe dieser Simulation wurden die Perioden der zwei Übergitter bestimmt. Es ergab sich für SL1 eine Periode von $d_1 = (9.968 \pm 0.025) \text{ nm}$ und für SL2 eine Periode von $d_2 = (9.952 \pm 0.025) \text{ nm}$. Unter der Annahme, dass alle Flüsse konstant waren, wurde mit diesen Perioden und den Wachstumszeiten ($t_1(GaAs)$, $t_2((Ga, Mn)As)$, $t_3(GaAs)$, $t_4((Ga, Mn)As)$) die Wachstumsrate der GaAs-Schicht (r_{GaAs}) und (Ga,Mn)As-Schicht ($r_{(Ga, Mn)As}$) und damit der Mangan-Gehalt bestimmt.

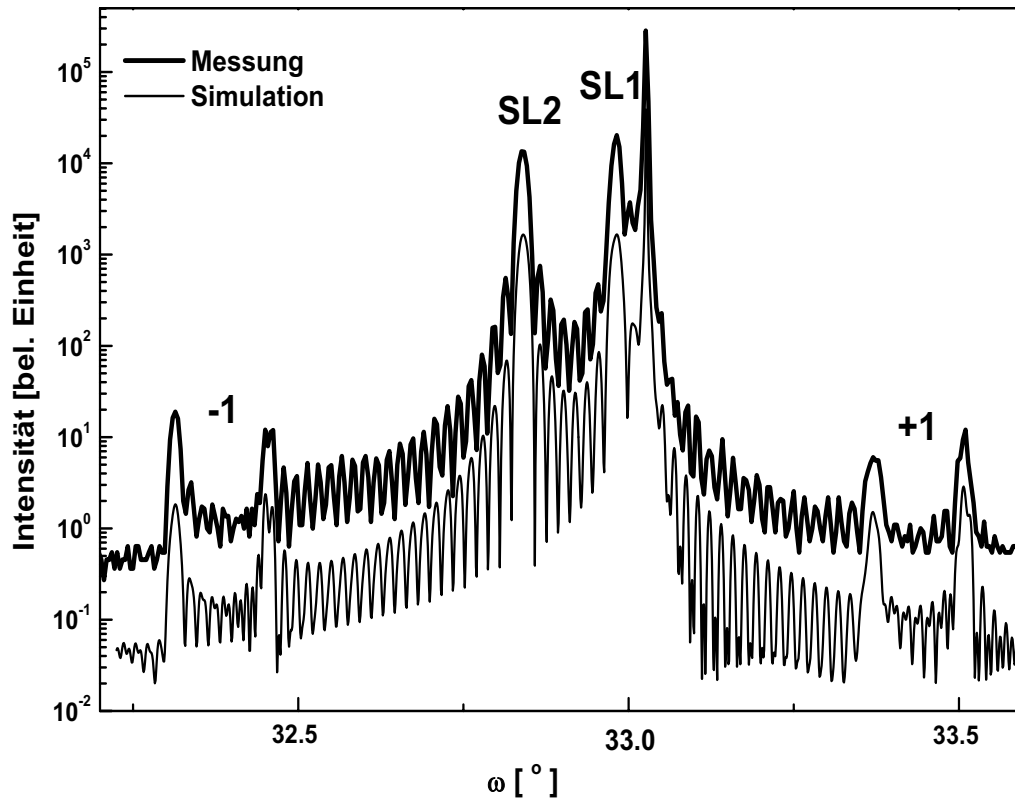


Abbildung 6.2: (004) Röntgendiffraktogramm der Eichprobe (dicke Linie). Sie besteht aus zwei aufeinander gewachsenen Übergittern. Ein Übergitter $((\text{Ga,Mn})\text{As}/\text{GaAs})_{30}$ (SL2) mit dicken $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ und dünnen GaAs -Lagen und darunter ein Übergitter $((\text{Ga,Mn})\text{As}/\text{GaAs})_{30}$ (SL1) mit dünnen $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ und dicken GaAs -Lagen. Die dünne Linie entspricht einer Simulation basierend auf der dynamischen Streutheorie.

Für kleine Mangan-Gehalte wurde angenommen, dass die $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ Bedeckung ($\tilde{r}_{(\text{Ga,Mn})\text{As}}$) die Summe ist aus der GaAs -Bedeckung (\tilde{r}_{GaAs}) und der MnAs -Bedeckung (\tilde{r}_{MnAs}).

$$\tilde{r}_{(\text{Ga,Mn})\text{As}} = \tilde{r}_{\text{GaAs}} + \tilde{r}_{\text{MnAs}} \quad [\text{ML}/\text{s}] \quad (6.1)$$

$$\Leftrightarrow \tilde{r}_{\text{GaAs}} = \tilde{r}_{(\text{Ga,Mn})\text{As}} - \tilde{r}_{\text{MnAs}} \quad [\text{ML}/\text{s}] \quad (6.2)$$

$$\Leftrightarrow \tilde{r}_{\text{GaAs}} = \tilde{r}_{(\text{Ga,Mn})\text{As}} \left(1 - \frac{\tilde{r}_{\text{MnAs}}}{\tilde{r}_{(\text{Ga,Mn})\text{As}}} \right) \quad [\text{ML}/\text{s}] \quad (6.3)$$

$$\Leftrightarrow \tilde{r}_{\text{GaAs}} = \tilde{r}_{(\text{Ga,Mn})\text{As}} (1 - X) \quad [\text{ML}/\text{s}], \quad (6.4)$$

wobei X dem Mangan-Gehalt entspricht.

Eine Monolage ist die Hälfte der Gitterkonstanten a , umgeformt ergibt dies:

$$r_{\text{GaAs}} \cdot \frac{2}{a_{\text{GaAs}}} = r_{(\text{Ga,Mn})\text{As}} \cdot \frac{2}{a_{(\text{Ga,Mn})\text{As}}} \cdot (1 - X) \quad [\text{nm}/\text{s}] \quad (6.5)$$

$$\Rightarrow r_{\text{GaAs}} = r_{(\text{Ga,Mn})\text{As}} \cdot (1 - X) \cdot \frac{a_{\text{GaAs}}}{a_{(\text{Ga,Mn})\text{As}}} \quad [\text{nm}/\text{s}]. \quad (6.6)$$

Ist die Gitterkonstante von $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ viel größer als die von GaAs , ist der Korrekturfaktor $\frac{a_{\text{GaAs}}}{a_{(\text{Ga,Mn})\text{As}}} =: f$ zu berücksichtigen, andernfalls ist $f = 1$.

Die Perioden der beiden Übergitter SL1 und SL2 setzen sich wie folgt zusammen:

$$d_1 = r_{GaAs} \cdot t_1 + r_{(Ga,Mn)As} \cdot t_2 \quad (6.7)$$

$$d_2 = r_{GaAs} \cdot t_3 + r_{(Ga,Mn)As} \cdot t_4 \quad (6.8)$$

Einsetzen von 6.6 in 6.7, 6.8 und eliminieren von $r_{(Ga,Mn)As}$ führt zu

$$y = (1 - X) = \frac{d_1 \cdot t_4 - d_2 \cdot t_2}{d_2 \cdot t_1 - d_1 \cdot t_3} \cdot \frac{1}{f} \quad (6.9)$$

Der Messfehler $dd = 0.025$ nm in der Bestimmung der einzelnen Perioden der Übergitter wurde wie folgt berücksichtigt.

$$\left. \begin{array}{l} d_{12} = d_1 + dd \\ d_{22} = d_2 - dd \end{array} \right\} y_2 = 1 - X = \frac{d_{12} \cdot t_4 - d_{22} \cdot t_2}{d_{22} \cdot t_1 - d_{12} \cdot t_3} \cdot \frac{1}{f} \quad (6.10)$$

$$\left. \begin{array}{l} d_{13} = d_1 - dd \\ d_{23} = d_2 + dd \end{array} \right\} y_3 = 1 - X = \frac{d_{13} \cdot t_4 - d_{23} \cdot t_2}{d_{23} \cdot t_1 - d_{13} \cdot t_3} \cdot \frac{1}{f} \quad (6.11)$$

Mit den Wachstumszeiten $t_1(GaAs) = 95.5$ s und $t_2((Ga, Mn)As) = 9.0$ s für das Übergitter SL1 und $t_3(GaAs) = 9.7$ s und $t_4((Ga, Mn)As) = 90$ s für das Übergitter SL2 konnte der Mangan-Gehalt X unter Annahme $f = 1$ wie folgt bestimmt werden.

$$\left. \begin{array}{l} X = (1 - y) \cdot 100 \\ X_2 = (1 - y_2) \cdot 100 \\ X_3 = (1 - y_3) \cdot 100 \end{array} \right\} X = (6.5 \pm 0.6)\% \quad (6.12)$$

Diese Berechnungen basieren auf der Annahme, dass alle Flüsse während des gesamten Wachstumsprozesses konstant geblieben sind. Um dies zu überprüfen, wurden vor und nach der Übergitter-Eichstruktur eine Einzelschicht gleich lang und mit identischen Wachstumsparametern gewachsen und mit HRXRD vermessen. Die (004) Röntgendiffraktogramme beider Einzelschichten sind in Abb. 6.3 dargestellt. Zur Übersichtlichkeit wurden die Spektren vertikal verschoben. Der Schicht-Reflex, dessen ω -Position von der Zusammensetzung der Schicht bestimmt wird, ist für beide Einzelschichten identisch. Hieraus ergab sich eine vertikale Gitterkonstante von $a_{\perp} = (0.56853 \pm 0.00005)$ nm. Mit Hilfe der Schichtoszillationen konnte für die Einzelschicht, gewachsen vor der Übergitter-Eichstruktur eine Dicke von (242 ± 4) nm bestimmt werden. Für die Einzelschicht, gewachsen nach der Eichstruktur ergab sich eine Dicke von (240 ± 4) nm. D. h. beide Einzelschichten haben eine identische Zusammensetzung und Schichtdicke. Die Wachstumszeiten und auch die Wachstumsparameter waren identisch, was zeigt, dass die Wachstumsraten konstant und damit stabile Flussverhältnisse während des gesamten Wachstumsprozesses vorhanden waren.

Mit der Gitterkonstanten der (Ga,Mn)As-Schicht $a_{\perp} = 0.56853$ nm wurde der Korrekturfaktor f berechnet und der Mangan-Gehalt mit den Gleichungen 6.10, 6.11 und 6.12 erneut bestimmt zu $(6.0 \pm 0.6)\%$.

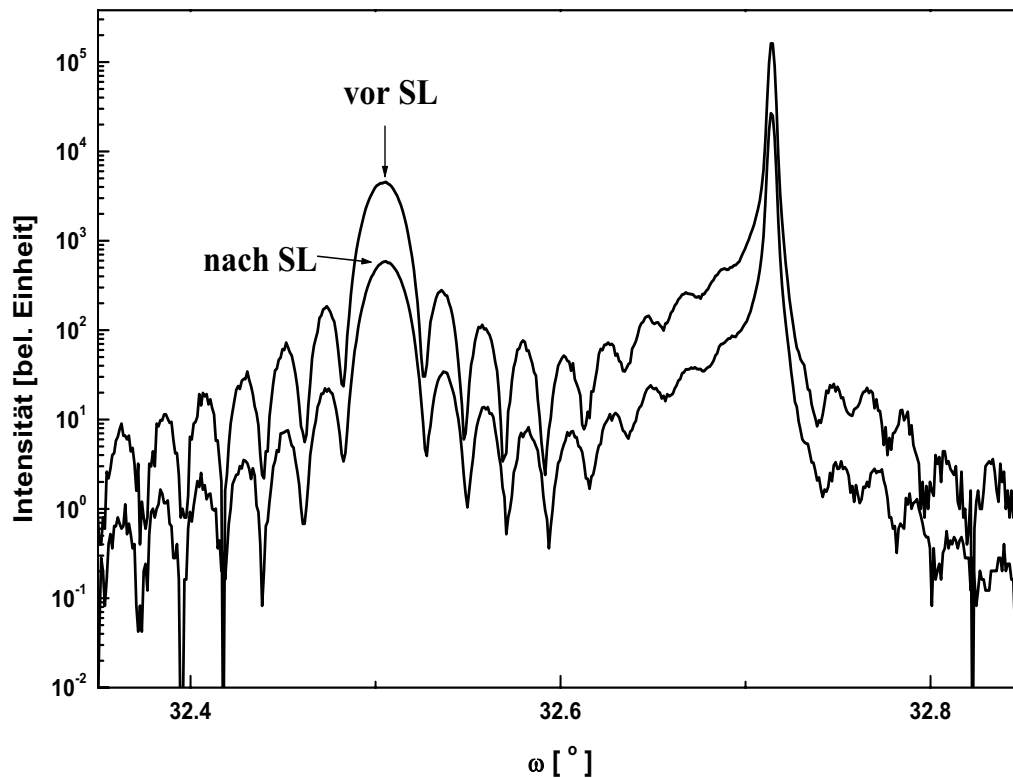


Abbildung 6.3: (004) Röntgendiffraktogramme der (Ga,Mn)As-Einzelschichten, gewachsen vor und nach dem Übergitter (vgl. Abb. 6.2), um die Stabilität aller Flüsse zu überprüfen. Zur übersichtlichen Darstellung wurden die Spektren vertikal zueinander verschoben. Beide Schichten zeigen eine identische Zusammensetzung und Schichtdicke.

Ausgehend von der LT-GaAs Gitterkonstanten von $a_{\perp} = 0.5658$ nm und einer $\text{Ga}_{0.94}\text{Mn}_{0.06}\text{As}$ -Schicht mit der Gitterkonstanten von $a_{\perp} = 0.5685$ nm ergibt sich durch Extrapolation eine zinkblende MnAs-Gitterkonstante von 0.612 nm. In [Ohn96] [Ohn99B] wird eine relaxierte MnAs Gitterkonstante von 0.598 nm angegeben unter der Annahme, dass GaAs und MnAs die gleichen elastischen Konstanten besitzen. Umgerechnet in eine vertikale Gitterkonstante entspricht dies 0.628 nm.

Mit Hilfe der bestimmten MnAs-Gitterkonstanten von 0.612 nm und der LT-GaAs Gitterkonstanten für die Wachstumsparameter $T_{\text{sub}} = 220$ °C und BEP (As_4/Ga) = 5 wurde der Mangan-Gehalt dieser Probenserie bestimmt. Der Mangan-Gehalt der Probenserie gewachsen mit $T_{\text{sub}} = 270$ °C wurde bestimmt unter der Annahme, dass Proben gewachsen mit 220 °C und 270 °C den gleichen Mangan-Gehalt besitzen, wenn die gleiche Mangan-Zelltemperatur verwendet wurde. Diese Annahme wurde gemacht, da der Haftkoeffizient von Mangan bei diesen Substrattemperaturen eins ist und die zwei Proben gewachsen bei $T_{\text{sub}} = 270$ °C und $T_{\text{sub}} = 220$ °C, aber mit sonst gleichen Wachstumsparametern, immer in einer Wachstumssequenz hergestellt wurden. Es ergab sich für $T_{\text{sub}} = 220$ °C und $T_{\text{sub}} = 270$ °C je eine Eichgerade und durch Extrapolation verschiedene MnAs-Gitterkonstanten. Leider konnte für die Substrattemperatur 270 °C keine Einzelschicht mit hohem Mangan-Gehalt hergestellt werden, um den Trend der Steigung der Geraden zu überprüfen. In Abb. 6.4 sind die vertikalen Gitterkonstanten dieser Probenserien (Kreise) als Funktion des Mangan-Gehaltes aufgetragen. Die Übergitter-Eichprobe (Viereck) und die mit EDX und HRXRD vermessene 2 μm dicke

(Ga,Mn)As-Einzelschicht (Dreieck) sind ebenfalls eingezeichnet. Zur Vollständigkeit ist die Eichkurve der Referenz [Ohn96] als gepunktete Linie eingezeichnet.

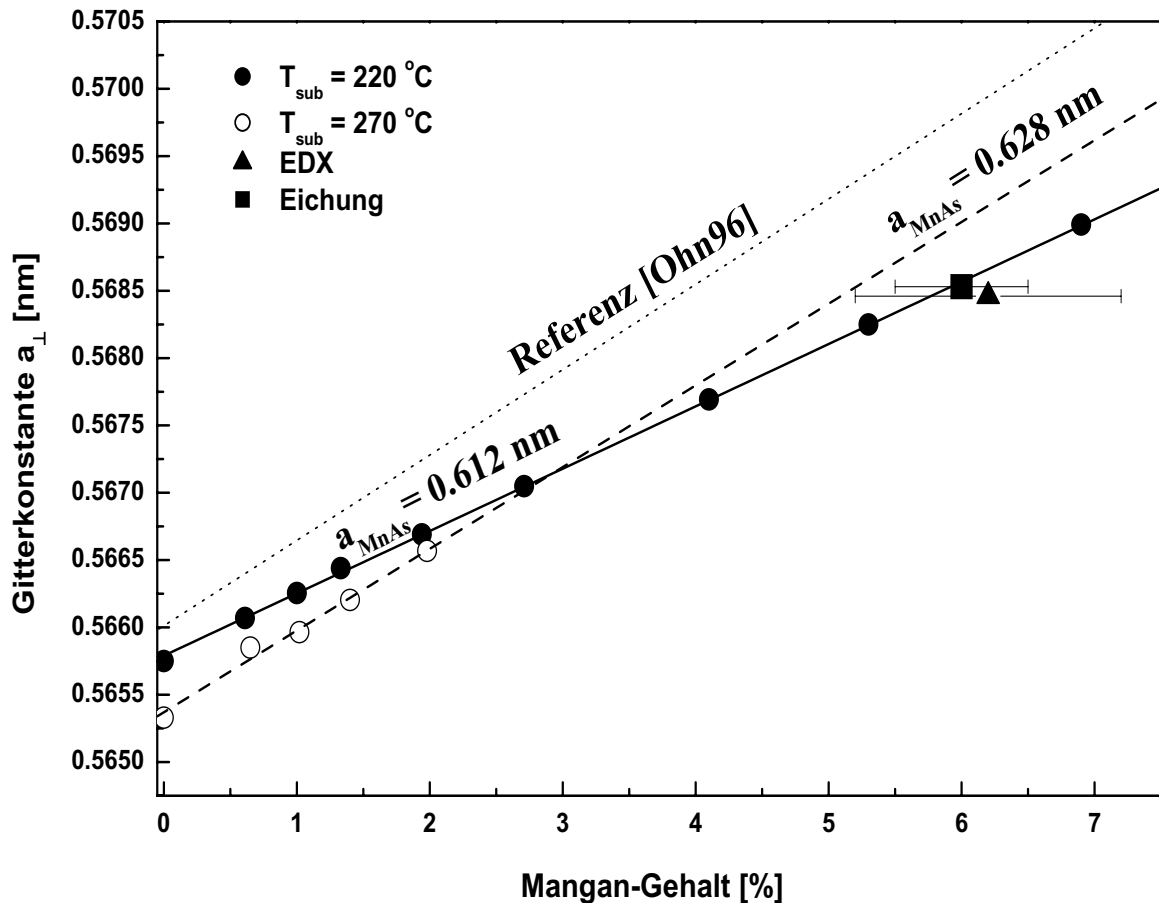


Abbildung 6.4: Vertikale Gitterkonstante a_{\perp} verschiedener (Ga,Mn)As-Einzelschichten, gewachsen mit $T_{sub} = 220 \text{ }^\circ\text{C}$ und $T_{sub} = 270 \text{ }^\circ\text{C}$ (Kreise). Das V zu III Druckverhältnis wurde dabei mit 5 für alle Schichten konstant gehalten. Ebenso eingezeichnet sind die Ergebnisse aus der EDX Messung (Dreieck) und der Übergitter-Eichstruktur (Viereck). Die durchgezogene und gestrichelte Linie entsprechen den beiden Eichkurven, abhängig von der Substrattemperatur. Die gepunktete Linie entspricht der Eichkurve angegeben in [Ohn96].

Um die unterschiedliche Steigung der Eichgerade für die Wachstumsparameter $T_{sub} = 270 \text{ }^\circ\text{C}$ und BEP (As_4/Ga) = 5 zu überprüfen, wurde die (GaAs/MnAs) Übergitterstruktur aus Abb. 5.10 bzgl. der MnAs-Gitterkonstanten mit HRXRD näher untersucht. Bei einem (GaAs/MnAs) Übergitter ist die Position der Übergitter-Reflexe mit den Dicken der GaAs-Lage und der Submonolage MnAs festgelegt. Mit einer Simulation konnten diese Dicken für GaAs mit $(6.25 \pm 0.01) \text{ nm}$ und für MnAs mit $(0.054 \pm 0.004) \text{ nm}$ bestimmt werden. Die Lage des Reflexes nullter Ordnung ist vom durchschnittlichen Mangan-Gehalt festgelegt und damit von der MnAs-Gitterkonstanten. Mit Bestimmung der Dicken der GaAs- und MnAs-Lagen, ist die durchschnittliche MnAs-Bedeckung schon festgelegt und der Reflex nullter Ordnung kann nur noch angepasst werden, indem die MnAs-Gitterkonstante in der Simulation verändert wird. In Abb. 6.5 ist das (004) Röntgendiffraktogramm des Übergitters um den Reflex nullter Ordnung zu sehen. Außerdem sind Simulationen für eine MnAs-Gitterkonstante von

0.612 nm und von 0.628 nm eingezeichnet. Eine gute Übereinstimmung von Simulation und Messung bzgl. des Schichtreflexes konnte mit der MnAs-Gitterkonstanten von 0.628 nm erzielt werden (gepunktete Linie). Eine signifikante Abweichung (gestrichelte Linie) ergab die Simulation mit der Gitterkonstanten 0.612 nm. Dies bestätigte, dass die Eichkurven in Abb. 6.4 für die verschiedenen Substrattemperaturen verschiedenen Steigungen haben müssen.

Die Substrattemperatur beeinflusst die Menge an überschüssigem Arsen in LT-GaAs. Dies lässt vermuten, dass dies in LT-(Ga,Mn)As ähnlich ist. Außerdem gibt es Hinweise darauf, dass die Menge an überschüssigem Arsen im LT-(Ga,Mn)As-Gitter vom Mangan-Gehalt abhängig ist [Gra00], [Maš02], [Maš03].

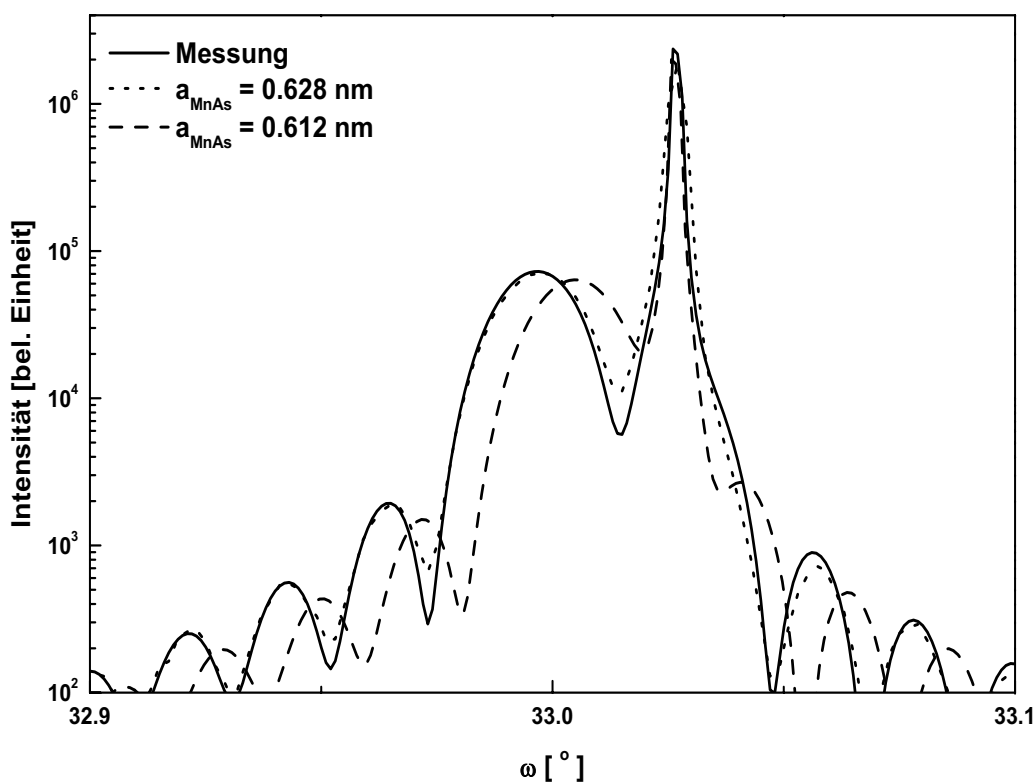


Abbildung 6.5: Ein vergrößerter Ausschnitt des (004) Röntgendiffraktogramm des $(\text{GaAs}/\text{MnAs})_{40}$ Übergitters (dicke Linie). Das Gesamtspektrum ist in Abb. 5.10 dargestellt. Zu sehen ist der Reflex nullter Ordnung mit Simulationen für eine MnAs Gitterkonstante von 0.612 nm (gestrichelt, schlechte Übereinstimmung) und von 0.628 nm (gepunktet, gute Übereinstimmung).

