

**Struktur und magnetisches Anisotropieverhalten
von Fe₃Si-Schichten auf GaAs(001)**

Bachelorarbeit

im
Studiengang
„Bachelor of Science“
im Fach Physik

an der Fakultät für Physik und Astronomie
der Ruhr-Universität Bochum

von
Lina Elbers

aus
Essen

Bochum 2011

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Wachstum dünner Schichten	3
2.2	Magnetische Anisotropie	5
3	Verwendete Materialien	8
3.1	GaAs(001)	8
3.2	Eisensilizid	11
3.3	Probenherstellung	12
3.3.1	Präparation des Substrats	12
3.3.2	Herstellung der Schichten und Kalibrierung	13
4	Experimentelle Methoden	15
4.1	Strukturelle Untersuchungen	15
4.1.1	Rastertunnelmikroskopie (STM)	15
4.1.2	Niederenergetische Elektronenbeugung (LEED)	16
4.2	Magnetische Untersuchungen	17
4.2.1	Magnetooptischer Kerr-Effekt (MOKE)	17
4.2.2	Supraleitendes Quanteninterferenzmagnetometer (SQUID)	18
4.2.3	Ferromagnetische Resonanz (FMR)	19
5	Ergebnisse und Auswertung	21
5.1	Strukturelle Untersuchungen der GaAs-Oberfläche	21
5.1.1	Untersuchungen mittels STM	21
5.1.2	LEED-Untersuchungen	23
5.2	Strukturelle Untersuchungen der Fe ₃ Si-Schichten	24
5.2.1	Untersuchung mittels STM an einer 30 ML Fe ₃ Si-Schicht	24
5.2.2	STM-Analyse an einer 2 ML Fe ₃ Si-Schicht	25
5.2.3	STM-Untersuchungen an einer Fe ₃ Si-Probe mit gestufter Schichtdicke	26
5.2.4	LEED-Untersuchungen	28
5.3	Magnetische Untersuchungen der Fe ₃ Si-Schichten	29
5.3.1	Untersuchungen mittels MOKE	29
5.3.2	SQUID-Messungen	29
5.3.3	FMR-Untersuchungen	32
5.4	Strukturelle Untersuchungen von reinem Eisen auf Fe ₃ Si/GaAs(001)	35

6 Zusammenfassung und Ausblick	39
7 Literaturverzeichnis	41
A Anhang	43

1 Einleitung

Das Forschungsgebiet der Spinelektronik (kurz Spintronik genannt) beschäftigt sich mit der Herstellung von magnetoelektrischen Bauelementen, die sowohl die Ladung als auch den Spin der Elektronen nutzen. Diese Technik kann zum Beispiel zur Speicherung und Verarbeitung von Daten verwendet werden. Zur Verwendung als Spintronikbauelement muss die sogenannte Spininjektion in den Halbleiter gewährleistet sein. Hybridstrukturen aus ferromagnetischen Metallen oder Legierungen auf einem Halbleiter sind ein möglicher Ansatz hierfür. Dabei ist es erforderlich, dass der Ferromagnet eine hohe Curie-Temperatur hat, um einen möglichst großen Betriebsbereich abdecken zu können. Denn gerade bei Raumtemperatur müssen die magnetischen Eigenschaften des Systems erhalten bleiben.

Ein weiteres Merkmal, welches das System aus Ferromagnet und Halbleiter aufweisen muss, ist eine gute Übereinstimmung der Gitterkonstante. Nur so kann ein epitaktisches Wachstum gewährleistet und eine Grenzfläche mit hoher Perfektion realisiert werden.

Die Legierung Fe_3Si auf dem Halbleiter $\text{GaAs}(001)$ ist ein mögliches System für derartige Spintronikanwendungen. Für diese Anordnung wurde die Spininjektion bereits nachgewiesen. Auch die hohe Curie-Temperatur von 567 °C [Her05] und die geringe Abweichung der Gitterkonstante von Fe_3Si zu der von GaAs [Her03] deuten darauf hin, dass es sich um einen passenden Anwärter für magnetoelektrische Bauelemente handelt. Außerdem ist Fe_3Si bis zu einer Temperatur von 425 °C auf $\text{GaAs}(001)$ stabil. Für Spintronikanwendungen sind eine hohe kristalline Ordnung und Grenzflächenperfektion eine wichtige Voraussetzung, weil die Spininjektion durch Legierungen an der Grenzschicht vermindert würde [Her04]. Diese Eigenschaften wurden in der vorliegenden Arbeit untersucht.

Um Fe_3Si künftig in magnetoelektronischen und spintronischen Anwendungen zu verwenden, ist es von Interesse, das Wachstum von ultradünnen magnetischen Schichten und die magnetischen Eigenschaften zu ermitteln.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden sowohl die Struktur von Fe_3Si -Schichten auf $\text{GaAs}(001)$ als auch deren magnetische Eigenschaften untersucht. Hierzu wurde Fe_3Si mittels MBE (Molecular Beam Epitaxy) bei einer Temperatur von 200 °C auf das Substrat aufgebracht, weil sich diese Temperatur als optimale Wachstumstemperatur für lagenweises Wachstum herausgestellt hat [Her05]. Die Schichtdicke des Fe_3Si wurde variiert und das System wurde mit Hilfe verschiedener Methoden wie zum Beispiel Rastertunnelmikroskopie und MOKE analysiert. Außerdem wurden $\text{GaAs}(001)$ -Substrate mit zwei verschiedenen Rekonstruktionen untersucht, um festzustellen, ob das Fe_3Si auf verschiedene Arten darauf

wächst. Als weiterführendes Projekt wurde zusätzlich reines Eisen auf das System Fe_3Si auf $\text{GaAs}(001)$ aufgedampft und der strukturelle und magnetische Einfluss des Eisensilizids auf das Fe untersucht. Bei diesem System dient Fe_3Si als Spinfilter, während die Fe-Schicht wegen des höheren Koerzitivfeldes die Ausrichtung der Magnetisierung vorgibt.

Im Anhang sind der Vollständigkeit halber noch einige Daten mit in die Arbeit aufgenommen worden, die die Probenpräparation, die Kalibrierung der Verdampfer und die FMR-Messungen betreffen.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Wachstum dünner Schichten

Das Wachstum einer Schicht hängt von vielen Parametern wie zum Beispiel der Temperatur, dem Druck, der Aufdampftrate, der Gitterfehlanspassung und der Substratorientierung ab. Aufgrund des Zusammenhangs zwischen den strukturellen und magnetischen Eigenschaften ist es erforderlich, den Wachstumsprozess nachzuvollziehen. In Abbildung 2.1 sind einige Abläufe, die auf der Oberfläche stattfinden, dargestellt.

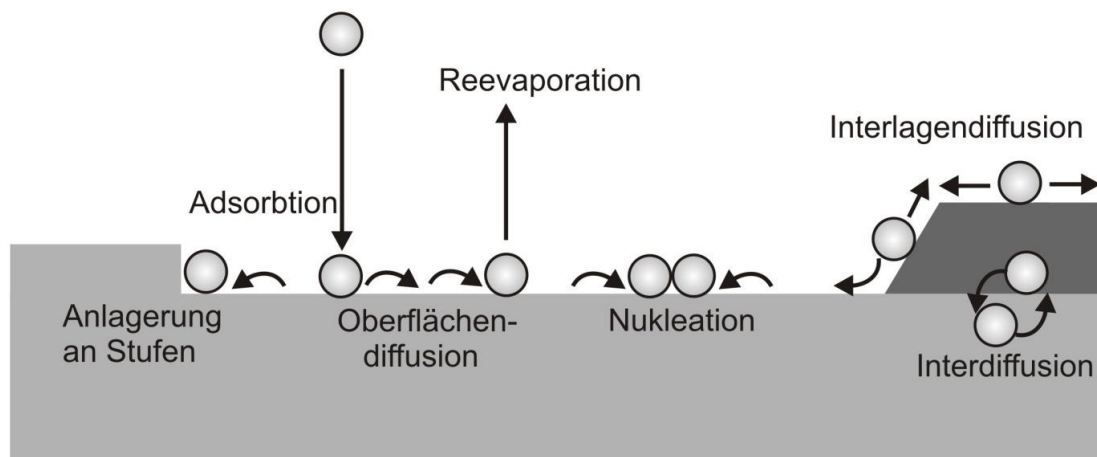


Abb. 2.1: Darstellung der Prozesse auf der Oberfläche während des Wachstums [Özk10]

Nach der Adsorption an dem Substrat können verschiedene Prozesse stattfinden. Zur oben dargestellten Oberflächendiffusion kommt es, wenn die Temperatur beim Wachstum hoch ist. Außerdem können sehr hohe Temperaturen zur Reevaporation, auch Desorption genannt, führen. Durch die Anlagerung an schon existierende Stufen und die Interlagendiffusion ändert sich die Gestalt der Stufenkanten. Nimmt die Dichte der mobilen Teilchen auf der Oberfläche zu, bildet sich durch Nukleation aus zwei oder mehreren Teilchen eine neue Lage [Köh04]. Zu Interdiffusion zwischen dem Substrat und der gewachsenen Schicht kommt es ebenfalls bei hohen Temperaturen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Fe_3Si -Schicht mit Hilfe von Molekularstrahlepitaxie (Koverdampfen von Fe und Si) auf das Substrat aufgedampft. Dies bedeutet, dass es eine

festen Beziehung zwischen der Kristallstruktur des Substrates und der des Adsorbates gibt. Hierbei handelt es sich um die sogenannte Heteroepitaxie, bei der, im Gegensatz zur Homoepitaxie, das Adsorbat und das Substrat zwei verschiedene Stoffe sind. Man unterscheidet zwischen drei verschiedenen Arten des Wachstums, die durch die Oberflächenenergie zustände kommen: dem Frank-van der Merwe-, dem Volmer-Weber- und dem Stranski-Krastanov-Wachstum [Kag09]. Zur Bestimmung des Wachstumsmodus kann folgende genäherte Gleichung verwendet werden:

$$\Delta s = \sigma_A + \sigma_G - \sigma_S \quad (2.1)$$

Hier beschreibt Δs die Änderung der freien Energie des Systems, σ_A die Oberflächenenergie des Adsorbates, σ_S die Oberflächenenergie des Substrates und σ_G die Grenzflächenenergie zwischen den beiden.