Weitere zwei Serien wurden gewachsen, um neben dem Einfluss der Substrattemperatur auf die kristallinen und elektrischen Eigenschaften der (Ga,Mn)As-Einzelschichten auch den Einfluss des Arsens zu Gallium Flussverhältnisses zu untersuchen. Wieder wurden die Substrattemperaturen 220 °C und 270 °C verwendet, aber mit einem V zu III Flussverhältnis von 25. Mit diesem erhöhtem Arsen-Fluss war auch bei $T_{sub} = 270$ °C ein Mangan-Gehalt bis zu 6.5 % möglich.

Um ein besseres Verständnis über diese Einflüsse der Wachstumsparameter Substrattemperatur, V zu III Flussverhältnis und Mangan-Gehalt auf die Gitterkonstante zu bekommen, wurden wei-

tere Probenserien gewachsen und mit SIMS untersucht. Die daraus folgenden Resultate werden im folgenden Unterkapitel 6.3 vorgestellt.

6.3 Untersuchungen an (Ga,Mn)As mit SIMS

Um die Einflüsse der drei Wachstumsparameter Substrattemperatur (T_{sub}), V zu III Druckverhältnis (BEP (As_4/Ga)) und Mangan-Zell Temperatur (T_{Mn}) auf die Gitterkonstante und den Mangan-Gehalt zu untersuchen, wurden drei Probenserien gewachsen. Jede Probe bestand aus zwei aufeinander gewachsenen (Ga,Mn)As-Einzelschichten. Einer der drei Wachstumsparameter wurde zwischen diesen beiden Einzelschichten verändert, die anderen beiden wurden konstant gehalten. Diese Probenstruktur wurde benötigt, um einen relativen Vergleich mit SIMS und HRXRD, gemessen an einer Probe, zu ermöglichen. Dabei wurde der Gallium-Fluss $2.7 \cdot 10^{-7}$ mbar bei einer Zell-Temperatur von 870 °C für alle Wachstumssequenzen verwendet. Alle Proben wurden auf ein (001) GaAs-Substrat aufgewachsen mit einer 125 nm dicken HT-GaAs Puffer-Schicht und einer 80 nm dicken LT-GaAs Puffer-Schicht. Darauf wurde dann zuerst eine 240 nm dicke (Ga,Mn)As-Einzelschicht (GMA1) gewachsen und 2 nm dicke LT-GaAs Lage zum Schutz, da eine zeitliche Unterbrechung des Wachstumprozesses notwendig war, um die neuen Wachstumsparameter für die zweite 200 nm (Ga,Mn)As-Schicht (GMA2) einzustellen und zu stabilisieren. Die Wachstumsparameter der Probenserien, die vertikale Gitterkonstanten ermittelt mit HRXRD des (004) Reflexes und der Mangan-Gehalt ermittelt mit SIMS und mit der Eichkurve aus Abb. 6.4 sind in Tabelle 6.1 zusammengestellt. Alle Schichten wurden mit Hilfe des asymmetrischen (335) Reflexes überprüft und waren voll pseudomorph aufgewachsen.

Nachdem der Mangan-Gehalt mit SIMS ohne Kalibrierprobe ermittelt wurde, wurden nur relative Werte aus einem Wachstumsprozess, d. h. GMA1 Schicht im Verhältnis zu GMA2 Schicht, diskutiert. Betrachtet man in Tabelle 6.1 die Gitterkonstante und die Mangan-Gehalte ermittelt mit SIMS für die verschiedenen Proben, so fallen zwei interessante Zusammenhänge ins Auge. Zum Einen ergab die HRXRD-Messung für z. B. die Probe M229 nur eine Gitterkonstante, obwohl diese Probe mit zwei verschiedenen Mangan-Zell Temperaturen für die GMA1 und GMA2 Schicht gewachsen wurde. Dass zwei verschiedene Mangan-Gehalte in den beiden Einzelschichten vorhanden sind, beweisen die deutlich unterschiedlichen Mangan-Intensitäten (2.2 % und 4.0 %) des SIMS-Signals. Zum Zweiten haben HRXRD-Messungen an z. B. M233 oder M244 zwei deutlich unterschiedliche Gitterkonstanten ergeben, das Mangan SIMS-Signal jedoch bleibt für beide (Ga,Mn)As-Einzelschichten in einer Probe konstant.

In den folgenden drei Unterkapiteln sollen die einzelnen Probenserien und ihre Messergebnisse aus HRXRD und SIMS diskutiert werden.

Probe		BEP (As ₄ /Ga)	T_{sub} [°C]	T_{Mn} [°C]	a_{\perp} [nm]	Mn-Konzentration aus [Sch01] [%]	Mn-Konzentration aus SIMS [%]
M226	GMA2	25	270	680	0.56621	(0.9 ± 0.1)	(1.6 ± 0.1)
	GMA1			720	0.56699	(2.6 ± 0.1)	(5.7 ± 0.1)
M227	GMA2	25	220	680	0.56663	(1.8 ± 0.1)	(3.1 ± 0.1)
	GMA1			720	0.56737	(3.4 ± 0.1)	(9.3 ± 0.1)
M228	GMA2	5	220	680	0.56618	(0.9 ± 0.1)	(3.2 ± 0.1)
	GMA1			720	0.56725	(3.2 ± 0.1)	(10.3 ± 0.1)
M229	GMA2	5	270	660	0.56593	(0.4 ± 0.1)	(2.2 ± 0.1)
	GMA1			680	0.56593	(0.4 ± 0.1)	(4.0 ± 0.1)
M231	GMA2	25	270	700	0.56650	(1.6 ± 0.1)	(6.0 ± 0.1)
	GMA1				0.56687	(2.3 ± 0.1)	(6.6 ± 0.1)
M233	GMA2	25	270	270	0.56705	(2.7 ± 0.1)	(3.3 ± 0.1)
	GMA1				0.56740	(3.5 ± 0.1)	(3.5 ± 0.1)
M247	GMA2	5	270	680	0.56604	(0.6 ± 0.1)	(2.1 ± 0.1)
	GMA1				0.56604	(0.6 ± 0.1)	(2.1 ± 0.1)
M244	GMA2	5	220	700	0.56656	(1.7 ± 0.1)	(2.4 ± 0.1)
	GMA1	25			0.56691	(2.5 ± 0.1)	(2.5 ± 0.1)
M245	GMA2	5	220	720	0.56728	(3.3 ± 0.1)	(8.1 ± 0.1)
	GMA1	25			0.56728	(3.3 ± 0.1)	(8.6 ± 0.1)
M246	GMA2	5	270	680	0.56589	(0.3 ± 0.1)	(2.0 ± 0.1)
	GMA1	25			0.56589	(0.3 ± 0.1)	(2.0 ± 0.1)

Tabelle 6.1: Zusammenstellung der Probenserien mit ihren Wachstumsparametern: Arsen zu Gallium Druckverhältnis (BEP (As₄/Ga)), Substrattemperatur (T_{sub}), Mangan-Zell Temperatur (T_{Mn}) und Gitterkonstanten ermittelt mit HRXRD. Zusätzlich aufgelistet sind die Mangan-Gehalte zum Einen ermittelt mit der Eichkurve aus Abb. 6.4 und zum Anderen ermittelt mit Gleichung 4.1, wobei als Referenz I_{ref} das AsCs⁺-Signal verwendet wurde. GMA1 entspricht der zuerst gewachsenen und GMA2 der oberen (Ga,Mn)As-Einzelschicht.

6.3.1 Einfluss der Substrattemperatur

Messungen mit HRXRD und SIMS an der Probe M233 aus der Probenserie (M233, M231, M247) bei der die beiden (Ga,Mn)As-Einzelschichten GMA1 und GMA2 mit verschiedenen Substrattemperaturen (220 °C und 270 °C) aber mit gleicher BEP (As_4/Ga) und Mangan-Zell Temperatur gewachsen wurden, sollen im folgenden diskutiert werden. In Abb. 6.6 sind zwei (004) Röntgendiffraktogramme dargestellt. Die durchgezogene Linie zeigt neben dem Substratreflex deutlich zwei Schichtreflexe. Die vertikalen Gitterkonstanten 0.56705 nm und 0.56740 nm der voll verspannt aufgewachsenen Schichten unterscheiden sich damit deutlich, was anzeigt, dass die Zusammensetzung der beiden (Ga,Mn)As-Einzelschichten verschieden sein muss. Um eine Zuordnung der Gitterkonstanten zu den Schichten zu ermöglichen, wurde die obere GMA2-Schicht chemisch weggeätzt und diese Probe mit HRXRD vermessen, vgl. gestrichelte Linie in Abb. 6.6. Wie erwartet ist nur ein Schichtreflex der GMA1-Schicht zu sehen. Betrachtet man die GMA1 Maxima der durchgezogenen und der gestrichelten Linie, ist zu erkennen, dass die Schicht-Maxima um 0.005° ($7 \cdot 10^{-5}$ nm) gegeneinander verschoben sind. Bei Röntgenmessungen interferieren die Schichtdicken-Maxima und Minima miteinander konstruktiv und auch mit den Schichtreflexen, so dass das der Einzelschicht entsprechende Maximum im Diagramm nicht mehr zu sehen ist.

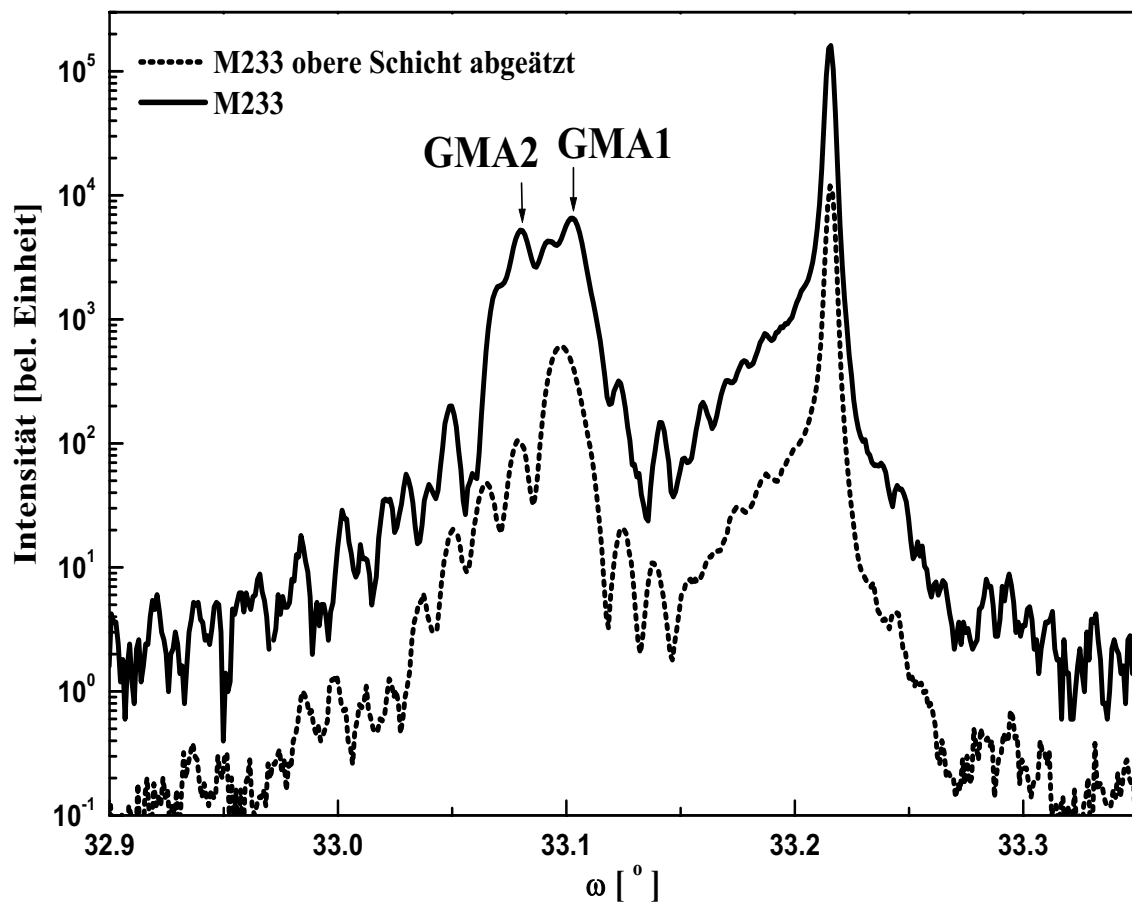


Abbildung 6.6: (004) Röntgendiffraktogramme der Probe M233. Bei dieser Probe wurden die beiden aufeinander gewachsenen (Ga,Mn)As-Einzelschichten mit verschiedenen Substrattemperaturen $270\text{ }^{\circ}\text{C}$ und $220\text{ }^{\circ}\text{C}$ aber unverändertem Mangan- und Arsen-Fluss gewachsen. Die durchgezogene Linie entspricht einer Messung an der unveränderten Probe, die gestrichelte Linie einer Messung an der selben Probe mit weggeätzter oberen GMA2 Schicht.

In Abb. 6.7(a) ist das Gallium-, das Arsen- und das Mangan-Signal aus der SIMS-Messung als Funktion der Ionen Ätz-Zeit dargestellt. Da die Intensitäten der AsCs^+ , GaCs^+ und MnCs^+ Signale um Größenordnungen voneinander abwichen, wurden sie normiert und vertikal verschoben, um eine überschaubare Darstellung zu ermöglichen. Nach einer Ätzzeit von 20 s verschwinden Artefakte verursacht durch Oberflächeneffekte und das SIMS-Signal stabilisiert sich auf einen Wert charakteristisch für die obere GMA2-Schicht. Nach ca. 90 s wird die GMA1-Schicht sichtbar und nach 220 s wird durch den scharfen Abfall des Mangan-Signals die GaAs Puffer-Schicht angezeigt. Die Intensitätsabnahme des Gallium- und Arsen-Signals an der GMA1/GaAs Grenzfläche wurde an allen untersuchten Proben festgestellt und wurde auf die unterschiedliche Ionen Ätz-Rate zwischen der GaAs und der (Ga,Mn)As-Schicht zurückgeführt. Wie im Kapitel 5 beschrieben wird durch das LT-Wachstum eine hohe Konzentration an Defekten eingebaut, so dass die Ätz-Rate für dieses Material höher ist als für qualitativ höherwertiges HT-GaAs. Nachdem das Arsen-Signal unverändert bleibt an der GMA1/GMA2 Grenzfläche, kann das gleiche Argument nicht verwendet werden um die Intensitätszunahme des Gallium-Signals und auch des Mangan-Signals an dieser Grenzfläche GMA1/GMA2 zu erklären. Um dies genauer betrachten zu können, wurde das Intensitätsverhältnis von Arsen zu Gallium und von Mangan zu Gallium aufgetragen, vgl. Abb. 6.7(b). Die Auftragung des

Intensitätsverhältnisses As/Ga (gestrichelte Linie) verdeutlicht, dass bei Absenken der Substrattemperatur eine relative Zunahme des Arsen-Signals von 3 % verursacht wird. Dies zeigt, dass bei LT-(Ga,Mn)As wie bei LT-GaAs mit Abnahme der Substrattemperatur eine größere Menge an überschüssigem Arsen in das Kristallgitter eingebaut wird. Für die Auftragung des Intensitätsverhältnisses Mn/Ga (durchgezogene Linie) ergaben sich für beide Einzelschichten zwei Plateaus mit gleicher Intensität. Dies zeigt, dass beide (Ga,Mn)As-Einzelschichten aus gleicher (Ga,Mn) Zusammensetzung bestehen. Die unterschiedlichen Gitterkonstanten können also nicht durch unterschiedlichen Mangan-Gehalt verursacht sein, sondern sind verursacht durch unterschiedlich hohen Arsen-Überschuss im Gitter. Die kurzen Intensitätszunahmen im Mangan-Signal beim Wachstumsstart der GMA1 und GMA2 Schicht dagegen sind durch Öffnen des Mangan-Shutters und einen damit verbundenen kurzzeitig höheren Mangan-Fluss verursacht.

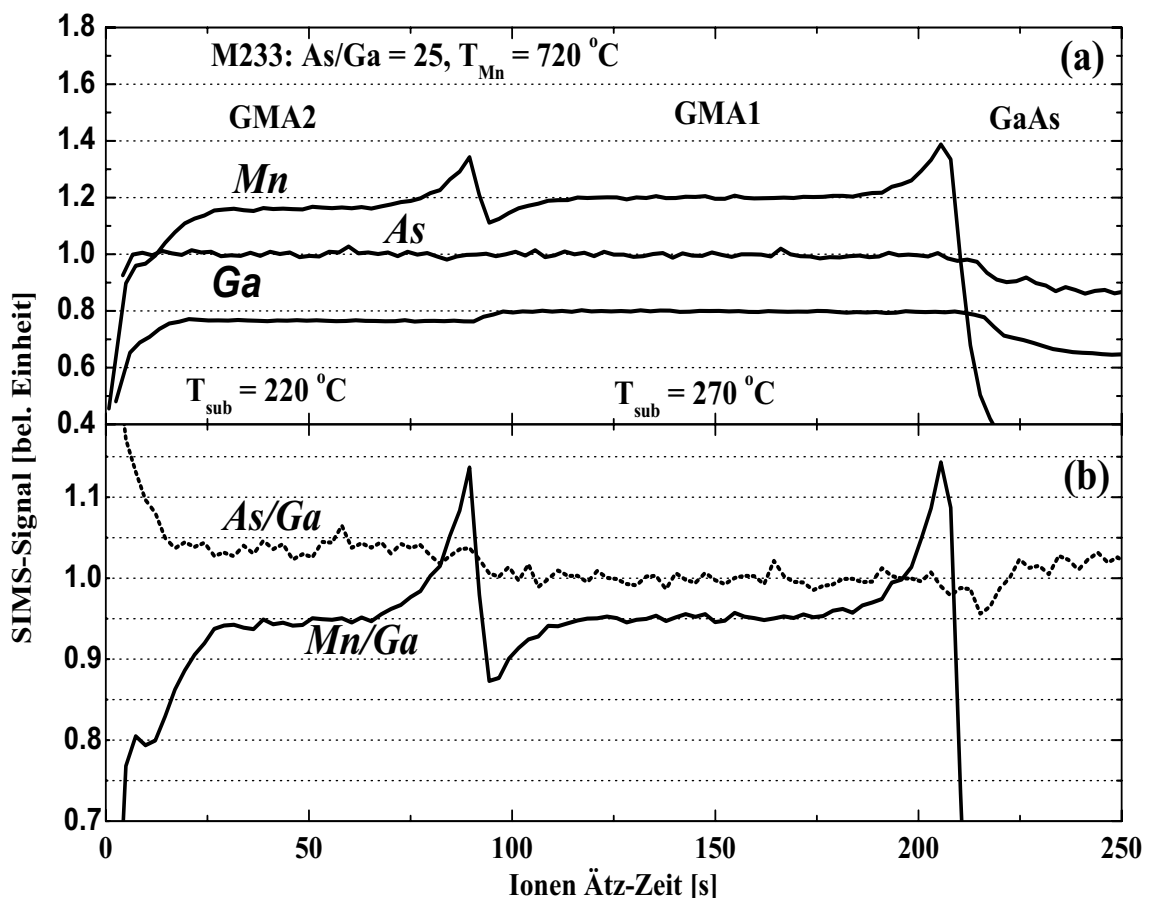


Abbildung 6.7: Obere Abbildungshälfte: SIMS Profil der Gallium-, Arsen- und Mangan-Signale der Probe M233. Die Daten wurden, um eine übersichtliche Darstellung möglich zu machen, normalisiert und vertikal um 0.2 Einheiten verschoben.

Untere Abbildungshälfte: Verhältnis des Arsen- zu Gallium-Signals (gestrichelte Linie) und das Verhältnis des Mangan- zu Gallium-Signals (durchgezogene Linie).

6.3.2 Einfluss des V zu III Flussverhältnisses

Qualitativ ähnliche Ergebnisse ergab die Probenserie (M244, M245 und M246) bei der die beiden (Ga,Mn)As-Einzelschichten einer Probe mit mit $\text{BEP} (\text{As}_4/\text{Ga}) = 5$ für GMA1 und BEP

$(As_4/Ga) = 25$ für GMA2, aber mit identischer Substrattemperatur und Mangan-Zell Temperatur gewachsen wurden, vgl. Tabelle 6.1. Für die Probe M244 wurden ebenso wie für die Probe M233 (diskutiert im vorherigen Kapitel 6.3.1) zwei Gitterkonstanten mit HRXRD festgestellt, obwohl sich aus den SIMS-Messungen für beide Einzelschichten der gleiche Mangan-Gehalt ergab. Mit Abätzen der oberen (Ga,Mn)As Schicht und einer wiederholten Messung mit HRXRD war eine Zurordnung der Gitterkonstanten möglich. Die kleinere Gitterkonstante entsprach der Schicht GMA1 gewachsen mit BEP $(As_4/Ga) = 5$ und die größere Gitterkonstante GMA2 gewachsen mit BEP $(As_4/Ga) = 25$. Die unterschiedlichen Gitterkonstanten sind also durch Änderung des Wachstumsparameters BEP (As_4/Ga) verursacht, d. h. durch unterschiedlich hohen Einbau von überschüssigem Arsen in das Gitter.

6.3.3 Einfluss der Mangan-Zell Temperatur

Um den Einfluss der Mangan-Zell Temperatur auf die Zusammensetzung der (Ga,Mn)As-Schichten zu untersuchen, wurde eine dritte Probenreihe (M226, M227, M228, M229) mit gleicher Substrattemperatur, gleichem BEP (As_4/Ga) und variiertem Mangan-Fluss für beide Einzelschichten gewachsen. Für die Proben M226, M227 und M228 zeigten die HRXRD-Messungen deutlich zwei Schichtreflexe. In Abb. 6.8 ist ein (004) Röntgendiffraktogramm der Probe M228 zu sehen. Deutlich zu sehen sind die zwei Schichtreflexe, die durch eine Änderung der Mangan-Zell Temperatur von 40 °C verursacht wurden. Bei der Probe M229 konnte mit HRXRD nur ein Schichtreflex aufgelöst werden. Allerdings betrug der Unterschied in der Mangan-Zell Temperatur nur 20 °C und die Zell-Temperaturen waren niedriger als bei den Proben M226, M227 und M228, weil die Wachstumsparameter der Probe M229 keinen höheren Mangan-Fluss bzw. Mangan-Gehalt zuließen (vgl. Kapitel 5.2.2 und Tabelle 6.1).