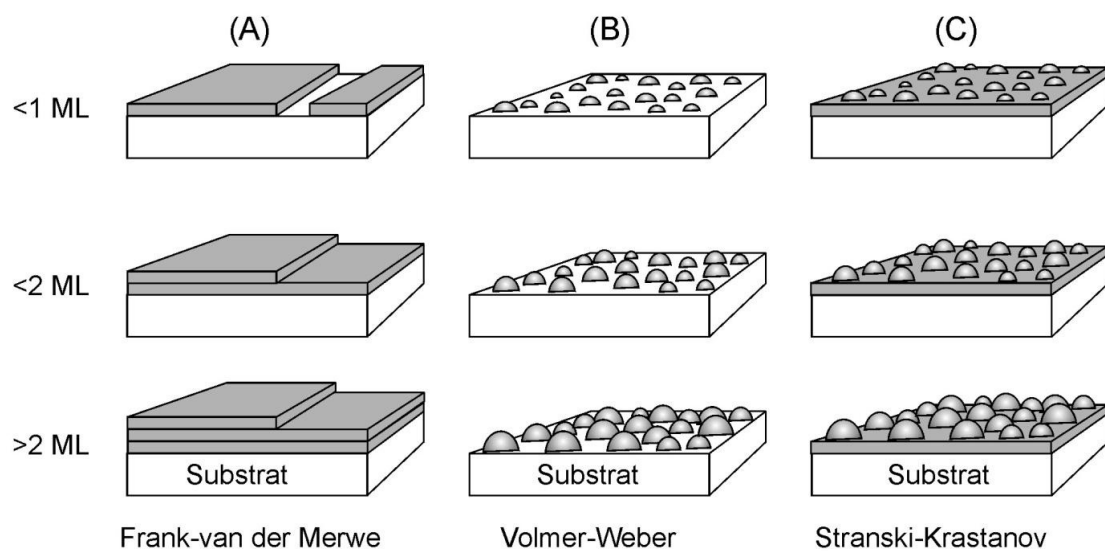


Abb. 2.2: Darstellung der Wachstumsmodi [Özk10]

Wie in Abbildung 2.2 (A) zu erkennen ist, wächst die Schicht beim Frank-van der Merwe-Wachstum lagenweise. Erst nachdem eine Monolage (ML) geschlossen ist und damit vollständig das Substrat bedeckt, beginnt eine zweite Schicht zu wachsen. Daher wird dieser Modus auch Schicht-für-Schicht-Wachstum genannt. Diese Art des Wachstums wurde zum Teil sowohl bei Homo- als auch bei Heteroepitaxie festgestellt. Letzteres ist jedoch nur bei einem geringen Unterschied zwischen den Gitterkonstanten möglich. Δs ist hier kleiner Null. Das heißt, dass die Bindung der Adsorbatatome an das Substrat größer ist als die Bindung untereinander.

Beim Volmer-Weber-Wachstum ist die Bindung an das Substrat kleiner als die Bindung der Adsorbatatome ($\Delta s > 0$). Es findet ein inselartiges Wachstum statt (siehe Abbildung 2.2 (B)). Diese Inseln vergrößern sich bei der Deposition des Adsorbates und erst ab

mehreren ML schließt sich die Schicht und bedeckt das Substrat vollständig.

Der dritte Wachstumsmodus ist der Stranski-Krastanov-Modus, bei dem, wie in Abbildung 2.2 (C) dargestellt, erst eine geschlossene Schicht und dann dreidimensionale Inseln entstehen. Die Gitterkonstante der Schicht passt sich der des Substrates an, bis eine kritische Verspannung erreicht wird, die durch das Inselwachstum verringert wird. Durch die Verspannung wird die anfänglich noch negative Oberflächenenergie so groß, dass das Volmer-Weber-Wachstum einsetzt.

2.2 Magnetische Anisotropie

Mit Hilfe der Theorie des Mikromagnetismus, die ferro- und ferrimagnetische Systeme beschreibt, können Domänenwandbewegungen und inhomogene Magnetisierungszustände berechnet werden. Auch können damit Hystereseschleifen und Magnetisierungsprozesse beschrieben werden. Die Theorie definiert die spontane Magnetisierung \vec{M}_s in Abhängigkeit des Orts, der Zeit und des Magnetfeldes \vec{H} :

$$\vec{M}_s = |\vec{M}_s| \begin{pmatrix} \gamma_1(\vec{r}, t, \vec{H}) \\ \gamma_2(\vec{r}, t, \vec{H}) \\ \gamma_3(\vec{r}, t, \vec{H}) \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

Hierbei sind die γ_i die Richtungskosinusse bezüglich des kartesischen Koordinatensystems. Die spontane Magnetisierung ergibt sich aus dem Minimum der freien Enthalpie G [Rai92]. Es gilt:

$$G = F - \mu_0 \int \vec{M}_s \cdot \vec{H} d^3r \quad (2.3)$$

Dabei beschreibt \vec{M}_s die Sättigungsmagnetisierung und F die Anisotropieenergie. Der zweite Summand in Gleichung 2.3 wird als Zeeman-Energie bezeichnet und beschreibt die Energie der Magnetisierung im externen Magnetfeld. Die Anisotropieenergie führt dazu, dass in einem Material sowohl leichte als auch schwere Magnetisierungsrichtungen vorhanden sind. Sie setzt sich aus verschiedenen Termen zusammen, von denen einige im Folgenden charakterisiert werden.

- **Magnetische Kristallanisotropie**

Die magnetische Kristallanisotropie ist auf die Spin-Bahn-Kopplung zurückzuführen. Drehen sich die über die Austauschenergie gekoppelten Spins, üben sie ein Drehmoment auf die Bahnmomente aus, was dazu führt, dass auch diese sich drehen. Dadurch ändert sich bei einer anisotropen Elektronenverteilung die Überlappung der Elektronenwolken zweier benachbarter Atome, was eine Änderung der gesamten Kristallenergie zur Folge hat. Dies ist in Abbildung 2.3 veranschaulicht.

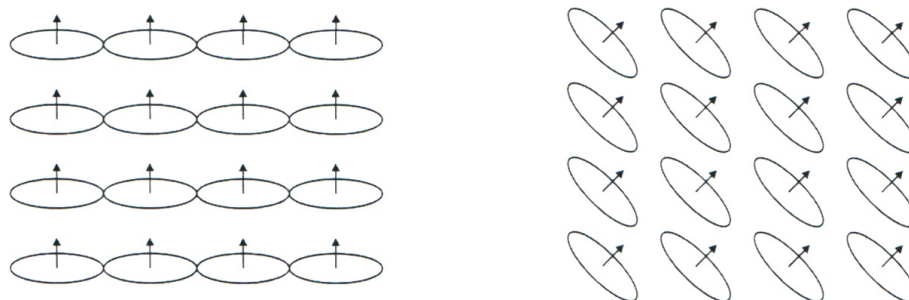


Abb. 2.3: Änderung der Überlappung benachbarter Elektronenwolken [Rai92]

Im Falle von kubischen Kristallen ergibt sich für die Anisotropieenergie [Hun07]:

$$F_{kristall} = K_0 + K_1(\gamma_1^2\gamma_2^2 + \gamma_1^2\gamma_3^2 + \gamma_2^2\gamma_3^2) + K_2\gamma_1^2\gamma_2^2\gamma_3^2\ldots \quad (2.4)$$

Dabei sind die Parameter K_i die Anisotropiekonstanten und γ_i die vorher beschriebenen Richtungskosinusse. Die Anisotropiekonstanten K_i sind temperaturunabhängig und aus ihren Vorzeichen kann man die leichte Magnetisierungsrichtung bestimmen. Bei reinem Eisen sind zum Beispiel K_1 und K_2 positiv und somit sind die $\{100\}$ -Richtungen die leichten Richtungen.

- **Magnetoelastische Anisotropie**

Diese Form der Anisotropie kommt durch Anlegung einer elastischen Spannung zustande. Durch diese Spannung kann sich die Richtung der spontanen Magnetisierung ändern. Auch dieser Effekt wird durch die Spin-Bahn-Kopplung hervorgerufen, da diese mit den Atomabständen und der Magnetisierung zusammenhängt. Den hierzu inversen Effekt nennt man Magnetostraktion, bei dem durch Anlegen eines externen magnetischen Feldes eine Verzerrung des Gitters bewirkt wird. Die Wechselwirkungsenergie zwischen den elastischen Spannungskomponenten σ_{ij} und der magnetostriktiven Verzerrung lautet [Rai92]:

$$F_{elast} = -\frac{3}{2}\lambda_{100} \sum \sigma_{ii}\gamma_i^2 - \frac{3}{2}\lambda_{111} \sum_{i \neq j} \sigma_{ij}\gamma_i\gamma_j \quad (2.5)$$

mit λ_{100} und λ_{111} als magnetostriktive Verzerrung in $\langle 100 \rangle$ - bzw. $\langle 111 \rangle$ -Richtung. Die Richtungskosinusse γ_i entsprechen denen der Kristallanisotropie.

- **Oberflächenanisotropie**

Da ein Atom an der Oberfläche eine andere Bindung und damit auch Wechselwirkung zu seinen Nachbaratomen hat als ein Atom im Volumen, kommt es zur Oberflächenanisotropie. Dadurch ist der Betrag der Oberflächenanisotropie sehr dünner Schichten deutlich größer als die Kristallanisotropie des Volumens. Der vom Gittertyp abhängende Beitrag zur Anisotropieenergie ist eine Funktion des Winkels

Θ zwischen der Richtung der Magnetisierung und der Oberflächennormalen sowie des Winkels Φ zwischen der Magnetisierungsrichtung und den Kristallachsen. Auch die Dicke d der Probe spielt bei der Energie der Oberflächenanisotropie eine Rolle. Nach [Zei91] kann der Term wie folgt berechnet werden:

$$F_{ober} = \frac{1}{d}(K_1 \cos^2 \Theta - K_2 \sin^2 \Theta \sin^2 \Phi) \quad (2.6)$$

- **Formanisotropie**

Insbesondere bei dünnen Schichten ist die Formanisotropie von großer Bedeutung. Die Streufeldenergie zur Drehung der magnetischen Momente aus der Ebene der Probenoberfläche heraus ist so groß, dass die Kristallanisotropie vernachlässigt werden kann [Noo07]. Der Beitrag zur freien Energie F lautet nach [Zei91]:

$$F_{form} = -\frac{1}{2}\mu_0|\vec{M}_s|^2(N_{\perp} \cos^2 \Theta + N_{\parallel} \sin^2 \Theta) \quad (2.7)$$

Hierbei ist Θ der Winkel zwischen der Magnetisierungsrichtung und der Oberflächennormalen, N_{\perp} und N_{\parallel} sind die Entmagnetisierungsfaktoren.

Insgesamt ergibt sich also für die Anisotropieenergie F :

$$F = F_{kristall} + F_{elast} + F_{ober} + F_{form} + F_{andere} \quad (2.8)$$

Dabei steht F_{andere} für weitere Beiträge zur Energie wie zum Beispiel die Domänenwandenergie und die Austauschenergie, die hier nicht betrachtet werden. Auf Grund dieser Beiträge kann es zu verschiedenen Arten der Anisotropie kommen zum Beispiel einer uniaxialen oder einer vierzähligen Anisotropie.

3 Verwendete Materialien

3.1 GaAs(001)

GaAs ist ein III-V-Halbleiter, der in der Zinkblendestruktur, also zwei versetzten kubisch-flächenzentrierten (fcc)-Gittern kristallisiert (siehe Abbildung 3.1). Er kann mit verschiedenen Elementen dotiert sein. In dieser Arbeit wurde ein Wafer mit Si-Dotierung verwendet.