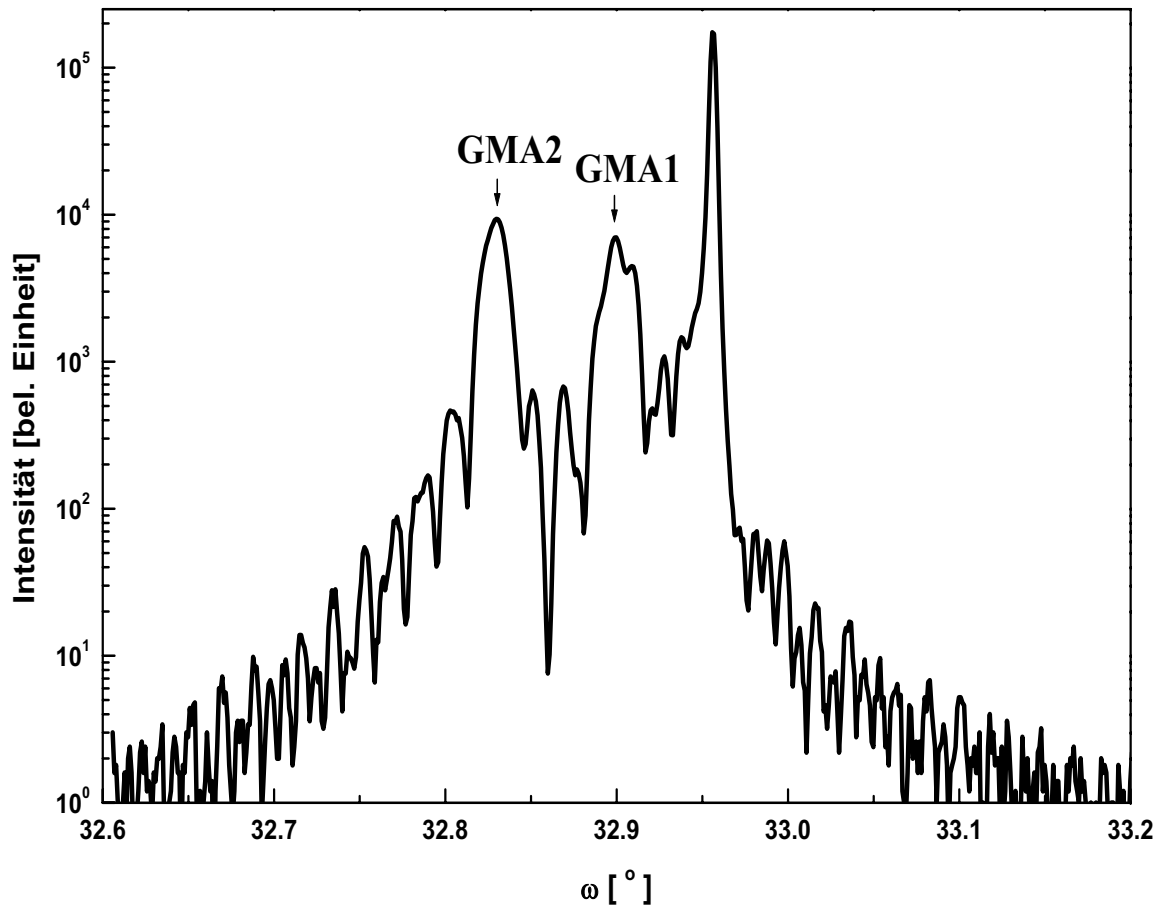


Abbildung 6.8: (004) Röntgendiffraktogramm der Probe M228, bei der die beiden (Ga,Mn)As-Einzelschichten mit unterschiedlichen Mangan-Flüssen, aber gleichen Substrattemperaturen und Arsen- zu Gallium-Druckverhältnissen gewachsen wurden.

Abb. 6.9 zeigt das MnCs^+ SIMS-Signal für die Proben M226 bis M228. Diese SIMS-Signale wurden auf 200 s Ätz-Zeit normiert und zur Übersichtlichkeit vertikal um 0.2 Einheiten verschoben. Bei diesen drei Proben ergibt sich durch die Reduzierung der Mangan Zell-Temperatur von 720 °C für die GMA1-Schicht auf 680 °C für die GMA2-Schicht eine Verringerung der Mangan-Konzentration um einen Faktor von ungefähr 3.2, unabhängig von T_{sub} und BEP (As_4/Ga). Für die Probe M229 ergab sich durch die Absenkung der Mangan-Zell Temperatur um 20 °C eine Verringerung der Mangan Konzentration um einen Faktor von 1.8. Mit $(1.8)^2 = 3.24 \sim 3.2$ ist somit ein exponentieller Zusammenhang zwischen der Änderung von Mangan-Zell Temperatur und Änderung des Mangan-Gehaltes gegeben.

In Abb. 6.4 sind (Ga,Mn)As-Einzelschichten gewachsen mit einer gesamten Änderung der Mangan-Zell Temperatur von 80 °C, resultierend in einer Änderung des Mangan-Gehaltes von 6.9 % zu sehen. Bei einem Faktor 1.8 für ein $\Delta 20$ °C ergibt dies eine Änderung des Mangan-Gehaltes von 7.2 %, was eine gute Übereinstimmung zu den 6.9 % ist.

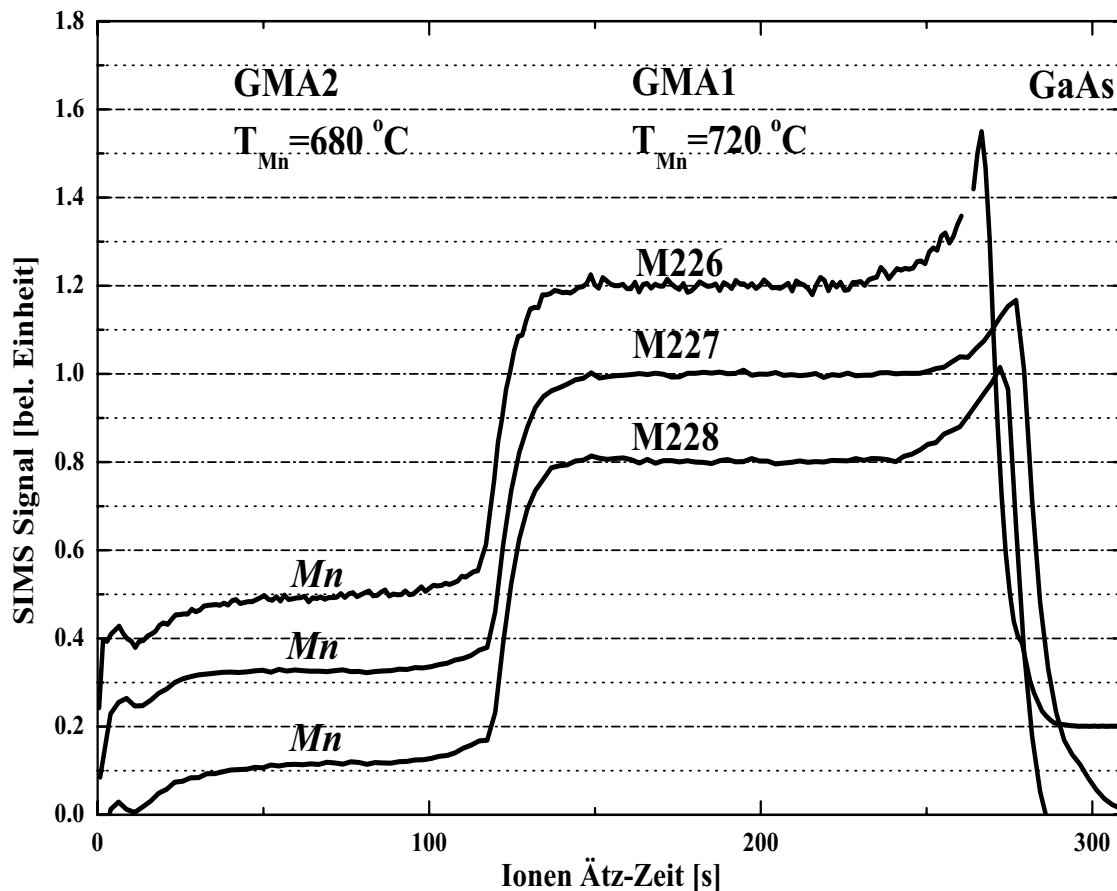


Abbildung 6.9: SIMS-Profil des Mangan-Signals der Proben M226, M227 und M228 als Funktion der Ionen Ätz-Zeit. Die MnCs^+ -Signal Intensitäten wurden zur Übersichtlichkeit normiert und vertikal um 0.2 Einheiten verschoben.

6.4 Zusammenfassung der SIMS und HRXRD-Messungen

Zusammengefasst kann man festhalten, dass der Mangan-Gehalt unabhängig von den Wachstumsparametern BEP (As_4/Ga) und T_{sub} allein vom Mangan-Fluss bestimmt wird. Allerdings wird mit einer SIMS-Messung nicht zwischen substitutionellem Mangan und Mangan-Atomen auf Zwischengitterplätzen oder Arsen-Gitterplätzen unterschieden. Deutlich zeigten aber die SIMS-Messungen an den (Ga,Mn)As-Schichten, dass der Einbau überschüssigen Arsens mit Erhöhung des III-V-Verhältnis oder mit Verringerung der Substrattemperatur steigt. Wie bei LT-GaAs kann davon ausgegangen werden, dass unterschiedlicher Arsen-Überschuss bei gleichem Mangan-Gehalt in einer anderen Gitterkonstanten resultiert.

Die Gitterkonstante kann also nicht für eine zuverlässige Bestimmung des Mangan-Gehaltes einer (Ga,Mn)As-Einzelschicht verwendet werden. Um dies zu verdeutlichen, ist in Abb. 6.10 die vertikale Gitterkonstante als Funktion der Mangan-Zell Temperatur für (Ga,Mn)As-Schichten, gewachsen mit verschiedenen Wachstumsparametern dargestellt. Neben den Doppelschichten, sind auch verschiedene (Ga,Mn)As-Einzelschichten aufgetragen. Alle diese Einzelschichten stammen aus einer Wachstumssequenz, so dass ein konstanter Gallium-Fluss und damit eine konstante Wachstumsrate angenommen werden kann. Für die gleiche Mangan-Zell Temperatur ergaben sich Schichten mit teilweise sehr unterschiedlicher Gitterkonstanten. Die Daten-

punkte in Abb. 6.10 resultierend aus einem hohen Arsen-Überschuss ($T_{sub}= 220\text{ °C}$ und BEP (As_4/Ga) = 25) finden sich hauptsächlich im oberen Bereich der Abbildung, d.h. bei größerer Gitterkonstante für gleiches T_{Mn} . Die Datenpunkte resultierend aus einem niedrigen Arsen-Überschuss ($T_{sub}= 270\text{ °C}$ und BEP (As_4/Ga) = 5) befinden sich hingegen hauptsächlich im unteren Bereich. Für höheren Mangan-Fluss, d.h. große T_{Mn} -Werte sind keine Datenpunkte für die Wachstumsparameter BEP (As_4/Ga) = 5 und $T_{sub}= 270\text{ °C}$ vorhanden, da diese zu polykristallinem Wachstum führt, wie in Kapitel 5 beschrieben. Die Proben, gewachsen mit $T_{sub}= 270\text{ °C}$ und BEP (As_4/Ga) = 25 oder $T_{sub}= 220\text{ °C}$ und BEP (As_4/Ga) = 5, d. h. mit mittlerem Arsen-Überschuss befinden sich zwischen den beiden bereits genannten Datenpunkten mit großem und kleinem Arsen-Überschuss.

Eine Zuordnung der Mangan-Zell Temperaturen zu Mangan-Gehalten, bestimmt mit HRXRD und SIMS, findet sich in Tabelle 6.1.

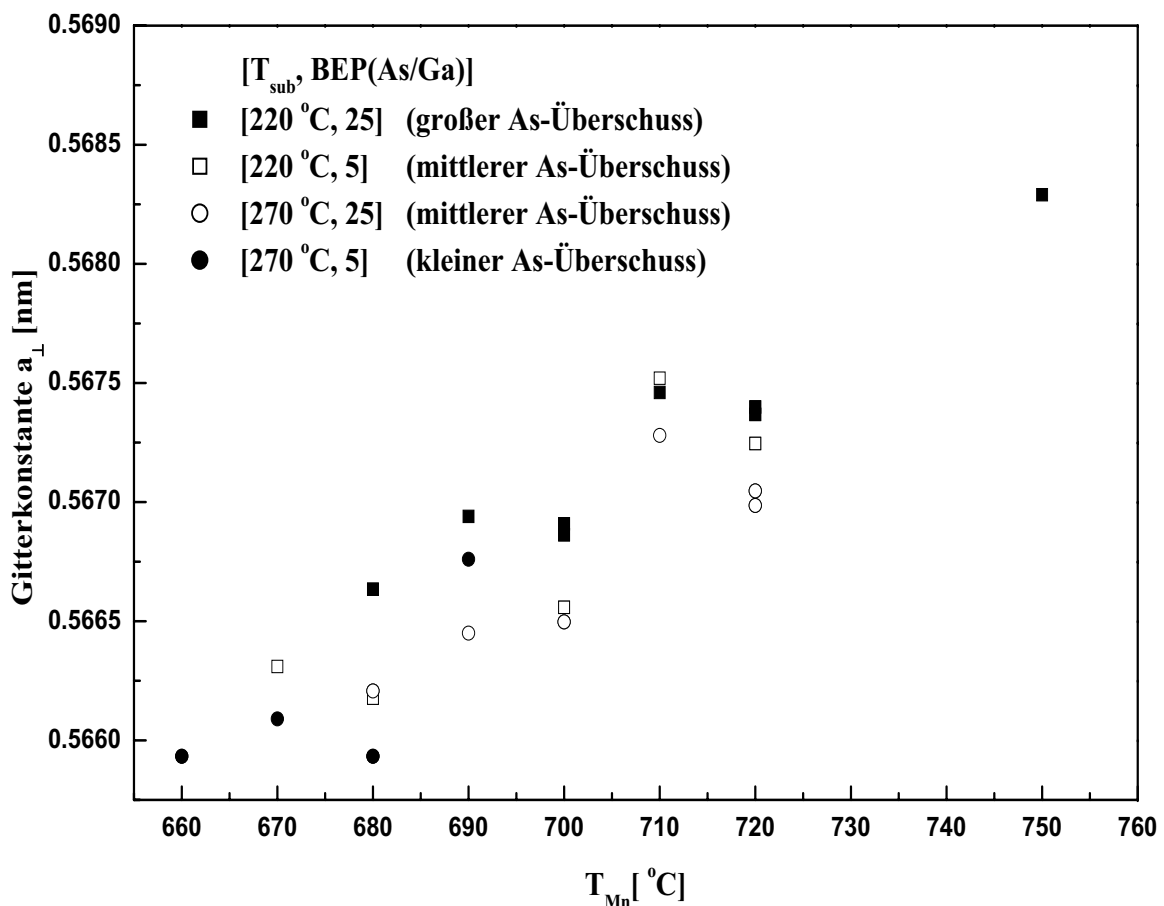


Abbildung 6.10: Vertikale Gitterkonstante a_{\perp} als Funktion der Mangan-Zell Temperatur für verschiedene (Ga,Mn)As-Schichten. Datenpunkte resultierend aus großem Arsen-Überschuss (geschlossene Vierecke) befinden sich hauptsächlich im oberen Bereich der Abbildung. Datenpunkte resultierend aus kleinem Arsen-Überschuss (geschlossene Kreise) hauptsächlich im unteren und Datenpunkte mit mittlerem Arsen-Überschuss (offene Vierecke und Kreise) im mittleren Bereich.

Diese Messungen mit HRXRD und SIMS können die verwirrenden Unterschiede zwischen den verschiedenen Eichkurven zur Mangan-Gehalt Bestimmung erklären. In Abb. 6.11 sind drei Eichkurven aus der Literatur [She97B], [Hay97] und aus der Arbeit [Sch01] dargestellt. Neben

einer unterschiedlichen LT-GaAs Gitterkonstanten auf der die Eichkurven basieren, besitzen alle drei Eichkurven abhängig vom Mangan-Gehalt eine unterschiedliche Steigung. Für z. B. einen Mangan-Gehalt von 3.0 % ergibt sich zwischen diesen Eichkurven ein Unterschied von $10 \cdot 10^{-4}$ nm. Ähnliche Werte ergeben sich auch für die in Abb. 6.10 dargestellten Daten, z. B. beträgt der Unterschied der Gitterkonstanten $8 \cdot 10^{-4}$ nm für $T_{Mn} = 680$ °C. Dies bedeutet, die Bestimmung des Mangan-Gehaltes mit Hilfe einer Gitterkonstanten gemessen mit HRXRD kann nur mit einer großen Unsicherheit durchgeführt werden, wenn die Wachstumsparameter nicht berücksichtigt werden. Betrachtet man Abb. 6.11, kann dieser absolute Fehler bis zu ± 1 % betragen. Bei einem Mangan-Gehalt von 3.0 % entspricht dies einem relativen Fehler von 0.3.

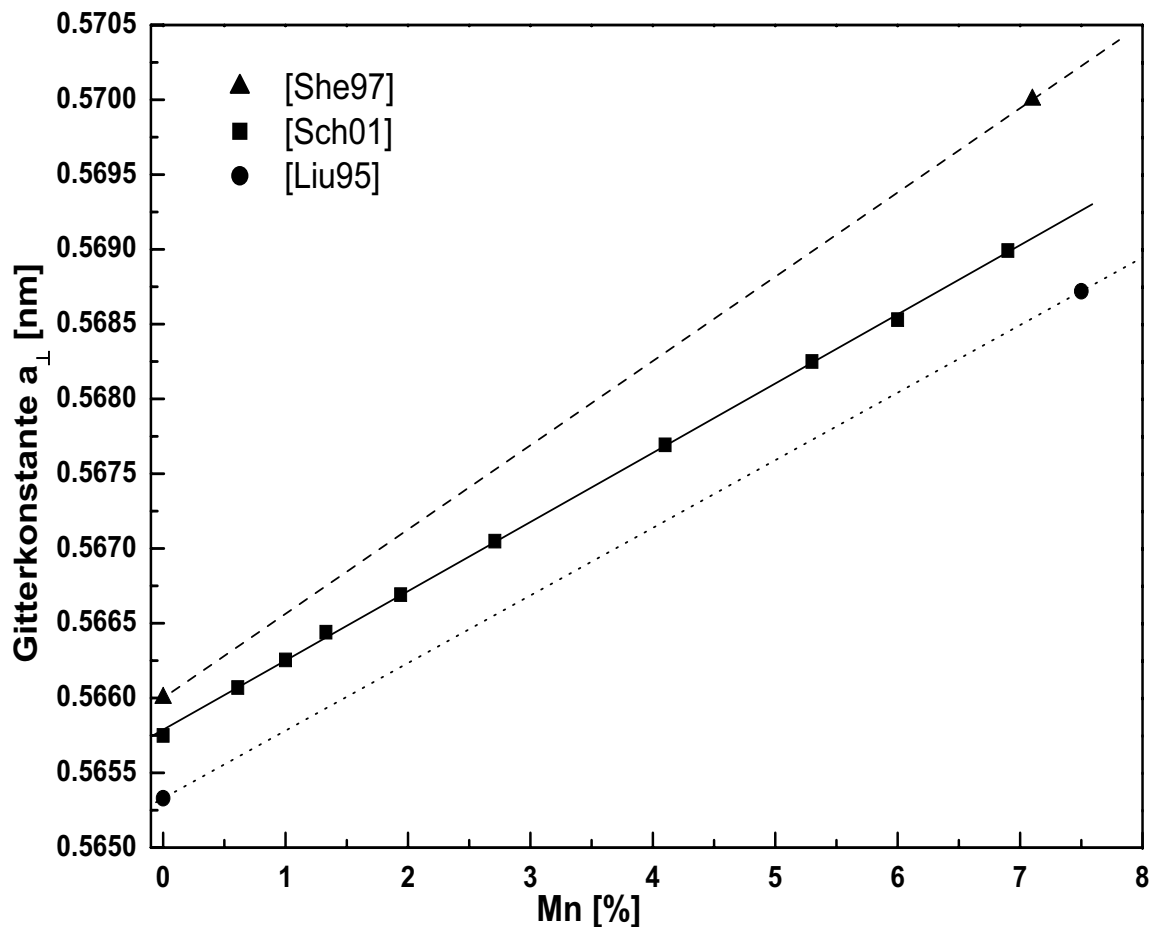


Abbildung 6.11: Eichkurven aus der Literatur [She97B], [Hay97] und aus der Arbeit [Sch01] zur Bestimmung des Mangan-Gehaltes aus der Gitterkonstanten.

Kapitel 7

Elektrische und magnetische Charakterisierung von (Ga,Mn)As und (GaAs/MnAs) Strukturen

Bei dem ferromagnetischen III-V Halbleiter (Ga,Mn)As wird mit dem Einbau von substitutionellem Mangan (Mn_{Ga}) eine hohe Konzentration an Löchern verwirklicht. Dennoch ist die Löcherkonzentration viel kleiner als die, die man von dem gegebenen Mangan-Gehalt erwarten würde. Die dafür verantwortlichen Kompensationseffekte werden durch das LT-Wachstum verursacht [Die01]. Die wichtigsten dieser Defekte sind Arsen-Atome auf Gallium-Gitterplätzen (As_{Ga}) und Mangan-Atome auf Zwischengitterplätzen (Mn_i) [Edm04]. Die As_{Ga} sind tiefe Donatoren [Maš03] [Luy97], Mn_i sind doppelte Donatoren [Edm04] [Bli03]. Im folgenden sollen die Einflüsse der Wachstumsparameter (T_{sub} und BEP (As_4/Ga)) auf die elektrischen (Kapitel 7.1) und magnetischen Eigenschaften (Kapitel 7.2) diskutiert werden.

7.1 Elektrische Charakterisierung

Es wurden temperaturabhängige laterale Leitfähigkeitsmessungen an (Ga,Mn)As-Einzelschichten und (GaAs/MnAs) Übergitterstrukturen, gewachsen mit unterschiedlichen Wachstumsparametern (T_{sub} , BEP (As_4/Ga), [Mn]), durchgeführt, um die Einflüsse dieser Parameter auf die elektrische Leitfähigkeit zu untersuchen, vgl. Kapitel 7.1.1 und Kapitel 7.1.2. In Kapitel 7.1.3 sollen die Messungen an einer ex-situ getemperten (Ga,Mn)As-Einzelschicht diskutiert werden und in Kapitel 7.1.4 die Methode, die Ladungsträgerkonzentration einer (Ga,Mn)As-Einzelschicht mit einem Ätz-CV Profiler zu bestimmen.

7.1.1 Leitfähigkeitsmessungen an (Ga,Mn)As-Einzelschichten

In Abb. 7.1 sind Widerstands-Messungen abhängig von der Temperatur an (Ga,Mn)As-Schichten mit unterschiedlichen Mangan-Gehalten dargestellt. Alle wurden mit den gleichen Wachstumsparametern $T_{\text{sub}} = 220 \text{ °C}$ und BEP (As_4/Ga) = 5 gewachsen. Der Mangan-Gehalt wurde mit HRXRD und der Eichkurve in Abb. 6.2 bestimmt. Bei Raumtemperatur sinkt der spezifische Widerstand mit zunehmendem Mangan-Gehalt. Dies bleibt mit sinkender Temperatur erkennbar, wobei erst bei einem Mangan-Gehalt von 5.8 % die temperaturabhängigen Kennlinien ein entartetes Verhalten zeigen. Bei kleinerem Mangan-Gehalt frieren die Proben bei niedrigen Temperaturen aus.

Zur Vollständigkeit sind die Curie-Temperaturen T_C mit angegeben, wobei mit steigendem Mangan-Gehalt auch die Curie-Temperatur anstieg.

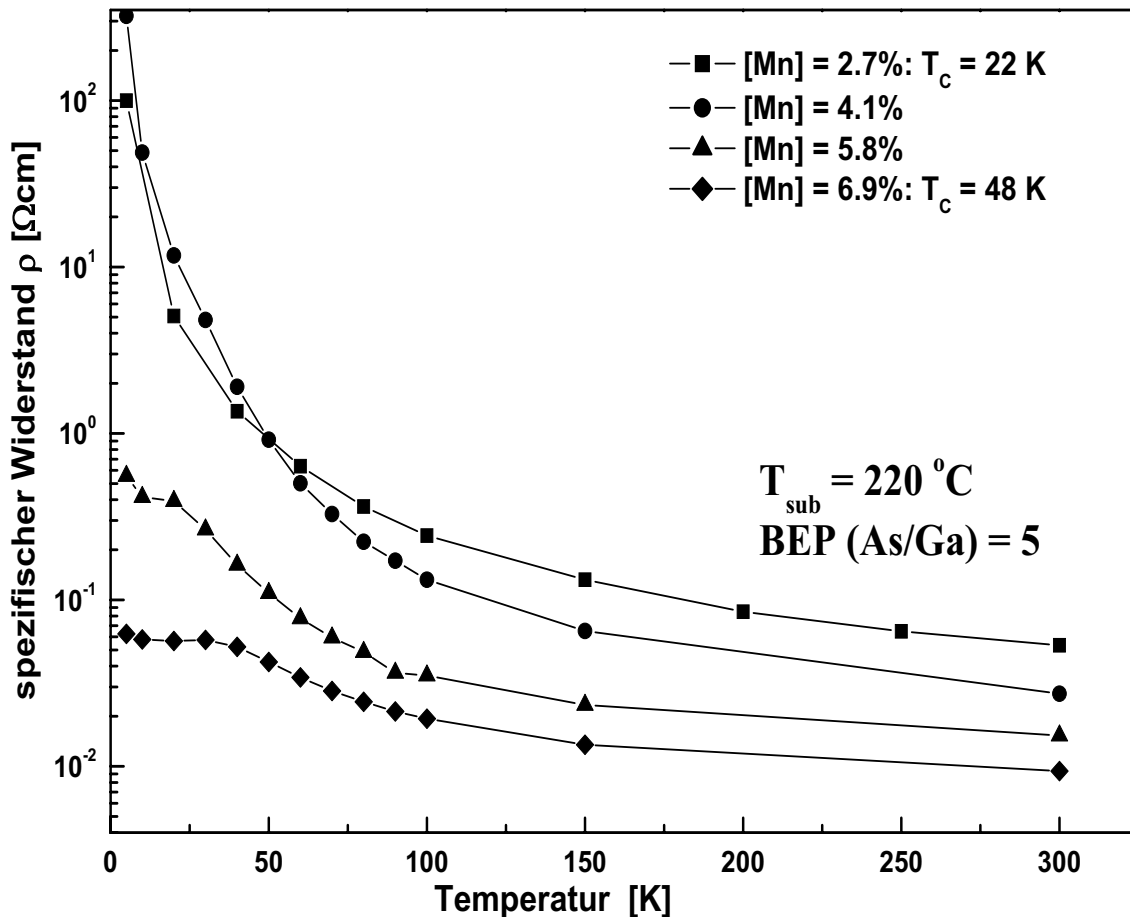


Abbildung 7.1: Temperaturabhängiger spezifischer Widerstand von (Ga,Mn)As-Schichten mit unterschiedlichen Mangan-Gehalten. Alle Schichten wurden bei einer $T_{sub} = 220$ °C und BEP (As₄/Ga) = 5 gewachsen. Der Mangan-Gehalt wurde mit der Eichkurve in Abb. 6.2 bestimmt. Zusätzlich sind Curie-Temperaturen T_C mit angegeben.