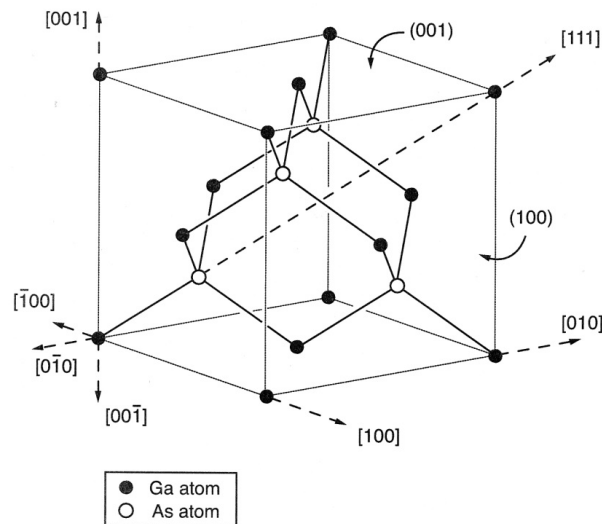


Abb. 3.1: Zinkblendestruktur und kristallographische Richtungen von GaAs [Was05]

In dieser Arbeit wurde die GaAs(001)-Oberfläche untersucht. An der Oberfläche sind die Atome anders angeordnet als im Volumen, da sich sonst aufgrund der geringeren Nachbarzahl ungesättigte Bindungen ausbilden würden. Um die Energie zu minimieren, bilden sich sogenannte Dimere, bei denen zwei benachbarte Atome ein bindendes Orbital bilden. Dadurch kommt es zu verschiedenen Oberflächenrekonstruktionen, die aus einer Verknüpfung von freien Gitterplätzen und Dimeren bestehen. Durch die Positionsänderung der Atome parallel zur Oberfläche vergrößert sich dort die Gitterkonstante im Vergleich zu der im Volumen. Diese Vergrößerung entspricht einem Vielfachen der Gitterkonstanten. Den Faktor der Vergrößerung nennt man Periodizitätslänge, über die verschiedene Rekonstruktionen definiert werden. Diese unterscheiden sich in Struktur und Stöchiometrie und sind abhängig von der Oberflächenpräparation.

Im Allgemeinen unterscheidet man zwischen zwei Oberflächenarten: der arsenreichen und der galliumreichen. Die oberste Schicht besteht hierbei stets nur aus einem Element [Özk10].

Zuerst soll ein Überblick über die verschiedenen Oberflächenrekonstruktionen gegeben werden (siehe Abbildung 3.2).

In diesem Bild sieht man, unter welchen Bedingungen in III-IV-Halbleiter-MBE-Anlagen

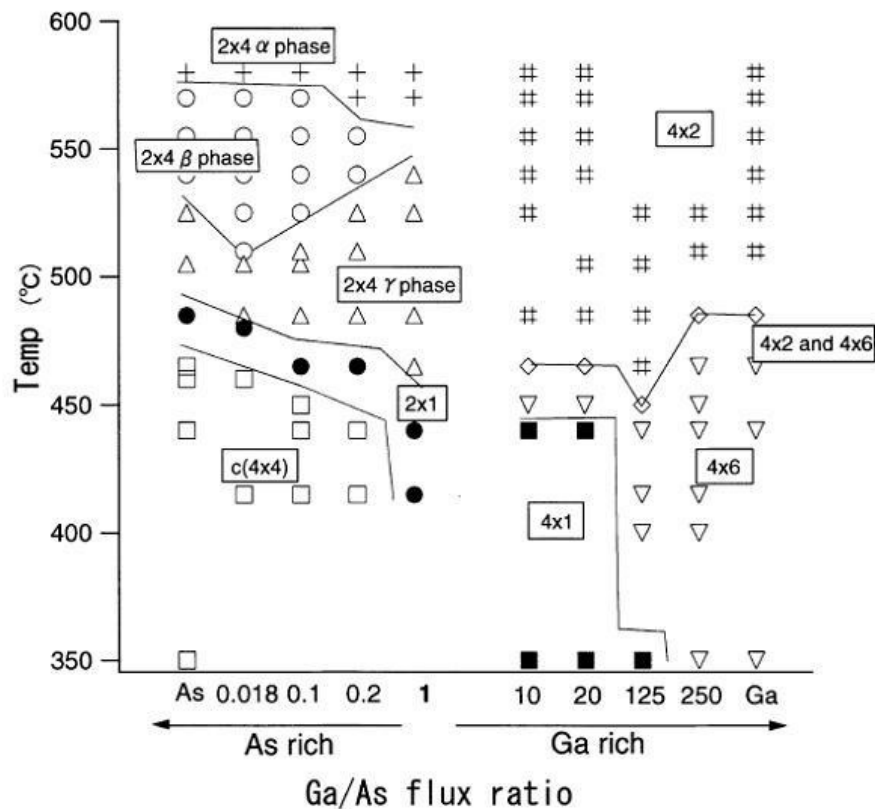


Abb. 3.2: Phasendiagramm der GaAs-Rekonstruktionen [Ich01]

die verschiedenen Oberflächenrekonstruktionen zu erreichen sind. Hierbei sind die Parameter die Temperatur und das Verhältnis des Ga/As-Flusses.

Es gibt verschiedene Methoden, um eine saubere Oberfläche zu erhalten. Zum einen kann mit Hilfe von MBE eine reine GaAs-Schicht auf das Substrat aufgedampft werden. Zum anderen kann man, wie in dieser Arbeit, durch IBA (ion-bombardment and annealing) die Oberfläche säubern (siehe Kapitel 3.3.1). Je nach Präparation entsteht eine andere Rekonstruktion.

Hier sollen nun einige, für diese Arbeit relevante Oberflächenrekonstruktionen vorgestellt werden:

- **Die (2×4)-Rekonstruktion**

Die GaAs(001) (2×4)-Rekonstruktion hat eine As-reiche Oberfläche. Die Oberfläche ist gut geordnet (siehe Abbildung 3.3). Die 2×-Periodizität entsteht durch

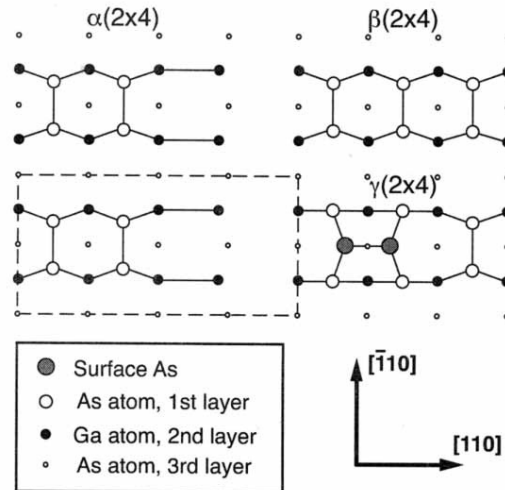


Abb. 3.3: Schematische Darstellung der (2×4)-Rekonstruktionen in Draufsicht. Die gestrichelte Linie zeigt die primitive Einheitszelle und die durchgezogenen Linien die Bindungen innerhalb einer Schicht an [Was05].

die Bildung von As-Dimeren in der $[\bar{1}10]$ -Richtung. Man misst also den doppelten Atomabstand des GaAs im fcc-Gitter. Die 4×-Periodizität entlang der $[110]$ -Richtung kommt durch As-Dimer-Leerstellen zustande [Pas88]. Hier wird der vierfache Abstand gemessen. Wie in Abbildung 3.3 zu sehen ist, gibt es verschiedene (2×4)-Rekonstruktionen. Welche sich ausbildet, ist abhängig davon, ob es sich um eine etwas arsenärmere ($\alpha(2\times 4)$) oder arsenreichere ($\gamma(2\times 4)$) Oberfläche handelt. Bei der $\gamma(2\times 4)$ -Rekonstruktion befindet sich ein zusätzliches As-Dimer auf den As-Atomen. Dieses ist in $[110]$ -Richtung orientiert.

- **Die (4×2)- und (2×6)-Rekonstruktionen**

Bei einer galliumreichen Oberfläche und einer Präparation, bei der bis etwa 500 °C geheizt wird, erhält man eine Mischung aus (4×2)- und (2×6)-Rekonstruktionen. Die (4×2)-Phase ist ein Spiegelbild der (2×4)-Rekonstruktion, bei der sich Ga-Dimere auf der Oberfläche befinden [Xue95]. Die (2×6)-Rekonstruktion (siehe Abbildung 3.4) besteht aus zickzackförmigen Ketten, die aus As- und Ga-Dimeren aufgebaut sind. Hierbei sind die As-Dimere in der $[\bar{1}10]$ - und die Ga-Dimere in der $[110]$ -Richtung angeordnet.

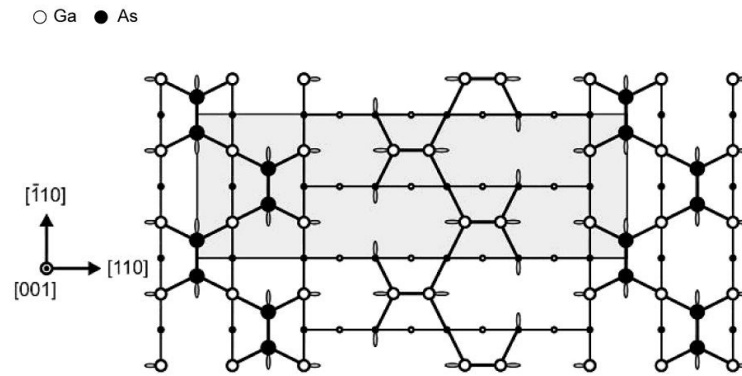


Abb. 3.4: Schematische Darstellung der (2×6) -Rekonstruktionen in Draufsicht. Das graue Rechteck zeigt die primitive Einheitszelle an [Was05].

3.2 Eisensilizid

Eisensilizid kann bei Raumtemperatur in drei verschiedenen Phasen existieren: Fe_3Si , FeSi_2 und FeSi . Das entsprechende Phasendiagramm ist in Abbildung 3.5 a) dargestellt. Die einzige gut geordnete, ferromagnetische Phase ist die Fe_3Si -Phase. Auf Grund der verschiedenen kristallographischen und magnetischen Fe-Stellen kann man diese Fe_3Si -Phase als Heusler-Legierung der Form A_2BC betrachten. Die Fe_2FeSi -Legierung verfügt über halb-metallische Eigenschaften wie zum Beispiel eine hohe Spinpolarisation [Her06].

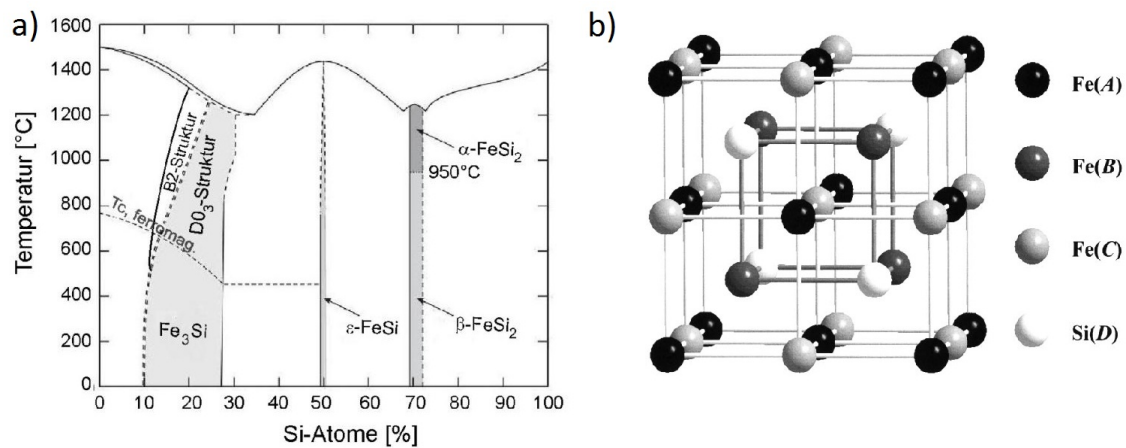


Abb. 3.5: a) Phasendiagramm von Eisensilizid (homogene, geordnete Phasen grau hinterlegt) [Sta01], b) D0_3 -Struktur von Fe_3Si [Her04]

Fe_3Si kristallisiert in der D0_3 -Struktur, die sich nach Abbildung 3.5 a) in einem Bereich der idealen Si-Konzentration von 25% bis zu einer Konzentration von etwa 10% (je nach Temperatur) ausbildet.

Sie besteht aus vier ineinander geschachtelten fcc-Gittern (siehe Abbildung 3.5 b)). Die Stellen werden durch die Buchstaben A, B, C und D repräsentiert, wobei A und C äquivalent und von Fe-Atomen besetzt sind. Ihre nächsten Nachbarn sind Fe- und Si-Atome und ihr magnetisches Moment liegt bei $\mu_{Fe_{A,C}} = 1,35 \mu_B$. Die B-Stelle ist von einem Fe-Atom besetzt und hat nur Fe-Atome als nächste Nachbarn. Daraus ergibt sich ein erhöhtes magnetisches Moment von $\mu_{Fe_B} = 2,2 \mu_B$ [Her04]. Auf der Stelle D liegt ein Si-Atom mit dem magnetischen Moment $\mu_{Si} = -0,07 \mu_B$. Insgesamt ergibt sich also für das magnetische Moment von Fe₃Si $\mu_{Si} = 1,175 \mu_B$ pro Atom.

Die Gitterkonstante von Fe₃Si beträgt $a_{Fe_3Si} = 5,642 \text{ \AA}$ [Ion05] und die von GaAs $a_{GaAs} = 5,663 \text{ \AA}$. Diese geringe Gitterfehlانpassung von 0,2% führt dazu, dass Fe₃Si epitaktisch auf GaAs wachsen kann. Auf GaAs(001) bleibt Fe₃Si bis zu etwa 425 °C stabil. Die hohe Curie-Temperatur von Volumen Fe₃Si von 567 °C und die Tatsache, dass Fe₃Si bis zu wenigen Monolagen hinunter ferromagnetisch bleibt, weisen darauf hin, dass es sich hierbei um ein geeignetes System für technische Anwendungen handelt [Her05]. Die GaAs(001) [110]- und $[\bar{1}10]$ -Richtungen sind parallel zu den Fe₃Si(001) [110]- und $[\bar{1}10]$ -Richtungen, weswegen im Folgenden nicht zwischen diesen Richtungen unterschieden wird.

3.3 Probenherstellung

3.3.1 Präparation des Substrats

Um die Reinheit und Oberflächenglätte der GaAs(001)-Probe zu gewährleisten, werden die Präparation und Teile der Versuche im Ultrahochvakuum (UHV) durchgeführt. Bei einem Restgasdruck von 10^{-6} mbar würde nach nur etwa einer Sekunde jedes Oberflächenatom von einem Restgasatom getroffen [Hen94] und somit die Oberfläche stark verunreinigt werden. Daher herrscht in der hier verwendeten UHV-Kammer im Allgemeinen ein Druck von wenigen 10^{-10} mbar.

Das GaAs(001)-Substrat wurde aus einem einseitig polierten und mit Silizium dotierten Wafer mit Hilfe eines Diamantschneiders angeritzt und dann gebrochen. Um die Oberfläche von Fremdatomen zu reinigen, wurde das nicht gecappte Substrat zunächst außerhalb der UHV-Kammer mit hochreinem Isopropanol gereinigt und dann an einem Probenhalter befestigt. Es wurden zwei verschiedenen GaAs(001)-Wafer verwendet; einer mit galliumreicher und einer mit arsengecappter Oberfläche. Beide wurden nach dem Einschleusen zunächst so lange ausgegast, bis der Druck wieder im 10^{-10} mbar-Bereich lag. Die galliumreiche Probe wurde bis auf 350 °C und die arsengecappte Probe bis auf 180 °C geheizt. Die Beobachtung der Temperatur erfolgte mit Hilfe eines Pyrometers. Das Heizen löste die leicht flüchtigen Atome von der Oberfläche und dem Probenhalter.

Die nicht gecappte Probe wurde in mehreren (ca. fünf bis sechs) Sputter- und Temperzyklen gereinigt. Hierbei wurde Argongas mit einem Druck von 10^{-4} mbar mittels eines Leckventils in die Kammer eingelassen. Die Probe wurde unter einem 45° -Winkel zu der Ar-Sputtergun bei einer Ionenenergie von 0,5 eV und einem Ionenstrom von etwa $3 \mu\text{A}$ gesputtert. Nach 45 Minuten wurde das Ventil geschlossen und das Argon abgepumpt. Nachdem der Druck wieder gesunken war, wurde die Probenheizung angestellt und ebenfalls für 45 Minuten bei 500°C getempert.

Die arsengecappte Probe wurde am Lehrstuhl für angewandte Festkörperphysik in einer MBE-Anlage unter As-reichen Bedingungen mit einer GaAs Bufferschicht versehen. Zum Schutz wurde sie mit einer Arsenschutzschicht bedeckt. Bei der arsenreichen Oberfläche wurde die Probe nach dem Ausgasen auf ca. 380°C geheizt und somit das Arsencapping entfernt. Die Temperatur war somit niedrig genug, um die arsenreiche Oberfläche zu erhalten. Dieser Vorgang wurde einmal wiederholt, damit sich die Arsenatome nicht wieder an die Probe anlagern konnten. Der Partialdruck in der Kammer wurde während des Arsencappings mit Hilfe eines Massenspektrometers beobachtet (siehe Abbildung A.1). Die Probe wurde langsam auf eine Temperatur von 380°C gebracht und etwa 10 min bei dieser Temperatur geheizt. Man sieht einen deutlichen Anstieg des Partialdruckes bei $300^\circ\text{C} - 330^\circ\text{C}$. Um eine erneute Ablagerung des Arsens an die Probe und den Halter zu vermeiden, wurde nach einer Heizpause von 10 min erneut auf 380°C geheizt. Hier ist kein Anstieg des Druckes zu erkennen, was darauf schließen lässt, dass das Argon vollständig verdampft ist und bereits abgepumpt wurde.

Ein großer Vorteil dieser Methode ist die Zeitersparnis, da man die Probe schon am Tag nach dem Einschleusen fertig stellen kann.

3.3.2 Herstellung der Schichten und Kalibrierung

Die ultradünne Fe_3Si -Schicht wurde mittels MBE auf das GaAs(001) Substrat aufgedampft. Hierbei werden Eisen und Silizium bei einer Wachstumstemperatur von $T_G = 200^\circ\text{C}$ kodeponiert. Die Wachstumsrate beträgt etwa $0,23 \text{ ML}/\text{min}$, da diese Rate dem kinetischen Optimum entspricht [Kag09]. Am Eisen-Verdampfer wurde zusätzlich ein Schwingquarz bedampft, um die abgeschiedene Schichtdicke zu bestimmen. Dies ist möglich, da die Frequenzänderung am Quarz proportional zur aufgedampften Dicke ist. Zur Kalibrierung wurde zunächst eine Probe mit reinem Fe bedampft und die Frequenzänderung am Schwingquarz gemessen. Anschließend wurde mit einer Kleinwinkelröntgenmessung die Schichtdicke der Probe bestimmt (siehe Abbildung A.2, nachzulesen in [Kop07]). Beim Siliziumverdampfer wurde eine vorherige Kalibrierung verwendet.

Um die Zusammensetzung der Fe-Si-Schicht zu überprüfen, wurde an der Probe ein MgO-Spacer angefügt, der mitbedampft und mittels Rutherford Back Scattering (RBS) untersucht wurde (nachzulesen in [Hen94]). Würde man diese Messung mit dem GaAs-Substrat durchführen, würden die Peaks in das Kontinuum fallen und wären somit

aufgrund der geringen Intensität nicht mehr messbar. Es wurde ein Si-Anteil von 23,7% gemessen, was der gewünschten Zusammensetzung von ca. 25 at% Silizium nahe kommt. Jedoch stimmt die mit der RBS-Messung gefundene Schichtdicke nicht mit der Kalibrierung durch Kleinwinkelröntgenmessung überein. Die Dicke ist gleichermaßen sowohl für Fe als auch für Si abgewichen. Aufgrund dieser Abweichung kann die nominelle Schichtdicke um den Faktor 1,4 variieren. Das aufgenommene Spektrum ist in Abbildung A.3 zu sehen.

Für das weiterführende Projekt, also die Untersuchung des Einflusses von Fe_3Si auf Eisen, wurde reines Fe bei Raumtemperatur und einer Wachstumsrate von 0,22 ML/min aufgedampft.

Alle Proben wurden für die ex situ Untersuchungen zunächst mit 12 ML Silber und dann mit 12 ML Gold gecappt. Hierbei dient das Ag als Diffusions- und das Au als Oxidationsbarriere.

4 Experimentelle Methoden

4.1 Strukturelle Untersuchungen

4.1.1 Rastertunnelmikroskopie (STM)

Das STM (Scanning Tunneling Microscope) ist ein Rastersondeninstrument, mit dem eine Auflösung bis zu atomarer Skala möglich ist. Für dieses Verfahren wird der quantenmechanische Tunneleffekt ausgenutzt. Hierfür wird eine elektrisch leitende Spitze, die am Ende aus möglichst nur einem Atom besteht, bis auf einige Å an die leitende Probe herangefahren. Die Spitze wird hierbei mittels der Regelelektronik über ein Piezoelement in alle drei Raumrichtungen gesteuert (siehe Abbildung 4.1).