Der Einfluss verschiedener Substrattemperaturen T_{sub} auf den spezifischen Widerstand einzelner (Ga,Mn)As-Einzelschichten ist in Abb. 7.2 zusammengefasst. Dabei blieb BEP (As₄/Ga) = 5 unverändert. Schon bei Raumtemperatur ist der spezifische Widerstand einer Schicht gewachsen bei $T_{sub} = 220$ °C mit einem Mangan-Gehalt von 4.1 % (—◆—) höher als bei einer Schicht gewachsen bei $T_{sub} = 270$ °C mit einem Mangan-Gehalt von nur 1.0 % (geschlossen —□—). Außerdem friert diese Schicht (—◆—) mit sinkender Temperatur aus im Gegensatz zur Schicht mit 1.0 % Mangan-Gehalt (geschlossen —□—). Bei einer Substrattemperatur von $T_{sub} = 220$ °C ist ein Mangan-Gehalt von 6.9 % (—▲—) notwendig um ein Ausfrieren bei niedrigen Temperaturen zu verhindern. Erhöht man den Mangan-Gehalt einer (Ga,Mn)As-Einzelschicht gewachsen bei $T_{sub} = 270$ °C auf 2 % (—●—) zeigt sie ein entartetes Verhalten. Dies bedeutet, dass die höhere Löcherkonzentration, die durch den höheren Mangan-Gehalt gegeben ist, durch eine höhere Konzentration an Defekten, verursacht durch eine niedrigere Substrattemperatur, kompensiert wird.

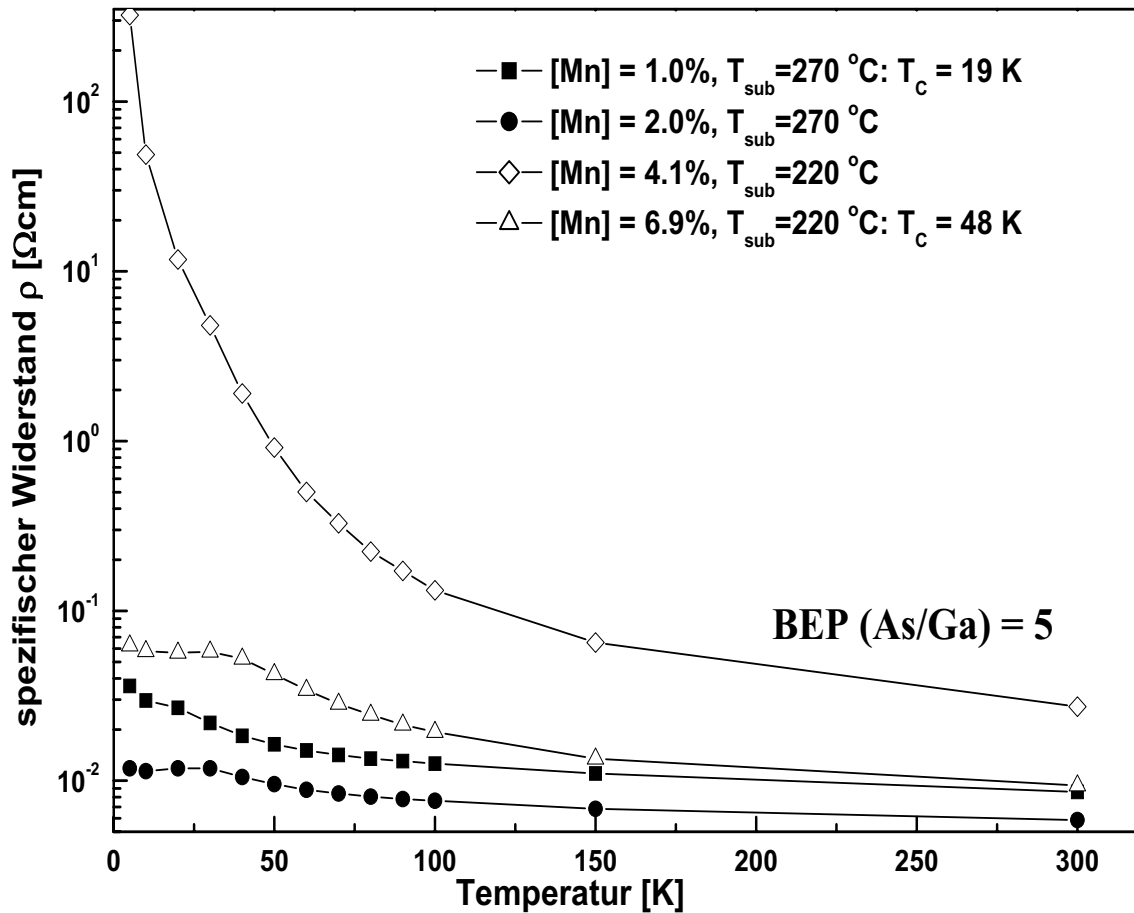


Abbildung 7.2: Temperaturabhängiger spezifischer Widerstand verschiedener (Ga,Mn)As-Schichten mit unterschiedlichen Mangan-Gehalten und Wachstumsparametern. Hergestellt wurden die Schichten mit $BEP (As_4/Ga) = 5$, $T_{sub} = 220\text{ °C}$ (offene Symbole) und $T_{sub} = 270\text{ °C}$ (geschlossene Symbole). Zusätzlich sind Curie-Temperaturen T_C mit angegeben.

7.1.2 Leitfähigkeitsmessungen an (Ga,Mn)As und an (GaAs/MnAs)₄₀

In Kapitel 5.3 wurden HRXRD-Messungen verschiedener (GaAs/MnAs) Übergitter diskutiert. An dem Übergitter (vgl. Abb. 5.11) mit dem nominell der höchste Mangan-Gehalt erzielt werden konnte, wurden elektrische Widerstandsmessungen in Abhängigkeit der Temperatur durchgeführt. In Abb. 7.3 ist die Messung des in Abb. 5.11 gezeigten Übergitters zusammen mit einer (Ga,Mn)As-Legierungsschicht, die nominell den gleichen Mangan-Gehalt besitzt, gezeigt (geschlossene Symbole). Zusätzlich sind temperaturabhängige Widerstandsmessungen zweier (Ga,Mn)As-Schichten dargestellt, die sich nur im verwendeten V zu III Flussverhältnis unterscheiden (offene Symbole). Die Mangan-Gehalte wurden mit Hilfe von HRXRD und der Eichkurve aus [Sch01] bestimmt.

Trotz nominell gleichem Mangan-Gehalt der Übergitterstruktur im Vergleich zur (Ga,Mn)As-Einzelschicht zeigt die Übergitterstruktur schon bei Raumtemperatur einen höheren spezifischen Widerstand. Bei niedrigen Temperaturen friert die Übergitterstruktur aus im Gegensatz zur Einzelschicht, die eine metallische Charakteristik zeigt. Eine magnetische Charakterisierung ergab für das Übergitter eine erheblich kleinere Curie-Temperatur von $T_C = 24\text{ K}$ im Vergleich zu 50 K für die Einzelschicht. Obwohl die Mangan-Lagen eine hohe Mangan-Konzentration besitzen und für dünne Legierungsschichten eine höhere Curie-Temperatur

nachgewiesen wurde als für dickere Schichten [Edm04], konnte mit diesen Übergittern keine Erhöhung der Curie-Temperatur erreicht werden. Dies entspricht qualitativ den Messergebnissen in der Literatur [Kaw00] an $(10 \text{ ML GaAs}/0.5 \text{ ML MnAs})_{100}$ Übergitter-Strukturen und einer $\text{Ga}_{0.949}\text{Mn}_{0.051}\text{As}$ -Einzelschicht gewachsen bei $T_{\text{sub}} = 280 \text{ }^\circ\text{C}$.

Für die eingezeichneten Einzelschichten (offene Symbole) mit gleichem Mangan-Gehalt, gewachsen bei gleicher Substrattemperatur $T_{\text{sub}} = 270 \text{ }^\circ\text{C}$, aber einmal mit $\text{BEP} (\text{As}_4/\text{Ga}) = 5$ und einmal mit $\text{BEP} (\text{As}_4/\text{Ga}) = 25$, lässt sich festhalten, dass mit Erhöhung des III zu V Verhältnisses stärkere Kompensationseffekte zu beobachten sind. Schon bei Raumtemperatur zeigt die Probe gewachsen mit $\text{BEP} (\text{As}_4/\text{Ga}) = 25$ einen höheren spezifischen Widerstand. Mit niedrigerer Temperatur friert sie aus im Gegensatz zur Probe gewachsen mit $\text{BEP} (\text{As}_4/\text{Ga}) = 5$, die ein entartetes Verhalten zeigt.

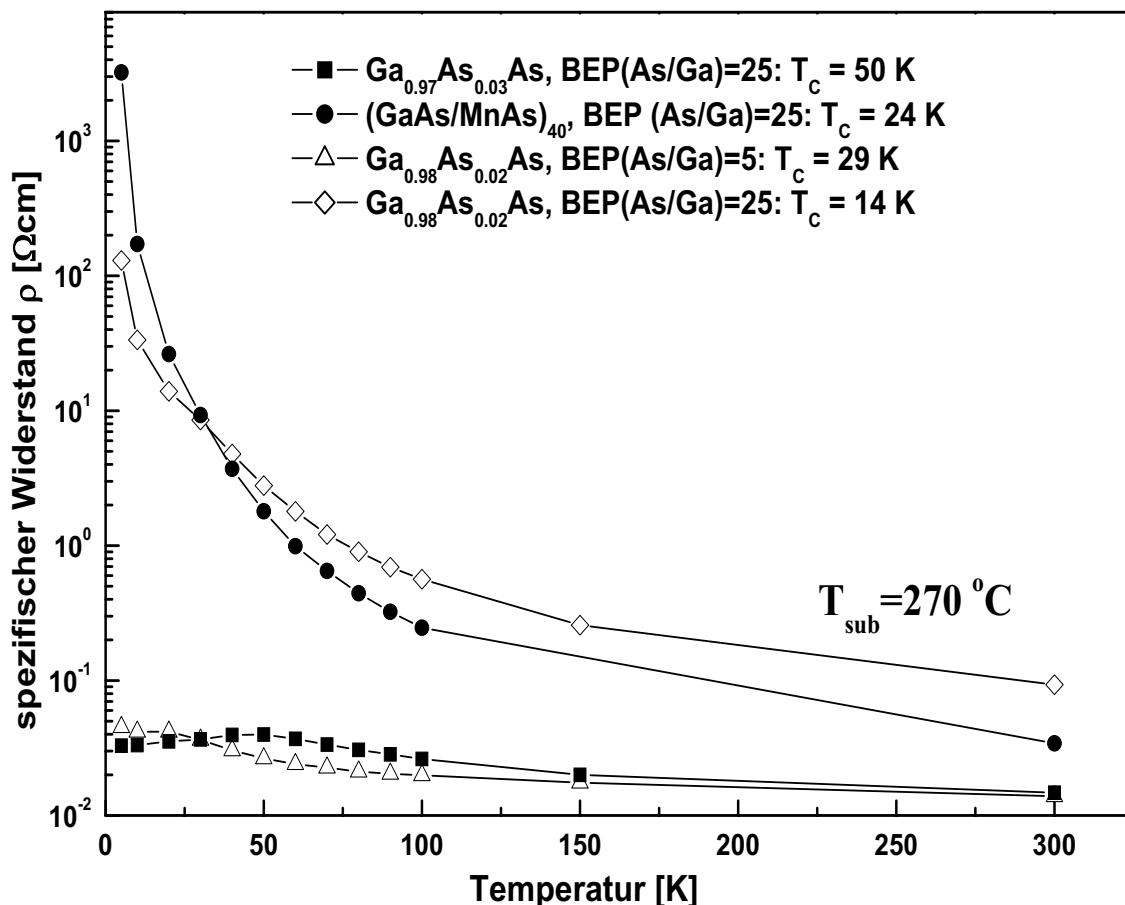


Abbildung 7.3: Temperaturabhängiger spezifischer Widerstand einer $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ -Einzelschicht und einer $(\text{GaAs}/\text{MnAs})_{40}$ Übergitterstruktur (geschlossene Symbole) im Vergleich. Beide besitzen nominell den gleichen Mangan-Gehalt und sind gewachsen mit $T_{\text{sub}} = 270 \text{ }^\circ\text{C}$ und $\text{BEP} (\text{As}_4/\text{Ga}) = 25$. Ebenso Messungen an $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ -Einzelschichten (offene Symbole) im Vergleich. Gewachsen wurden diese Schichten mit gleichem Mangan-Gehalt, $T_{\text{sub}} = 270 \text{ }^\circ\text{C}$, einmal mit $\text{BEP} (\text{As}_4/\text{Ga}) = 5$ und einmal mit $\text{BEP} (\text{As}_4/\text{Ga}) = 25$.

7.1.3 Ex-situ-Tempeln einer (Ga,Mn)As-Einzelschicht

Mit dem Ziel ungewollte Defekte auszuheilen, wurde eine (Ga,Mn)As-Einzelschicht bei verschiedenen Temperaturen ex-situ an Luft getempert. Die Einzelschicht ($T_{sub} = 220$ °C und BEP (As_A/Ga) = 5) hatte eine Dicke von $1.8 \mu\text{m}$ und einen Mangan-Gehalt von 5.8 %, ermittelt mit HRXRD aus [Sch01]. Es wurden verschiedene Stücke abgespalten und mit HRXRD die Gitterkonstante bestimmt, dann bei unterschiedlichen Temperaturen 15 Minuten getempert und anschließend wieder mit HRXRD vermessen. Nach einem Tempeln bei 210 °C oder 260 °C wurde keine Änderung der Gitterkonstanten festgestellt. Eine deutliche Veränderung ergab ein Tempeln bei 310 °C und verkleinerte die Gitterkonstante um $\Delta a_{\perp} = 0.00573$ nm.

In [Maš03] wurde mit Hilfe von Dichte-Funktional-Rechnungen der Zusammenhang zwischen Gitterkonstante und der Konzentration der Mangan-Atome auf Gallium-Gitterplätzen (Mn_{Ga}), Mangan-Atome auf Zwischengitterplätzen (Mn_i) und der Konzentration von Arsen-Atomen auf Gallium-Gitterplätzen (As_{Ga}) diskutiert. Zusammenfassend wurde folgende Formel aufgestellt:

$$a(Mn_{Ga}, As_{Ga}, Mn_i) = a_0 + 0.02Mn_{Ga} + 0.69As_{Ga} + 1.05Mn_i \text{ (Å)}, \quad (7.1)$$

wobei a_0 der HT-GaAs-Gitterkonstanten entspricht. Aus dieser Gleichung 7.1 folgt, dass die Mangan-Atome auf Gallium-Gitterplätzen (Mn_{Ga}) kaum Einfluss auf die Gitterkonstante einer (Ga,Mn)As-Schicht haben und die Vergrößerung der Gitterkonstanten im Vergleich zur HT-GaAs Gitterkonstanten durch die Mangan-Atome auf Zwischengitterplätzen (Mn_i) und Arsen-Atomen auf Gallium-Gitterplätzen (As_{Ga}) bestimmt wird. Die Anzahl der Mangan-Atome auf Zwischengitterplätzen geht dabei proportional mit der totalen Mangan-Konzentration. Eine experimentelle Bestätigung wurde in [Kur04] veröffentlicht. In [Yu03] wurde festgestellt, dass ein ex-situ Tempeln der (Ga,Mn)As-Einzelschichten nach dem Wachstum zur Ausdiffusion der Mangan-Atome von den Zwischengitterplätzen führt. Diese Veränderung im Gitter wird nach Gleichung 7.1 durch eine Verkleinerung der Gitterkonstanten sichtbar.

Nimmt man an, dass beim Tempeln die Anzahl der Mn_{Ga} und As_{Ga} konstant bleibt, kann die Änderung nur noch durch ein Ausdiffundieren der Mn_i verursacht sein. Mit

$$\Delta a_{\perp} = 0.00573 = 1.05 \cdot Mn_i \quad (7.2)$$

ergibt sich eine Abnahme der Mn_i um 0.0055 %. Mn_i sind doppelte Donatoren [Edm04] [Bli03]. Dass das Ausdiffundieren der Mn_i und damit eine Reduzierung der kompensierenden Donatoren beim Tempeln eine Rolle spielen muss, bestätigten die temperaturabhängigen Leitfähigkeitsmessungen. In Abb. 7.4 ist die temperaturabhängige Widerstandsmessung der getemperten (offene Symbole) und ungetemperten (geschlossene Symbole) (Ga,Mn)As-Einzelschicht gezeigt. Deutlich ist der Unterschied zu sehen, die ungetemperte friert bei tieferen Temperaturen aus im Gegensatz zur getemperten Probe.

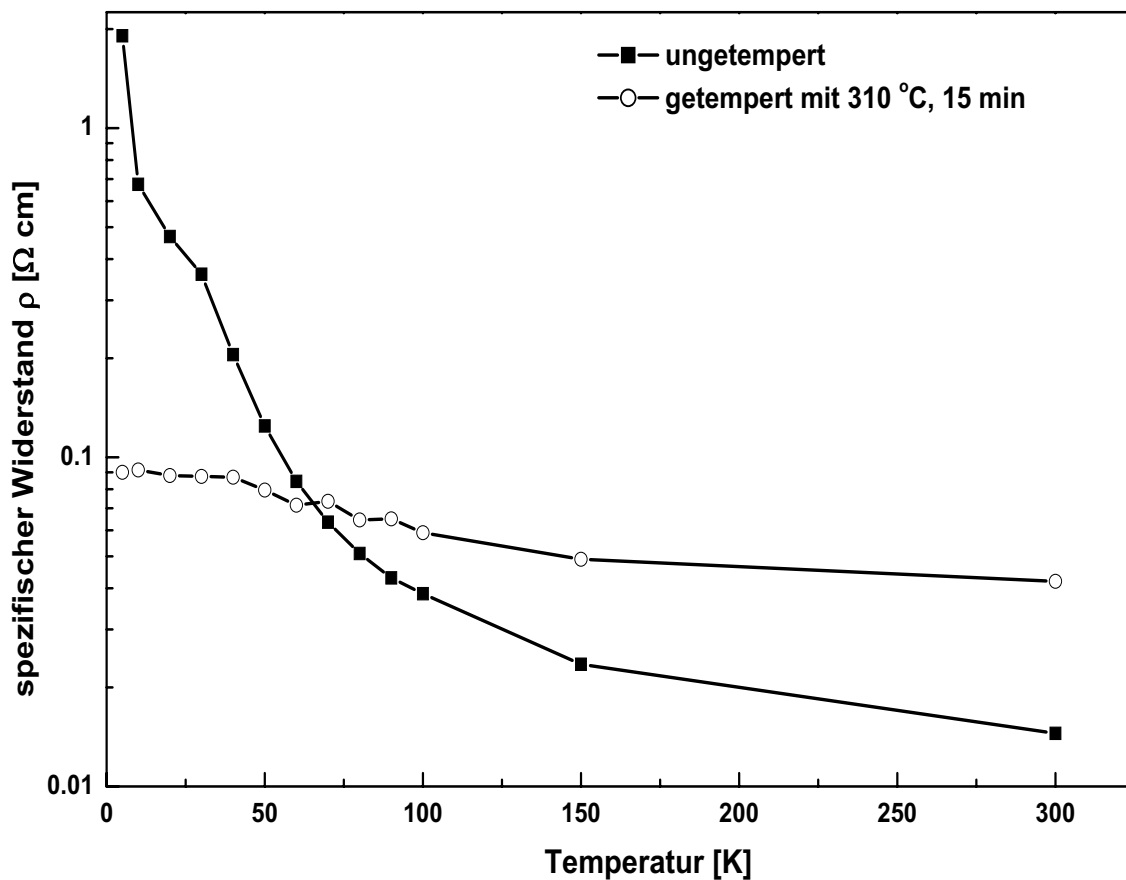


Abbildung 7.4: Temperaturabhängiger spezifischer Widerstand einer ungetemperten (geschlossene Symbole) und einer mit 310 °C getemperten (offene Symbole) (Ga,Mn)As-Einzelschicht. Beide Stücke sind von dem gleichen Wafer und wurden mit $T_{sub} = 220$ °C und BEP (As_4/Ga) = 5 gewachsen. Mit HRXRD und [Sch01] wurde ein Mangan-Gehalt von 5.8 % ermittelt.

7.1.4 Bestimmung der Ladungsträgerkonzentration mit Ätz-CV

An verschiedenen (Ga,Mn)As-Schichten wurden Ätz-CV-Messungen durchgeführt. Voraussetzung war, dass die Schichten auf einem p^+ -GaAs Substrat, das mit einer Löcherkonzentration von $(1.6 \pm 0.5) \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ spezifiziert ist, gewachsen wurden. In Abb. 7.5 ist solch eine Ätz-CV-Messung an einer 360 nm dicken (Ga,Mn)As-Schicht zu sehen. Für die (Ga,Mn)As-Schicht ergab sich ein ausgeprägtes Plateau mit einer Ladungsträgerkonzentration von ca. $8 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Mit dem Einbruch der Ladungsträgerkonzentration ist die Puffer-Schicht erkennbar. Nach einem kurzen Anstieg nach ca. 600 nm, der die Substratoberfläche kennzeichnet, stabilisiert sich die Ladungsträgerkonzentration auf ein zweites ausgezeichnetes Niveau von $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. In dem kleinen Bild ist eine Stufen-Profil-Messung des herausgeätzten Lochs zu sehen. Es zeigt eine symmetrische Form und belegt damit ein gleichmäßiges Durchätzen von der (Ga,Mn)As-Schicht bis zum Substrat. Außerdem zeigt es, dass die Ätz-Tiefen die vom CV-Profilier angegeben wurden um ca. 20 % zu klein sind. Diese fehlerhafte Berechnung der Ätztiefe ist vermutlich dadurch verursacht, dass der Ätz-Profilier physikalische Werte einer GaAs-Schicht zugrunde legt und nicht die einer (Ga,Mn)As-Schicht, vgl. Gleichung 4.3. Mit der Eichkurve aus 6.2 ergab sich für diese Schicht ein Mangan-Gehalt von 5%, womit eine Löcherkonzentration von $1.1 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ erwartet werden kann. Trotz dieser relativ hohen Ladungsträgerkonzentration

von $8 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, ergeben magnetische Messungen eine Curie-Temperatur von 56 K. Dies belegt die starke Kompensation des (Ga,Mn)As Materials, vgl. Abb. 3.7.