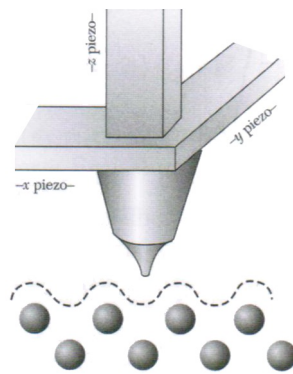


Abb. 4.1: Schema eines Rastertunnelmikroskops [Kit06]

Wird die Spitze nahe genug an die Probe herangebracht, überlappen sich die Wellenfunktionen der Proben- und Spitzenelektronen. Dies führt dazu, dass die Probenelektronen eine Aufenthaltswahrscheinlichkeit ungleich Null in der Spitze haben und umgekehrt. Da der resultierende Strom durch die getunnelten Elektronen gleich Null ist, wird eine Vorspannung (auch Bias-Spannung) im Bereich von einigen Volt angelegt. Dadurch fließt ein Nettostrom im nA-Bereich. Dieser ist proportional zur Tunnelwahrscheinlichkeit T [Kit06]:

$$T \propto \exp\left(-2z\sqrt{\frac{2m\Phi}{\hbar}}\right) \quad (4.1)$$

Hierbei ist z der Abstand von der Spitze zur Probe und Φ die effektive Barrierenhöhe für den Tunnelprozess. Der Tunnelstrom reagiert sehr stark auf Änderungen des Abstandes, was dazu führt, dass der Strom größtenteils vom Abstand des äußersten Spitzenatoms zum nächsten Atom bestimmt wird. Es gibt verschiedene Betriebsmodi des STM. Bei dem einen wird die Höhe der Spitze konstant gehalten, während sich der Strom ändert. Bei dem anderen, dem sogenannten *constant-current* Modus, wird die Höhe der Spitze von dem Piezostellelement so variiert, dass der Tunnelstrom konstant bleibt. Der letztgenannte Modus wurde in dieser Arbeit verwendet.

Wie schon erwähnt, ist der Tunnelstrom sehr empfindlich auf Abstandsänderung, was dazu führt, dass es zum Beispiel durch Vibrationen (wie denen von den mechanisch arbeitenden Vakuumpumpen) zu Abbildungsfehlern kommen kann. Ein weiterer Grund für Abbildungsfehler sind die Doppel- beziehungsweise Mehrfachspitzen, die durch Instabilitäten oder Herstellungsfehler der Spitze zustande kommen. Sie führen dazu, dass dieselbe Oberfläche durch versetztes Rastern der verschiedenen Spitzen mehrfach abgebildet wird. Mit Hilfe von sogenannten Linescans können mit einem Analyseprogramm zum Beispiel die Atomabstände oder Stufenhöhen an der Oberfläche bestimmt werden. Dazu müssen die Piezos richtig kalibriert sein. Diese Kalibrierung ist in Abschnitt 5.1 beschrieben.

4.1.2 Niederenergetische Elektronenbeugung (LEED)

LEED (Low Energy Electron Diffraction) ist eine gängige Beugungsmethode zur Untersuchung von Oberflächen. Es werden niederenergetische Elektronen im Energiebereich von 20 bis 500 eV verwendet, da ihre de Broglie-Wellenlänge mit $\lambda = \frac{h}{mv} = 0,05$ bis 0,3 nm im Bereich atomarer Abstände liegt [Hen94]. Man detektiert nur die Atome der ersten Atomlagen. Ein Schema des experimentellen Aufbaus ist in Abbildung 4.2 zu sehen.

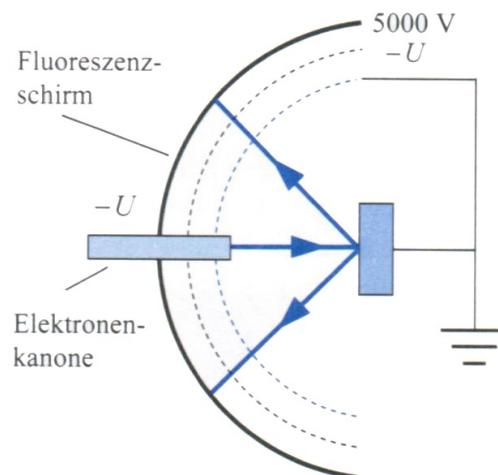


Abb. 4.2: Schematische Anordnung zur Beobachtung von LEED-Reflexen [Hun07]

Die Elektronen werden durch eine e^- -Kanone beschleunigt und auf die Probe geschossen. Nach der Beugung an der Probe wird das Interferenzmuster der Elektronen durch Nachbeschleunigung auf dem halbkugelförmigen Leuchtschirm sichtbar gemacht. Steht die Probe senkrecht zur Elektronenkanone, gibt das Bild auf dem Fluoreszenzschirm den Querschnitt durch die Stangen der Oberfläche des reziproken Raumes wieder, da das Bild proportional zur Projektion der Ewald-Kugel längs der Stangen ist. Hierbei heben sich die Krümmungen von Ewald-Kugel und Leuchtschirm gegenseitig auf [Hen94]. Somit entsteht ein Bild, das die Periodizität im reziproken Raum wiedergibt.

4.2 Magnetische Untersuchungen

4.2.1 Magnetooptischer Kerr-Effekt (MOKE)

Der magnetooptische Kerr-Effekt basiert auf der Wechselwirkung von ferromagnetischen Schichten mit Licht. Wird linear polarisiertes Licht an einer ferromagnetischen Schicht der Magnetisierung \vec{M} reflektiert, ändert sich seine Polarisation. Die klassische Erklärung geht davon aus, dass die Elektronen in der Probe in Richtung der Polarisation in Schwingung versetzt werden. Die Magnetisierung bewirkt eine Lorentz-Kraft auf die Elektronen, was zu einer Bewegungskomponente senkrecht zur ursprünglichen und damit zu einer Ellipsenbewegung der Elektronen führt. Daraus folgt eine Änderung der Polarisation des reflektierten Lichts, nämlich von linearer zu elliptischer Polarisation (siehe Abbildung 4.3).

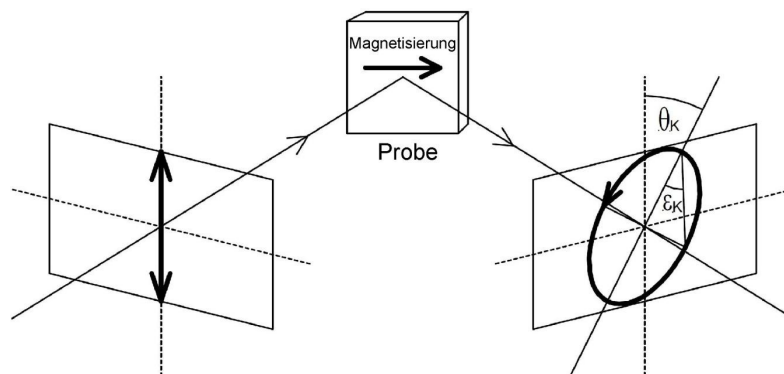


Abb. 4.3: Einfallender und reflektierter Lichtstrahl bei longitudinalem MOKE

Hierbei ist θ_K der Kerr-Winkel und ϵ_K die Kerr-Elliptizität. θ_K ist der Winkel zwischen einfallendem Licht und der großen Halbachse der Polarisationsellipse und ist proportional zur Magnetisierung. Auch die Kerr-Elliptizität ist proportional zu \vec{M} und deren Tangens gibt das Verhältnis von der kleinen zur großen Halbachse an.

Die Eindringtiefe beträgt bei der hier verwendeten Wellenlänge von 532 nm und einem Einfallswinkel von 45° etwa 10 nm.

Man unterscheidet zwischen drei fundamentalen Geometrien des MOKE: dem longitudinalen, dem transversalen und dem polaren MOKE, die in Abbildung 4.4 dargestellt sind.

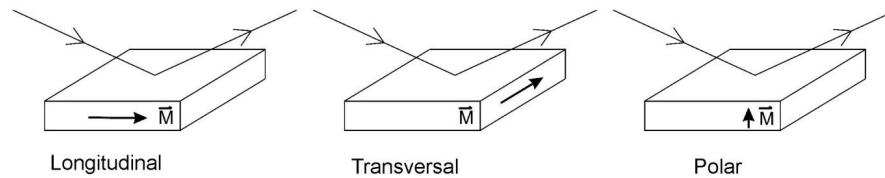


Abb. 4.4: Verschiedene Geometrien des MOKE (LMOKE, TMOKE und PMOKE)

Beim longitudinalen MOKE liegt die Richtung der Magnetisierung in der Einfallsebene des Lichtes und parallel zur Oberfläche. Das bewirkt eine Drehung der Polarisationssebene und eine Änderung von linear zu elliptisch polarisiertem Licht. Auch beim transversalen MOKE liegt die Magnetisierungsrichtung parallel zur Oberfläche, jedoch ist sie senkrecht zur Einfallsebene des Lichtes. Dieser Effekt bewirkt eine Änderung der Intensität des reflektierten Strahls und kommt nur bei p-polarisiertem Licht vor, also solchem, dass in der Einfallsebene polarisiert ist. Der polare MOKE tritt auf, wenn die Richtung der Magnetisierung senkrecht zur Oberfläche liegt. Er hat dieselbe Wirkung wie der longitudinale MOKE, nur um etwa eine Größenordnung größer. Des Weiteren gibt es den quadratischen MOKE (QMOKE), bei dem der Kerr-Winkel quadratisch mit der Magnetisierung variiert. Es handelt sich hierbei um einen MOKE zweiter Ordnung.

4.2.2 Supraleitendes Quanteninterferenzmagnetometer (SQUID)

Mit Hilfe des SQUID (Superconducting Quantum Interference Device) kann das magnetische Moment einer ferromagnetischen Probe bestimmt werden. Es besteht aus einem Supraleiterring, der durch Josephson-Kontakte unterbrochen ist. Man unterscheidet zwischen dem dc-SQUID, der zwei Josephson-Kontakte hat, und dem rf-SQUID, der nur einen besitzt. Durch diese dünnen Unterbrechungen können supraleitende Cooper-Paare tunneln. Die zu untersuchende Probe wird durch die Aufnahmespule bewegt (Abbildung 4.5) und von supraleitenden Magneten magnetisiert. Somit wird eine Induktionsspannung erzeugt, die durch die Umsetzerspule in einen magnetischen Fluss Φ_M umgewandelt wird, der von der Magnetisierung der Probe abhängig ist. Das SQUID wird mit diesem Fluss Φ_M durchsetzt und es fließt ein Strom I . Aus diesem Strom kann man auf Φ und damit auf die Magnetisierung schließen.

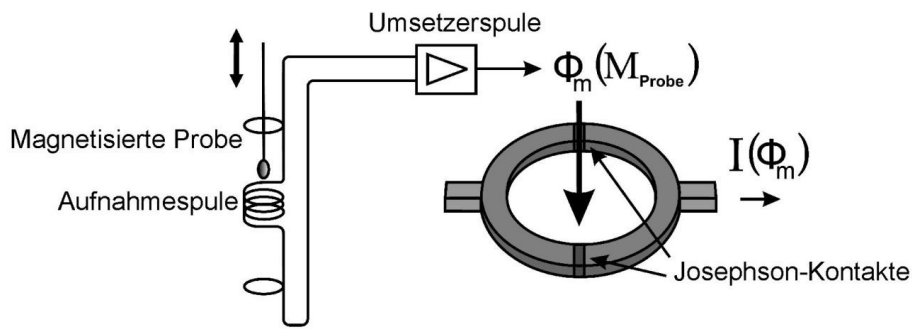


Abb. 4.5: Schematischer Aufbau eines dc-SQUID

4.2.3 Ferromagnetische Resonanz (FMR)

Mit der ferromagnetischen Resonanz kann man unter anderem die magnetische Anisotropie von ferromagnetischen Schichten bestimmen. Hierbei wird elektromagnetische Strahlung durch das Elektronenspinsystem absorbiert. Die Messmethode ist der Kernspinresonanz ähnlich. Auch hier wird ein äußeres magnetisches Feld angelegt und somit eine Energieaufspaltung hervorgerufen, die den Zeeman-Energien entspricht. Man kann die aufgenommene Energie somit als Dipol-Dipol-Übergang zwischen diesen Energien betrachten [Spo04]. Der Gesamtspin des Ferromagneten zeigt also eine Richtungsquantisierung im statischen, externen magnetischen Feld. Die Energie eines äußeren Mikrowellenfeldes wird dann absorbiert, wenn die Präzessionsfrequenz (Lamorfrequenz) der magnetischen Momente mit der äußeren Mikrowellenfrequenz übereinstimmt. Diese Präzession ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Hier ist \vec{B}_{eff} das effektive Feld bestehend aus externem und internem Feld. Die Resonanzabsorption kann in Abhängigkeit von der Richtung des Feldes bezüglich der Kristallachsen gemessen werden.

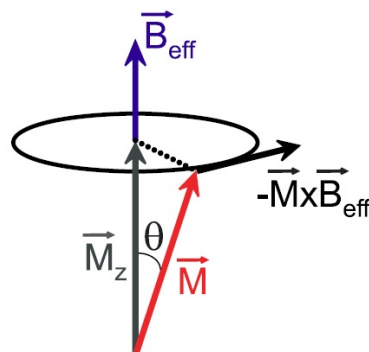


Abb. 4.6: Darstellung der Präzession der Magnetisierung bei Resonanzbedingung [Tom07]

Durch die starke Austauschkopplung zwischen den Elektronen eines Ferromagneten kommt es zu einer Unterdrückung des Dipolbeitrages. Das führt dazu, dass sehr scharfe Peaks detektiert werden können. Außerdem spielt die Probengestalt beim FMR eine

große Rolle.

Es gibt zwei verschiedene Möglichkeiten der FMR-Messung. Bei der einen wird das äußere magnetische Feld konstant gehalten und die Mikrowellenfrequenz variiert. Bei der anderen Möglichkeit bleibt die Frequenz unverändert und das magnetische Feld variiert. In der vorliegenden Arbeit wurde letztere Methode angewendet.

5 Ergebnisse und Auswertung

5.1 Strukturelle Untersuchungen der GaAs-Oberfläche

5.1.1 Untersuchungen mittels STM

Um einen Überblick über die Struktur und die Reinheit der Oberfläche zu erhalten, wurden vor der Deposition des Eisensilizids sowohl STM als auch LEED-Messungen am Substrat durchgeführt. Die Kalibrierung der Piezos des STM-Gerätes erfolgte anhand der Substrat-Bilder und den bekannten Gitterkonstanten von GaAs. Es ergab sich ein Faktor von $1,31 \pm 0,01$ in z-Richtung, $1,12 \pm 0,03$ in y-Richtung und $1,29 \pm 0,06$ in x-Richtung gegenüber der bestehenden Kalibrierung. Im Folgenden sind die Werte der Linescans hinsichtlich dieser Faktoren bereits korrigiert.

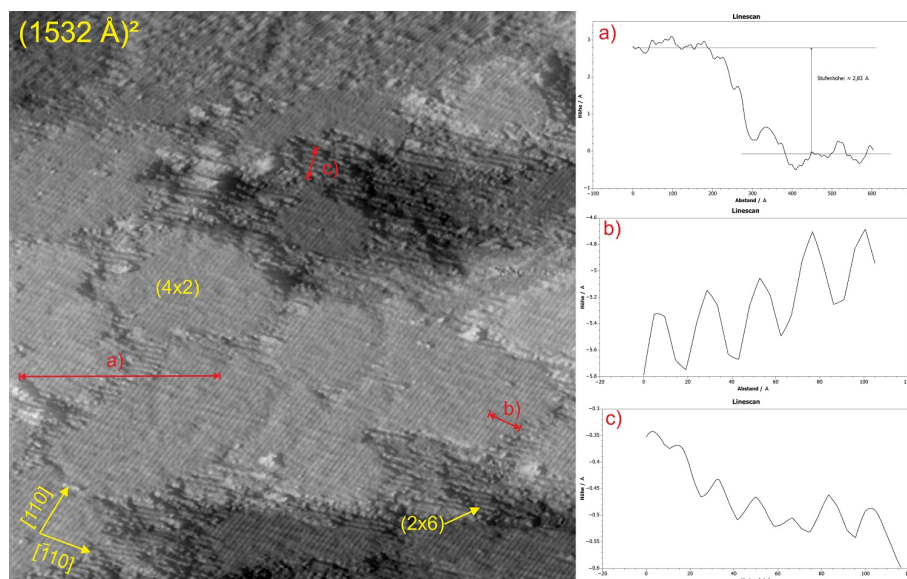


Abb. 5.1: links: STM-Bild der galliumreichen Oberfläche von GaAs(001), aufgenommen bei einem Strom von 1 nA und einer Bias-Spannung von -2,557 V, rechts: Linescans der markierten Bereiche zur Bestimmung der Stufenhöhe und der Rekonstruktion

Ein STM-Bild des galliumreichen Substrates der Größe $(1532 \text{ \AA})^2$ sieht man in Abbildung 5.1. Es sind glatte Terrassen auf der Oberfläche zu erkennen, deren Kantenlängen einige

hundert Å lang sind. Durch den Linescan a) kann eine Terrassenhöhe von 2,83 Å bestimmt werden, die recht genau dem theoretischen Wert von 2,86 Å entspricht. Auf den Terrassen befinden sich Dimerreihen, die in $[\bar{1}10]$ -Richtung einen Abstand von etwa 16 Å (Linescan b)) und in Richtung [110] von etwa 24 Å (Linescan c)) haben.

Beim ersten Wert handelt es sich um das Vierfache und beim zweiten um das Sechsfache des Atomabstandes von GaAs $\frac{a_{\text{GaAs}}}{\sqrt{2}} \approx 4$ Å im fcc-Gitter. Hieraus lässt sich schließen, dass sowohl eine $4 \times$ - als auch eine $6 \times$ -Rekonstruktion auf der Oberfläche zu finden sind. Die $2 \times$ -Periodizität ist mit dieser Auflösung nicht zu erkennen. Es koexistieren also (4×2) - und (2×6) -Rekonstruktionen, wobei die (4×2) -Rekonstruktion etwa 90 % der Fläche ausmacht.

Abbildung 5.2 zeigt ein STM-Bild der arsenreichen Oberfläche nach Decapping und Abkühlung, um thermische Drift zu vermeiden. Bei diesem $(1532 \text{ Å})^2$ großen Bild ist eine granulare Struktur an der Oberfläche zu erkennen, was darauf schließen lässt, dass noch Arsen-Verunreinigungen auf der Oberfläche vorhanden sind. Um diese Atome zu entfernen, wurde die Probe noch einmal für ca. 10 min auf 400 °C geheizt.

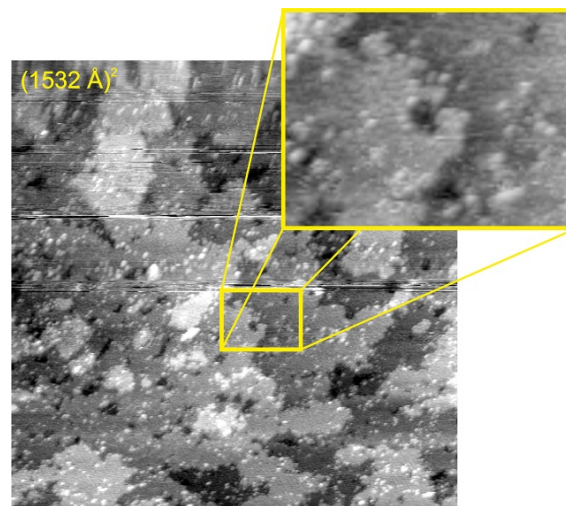


Abb. 5.2: STM-Bild der arsenreichen Oberfläche von GaAs(001) nach dem Aufdampfen, aufgenommen bei einem Strom von 1 nA und einer Bias-Spannung von -3,873 V

Danach erfolgte die Aufnahme des Bildes 5.3 bei einer Skala von $(3063 \text{ Å})^2$. Die As-Cluster sind verschwunden, weswegen man von einer reinen Oberfläche ausgehen kann. Außerdem kann mittels der Linescans eine Stufenhöhe von 2,80 Å (Linescan a)) bestimmt werden, was der von GaAs entspricht. Zusätzlich kann eine $4 \times$ -Periodizität in Linescan b) und eine $2 \times$ -Periodizität in Linescan c) abgelesen werden. Hierbei ist der Linescan b) in [110]- und Linescan c) in $[\bar{1}10]$ -Richtung aufgenommen worden. Die Rekonstruktionen sind in Bezug auf das andere Substrat genau um 90° gedreht.

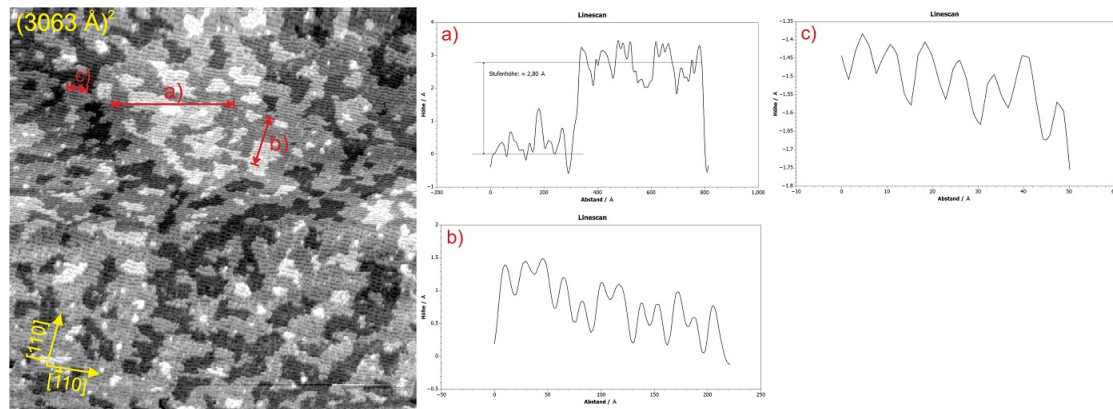


Abb. 5.3: links: STM-Bild der arsenreichen Oberfläche von GaAs(001), aufgenommen bei einem Strom von 0,98 nA und einer Bias-Spannung von -2,996 V, rechts: Linescans der markierten Bereiche zur Bestimmung der Stufenhöhe und der Rekonstruktion

Im Folgenden werden die Gitterrichtungen $[110]$ und $[\bar{1}10]$ in den STM-Bildern immer in den hier angegebenen Richtungen liegen.