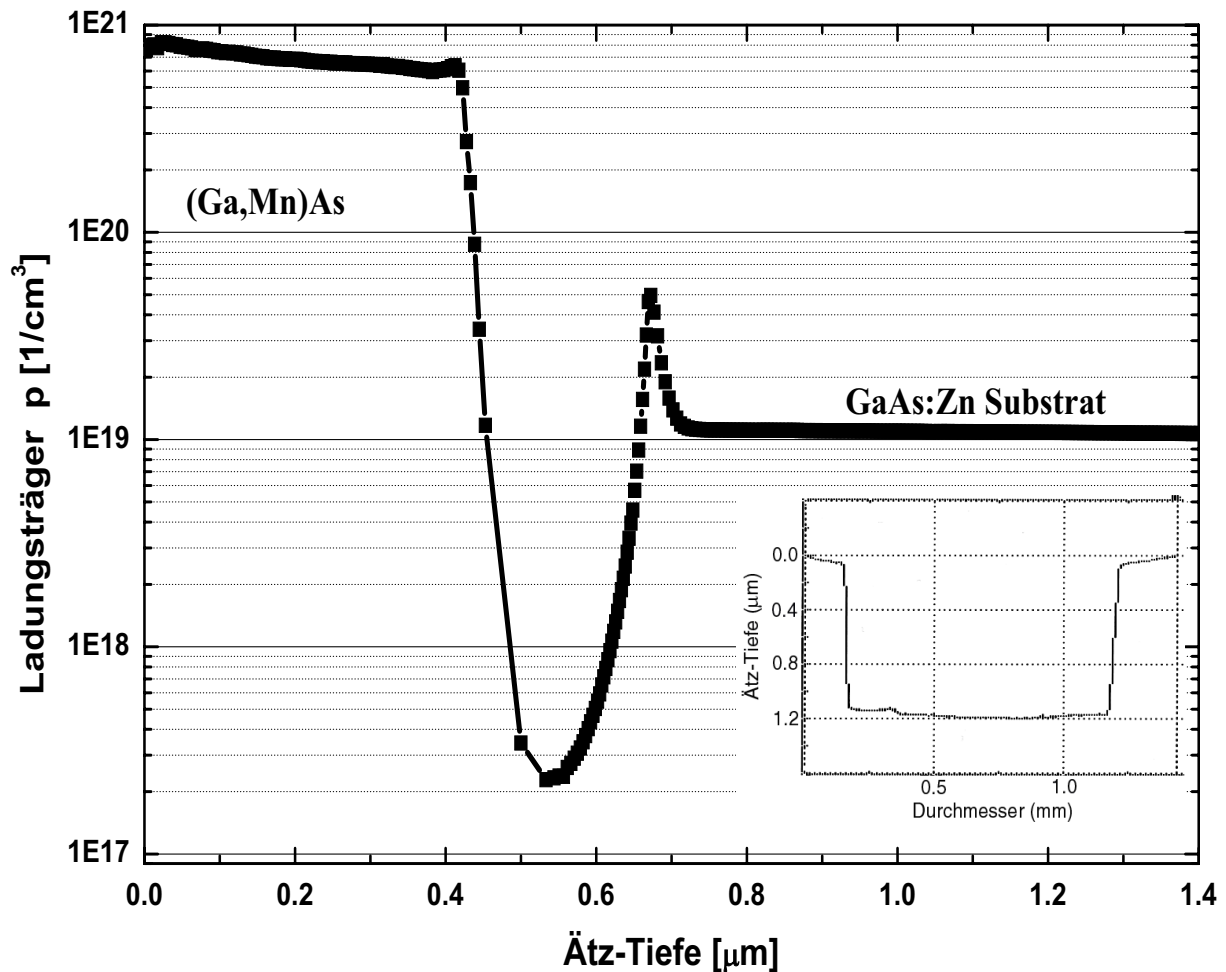


Abbildung 7.5: Ätz-CV-Messungen einer Struktur mit 360 nm LT-(Ga,Mn)As/1nm LT-GaAs/125 nm HT-GaAs/ p^+ -GaAs(001). Für die (Ga,Mn)As-Schicht ergab sich ein ausgeprägtes Plateau mit einer Ladungsträgerkonzentration von ca. $8 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

Im kleinen Bild: Eine Stufen-Profil-Messung des herausgeätzten Lochs.

7.2 Magnetische Charakterisierung

Neben Untersuchungen der extrinsischen Einflüsse der Wachstumsparameter auf die strukturellen und elektrischen Eigenschaften der (Ga,Mn)As-Schichten, wurden auch magnetische Eigenschaften untersucht und bezüglich ihres ferromagnetischen Verhaltens mit hoher Curie-Temperatur optimiert. Es wurden Wachstumsparameter gesucht mit der hohe Curie-Temperaturen und homogene Schichten hergestellt werden konnten. In dem Kapitel 6 wurde gezeigt, dass eine genaue Bestimmung des Mangan-Gehalts nur mit sehr großem Fehler möglich ist, deshalb wurde in Abb. 7.6 die Curie-Temperatur in Abhängigkeit der Gitterkonstanten dargestellt. Es ist aber zu erwarten, dass bei gleichen Wachstumsparametern die Änderung der Gitterkonstanten und die Erhöhung der Curie-Temperatur von einem veränderten Mangan-Gehalt verursacht wird. Für die Wachstumsparameter $T_{sub} = 270 \text{ }^\circ\text{C}$ und BEP (As_4/Ga) = 5 konnte keine hohe Curie-Temperatur erreicht werden, da kein höherer Mangan-Gehalt als 2.3 % erreicht wurde, vgl Kapitel 5. Für die Wachstumsparameter $T_{sub} = 220 \text{ }^\circ\text{C}$ und BEP (As_4/Ga) = 5 kann-

te zwar eine Erhöhung der Curie-Temperatur erreicht werden, mit den Wachstumsparametern $T_{sub} = 270$ °C und BEP (As_4/Ga) = 25 lagen die Curie-Temperaturen aber deutlich höher.

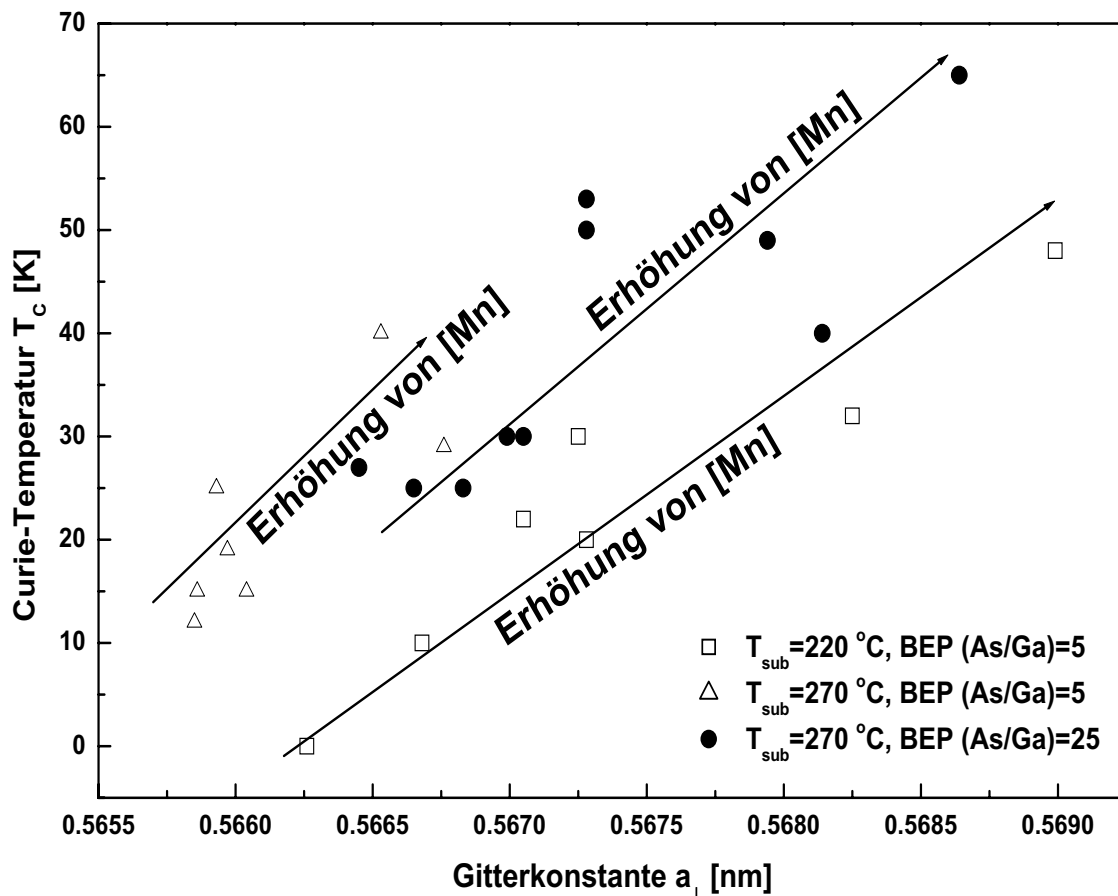


Abbildung 7.6: Abhängigkeit der Curie-Temperatur von der Gitterkonstanten und den Wachstumsparametern T_{sub} und BEP (As_4/Ga). Die Wachstumsparameter sind in der Abbildung angegeben.

Weiter konnte eine Erhöhung der Curie-Temperatur erreicht werden bei den Wachstumsparametern $T_{sub} = 270$ °C und BEP (As_4/Ga) = 25 mit Verringerung der Schichtdicke.

Eine 360 nm dicke (Ga,Mn)As-Einzelschicht zeigte eine Curie-Temperatur von 56 K, eine 180 nm dicke Einzelschicht eine Curie-Temperatur von 65 K und eine 30 nm dicke Schicht mit gleichen Wachstumsparametern gewachsen eine Curie-Temperatur von 80 K. Durch ein 30 Minütiges ex-situ Tempern an Luft bei einer Temperatur von 265 °C dieser 30 nm dicken Schicht konnte eine weitere Erhöhung der Curie-Temperatur auf 130 K erreicht werden, vgl. Abb. 7.7. Diese Zunahme der Curie-Temperatur wird auf ein Ausdiffundieren der Mangan-Atome von Zwischengitterplätzen an die Probenoberfläche zurückgeführt [Edm04] [Kir04]. Mangan-Atome auf Zwischengitterplätzen sind doppelte Donatoren, wie bereits im Kapitel 7.1.3 beschrieben, und sind neben den Arsen-Atomen auf Galliumplätzen hauptverantwortlich für die starke Kompensation der Ladungsträgerkonzentration des (Ga,Mn)As Materials. Neben der Erhöhung der Curie-Temperatur durch ex-situ-Tempn wurde eine Abnahme des Koerzitiv-Feldes von 3.0 mT auf 1.5 mT festgestellt, vgl. Abb. 7.8.

Allerdings führen diese relativ hohen Temper-Temperaturen zu Bildung von MnAs-Clustern,

wie an dem temperaturabhängigen magnetischen Moment in Abb. 7.7 zu erkennen. Für die getemperte Probe wird bei der Curie-Temperatur $T_C = 130$ °C das magnetische Moment nicht Null, sondern es bleibt eine Magnetisierung bestehen. Mit einer kleineren Temper-Temperatur von 185 °C und Temper-Zeiten von über 50 Stunden konnte diese Cluster-Bildung verhindert werden und sogar eine Curie-Temperatur von 140 K für eine 70 nm dicke (Ga,Mn)As-Schicht erreicht werden.

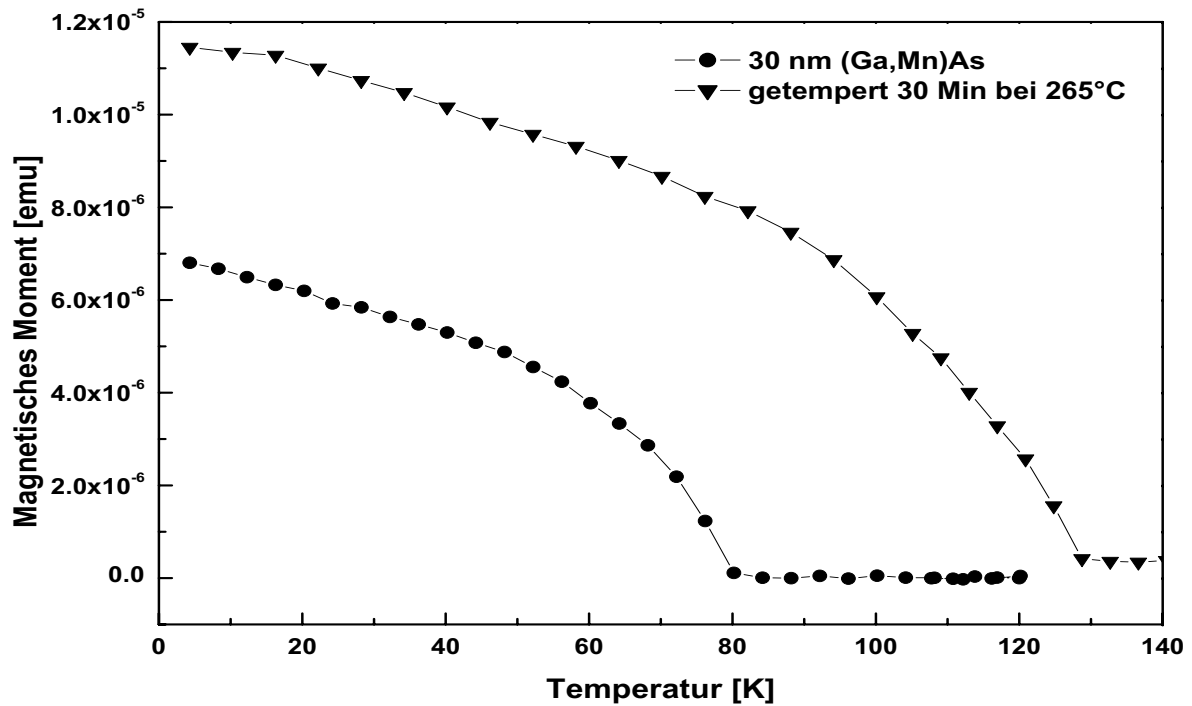


Abbildung 7.7: SQUID-Messung einer 30 nm dicken (Ga,Mn)As-Schicht. Mit ex-situ-Tempere konnte eine Erhöhung der Curie-Temperatur von 80 K auf 130 K erreicht werden.

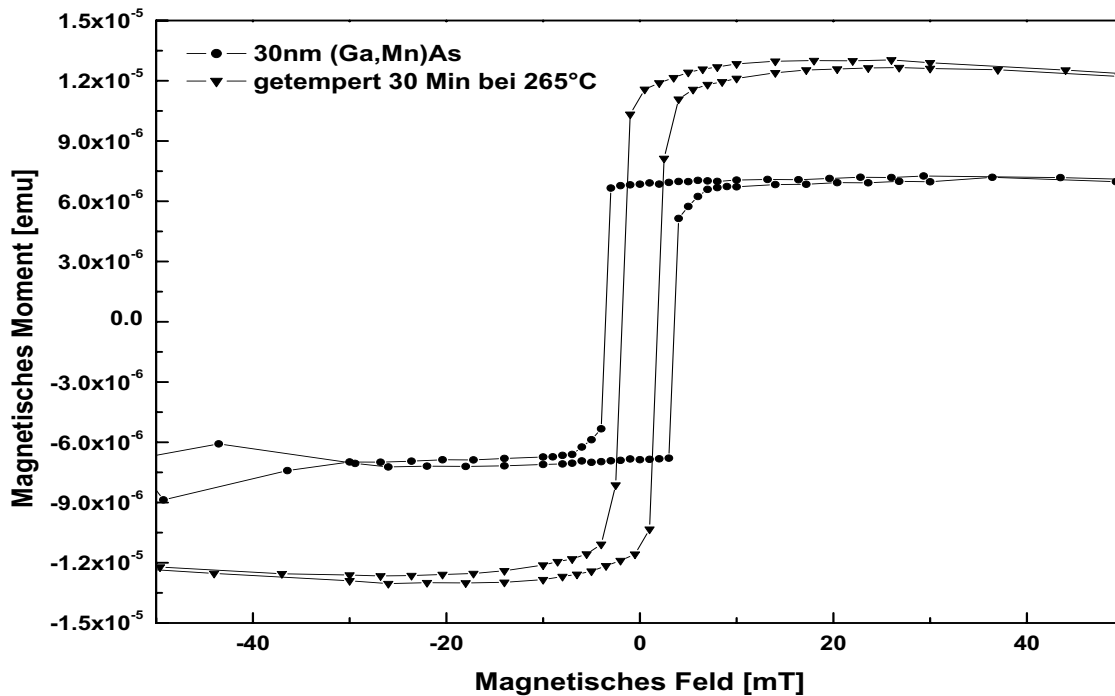


Abbildung 7.8: Hysterese-Kurven der 30 nm dicken (Ga,Mn)As-Schicht. Mit ex-situ Tempere verursacht eine Abnahme des Koerzitiv-Feldes von 3.0 mT auf 1.5 mT.

Kapitel 8

p-Dotierung von LT-GaAs und LT-(Ga,Mn)As mit Kohlenstoff

Der experimentelle Wert der Curie-Temperatur (T_C) von (Ga,Mn)As scheint limitiert zu sein durch die starke Kompensation durch Mangan-Atomen auf Zwischengitterplätzen (Mn_i) und Arsen-Atomen auf Gallium-Gitterplätzen (As_{Ga}), vgl. Kapitel 7.2. Theoretische Berechnungen auf der Grundlage des ladungsträgerinduzierten Ferromagnetismus (vgl. Kapitel 3.4.4.1) besagen eine Erhöhung der Curie-Temperatur mit Zunahme der Mangan-Atome auf Gallium-Gitterplätzen [Mn_{Ga}] und der Löcherkonzentration proportional zu [Mn_{Ga}] $\cdot p^{1/3}$ (vgl. Gleichung 3.59). Konkrete theoretische Berechnungen einer p^+ -Dotierung von (Ga,Mn)As mit einem nicht-magnetischen Element wie z. B. mehreren Prozent Kohlenstoff zeigten eine Erhöhung der Curie-Temperatur [Jun03B]. Außerdem wurde gezeigt, dass diese Kohlenstoff-Dotierung keinen Einfluss auf die Ladungsträger-induzierte Kopplung der magnetischen Mangan-Momente hat [Jun03B]. Bereits experimentell untersucht wurde die Dotierung von (Ga,Mn)As mit Beryllium. Es wurde eine Abnahme der Curie-Temperatur mit zunehmender Beryllium-Konzentration festgestellt, während sich die Löcherkonzentration von $5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ der (Ga,Mn)As-Schicht mit einer Beryllium-Dotierung kaum änderte [Yu03]. Dieses Verhalten ist vermutlich dadurch verursacht, dass beide Be und Mn einen Gallium-Gitterplatz besetzen wollen und dies in einer Zunahme der Mangan-Atome auf Zwischengitterplätzen führt [Yu03]. Kohlenstoff im Gegensatz besetzt den Arsen-Gitterplatz C_{As} in GaAs und sollte nicht mit den Mangan-Atomen konkurrieren. Deshalb ist Kohlenstoff ein vielversprechendes Element, um die Curie-Temperatur in (Ga,Mn)As zu erhöhen. Außerdem könnten mit LT-GaAs:C-Schichten, die mit den gleichen Wachstumsparametern hergestellt werden wie die (Ga,Mn)As-Schichten Heterostrukturen hergestellt werden. Von fundamentalem Interesse sind z. B. Magneto-Tunnel Mechanismen oder Löcherinduzierte Kopplungen benachbarter ferromagnetischer Schichten.

Es wurde bereits gezeigt, dass mit Molekular-Strahl-Epitaxie und Verwendung einer Kohlenstoff-Effusionszelle (vgl. Kapitel 2.3.5) eine Löcherkonzentration bis zu $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ in GaAs erreicht werden kann. Dabei wurden Substrattemperaturen von 300 °C bis 600 °C verwendet in Verbindung mit Gallium zu Arsen Flussverhältnissen von 5 bis 120 [Mal93] [Nör96] [Gia92]. In Kapitel 5 wurde gezeigt, dass für (Ga,Mn)As-Schichten niedrigere Substrattemperaturen als 300 °C benötigt werden, deshalb wurden zunächst HT-GaAs-Schichten und LT-GaAs-Schichten, gewachsen mit $T_{sub} < 300 \text{ °C}$, mit Kohlenstoff dotiert und charakterisiert. Abhängig von den Wachstumsparametern T_{sub} und BEP (As_4/Ga) wurde der Einfluss der Kohlenstoff-Dotierung auf die Gitterkonstante (Kapitel 8.1) und auf elektrischen Eigenschaften (Kapitel 8.2) untersucht. Für Mangan-haltige Schichten wurden zusätzlich die magnetischen Eigenschaften (Kapitel 8.3) untersucht.

Auf Grund verschiedener Charakterisierungs-Methoden werden auf einen Substrathalter ein undotiertes GaAs und ein p^+ -GaAs Substrat geklebt, um eine identische Probenstruktur für beide Substrate zu garantieren. Die p^+ -GaAs Substrate sind mit Zn dotiert und spezifiziert mit einer Löcherkonzentration von $(1.6 \pm 0.5) \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Alle untersuchten Schichten sind 180 nm dick, gewachsen auf einer 120 nm oder 300 nm dicken GaAs-Pufferschicht. Zu Eichzwecken wurden zunächst zwei HT-GaAs:C-Schichten gewachsen mit zwei verschiedenen Wachstumsparametern der Kohlenstoff-Zelle (vgl. Kapitel 2.3.5). Diese Parameter der Kohlenstoff-Zelle P_K , die für alle Kohlenstoff-dotierten Proben verwendet wurden, erreichten in HT-GaAs:C eine Löcherkonzentration von $7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Die HT-GaAs:C-Schichten wurden gewachsen mit $T_{sub} = 620 \text{ }^\circ\text{C}$ und BEP (As_4/Ga) = 40. Für die LT-GaAs:C und LT-(Ga,Mn)As:C-Schichten wurde $T_{sub} = 250 \text{ }^\circ\text{C}$, $T_{sub} = 270 \text{ }^\circ\text{C}$, $T_{sub} = 290 \text{ }^\circ\text{C}$ und $T_{sub} = 310 \text{ }^\circ\text{C}$ verwendet, wobei BEP (As_4/Ga) zwischen 5 und 25 variiert wurde. Die Wachstumsrate betrug 0.1 nm/s. Eine Übersicht der einzelnen Proben und ihre Wachstumsparameter ist in Tabelle 8.1 gegeben.

Probe	T_{Mn} [°C]	Mn-Konzentration aus SIMS [cm ⁻³]	Mn-Konzentration aus [Sch01] [%]	T_{sub} [°C]	BEP (As ₄ /Ga)	P_K	p [cm ⁻³]	T_C [K]	a_{\perp} [nm]
S21B		$(3.5 \pm 0.1) \cdot 10^{21}$				11 V / 27 A	$(8.0 \pm 0.5) \cdot 10^{20}$	54	0.56717
S22B	700	$(3.9 \pm 0.3) \cdot 10^{21}$		270	25	13 V / 30 A	$(5.0 \pm 0.2) \cdot 10^{20}$	47	0.56683
S23B		$(4.5 \pm 0.1) \cdot 10^{21}$	3.2			–	$(1.0 \pm 0.2) \cdot 10^{21}$	53	0.56728
S25B		$(8.5 \pm 0.5) \cdot 10^{21}$				13 V / 30 A	$(9.0 \pm 1.0) \cdot 10^{20}$	60	0.56801
S26B	720	$(2.9 \pm 0.1) \cdot 10^{21}$		270	25	12 V / 27 A	$(1.0 \pm 0.5) \cdot 10^{21}$	64	0.56809
S27B		$(8.8 \pm 0.5) \cdot 10^{21}$	6.2			–	$(2.0 \pm 0.5) \cdot 10^{21}$	65	0.56864
S35B	680	$(2.4 \pm 0.1) \cdot 10^{21}$	1.5			–	$(4.0 \pm 1.0) \cdot 10^{20}$	25	0.56645
S36B		$(2.6 \pm 0.2) \cdot 10^{21}$		270	25	13 V / 30 A	$(6.0 \pm 3.0) \cdot 10^{20}$	19	0.56627
S46B	680	$(8.8 \pm 0.2) \cdot 10^{21}$				14 V / 30 A	$(8.0 \pm 2.0) \cdot 10^{20}$	27	0.56533
S47B		$(1.4 \pm 0.2) \cdot 10^{21}$	1.5	270	5	–	$(6.0 \pm 2.0) \cdot 10^{20}$	33	0.56631
S63B	680	$(5.0 \pm 0.5) \cdot 10^{21}$				14 V / 30 A	$(3.0 \pm 0.5) \cdot 10^{19}$	0	0.56601
S64B		$(1.5 \pm 0.1) \cdot 10^{21}$	1.5	250	5	–	$(4.0 \pm 2.0) \cdot 10^{20}$	27	0.56654
S87B	680	–	1.5	290	5	11 V / 30 A	$(3.0 \pm 1.0) \cdot 10^{20}$	20	0.56612

Tabelle 8.1: Zusammenstellung der Wachstumsparameter Substrattemperatur T_{sub} , Manganzell-Temperatur T_{Mn} , Arsen zu Gallium Flussverhältnis BEP (As₄/Ga) und Parameter der Kohlenstoff-Zelle P_K . Außerdem sind die Mangan-Gehalte aus SIMS und HRXRD angegeben, die Löcherkonzentrationen aus Ätz-CV-Messungen, die Curie-Temperaturen aus den SQUID-Messungen und die vertikale Gitterkonstante a_{\perp} aus HRXRD.