5.1.2 LEED-Untersuchungen

Beide Substrate wurden zusätzlich mit LEED untersucht, um sicherzustellen, dass es sich um saubere Oberflächen handelt. Außerdem kann damit überprüft werden, ob die Rekonstruktionen mit den STM-Bildern übereinstimmen.

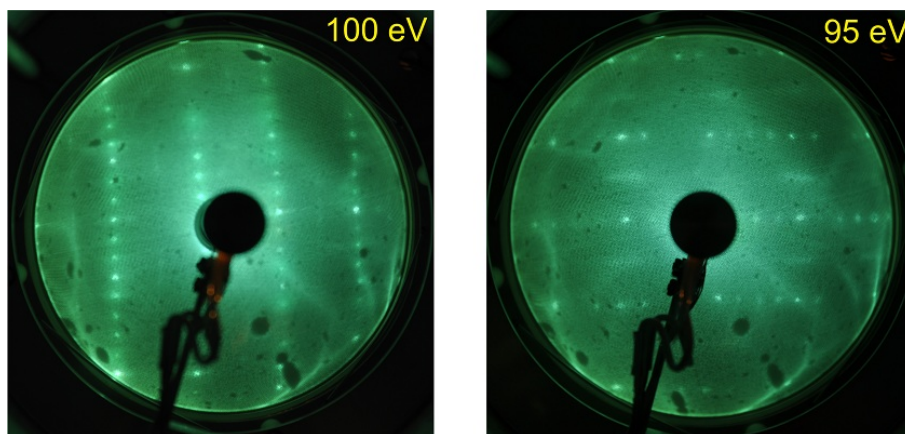


Abb. 5.4: links: LEED-Aufnahme der galliumreichen Oberfläche (Primärenergie 100 eV), rechts: LEED-Aufnahme der arsenreichen Oberfläche (Primärenergie 95 eV)

Anhand dieser LEED-Bilder wird deutlich, dass es sich um eine in großem Bereich saubere Oberfläche handelt, da man scharfe Reflexe und recht wenig Untergrundstörung sieht. Zusätzlich kann man die verschiedenen Rekonstruktionen erkennen: die $4 \times$ in die eine

und die $2 \times$ in die andere Richtung. Bei beiden Bildern sind die Periodizitäten um 90° gedreht, was gut mit den STM-Bildern übereinstimmt.

5.2 Strukturelle Untersuchungen der Fe₃Si-Schichten

5.2.1 Untersuchung mittels STM an einer 30 ML Fe₃Si-Schicht

Wie bereits erwähnt, wurde die Schichtdicke des Fe₃Si in einer Spannbreite von 30 ML bis 2 ML variiert.

Zunächst wurde ein Bild der 30 ML-Schicht erstellt. Das Bild 5.5 zeigt einen $(383 \text{ \AA})^2$ großen Ausschnitt einer bei 300°C nachgetemperten Probe. Hierbei ist eine zyklische Farbskalierung gewählt worden, um die Atome auf verschiedenen hohen Terrassen sichtbar zu machen.

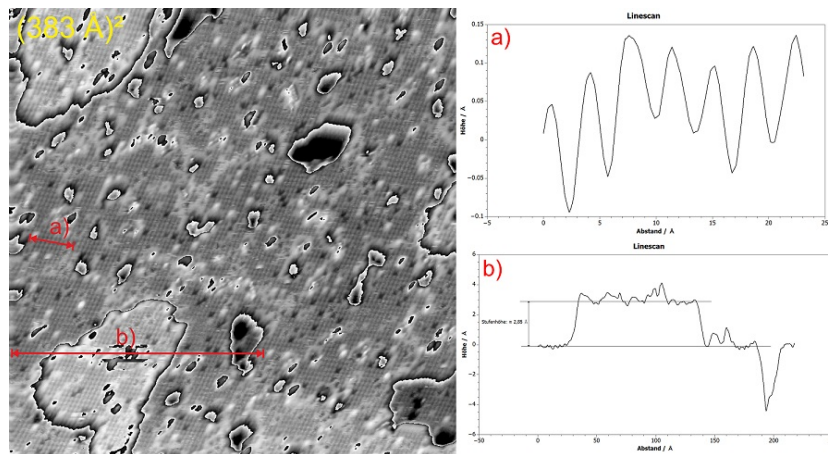


Abb. 5.5: links: STM-Bild der Oberfläche einer 30 ML Fe₃Si-Schicht (Strom: 0,97 nA, Bias-Spannung: -0,433 V), rechts: Linescans der markierten Bereiche zur Bestimmung der Stufenhöhe und der Rekonstruktion

Man sieht, dass bei dieser Schichtdicke ein lagenweises Wachstum vorliegt und sich Terrassen ausbilden, deren Kanten in $[110]$ - und $[\bar{1}\bar{1}0]$ - Richtung ausgerichtet sind. Anhand der Linescans a) und b) kann eine Stufenhöhe von $2,85 \text{ \AA}$ und ein atomarer Abstand von $3,7 \text{ \AA}$ bestimmt werden. Dies stimmt im Rahmen der Messungenauigkeit mit den typischen Werten für Fe₃Si überein, nämlich einem Atomabstand von etwa 4 \AA im fcc-Gitter und einer Stufenhöhe, die einer Monolage entspricht und etwa $2,8 \text{ \AA}$ beträgt. In einem weiteren STM-Bild, dass auf größerer Skala aufgenommen wurde, erkennt man, dass die Terrassen eine Kantenlänge von bis zu 50 \AA haben.

5.2.2 STM-Analyse an einer 2 ML Fe_3Si -Schicht

Bei der Probe mit 2 ML aufgedampftem Eisensilizid wurden sowohl vor als auch nach dem Ausheilen bei 300 °C STM-Bilder aufgenommen. In Abbildung 5.6 ist die Fe_3Si -Oberfläche auf einer Skala von $(766 \text{ \AA})^2$ zu sehen. Man erkennt deutlich ein Inselwachstum, bei dem das Substrat noch nicht vollständig bedeckt ist.

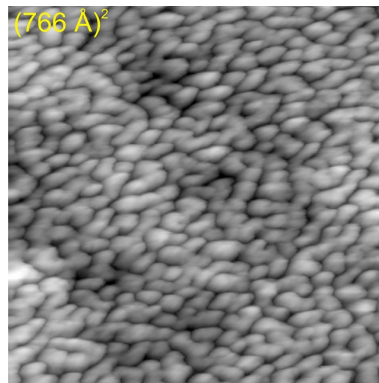


Abb. 5.6: STM-Bild der Oberfläche der 2 ML Fe_3Si -Schicht vor dem Tempern (Strom: 0,81 nA und Bias-Spannung: -2,271 V)

Die Cluster haben eine mittlere Fläche von $(1235 \pm 75) \text{ \AA}^2$ und eine mittlere Höhe von $(8,04 \pm 0,25) \text{ \AA}$. Um diese Werte zu bestimmen, wurden 50 der Inseln ausgemessen. Der zweite Wert entspricht etwa 3 ML Fe_3Si . Dies stimmt gut mit anderen Messungen überein (siehe Abbildung 5.7). Man sieht hier, dass sich bei der Deposition von Eisensilizid nach einer abgeschiedenen Schichtdicke von ca. 1 ML eine Schicht von 3 ML auf der Oberfläche bildet. Es kann also nur ein Teil des Substrates bedeckt sein und das Fe_3Si wächst in Clustern, was einem Volmer-Weber-Wachstum entspricht.

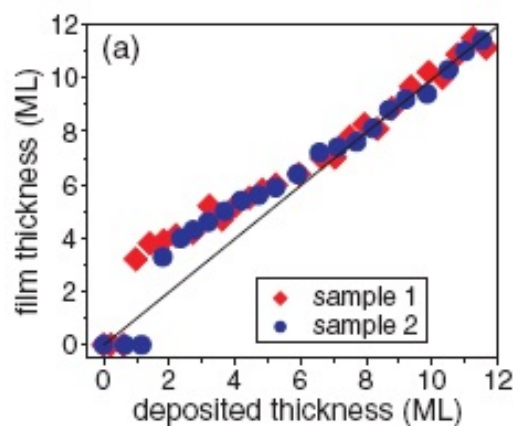


Abb. 5.7: Schichtdicke in Abhängigkeit der abgeschiedenen Dicke des Materials mit XRD aufgenommen und mittels CTS analysiert [Kag09]

Um festzustellen, ob das Fe₃Si nach weiterem Heizen in das GaAs-Substrat diffundiert und inwiefern sich die Struktur verändert, wurde die Probe bei 300 °C getempert. Aus Abbildung 5.8 kann eine Stufenhöhe von 2,74 Å und ein Atomabstand von 4,4 Å bestimmt werden. Im linken STM-Bild erkennt man ein labyrinthartiges Zusammenwachsen der Inseln. Die minimale Inselfläche kann zu 1202 Å² bestimmt werden. Dies entspricht etwa der Inselfläche vor dem Tempern, was vermuten lässt, dass es sich um eine noch nicht mit anderen zusammengewachsene Insel handelt. Die maximale Inselfläche beträgt 1436 nm², ist also um den Faktor 100 größer als vor dem Tempern. Es sind an dieser Stelle schon viele Inseln zusammengewachsen und bei weiterer Deposition von Fe₃Si würde sich vermutlich eine geschlossene Lage ausbilden.