8.1 Die Gitterkonstante von LT-GaAs:C und LT-(Ga,Mn)As:C

Der Einbau von Kohlenstoff in das GaAs-Gitter verursacht auf Grund des kleineren Atomradius der Kohlenstoff-Atome im Vergleich zu den Gallium und Arsen-Atomen eine Verkleinerung der Gitterkonstanten [Gia92]. Für eine mit SIMS bestimmte Kohlenstoff-Konzentration von $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ einer HT-GaAs:C-Schicht änderte sich der vertikale Gitterparameter $(\Delta a/a)_{\perp}$ um -0.048% . Für alle GaAs-Schichten gewachsen mit den gleichen Parametern der Kohlenstoff-Zelle wurde die gleiche Kohlenstoff-Konzentration mit SIMS bestimmt unter der Berücksichtigung eines Fehlers von 30 %. Die Verkleinerung der Gitterkonstante hingegen war stark abhängig von den Wachstumsparametern [Nör96], [Her02]. In Abb. 8.1 ist die Abhängigkeit des vertikalen Gitterparameters verschiedener LT-GaAs:C-Schichten (offene Symbole) und der HT-GaAs:C-Schicht (geschlossene Symbole) von einer nominellen Kohlenstoff-Konzentration gegeben. Für die untersuchten LT-GaAs:C-Schichten ergab sich für die Schicht, gewachsen mit $T_{sub} = 270 \text{ °C}$ und $BEP (\text{As}_4/\text{Ga}) = 5$ die stärkste Verkleinerung des vertikalen Gitterparameters von $(\Delta a/a)_{\perp} = -0.078 \%$ durch eine Kohlenstoff-Dotierung.

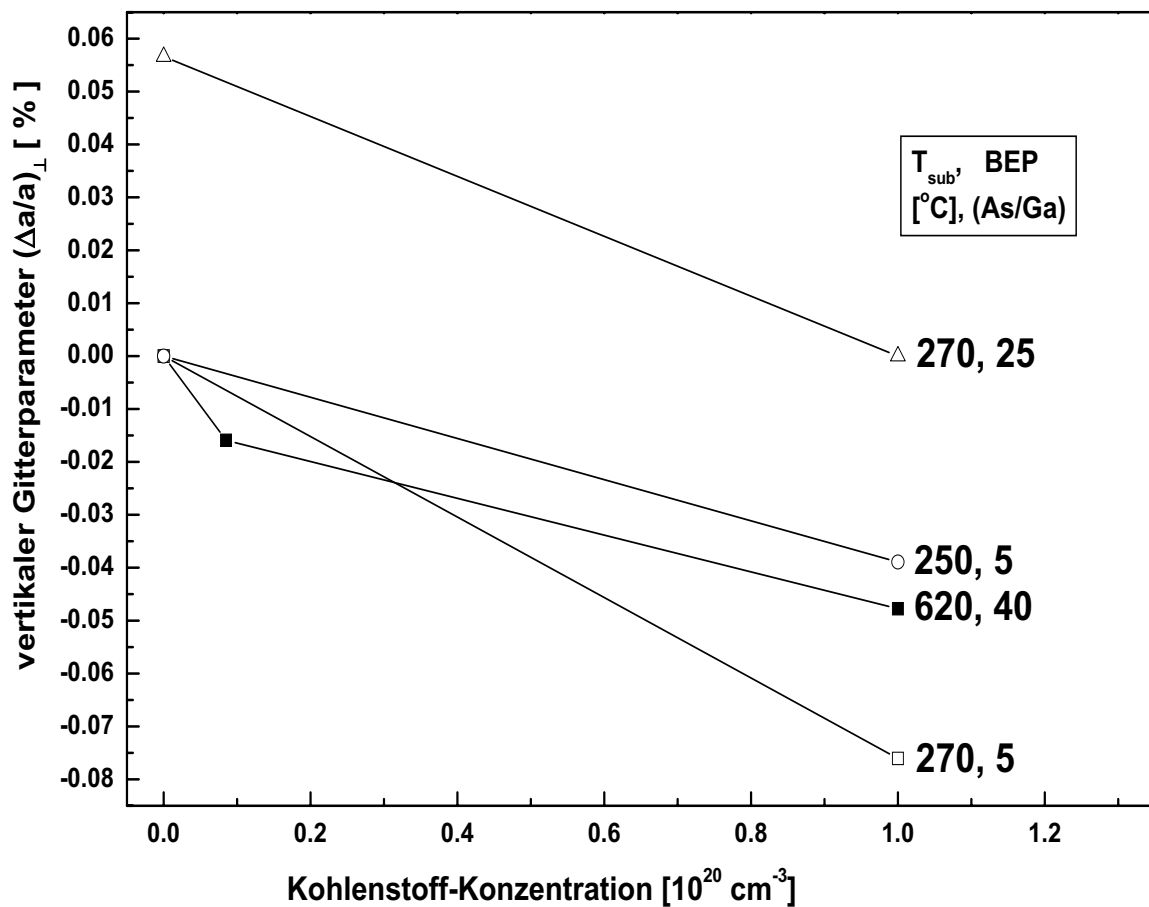


Abbildung 8.1: Der vertikale Gitterparameter $(\Delta a/a)_{\perp}$ verschiedener LT-GaAs:C-Schichten (offene Symbole) und einer HT-GaAs:C (geschlossene Symbole) im Vergleich in Abhängigkeit einer nominellen Kohlenstoff-Konzentration. Abhängig von den Wachstumsparametern (angegeben im Bild) verkleinert sich der Gitterparameter einer Kohlenstoff-dotierten Schicht im Vergleich zu einer undotierten Referenz-Schicht. Die Verbindungs-Linien sind zur übersichtlichen Darstellung eingezeichnet.

Im Fall von (Ga,Mn)As:C wurden Mangan-Gehalte von 6.2 %, 3.2 % und 1.5 % in Zusammenhang verschiedener Kohlenstoff-Konzentrationen untersucht. Der Mangan-Gehalt der (Ga,Mn)As-Schicht wurde mit HRXRD und der Eichkurve in Abb. 6.4 bestimmt. Bei allen (Ga,Mn)As:C-Schichten wurden mit einer Kohlenstoff-Dotierung eine Verkleinerung der Gitterkonstanten festgestellt. Ein Röntgendiffraktogramm eines (004) Reflexes einer (Ga,Mn)As und einer (Ga,Mn)As:C-Schicht mit einem Mangan-Gehalt von 6.2 % und einer nominellen Kohlenstoff-Konzentration von $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ist in Abb. 8.2 dargestellt. Beide Schichten sind mit $T_{sub} = 270 \text{ }^{\circ}\text{C}$ und $\text{BEP} (\text{As}_4/\text{Ga}) = 25$ gewachsen. Mit der Kohlenstoff-Dotierung verkleinert sich die Gitterkonstante von 0.56864 nm für die (Ga,Mn)As-Schicht auf 0.56801 nm für die (Ga,Mn)As:C-Schicht. Mit Aufnahme einer reziproken Gitterkarte des asymmetrischen (113) und (335) Reflexes konnte eine Relaxation der (Ga,Mn)As:C-Schichten ausgeschlossen werden.

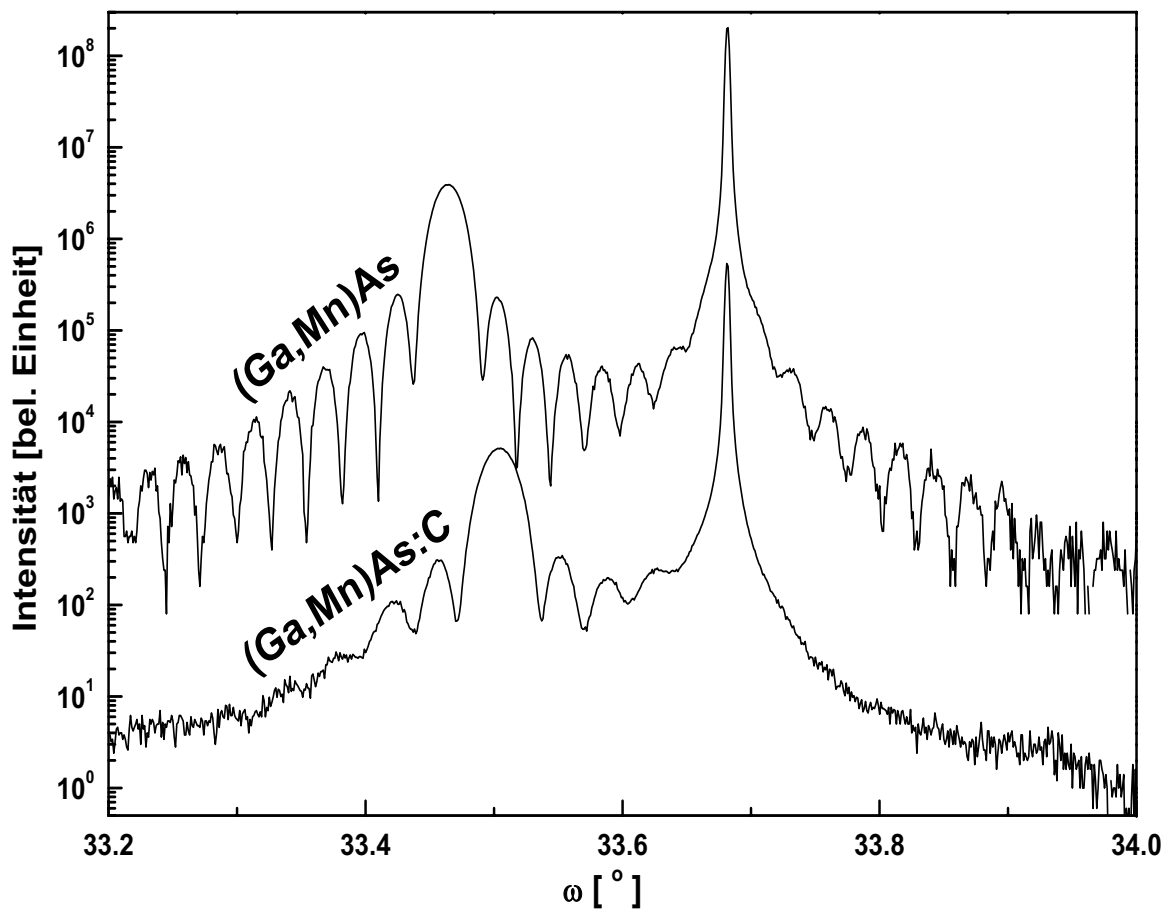


Abbildung 8.2: (004) Röntgendiffraktogramm einer (Ga,Mn)As und einer (Ga,Mn)As:C-Schicht, gewachsen mit $T_{sub} = 270^\circ\text{C}$, $BEP (As_4/Ga) = 25$ und gleichem [Mn]. Die Röntgendiffraktogramme wurden zur übersichtlichen Darstellung vertikal zueinander verschoben.

Die Abhängigkeit des vertikalen Gitterparameters von den Wachstumsparametern und der nominellen Löcherkonzentration der Kohlenstoff-Dotierung für verschiedene (Ga,Mn)As-Schichten (geschlossene Symbole) und zwei GaAs:C-Schichten (offene Symbole) ist zum Vergleich in Abb. 8.3 zusammengefasst.

Ein Mangan-Gehalte von 1.5 % einer LT-(Ga,Mn)As:C-Schicht, gewachsen mit $T_{sub} = 270^\circ\text{C}$ und $BEP (As_4/Ga) = 5$ verkleinert den vertikalen Gitterparameter $(\Delta a/a)_\perp$ um -0.17% . Dies ist mehr als zwei mal so viel wie für die LT-GaAs:C-Schicht, gewachsen mit den gleichen Wachstumsparametern. Eine Vergrößerung des BEP (As_4/Ga) von 5 auf 25, bei sonst identischen Wachstumsparametern reduziert die Verkleinerung des vertikalen Gitterparameters mit der Kohlenstoff-Dotierung auf -0.03% . Mit Zunahme des Mangan-Gehaltes ist eine zunehmende Verkleinerung des Gitterparameters festzustellen bei sonst identischen Wachstumsparametern. Mit einem Mangan-Gehalt von 6.2 % ändert sich $(\Delta a/a)_\perp$ um -0.12% . Diese Änderung des vertikalen Gitterparameters ist damit aber immer noch kleiner als für die Schichten gewachsen mit $[Mn] = 1.5\%$, $T_{sub} = 270^\circ\text{C}$ und $BEP (As_4/Ga) = 5$.

Diese komplizierte Abhängigkeit des vertikalen Gitterparameters von den Wachstumsparametern ist ein Anzeichen für komplexe Wachstums- und Einbau-Mechanismen der (Ga,Mn)As:C-Schichten. Bildung und Reduzierung von Punktdefekten wie Mangan und Kohlenstoff-Atome auf Zwischengitterplätzen, Arsen-Atomen auf Gallium-Gitterplätzen oder sogar C-MnAs-Cluster können dabei eine Rolle spielen, wobei diese alle die Gitterverspannung sowie die

elektrischen und magnetischen Eigenschaften beeinflussen.

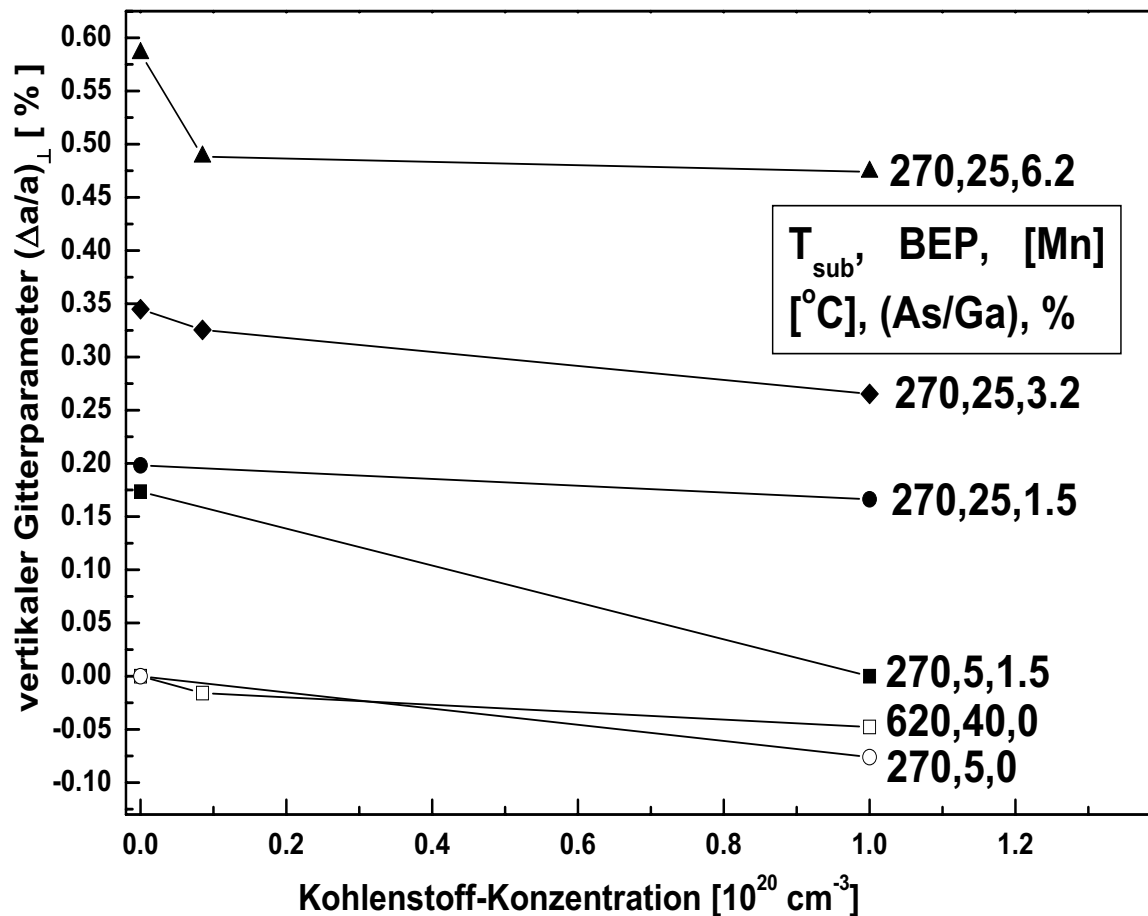


Abbildung 8.3: Der vertikale Gitterparameter verschiedener (Ga,Mn)As:C-Schichten (geschlossene Symbole) und zweier GaAs:C-Schichten (offene Symbole) zum Vergleich in Abhängigkeit einer nominellen Kohlenstoff-Konzentration. Abhängig von den Wachstumsparametern (angegeben im Bild) verkleinert sich die Gitterkonstante einer Kohlenstoff-dotierten Schicht im Vergleich zu einer undotierten Referenz-Schicht. Die Verbindungs-Linien sind zur übersichtlichen Darstellung eingezeichnet.

8.2 Charakterisierung der GaAs:C-Schichten mit SIMS und Ätz-CV

Um die elektrische Aktivierung der eingebauten Kohlenstoff-Atome im GaAs:C-Gitter zu untersuchen, wurden zum Vergleich SIMS und Ätz-CV-Messungen durchgeführt. Für alle LT-GaAs:C-Schichten war die mit SIMS vermessene Konzentration an Kohlenstoff unabhängig von den Wachstumsparametern. Die Löcherkonzentration vermessen mit Ätz-CV war abhängig von den Wachstumsparametern und neben den HT-GaAs:C-Schichten zeigte nur die LT-GaAs:C-Schicht, gewachsen mit $T_{sub}=270 \text{ °C}$ und $BEP(As_4/Ga)=5$ eine messbare Löcherkonzentration. Dies wurde mit Hall-Messungen überprüft und bestätigt. Im weiteren soll die HT-GaAs:C-Schicht und die LT-GaAs:C-Schicht, gewachsen mit $T_{sub}=270 \text{ °C}$ und $BEP(As_4/Ga)=5$, detaillierter diskutiert werden. Für beide Schichten wurden die gleichen Parameter der Kohlenstoff-

Zelle P_K verwendet, vgl. Tabelle 8.1. Abb. 8.4 zeigen die Tiefen-Profile der Kohlenstoff-Konzentration beider Proben aus den SIMS-Messungen. Zum Vergleich zeigt Abb. 8.5 die Tiefen-Profile der Löcherkonzentration beider Schichten der Ätz-CV-Messungen.

In Abb. 8.4 verschwinden nach einer Ionen-Ätzzeit von 20 s Artefakte verursacht durch die Oberflächen der Proben und das Signal stabilisiert sich zu einem ausgezeichneten Plateau. Eine Kohlenstoff-Konzentration von $1 \cdot 10^{20}$ Atome pro cm^3 wurde für die HT-GaAs und für die LT-GaAs-Schicht ermittelt. Nach 100 s Ätzzeit ist die undotierte GaAs-Pufferschicht erreicht und das Signal fällt für beide Proben auf die Auflösungsgrenze von 10^{16} cm^{-3} . Für die HT-GaAs-Struktur erscheint nach 150 s Ionen-Ätzzeit und für die LT-GaAs-Struktur nach 210 s Ionen-Ätzzeit ein Maximum, das durch eine Kohlenstoff-Kontamination der Substratoberfläche verursacht ist. Die Ätz-CV-Messungen in Abb. 8.5 zeigen für beide Schichten, die HT-GaAs:C und die LT-GaAs:C, eine konstante Löcherkonzentration von $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ bis zu einer Äztiefe von 180 nm. Die Abnahme des Signals und die Zunahme nach 300 nm für die HT-GaAs:C-Schicht und nach 350 nm für die LT-GaAs:C-Schicht signalisieren, dass die GaAs-Pufferschicht erreicht ist. Nach einem kleinen Maximum im Signal, das die Substratoberfläche kennzeichnet, stabilisiert sich das Signal auf $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, das gut mit dem spezifizierten Wert des dotierten Substrates $[\text{Zn}] = (1.6 \pm 0.5)10^{19} \text{ cm}^{-3}$ übereinstimmt. Beide Schichten, die HT-GaAs:C und die LT-GaAs:C zeigen damit das gleiche Aktivierungsverhältnis der Kohlenstoff-Atome von 50 %. Dies ist ein Faktor 100 größer als für LT-GaAs:C-Schichten, die mit nominell ähnlichen Wachstumsparametern $T_{sub} = 280 \text{ °C}$ und $\text{BEP} (\text{As}_4/\text{Ga}) = 18$ [Nör96] hergestellt wurden. Das gleiche Aktivierungsverhältnis der HT-GaAs und der LT-GaAs-Schicht zeigt, dass die LT-Wachstumsparameter $T_{sub} = 270 \text{ °C}$, $\text{BEP} (\text{As}_4/\text{Ga}) = 5$ und die Wachstumsrate von 0.1 nm/s einen optimalen Kohlenstoff-Einbau ermöglichen. Die Löcherkonzentration von $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und die Änderung des vertikalen Gitterparameters $(\Delta a/a)_\perp = -0.078 \%$ erfüllen das Vergard'sche Gesetz unter der Annahme, dass alle Kohlenstoff-Atome als Akzeptor auf einem Arsen-Gitterplatz sind und elektrisch aktiv sind [Gia92]. D. h. die Aktivierung der Kohlenstoff-Atome kann sogar 100 % betragen, wobei ein Anteil an Selbst-Kompensation der Kohlenstoff-Atome durch Kohlenstoff-Atome auf Gallium- oder Zwischengitterplätzen wie in [Höf92], [Nör96], [Mal93] diskutiert nicht ausgeschlossen werden kann.

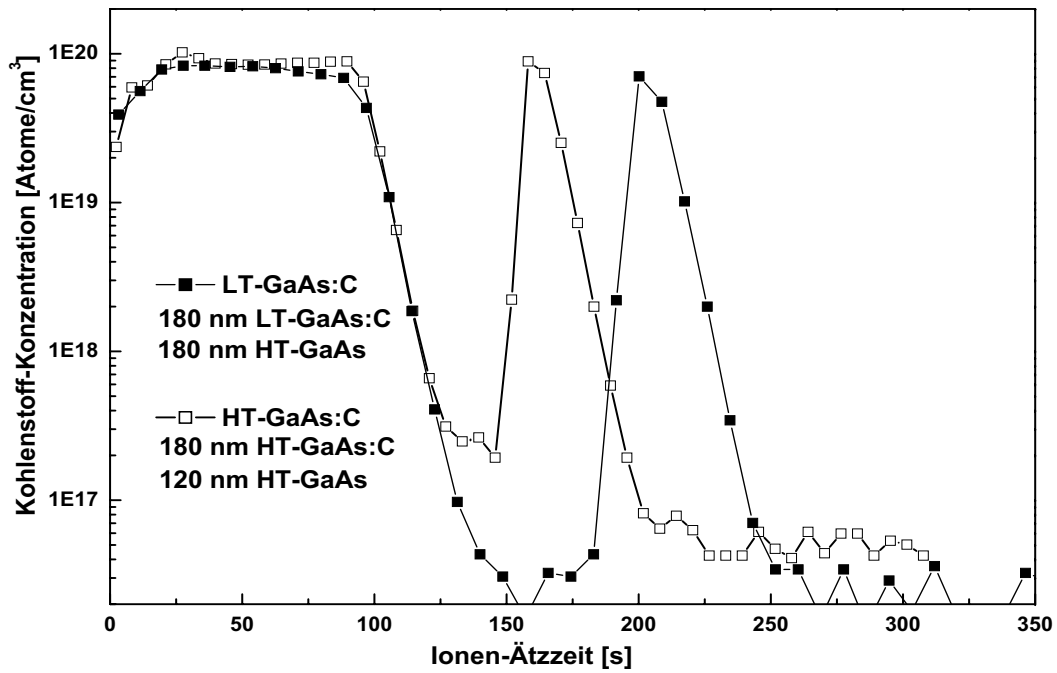


Abbildung 8.4: SIMS-Messungen: Tiefen-Profile der Kohlenstoff-Konzentration der HT-GaAs:C/HT-GaAs/ p^+ GaAs-Struktur und der LT-GaAs:C/HT-GaAs/ p^+ GaAs-Struktur. Die LT-GaAs:C-Schicht wurde mit $T_{sub} = 270^\circ\text{C}$ und $BEP (As_4/Ga) = 5$ gewachsen.

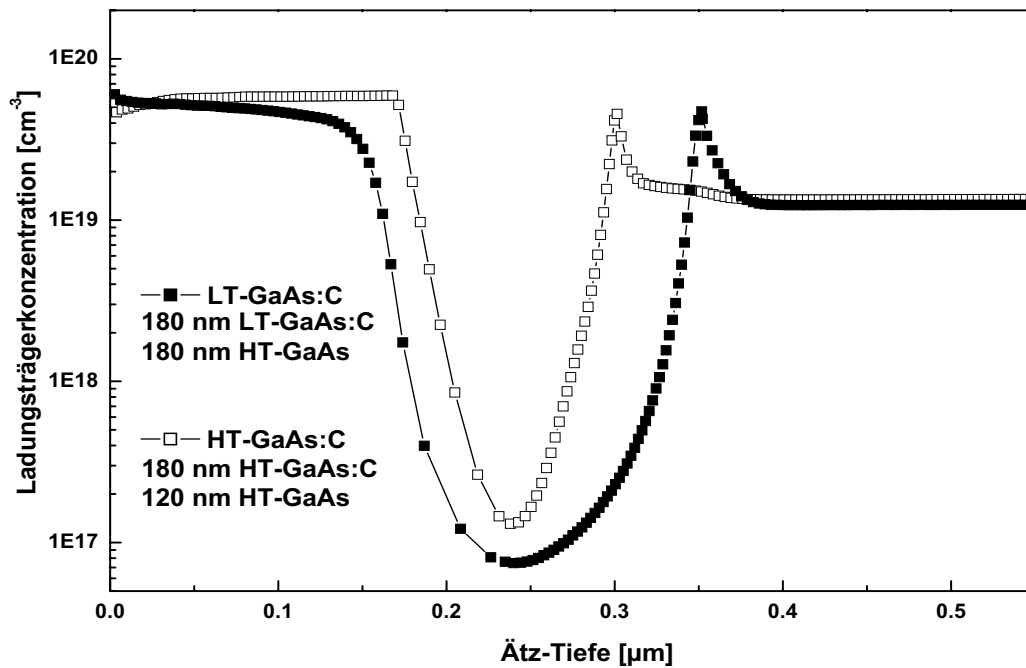


Abbildung 8.5: Ätz-CV-Messung: Tiefen-Profile der Löcherkonzentration an einer HT-GaAs:C/HT-GaAs/ p^+ GaAs-Struktur und an einer LT-GaAs:C/HT-GaAs/ p^+ GaAs-Struktur. Die LT-GaAs:C-Schicht wurde mit $T_{sub} = 270^\circ\text{C}$ und $BEP (As_4/Ga) = 5$ gewachsen.

8.3 Charakterisierung der (Ga,Mn)As:C-Schichten mit Ätz-CV und SQUID

Aufgrund der vielversprechenden effektiven p-Dotierung von $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ der LT-GaAs:C-Schicht, gewachsen mit $T_{sub} = 270 \text{ °C}$ und BEP (As_4/Ga) = 5, wurden mit den gleichen Wachstumsparametern LT-(Ga,Mn)As:C-Schichten mit einem Mangan-Gehalt von 1.5 % und der nominellen Kohlenstoff-Konzentration von $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ gewachsen. Die Löcherkonzentration nahm mit der Kohlenstoff-Dotierung von $6 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ auf $8 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ zu. Mit Erhöhung des Arsen-Flusses auf BEP (As_4/Ga) = 25 wurde bei sonst identischen Wachstumsparametern ebenfalls eine Erhöhung der Löcherkonzentration mit der Kohlenstoff-Dotierung festgestellt. Eine niedrigere Substrattemperatur führte hingegen zu einer Verringerung der Löcherkonzentrationen. Für die Wachstumsparameter $T_{sub} = 270 \text{ °C}$ und BEP (As_4/Ga) = 25 kann auch ein Mangan-Gehalt von 6.2 % erreicht werden. In diesem Fall führte ein Einbau der Kohlenstoff-Konzentration von $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ in die (Ga,Mn)As-Schicht zu einer Verringerung der Löcherkonzentration von $2 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ auf $9 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

Magnetische Messungen ergaben eine Abnahme der Curie-Temperatur mit einer Kohlenstoff-Dotierung für alle (Ga,Mn)As:C-Schichten, sogar für die Schicht, die mit $T_{sub} = 270 \text{ °C}$ und BEP (As_4/Ga) = 5 gewachsen wurde, obwohl eine Zunahme der Löcherkonzentration erreicht wurde. Für diese (Ga,Mn)As(:C)-Schichten sind die magnetischen Momente der (Ga,Mn)As-Schicht und der (Ga,Mn)As:C-Schicht in Abhängigkeit der Temperatur in Abb. 8.6 dargestellt. Das Magnetfeld war dabei in der Ebene der Probe. Das magnetische Moment nimmt monoton mit der Temperatur ab und verschwindet bei der Curie-Temperatur $T_C = 27 \text{ K}$ für die (Ga,Mn)As:C und bei $T_C = 33 \text{ K}$ für die (Ga,Mn)As-Schicht. Hysterese-Kurven, gemessen bei einer Temperatur von 4.3 K, sind im kleinen Bild der Abb. 8.6 dargestellt. Die Sättigungs-Magnetisierung nahm ca. 30 % mit der Kohlenstoff-Dotierung ab. Dies bedeutet, dass mit der Kohlenstoff-Dotierung Mangan-Atome von Gallium-Gitterplätzen verdrängt wurden und nicht mehr an der ferromagnetischen Kopplung teilnehmen. Unterstützt wird diese Annahme durch die starke Verkleinerung des Gitterparameters, vgl. Abb. 8.3. Außerdem deutet die Zunahme der Löcherkonzentration, die einen Faktor 2 größer ist als allein durch die Kohlenstoff-Dotierung verursacht sein kann, darauf hin, dass die Kompensation der Löcher mit den doppelten Donatoren Mn_i (oder As_{Ga}) ebenfalls reduziert wird mit einer Kohlenstoff-Dotierung. Beides könnte erklärt werden durch eine starke Tendenz der Kohlenstoff-Atome mit Mangan oder Arsen-Atomen zu reagieren und Cluster zu bilden. Somit können diese Atome nicht an der ferromagnetischen Kopplung, an der Dotierung und auch nicht an der Gitterverspannung beitragen. Eine reduzierte Mangan-Konzentration auf substitutionellen Gallium-Gitterplätzen und eine Zunahme der Löcherkonzentration beeinflussen die Curie-Temperatur, die mit der Kohlenstoff-Dotierung abnahm. Sie folgte qualitativ $T_C \sim [\text{Mn}] \cdot p^{1/3}$ (vgl. Gleichung 3.59).

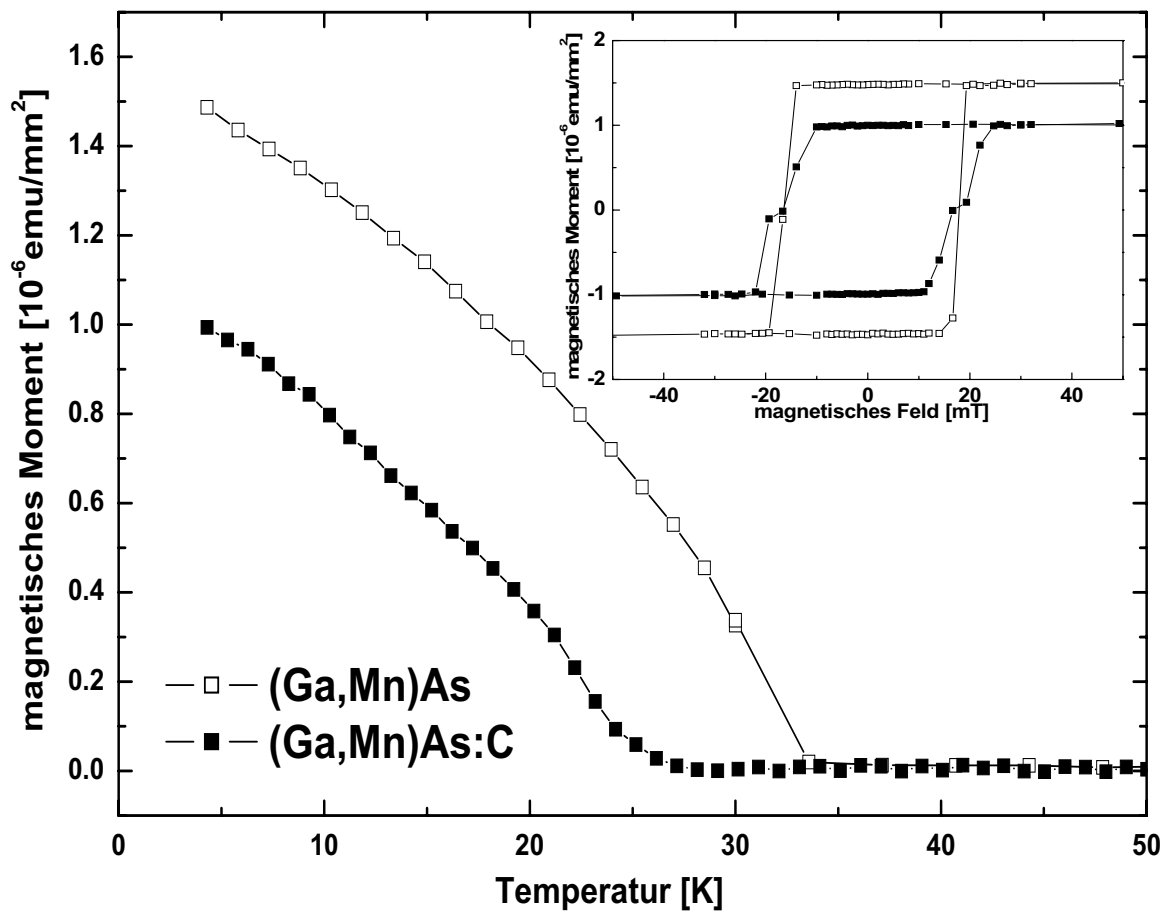


Abbildung 8.6: Das magnetische Moment einer (Ga,Mn)As und einer (Ga,Mn)As:C-Schicht, beide mit einem nominellen Mangan-Gehalt von 1.5 %. Beide Proben wurden mit $T_{sub} = 270^\circ \text{C}$ und $BEP (As_4/Ga) = 5$ gewachsen.

kleines Bild: normalisierte Hysterese-Kurven beider Schichten, gemessen bei $T = 4.3 \text{ K}$.

Kapitel 9

Zusammenfassung

In der Spintronik bestehen große Bemühungen Halbleiter und ferromagnetische Materialien zu kombinieren, um die Vorteile der hoch spezialisierten Mikroelektronik mit denen der modernen magnetischen Speichertechnologie zu verbinden. In vielen Bereichen der Elektronik wird bereits der III-V Halbleiter GaAs eingesetzt und ferromagnetisches (Ga,Mn)As könnte in die vorhandenen optischen und elektronischen Bauteile integriert werden. Deshalb ist eine intensive Erforschung der kristallinen Qualität, der elektrischen und magnetischen Eigenschaften von (Ga,Mn)As-Legierungsschichten von besonderem Interesse.

Wegen der niedrigen Löslichkeit der Mangan-Atome in GaAs, muss (Ga,Mn)As außerhalb des thermodynamischen Gleichgewichtes mit Niedertemperatur-Molekularstrahl-Epitaxie hergestellt werden, um eine ausreichend hohe Konzentration an magnetischen Ionen zu erreichen. Dieses Niedertemperatur-Wachstum von Galliumarseniden verursacht Schwierigkeiten, da unerwünschte Defekte eingebaut werden können. Die Art der Defekte und die Anzahl ist abhängig von den Wachstumsparametern. Vor allem das überschüssige Arsen beeinflusst neben dem Mangan-Gehalt die Gitterkonstante und führt zu einer starken elektrischen und magnetischen Kompensation des (Ga,Mn)As Materials.

Abhängig von den Wachstumsparametern wurden Eichkurven zur Kalibrierung des Mangan-Gehaltes aus Röntgenbeugungsmessungen, d. h. aus der (Ga,Mn)As-Gitterkonstanten bestimmt. Um ein besseres Verständnis über die Einflüsse der Wachstumsparameter neben dem Mangan-Gehalt auf die Gitterkonstante zu bekommen, wurden Probenreihen gewachsen und mit Röntgenbeugung und Sekundärionen-Massenspektroskopie untersucht. Es wurde festgestellt, dass der Mangan-Gehalt, unabhängig von den Wachstumsparametern, allein vom Mangan-Fluss bestimmt wird. Die Gitterkonstante hingegen zeigte eine Abhängigkeit von den Wachstumsparametern, d. h. von dem eingebauten überschüssigen Arsen in das (Ga,Mn)As-Gitter.

Im weiteren wurden temperaturabhängige laterale Leitfähigkeitsmessungen an verschiedenen (Ga,Mn)As-Einzelschichten durchgeführt. Es ergab sich eine Abhängigkeit nicht nur von dem Mangan-Gehalt, sondern auch von den Wachstumsparametern. Neben den Leitfähigkeitsmessungen wurden mit Kapazitäts-Messungen die Ladungsträgerkonzentrationen an verschiedenen (Ga,Mn)As-Schichten bestimmt. Es konnten Wachstumsbedingungen gefunden werden, bei der mit einem Mangan-Gehalt von 6% eine Ladungsträgerkonzentration von $2 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ erreicht wurde. Diese Schichten konnten reproduzierbar mit einer Curie-Temperatur von 70 K bei einer Schichtdicke von 70 nm hergestellt werden. Mit ex-situ Tempern konnte die Curie-Temperatur auf 140 K erhöht werden.

Neben (Ga,Mn)As-Einzelschichten wurden auch verschiedene (GaAs/MnAs)-Übergitterstruk-

turen gewachsen und mit Röntgenbeugung charakterisiert. Ziel was es, Übergitter herzustellen mit einem hohen mittleren Mangan-Gehalt, indem die GaAs-Schichten möglichst dünn und die MnAs-Submonolagen möglichst dick gewachsen wurden. Dünnere GaAs-Schichten als 10 ML Dicke führten unabhängig von der Dicke der MnAs-Submonolage und den Wachstumsparametern zu polykristallinem Wachstum. Die dickste MnAs-Submonolage, die in einer Übergitterstruktur erreicht wurde, betrug 0.38 ML. Übergitterstrukturen mit nominell sehr hohem Mangan-Gehalt zeigen eine reduzierte Intensität der Übergitterreflexe, was auf eine Diffusion der Mangan-Atome hindeutet.

Der experimentelle Wert der Curie-Temperatur von (Ga,Mn)As scheint durch die starke Kompensation des Materials limitiert zu sein. Theoretische Berechnungen auf der Grundlage des ladungsträgerinduzierten Ferromagnetismus besagen eine Erhöhung der Curie-Temperatur mit Zunahme der Mangan-Atome auf Gallium-Gitterplätzen und der Löcherkonzentration proportional $[\text{Mn}_{\text{Ga}}] \cdot p^{1/3}$. Zunächst wurden LT-GaAs:C-Schichten mit den Wachstumsbedingungen der LT-(Ga,Mn)As-Schichten gewachsen, um bei diesen Wachstumsbedingungen die elektrische Aktivierung der Kohlenstoffatome zu bestimmen. Es konnte eine Löcherkonzentration von $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ verwirklicht werden. Aufgrund der erfolgreichen p-Dotierung von LT-GaAs:C wurden (Ga,Mn)As-Einzelschichten zusätzlich mit Kohlenstoff p-dotiert. Abhängig von den Wachstumsbedingungen konnte eine Erhöhung der Ladungsträgerkonzentration im Vergleich zu den (Ga,Mn)As-Schichten erreicht werden. Trotzdem ergaben magnetische Messungen für alle (Ga,Mn)As:C-Schichten eine Abnahme der Curie-Temperatur. Der Einfluss der Kohlenstoff-Dotierung auf die Gitterkonstante, die elektrische Leitfähigkeit und die Magnetisierung ließ auf einen veränderten Einbau der Mangan-Atome verursacht durch die Kohlenstoff-Dotierung schließen.

Zu Beginn dieser Arbeit wurde eine speziell konstruierte III-V Molekularstrahl-Epitaxie Kammer zur Herstellung von Mangan-haltigen III-V-Verbindungen aufgebaut. Die Kammer wurde ausgerüstet mit den III-V Quellen Gallium, Aluminium, Indium, Arsen, Antimon für Legierungsschichten und den Dotierquellen Kohlenstoff, Silizium und zusätzlich mit Mangan. Dies bietet die Möglichkeit die verschiedensten III-V Heterostrukturen in Verbindung mit Mangan herzustellen.

Nachdem die (Ga,Mn)As-Einzelschichten reproduzierbar mit ausreichend hohen Curie-Temperaturen hergestellt werden können, sollen die Untersuchungen von ferromagnetischen Heterostrukturen zukünftig verstärkt werden. Von fundamentalen Interesse sind z. B. Magneto-Tunnel Mechanismen oder die löcherinduzierte Kopplung benachbarter ferromagnetischer Schichten. Auch eine Kombination der (Ga,Mn)As-Schichten mit verdünnten magnetischen II-VI Halbleitern wie z. B. (Zn,Mn)Se ist vielversprechend. Erst kürzlich konnten in (Ga,Mn)As/LT-GaAs/(Ga,Mn)As Tunnelstrukturen Widerstandsänderungen bis zu einem Faktor über 1500 bei Variation der Größe und der relativen Richtung des Magnetfeldes gemessen werden [Rü04]. Ein Verständnis und Kontrolle der Magnetisierung und insbesondere der Anisotropie von (Ga,Mn)As-Schichten ist grundlegend um effiziente Spin-Filter-Strukturen herzustellen. Deshalb stehen Untersuchungen der strukturellen Eigenschaften und der magnetischen Anisotropie beeinflusst z. B. durch Substratfehl-Orientierungen und laterale Gitterverspannungen der (Ga,Mn)As-Struktur im Mittelpunkt weiterer Forschungstätigkeiten.

Kapitel 10

Summary

In the field of spintronics there are efforts to combine semiconductors and ferromagnetic materials in order to merge the advantages of highly specialised microelectronics with modern magnetic hard disk technology. The III-V semiconductor GaAs is employed in many electronic circuits and the ferromagnetic (Ga,Mn)As could be integrated in current optical and electronic devices. Therefore an intensive investigation of its crystalline quality and its electrical and magnetic properties is of particular interest.

Because of the low solubility of manganese atoms in GaAs, (Ga,Mn)As must be fabricated far from thermal equilibrium with low-temperature molecular beam epitaxy in order to achieve a high concentration of magnetic ions and holes. This low-temperature growth of gallium-arsenide compounds creates difficulties because undesirable defects are built into the host lattice. The type and quantity of defects is dependent on growth parameters. The lattice constant is influenced not only by the manganese concentration, but also by the arsenic excess, which causes a high electrical and magnetic compensation of the (Ga,Mn)As material.

Depending on the growth parameters, calibration curves for manganese incorporation were determined from x-ray diffraction, i. e. from the lattice constant of (Ga,Mn)As. To get a better understanding about the influence of growth parameters other than manganese concentration on the lattice constant, we grew several series of samples for investigation by x-ray diffraction and secondary ion mass spectroscopy. It was shown that the manganese concentration is determined only by the manganese flux and is independent of other growth parameters. However the lattice constant shows a dependence on the growth parameters, i. e., on the excess arsenic build into the host lattice (Ga,Mn)As.

Furthermore the temperature dependence of the lateral conductivity of different (Ga,Mn)As layers was investigated. A dependence on growth parameters in addition to a dependence on the manganese concentration was observed. Beside these conductivity measurements, capacitance measurements were carried out in order to determine the carrier concentration of various (Ga,Mn)As layers. Growth parameters yielding were determined which resulted in a carrier concentration of $2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ for a manganese concentration of 6 % were determined. Such layers were reproducibly fabricated, with a Curie temperature of 70 K, for a layer thickness of 70 nm. With ex situ annealing it was possible to raise the Curie temperature to 140 K.

In addition to (Ga,Mn)As single layers, several (GaAs/MnAs) superlattices were grown and characterized by x-ray diffraction. The aim was to grow superlattices with a high average manganese concentration consisting of thin GaAs layers and thick MnAs submonolayers.

GaAs layers thinner than 10 ML lead to polycrystalline growth independent of the thickness of the MnAs submonolayer. The thickest MnAs submonolayer which could be realized was 0.38 ML. Superlattices with a nominally high manganese concentration have reduced satellite peak intensities in x-ray diffraction, indicating a diffusion of the manganese atoms.

The experimental value of the (Ga,Mn)As Curie temperature seems to be limited due to strong compensation of the material. Theoretical calculations based on the carrier induced ferromagnetism model predict an increase of the Curie temperature with increasing manganese atoms on gallium sites and with hole concentration following $\sim [\text{Mn}_{\text{Ga}}] \times p^{1/3}$. Initially, LT-GaAs:C layers were grown with the same parameters as LT-(Ga,Mn)As layers in order to determine the electrical activation of the carbon atoms with these growth parameters. A hole concentration of $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ was achieved. Because of the promising p-doping of the LT-GaAs:C several (Ga,Mn)As layers were additionally doped with carbon. Depending on growth parameters, an increase in the hole concentration could be achieved compared to the intrinsic (Ga,Mn)As layers. However magnetisation measurements show a decrease in the Curie temperature for all (Ga,Mn)As:C layers. The influence of the carbon doping on the lattice constant, the electrical conductivity, and the magnetism indicates that the manganese atoms are incorporated into the lattice host differently as result of the carbon doping.

At the beginning of this research project a dedicated homemade III-V molecular beam epitaxy chamber was build to grow III-V compounds containing manganese. The chamber was equipped with III-V sources for gallium, aluminium, indium, arsenic and antimony for alloy samples, and doping sources for carbon, silicon, as well as manganese, allowing the combination of various III-V heterostructures with manganese. Having reproducible (Ga,Mn)As layers with sufficiently high Curie temperatures, the investigation of ferromagnetic heterostructures should be expanded. Of fundamental interest are, for example magneto-tunnelling mechanisms or carrier induced coupling of neighbouring ferromagnetic layers. A combination of the (Ga,Mn)As layers with diluted magnetic II-VI semiconductors such as (Zn,Mn)Se are also promising. Recently a resistance change of a factor of 1500 has been measured in (Ga,Mn)As/LT-GaAs/(Ga,Mn)As tunnel structures as a function of the applied magnetic field amplitude and direction [Rü04]. Understanding and controlling the magnetisation is of fundamental interest to the design of spin-filter devices, because of the anisotropy of (Ga,Mn)As. Consequently, structural properties and magnetic anisotropy influenced by a lateral lattice mismatch will be of great interest in future investigations. For example (Ga,Mn)As layers could be grown on (Ga,In)As buffer layers with different In content.

Literaturverzeichnis

- [Aka98] H. Akai, *Ferromagnetism and Its Stability in the Diluted Magnetic Semiconductor (In,Mn)As*. Phys. Rev. Lett. **81**, 3002 (2004).
- [Bli03] J. Blinowski und P. Kacman, *Spin interaction of interstitial Mn ions in ferromagnetic GaMnAs*. Phys. Rev. **B67**, 121204R (2003).
- [Blu01] S. Blundell, *Magnetism in Condensed Matter*. Oxford University Press Inc., New York (2001).
- [Bör82] *Semiconductors: Physics of Group IV Elements and III-V Compounds*. Landolt Börnstein III/17a, Springer Verlag Berlin, Heidelberg, New York (1982).
- [Bra02] *Auto - CAD Zeichnung angefertigt von Rainer Brauner* (2002).
- [Bra03] *Bilder aufgenommen von Rainer Brauner* (2003).
- [Cho88] D. K. Choi, S. M. Koch, T. Takai, T. Halicioglu und W. A. Tiller, *Simulation of GaAs cluster formation on GaAs(00 $\bar{1}$), AlAs(00 $\bar{1}$), Si(001), and As₁/Si(001) surfaces*. J. Vac. Sci. Technol. B **6**, 1140 (1988).
- [Die00] T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert und D. Ferrand, *Zener Model Description of Ferromagnetism in Zinc-Blende Magnetic Semiconductors*. Science **287**, 1019 (2000).
- [Die01] T. Dietl, H. Ohno und F. Matsukura, *Hole-mediated ferromagnetism in tetrahedrally coordinated semiconductors*. Phys. Rev. **B63**, 195205 (2001).
- [Edm04] K. W. Edmonds, P. Boguslawski, B. L. Gallagher, R. P. Champion, K. Y. Wang, N. R. S. Farley, C. T. Foxon, M. Sawicki, T. Dietl, M. Buongiorno Nardelli und J. Bernholc, *Mn Interstitial Diffusion in GaMnAs*. Phys. Rev. Lett. **92**, 037201 (2004).
- [Fas99] W. Faschinger, *Hochauflösende Röntgenbeugung*. Skript zum Seminar Hochauflösende Röntgenbeugung, Universität Würzburg (1999).
- [Fox83] C. T. Foxon, *MBE growth of GaAs and III-V alloys*. J. Vac. Sci. Technol. **B1**, 293 (1983).
- [Fox75] C. T. Foxon und B. A. Joyce, *Interaction kinetics of As₄ and Ga on 100 GaAs surfaces using a modulated molecular beam technique*. Surf. Sci. **50**, 434 (1975).
- [Ger99] T. F. Gerhard, *Neue Methoden der Röntgenbeugung mit Hilfe von Synchrotronstrahlung*. Dissertation, Würzburg (1999).

- [Gia92] C. Giannini, A. Fischer, C. Lange, K. Ploog und L. Tapfer, *Heavy carbon doping of GaAs grown by solid-source molecular-beam epitaxy*. Appl. Phys. Lett. **61**, 183 (1992).
- [Gra00] B. Grandidier, J. P. Nys, C. Delerue, D. Stiévenard, Y. Higo und M. Tanaka, *Atomic-scale study on GaMnAs/GaAs layers*. Appl. Phys. Lett. **77**, 4001 (2000).
- [Hay97] T. Hayashi, M. Tanaka, T. Nishinaga, H. Shimada, H. Tsuchiya und Y. Otuka, *(Ga,Mn)As: GaAs-based III-V diluted magnetic semiconductors grown by molecular beam epitaxy*. J. Crystal Growth **175**, 1063 (1997).
- [Hel96] R. J. Hellmig, *Untersuchungen thermisch induzierter Verspannung und Relaxation an II-VI-Halbleiterstrukturen mittels Hochauflösender Röntgendiffraktometrie*. Diplomarbeit, Würzburg (1996).
- [Her02] J. Herford, W. Ulrici, M. Moreno und K. H. Ploog, *Growth and characterization of carbon-doped low-temperature GaAs*. J. Crystal Growth **237**, 1440 (2002).
- [Höf92] G. E. Höfler und K. C. Hsieh, *Observation of interstitial carbon in heavily carbon-doped GaAs*. Appl. Phys. Lett. **61**, 327 (1992).
- [Hom98] Y. Homma, F. Tohjou, A. Masamoto, M. Shibata, H. Shichi, Y. Yoshioka, T. Adachi, T. Akai, Y. Gao, M. Hirano, T. Hirano, A. Ihara, T. Kamejima, H. Koyama, M. Maier, S. Matsumoto, H. Matsunaga, T. Nakamura, T. Obata, K. Okuno, S. Sadayama, K. Sasa, K. Sasakawa, Y. Shimanuki, S. Suzuki, D. E. Sykes, I. Tachikawa, H. Takase, T. Tanigaki, M. Tomita, H. Toshio und S. Kurosawa, *Secondary Ion Mass Spectrometry Round-robin Study of Relative Sensitivity Factors in Gallium Arsenide*. Surface and Interface Analysis, Vol. **26**, 144 (1998).
- [Iba99] H. Ibach und H. Lüth, *Festkörperphysik: Einführung in die Grundlagen*. Springer (1999).
- [Ito93] H. Ito, O. Nakajima und T. Ishibashi, *Carbon doping for AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors by molecular-beam epitaxy*. Appl. Phys. Lett. **62**, 2099 (1993).
- [Jak94] J. P. Jakubovics, *Magnetism and Magnetic Materials*. The University Press, Cambridge (1994).
- [Jun03A] T. Jungwirth, J. Sinova, K. Y. Wang, K. W. Edmonds, R. P. Campion, B. L. Gallagher, C. T. Foxon, Q. Niu und A. H. MacDonald, *DC-transport properties of ferromagnetic (Ga,Mn)As semiconductors*. Appl. Phys. Lett. **83**, 320 (2003).
- [Jun03B] T. Jungwirth, J. Mašek, J. Sinova und A. H. MacDonald, *Ferromagnetic transition temperature enhancement in (Ga,Mn)As semiconductor by carbon co-doping*. Phys. Rev. B **68**, 161202(R) (2003).
- [Kaw00] R. K. Kawakami, E. Johnston-Halperin, L. F. Chen, M. Hanson, N. Guebels, J. S. Speck, A. C. Gossard und D. D. Awschalom, *(Ga,Mn)As as a digital ferromagnetic heterostructure*. Appl. Phys. Lett. **77**, 2379 (2000).

- [Kir04] B. J. Kirby, J. A. Borchers, J. J. Rhyne, S. G. E te Velthuis, A. Hoffmann, K. V. O' Donovan, T. Wojtowicz, X. Liu, W. L. Lim und J. K. Furdyna, *Annealing-dependent magnetic depth profile in $Ga_{1-x}Mn_xAs$* . Phys. Rev. B **69**, 081307(R) (2004).
- [Kit99] Ch. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg Verlag, 1999.
- [Kön03] J. König, J. Schliemann, T. Jungwirth und A. H. MacDonald, *Ferromagnetism in (III,Mn)V Semiconductors*. Material Science **54**, 163 (2003).
- [Kro96] A. Krost, G. Bauer und J. Woitok in: *Optical characterisation of epitaxial semiconductor layers*, Berlin, Springer, 1996.
- [Ku03] K. C. Ku, S. J. Potashnik, R. F. Wang, M. J. Seong, E. Johnston-Halperin, R. C. Meyers, S. H. Chun, A. Mascarenhas, A. C. Gossard, D. D. Awschalom, P. Schiffer und N. Samarth, *Highly enhanced Curie temperatures in low temperature annealed (Ga,Mn)As epilayers*. Appl. Phys. Lett. **82**, 2302 (2003).
- [Kur04] I. Kuryliszyn-Kudelska, J. Z. Domagala, T. Wojtowicz, X. Liu, E. Łusakowska, W. Dobrowolski und J. K. Furdyna, *The Effect of Mn Interstitials on the lattice parameter of $Ga_{1-x}Mn_xAs$* , J. App. Phys. **95**, 603 (2004).
- [Lag96] M. Lagadas, Z. Hatzopoulos, K. Tsagaraki, M. Calamiotou, C. Lioutas und A. Christou, *The effect of arsenic overpressure on the structural properties of GaAs grown at low temperature*. J. Appl. Phys. **80**, 4377 (1996).
- [Liu95] X. Liu, A. Rasad, J. Nishio, E. R. Weber, Z. Liliental-Weber und W. Walukiewicz, *Native point defects in low-temperature-grown GaAs*. Appl. Phys. Lett. **67**, 279 (1995).
- [Luy97] L. Luysberg, H. Sohn, A. Prasad, P. Specht, H. Fujioka, R. Klockenbrink und E. R. Weber, *Electrical and Structural Properties of LT-GaAs: Influence of As/Ga Flux Ratio and Growth Temperature*. Mat. Res. Soc. Symp. Proc. **442**, 485 (1997).
- [Lyo90] T. J. de Lyon, J. M. Woodall, M. S. Goorsky und P. D. Kirchner, *Lattice contraction due to carbon doping of GaAs grown by metalorganic molecular beam epitaxy*. Appl. Phys. Lett. **56**, 1040 (1990).
- [Mal93] R. J. Malik, J. Nagle, M. Micovic, R. W. Ryan, T. Harris, M. Geva, L. C. Hopkins, J. Vandenberg, R. Hull, R. F. Kopf, Y. Anand und W. D. Braddock, *Properties and applications of carbon-doped GaAs and $Al_xGa_{1-x}As$ layers grown by MBE with a pyrolytic graphite filament*. J. Crystal Growth **127**, 686 (1993).
- [Mat98] F. Matsukura, H. Ohno, A. Shen und Y. Sugawara, *Transport properties and origin of ferromagnetism in (Ga,Mn)As*. Phys. Rev. B **57**, R2037 (1998).
- [Maš02] J. Mašek, I. Turek, V. Drchal, J. Kudrnovský und F. Máca, *Correlation Doping in Semiconductors: The Role of Donors in III-V Diluted Magnetic Semiconductors*. Acta Phys. Pol. A **102**, 673 (2002).
- [Maš03] J. Mašek, J. Kudrnovský und F. Máca, *Lattice constant in diluted magnetic semiconductors (Ga,Mn)As*. Phys. Rev. B **67**, 153203 (2003).

- [McE94] M. McElfresh, *Fundamentals of Magnetism and Magnetic Measurements*. Purdue University (1994).
- [Nör96] H. Nörenberg, A. Mazuelas, K. Hagenstein, R. Hey und H. T. Grahn, *Optimization of carbon incorporation in GaAs during molecular beam epitaxy growth*. Appl. Phys. A **62**, 459 (1996).
- [Ohn96] H. Ohno, A. Shen, F. Matsukara, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto und Y. Iye, *(Ga,Mn)As: A new diluted magnetic semiconductor based on GaAs*. Appl. Phys. Lett. **69**, 363 (1996).
- [Ohn98] H. Ohno, *Making Nonmagnetic Semiconductor Ferromagnetic*. Science **281**, 951 (1998).
- [Ohn99A] Y. Ohno, D. K. Young, B. Beschoten, F. Matzukura, H. Ohno und D. D. Awschalom, *Electrical spin injection in a ferromagnetic semiconductor heterostructure*. Nature **402**, 790 (1999).
- [Ohn99B] H. Ohno, *Properties of ferromagnetic III-V semiconductors*. J. Magnetism and Magnetic Materials **200**, 110 (1999).
- [Ort01] K. Ortner, *p-Dotierung von quecksilberhaltigen II-VI Heterostrukturen mit Arsen und Plasma-aktiviertem Stickstoff*. Dissertation, Würzburg (2001).
- [Par03] Y. D. Park, J. D. Lim, K. S. Suh, S. B. Shim, J. S. Lee, C. R. Abernathy, S. J. Pearton, Y. S. Kim, Z. G. Khim und R. G. Wilson, *Carrier-mediated ferromagnetic ordering in Mn ion-implanted p^+ -GaAs*. C. Phys. Rev. B **68**, 085210 (2003).
- [RIB90] *EPI - Serve Manual für die Effusionszelle Model 125L* (1990).
- [RIB95] *EPI - Serve Manual für die Aluminium - Zelle Model CL 35 RI3* (1995).
- [RIB97] *EPI - Serve Manual für die Ventil-Zelle Model VMG 500* (1997).
- [Rüs03] C. Rüster, T. Borzenko, C. Gould, G. Schmidt, L. W. Molenkamp, X. Liu, T. J. Wojtowicz, J. K. Furdyna, Z. G. Yu und M. E. Flatté, *Very Large Magnetoresistance in Lateral Ferromagnetic (Ga,Mn)As Wires with Nanoconstrictions*. Phys. Rev. Lett. **91**, 216602 (2003).
- [Rü04] C. Rüster, C. Gould, T. Jungwirth, J. Sinova, G. M. Schott, R. Giraud, K. Brunner, G. Schmidt und L. W. Molenkamp, *1500-fold Tunneling Anisotropy Magnetoresistance in a (Ga,Mn)As stack*. cond-mat/0408532
- [Sad00] J. Sadowski, J. Z. Domagala, J. Bak-Misiuk, M. Sawicki, S. Swiatek, J. Kanski, L. Ilver und V. Ström, *Structural and magnetic properties of molecular beam epitaxy grown GaMnAs layers*. J. Vac. Sci. Technol. B **18**, 1697 (2000).
- [Sch97A] G. M. Schott, *Charakterisierung von Quecksilbertellurid-Kontakten auf p-dotiertem Cadmiumtellurid und Aufbau eines I-V-Meßstandes*. Schriftliche Hausarbeit, Würzburg (1997).
- [Sch01] G. M. Schott, W. Faschinger und L. W. Molenkamp, *Lattice constant variation and complex formation of zincblende gallium manganese arsenide*. Appl. Phys. Lett. **79**, 1807 (2001).

- [Sch03] G. M. Schott, G. Schmidt, G. Karczewski, L. W. Molenkamp, R. Jakiela, A. Barcz und G. Karczewski, *Influence of growth conditions on the lattice constant and composition of (Ga,Mn)As*. Appl. Phys. Lett. **82**, 4678 (2003).
- [Sch97B] K. Schüll, *Optimierung technologischer Prozesse zur Herstellung von ZnSe-basierten Halbleiterdioden*. Dissertation, Würzburg (1997).
- [She97A] A. Shen, Y. Horikoshi, H. Ohno und S. P. Guo, *Reflection high-energy electron diffraction oscillations during growth of GaAs at low temperature under high As overpressure*. Appl. Phys. Lett. **71**, 1540 (1997).
- [She97B] A. Shen, H. Ohno, F. Matsukura, Y. Sugawara, N. Akiba, T. Kuroiwa, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto und Y. Iye, *Epitaxy of (Ga,Mn)As, a new diluted magnetic semiconductor based on GaAs*. J. Crystal Growth **175**, 1069 (1997).
- [She99] A. Shen, F. Matsukura, S. P. Guo, Y. Sugawara, H. Ohno, M. Tani, H. Abe und H. C. Liu, *Low-temperature molecular beam epitaxial growth of GaAs and (Ga,Mn)As*. J. Crystal Growth **201**, 679 (1999).
- [Shi99] H. Shimizu, T. Hayashi, T. Nishinaga und M. Tanaka, *Magnetic and transport properties of III-V based magnetic semiconductor (Ga,Mn)As: Growth condition dependence*. Appl. Phys. Lett. **74**, 398 (1999).
- [Ste01] M. Stellmacher, R. Bisaro, P. Galtier, J. Nagle, K. Khirouni und J. C. Bourgoin, *Defects and defect behaviour in GaAs grown at low temperature*. Semicond. Sci. Technol. **16**, 440 (2001).
- [Tak01] K. Takamura, F. Matsukura, Y. Ohno und H. Ohno, *Growth and properties of (Ga,Mn)As films with high Mn concentration*. J. Appl. Phys. **89**, 7024 (2001).
- [Taz01] M. Tazima, K. Yamamoto, D. Okazawa, A. Nagashima und J. Yoshino, *Effect of Mn on the low temperature growth of GaAs and GaMnAs*. Physica E **10**, 186 (2001).
- [Vec01] Veeco Instruments GmbH, *MBE Product Guide 2000*.
- [Wil93] R. K. Willardson, A. C. Beer und E. R. Weber, *Semiconductors and Semimetals Vol. 38: Imperfection in III/V Materials*. Academic Press (1993).
- [Wol01] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnár, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova und D. M. Treger, *Spintronic: A Spin-Based Electronics Vision for the Future*. Science **294**, 1488 (2001).
- [Yu02B] K. M. Yu, W. Walukiewicz, T. Wojtowicz, W. L. Lim, X. Liu, Y. Sasaki, M. Dobrowolska und J. K. Furdyna, *Determination of free hole concentration in ferromagnetic $Ga_{1-x}Mn_xAs$ using electrochemical capacitance-voltage profiling*. Appl. Phys. Lett. **81**, 844 (2002).
- [Yu02C] K. M. Yu, W. Walukiewicz, T. Wojtowicz, I. Kuryliszyn, X. Liu, X. Sasaki und J. K. Furdyna, *Effect of the location of Mn sites in ferromagnetic $Ga_{1-x}Mn_xAs$ on its Curie temperature*. Phys. Rev. B **65**, 201303(R) (2002).

- [Yu03] K. M. Yu, W. Walukiewicz, T. Wojtowicz, W. L. Lim, X. Liu, U. Bindley, M. Dobrowolska und J. K. Furdyna, *Curie Temperatur Limit in Ferromagnetic $Ga_{1-x}Mn_xAs$* . Phys. Rev. B **68**, 041308(R) (2003).
- [Zen51] C. Zener, *Interaction between the d-Shell in the Transition Metals. II. Ferromagnetic Compounds of Manganese with Perovskite Structure*. Phys. Rev. Lett. **82**, 403 (1951).

Veröffentlichungen

G. M. Schott, W. Faschinger und L. W. Molenkamp, *Lattice constant variation and complex formation of zincblende gallium manganese arsenide*. Appl. Phys. Lett. **79**, 1807 (2001).

G. M. Schott, G. Schmidt, G. Karczewski, L. W. Molenkamp, R. Jakiela, A. Barcz und G. Karczewski, *Influence of growth conditions on the lattice constant and composition of (Ga,Mn)As*. Appl. Phys. Lett. **82**, 4678 (2003).

G. M. Schott, C. Rüster, K. Brunner, C. Gould, G. Schmidt, L. W. Molenkamp, M. Sawicki, R. Jakiela, A. Barcz und G. Karczewski, *Doping of low-temperature GaAs and GaMnAs with Carbon*. akzeptiert Appl. Phys. Lett 2004.

M. Sawicki, F. Matsukura, T. Dietl, G. M. Schott, C. Ruester, G. Schmidt, L. W. Molenkamp und G. Karczewski, *Temperatur Peculiarities of Magnetic Anistropy in (Ga,Mn)As: the Role of the Hole Concentration*. Journal of Superconductivity **16**, 7 (2003).

A. V. Kimel, G. V. Astakhov, G. M. Schott, A. Kirilyuk, D. R. Yakovlev, G. Karczewski, W. Ossau, G. Schmidt L. W. Molenkamp und Th. Rasing, *Picosecond dynamic of the photo-induced spin polarizaiton in epitaxial (Ga,Mn)As films*. Phys. Rev. Lett **92**, 237203 (2004).

M. Sawicki, F. Matsukura, A. Idziaszek, T. Dietl, G. M. Schott, C. Ruester, C. Gould, G. Karczewski, G. Schmidt und L. W. Molenkamp, *Temperature Dependent Magnetic Anistropy in (Ga,Mn)As Layers*. akzeptiert Phys. Rev. B 2004

C. Gould, C. Rüster, T. Jungwirth, E. Girgis, G. M. Schott, R. Giraud, K. Brunner, G. Schmidt und L. W. Molenkamp, *Spin-valve like tunnel magnetoresistance using a single magnetic layer*. Phys. Rev. Lett. **93**, 117203 (2004).

C. Rüster, C. Gould, T. Jungwirth, J. Sinova, G. M. Schott, R. Giraud, K. Brunner, G. Schmidt und L. W. Molenkamp, *1500-fold Tunneling Anisotropie Magnetoresistance in a (Ga,Mn)As stack*. eingereicht Phys. Rev. Lett. 2004.

G. V. Astakhov, A. V. Kimel, G. M. Schott, A. A. Tsvetkov, A. Kirilyuk, D. R. Yakovlev, G. Karczewski, W. Ossau, G. Schmidt, L. W. Molenkamp und Th. Rasing, *Magnetization manipulation in (Ga,Mn)As by sub-picosecond optical excitation*. eingereicht Appl. Phys. Lett. 2004

A. V. Kimel, G. V. Astakhov, A. Kirilyuk, G. M. Schott, G. Karczewski, W. Ossau, G. Schmidt, L. W. Molenkamp und Th. Rasing, *Observation of Giant Magnetic Linear Dichroism in GaMnAs*. eingereicht Phys. Rev. Lett. 2004.

Danksagung

Herrn Professor W. Faschinger[†], der mir dieses interessante Thema überlassen hat und die Infrastruktur bereitstellte, gilt mein Gedenken.

Herrn Professor L. W. Molenkamp gilt mein Dank für die Übernahme der Betreuung und **Herrn Professor K. Brunner**, dem Nachfolger von Herrn Professor W. Faschinger, danke ich für die Betreuung in der Endphase dieser Dissertation.

Mein besonderer Dank gilt

Herrn Professor G. Karczewski, der die Arbeiten im MBE-Labor für ein Jahr betreute und die SIMS Messungen ermöglichte.

Herrn Dr. Kai Ortner für hilfreiche Ratschläge beim Kammeraufbau und für das zeitraubende Korrekturlesen dieser Dissertation.

Herrn Rainer Brauner und Herrn Alfred Schönteich, ohne deren Erfahrung in der UHV-Technik der Aufbau der in dieser Arbeit beschriebenen MBE-Anlage kaum möglich gewesen wäre. Besonderen Respekt habe ich vor den AUTO-CAD Zeichnungen, die Herr Brauner in mühseliger Kleinarbeit anfertigte.

Frau Anita Gebhardt und Frau Petra Wolf-Müller, die mich mit allem versorgten was ich für die tägliche Wachserarbeit brauchte und aufwendige technologische Arbeiten an meinen Proben durchführten.

Herrn Volkmar Hock, der immer bereitwillig Proben metallisierte und strukturierte.

Herrn Peter Lindenberger und Herrn Dr. Eberhard Rommel aus der Elektronik-Werkstatt, die die Computer-Steuerung der MBE-Anlage auf meine Bedürfnisse erweiterten und auf den neusten Stand brachten.

Herrn Christian Rüster und Dr. Charles Gould, die sich nicht scheuten Standardmessungen zur Bestimmung von Wachstumsparametern durchzuführen.

Herrn Dr. Maciek Sawicki aus Warschau, der ein Großteil der SQUID Messungen durchführte, da bei Beginn dieser Arbeit in Würzburg noch kein SQUID-Mess-Stand vorhanden war.

Herrn Rafal Jakiela aus Warschau der die SIMS Messungen bevorzugt und schnell durchführte.

Herrn Taras Slobodskyy und Herrn Anatoliy Slobodskyy in Programmier- und Computerfragen.

Mein besonderer Dank gilt meiner lieben Mutter, die mir unter großen Entbehrungen ein langes Studium und damit diese Dissertation ermöglichte.

Lebenslauf

Name: Gisela Marieluise Schott

Geburtsdatum: 13. Dezember 1970

Geburtsort: Würzburg

Familienstand: ledig

Schulbesuch:

1977 - 1982 Grundschule Zell (Main)
1982 - 1983 Grundschule Elisabethenheim Würzburg
1983 - 1987 Realschule Englische Fräulein
1987 - 1990 Gymnasium der Schönbornschule
1990 Erwerb der allgemeinen Hochschulreife

Studium:

Oktober 1990 Immatrikulation zum WS 1990/91 an der Bayerischen Julius-Maximilians-Universität Würzburg im Lehramts-Studiengang Mathematik und Physik für Gymnasien

1990 - 1994 Julius-Maximilians-Universität Würzburg

1994 - 1995 University of Sussex (Großbritannien)

1995 - 1999 Julius-Maximilians-Universität Würzburg
Thema der schriftlichen Hausarbeit (Betreuer: Prof. Dr. G. Landwehr):
Charakterisierung von Quecksilber-Kontakten auf p-dotiertem Cadmiumtellurid und
Aufbau eines I-V-Messstandes

Frühjahr 1999 Staatsexamen in Mathematik und Physik für Gymnasien

seit September 1999 Promotionsstudium der Physik an der Bayerischen Julius-Maximilians-Universität Würzburg
wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Experimentelle Physik III
Prof. Dr. L. W. Molenkamp des Physikalischen Instituts

Ehrenwörtliche Erklärung

gemäß §6 Abs. 1 Ziff. 3 und 7
der Promotionsordnung der
Fakultät für Physik und Astronomie der
Universität Würzburg

Hiermit erkläre ich ehrenwörtlich, dass ich die Dissertation selbständig angefertigt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.
Die Dissertation wurde bisher weder vollständig noch teilweise einer anderen Hochschule mit dem Ziel, einen akademischen Grad zu erwerben, vorgelegt.

Im Frühjahr 1999 habe ich die Erste Staatsprüfung für das Lehramt an Gymnasien (Mathematik und Physik) bestanden. Weitere akademische Grade habe ich weder erworben noch versucht zu erwerben.

Würzburg, den 2. Juni 2005

Gisela M. Schott