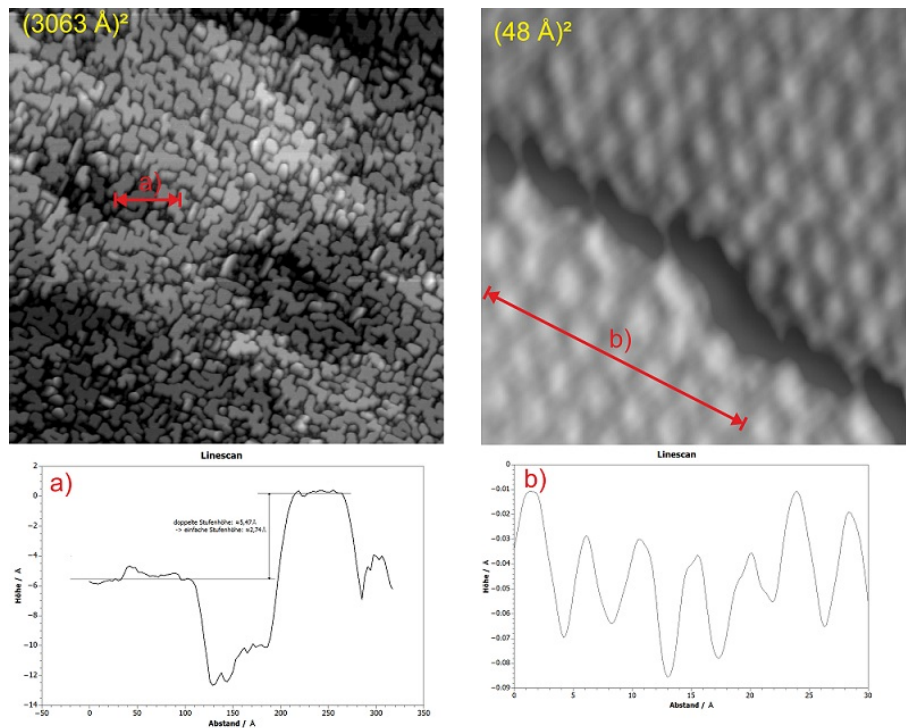


Abb. 5.8: oben: STM-Bilder der Oberfläche der 2 ML Fe₃Si-Schicht nach Tempern bei 300 °C (Strom: 1 nA / 0,25 nA, Bias-Spannung: 2,41 V / 1,83 V), unten: Linescans der markierten Bereiche zur Bestimmung der Stufenhöhe und des Atomabstandes

5.2.3 STM-Untersuchungen an einer Fe₃Si-Probe mit gestufter Schichtdicke

Um Proben mit verschiedener Schichtdicke herzustellen, deren Zusammensetzung reproduzierbar ist, wurde nur eine Probe mit gestuften Schichtdicken hergestellt. Hierzu wurde während des Aufdampfens ein Shutter vor die Probe geschoben (siehe Abbildung 5.9). Zusätzlich ist die Verdampfungsrate konstant, weswegen die Verhältnisse der Schichtdi-

cken in jedem Fall stimmen. Nach den Untersuchungen im UHV wurde die Probe gecappt und außerhalb mittels eines Diamantschneiders angeritzt und in Segmente gebrochen. Ein weiterer Vorteil dieser Art der Probenherstellung ist die Zeitersparnis.

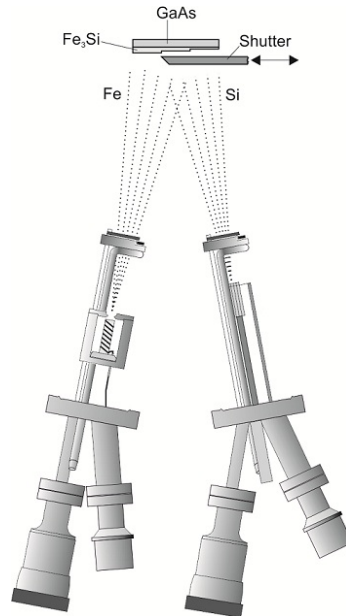


Abb. 5.9: Versuchsaufbau zur Herstellung einer Probe gestufter Schichtdicke; unten sind die Fe- und Si-Verdampfer dargestellt

Hier wurde eine Probe mit 5 ML, 10 ML und 20 ML Eisensilizid hergestellt. An der 5 ML- und der 10 ML-Probe wurden nach dem Tempern bei $300\text{ }^\circ\text{C}$ STM-Untersuchungen durchgeführt, deren Ergebnisse in Abbildung 5.10 zu sehen sind. Bei beiden Schichtdicken ist ein $(1532\text{ \AA})^2$ großes Bild aufgenommen worden, woran sich die übliche Stufenhöhe von etwa $2,8\text{ \AA}$ messen lässt. Man sieht, dass es sich bei beiden Schichten um lagenweises Wachstum handelt, wobei die oberste Schicht bei der 10 ML dicken Probe aus deutlich größeren Terrassen besteht als die bei der 5 ML Schicht. Bei einer Probe von 5 ML Dicke sollte nach [Kag09] jedoch noch Inselwachstum festzustellen sein und erst ab etwa 7 ML das lagenweise Wachstum einsetzen. Dies stimmt mit den hier vorliegenden Bildern nicht überein. Wie in Kapitel 3.3.2 geschildert, entstand bei der Schichtdicke eventuell ein Fehler vom Faktor 1,4. Das hieße, dass es sich bei der 5 ML-Schicht eigentlich um eine Schicht der Dicke 7 ML handelt. Dies würde gut mit den Literaturwerten übereinstimmen.

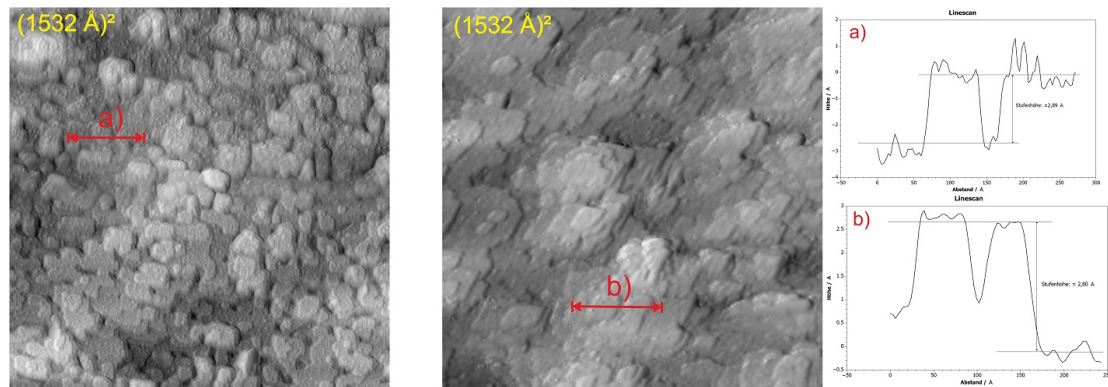


Abb. 5.10: links: STM-Aufnahmen der 5 ML und 10 ML Fe₃Si-Schicht nach dem Tempern bei 300 °C (Strom: 1,4 nA/ 1 nA, Bias-Spannung: 1,7 V/ -2,058 V), rechts: Linescans zur Bestimmung der Stufenhöhen

5.2.4 LEED-Untersuchungen

An der gestuften Probe wurden zusätzlich LEED-Aufnahmen gemacht, um die Gitterstruktur zu untersuchen. Im Gegensatz zum Bild des reinen Substrats sind keine Reflexe der Oberflächenrekonstruktion zu sehen. Ansonsten stimmen die Reflexe des Gitters des Fe₃Si mit den Normalreflexen des Substrats überein. Dies zeigt noch einmal, dass die Gitterfehlpassung zwischen Fe₃Si und GaAs sehr gering ist. Dieses Bild lässt darauf schließen, dass das Substrat vollständig bedeckt ist, was mit den STM-Aufnahmen übereinstimmt.

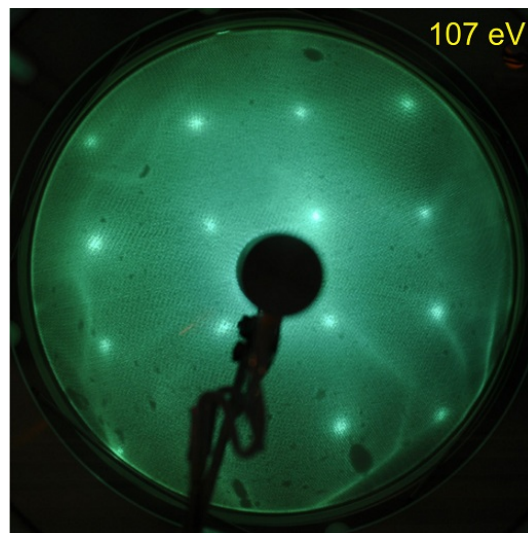


Abb. 5.11: LEED-Aufnahme der Probe mit gestufter Schichtdicke, aufgenommen bei einer Primärenergie von 107 eV

5.3 Magnetische Untersuchungen der Fe_3Si -Schichten

5.3.1 Untersuchungen mittels MOKE

Die MOKE-Messung erfolgte *in situ* an der Stufenprobe bei Raumtemperatur. Hierbei wurden die drei Segmente der Probe in drei verschiedenen Richtungen ausgemessen, in der $[\bar{1}10]$ -, der $[010]$ - und der $[110]$ -Richtung. Die resultierenden Hysteresekurven wurden um den quadratischen Anteil des QMOKE korrigiert (Abbildung 5.12).

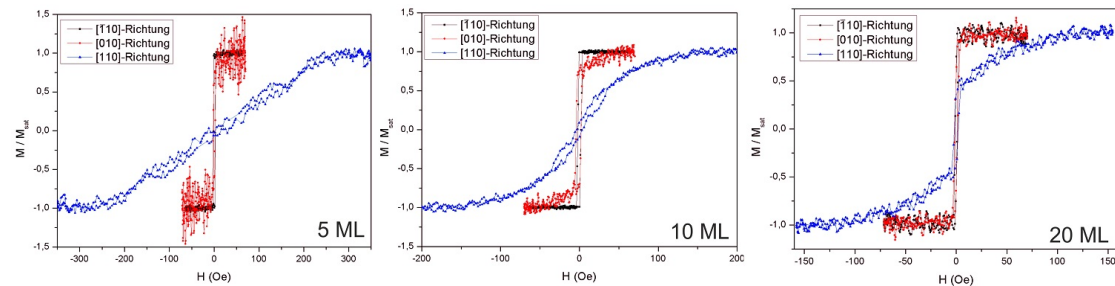


Abb. 5.12: *In situ* MOKE-Aufnahmen der verschiedenen Schichtdicken bei Raumtemperatur

Das äußere Feld war dabei so groß, dass in allen Richtungen die Sättigungsmagnetisierung erreicht wurde.

Die schwere Achse der Magnetisierung liegt in $[110]$ -Richtung, was an der S-förmigen Kurve zu erkennen ist. Die leichte Richtung liegt in der $[\bar{1}10]$ -Richtung. Hier ist ein eckiger Verlauf der Kurve zu sehen. Folglich handelt es sich um eine uniaxiale Anisotropie. Das Sättigungsfeld der schweren Richtung nimmt mit zunehmender Schichtdicke ab. Außerdem ist bei niedrigeren Schichtdicken ein stärkeres Rauschen vorhanden. Anhand der Graphen kann ein geringes Koerzitivfeld von etwa 4,4 Oe für alle Schichtdicken bestimmt werden. Dies lässt nach [Her04] auf eine kristalline Ordnung des Fe_3Si schließen. Auch an der Probe mit der 2 ML-Schicht wurde eine MOKE-Messung durchgeführt, die jedoch keine Ergebnisse lieferte, da das Signal der Probe zu schwach war.

5.3.2 SQUID-Messungen

Mit SQUID wurden sowohl Hysterese-Kurven bei Raumtemperatur als auch die Magnetisierung in Abhängigkeit von der Temperatur gemessen, um das magnetische Moment pro Atom zu bestimmen. Diese Messungen erfolgten an der Probe gestufter Schichtdicke sowie an der 2 ML Schicht. Zusätzlich wurde eine Hysterese der Probe mit 2 ML bei 5 K aufgenommen, da es auf Grund des fehlenden MOKE-Signals nicht sicher war, ob es möglich ist, bei Raumtemperatur eine Hystereseschleife zu messen.

Bei den SQUID-Messungen wurde keine ausgewiesene Kristallrichtung vermessen. Abbildung 5.13 zeigt die bei Raumtemperatur aufgenommenen Hysteresen. Auch hier ist ein

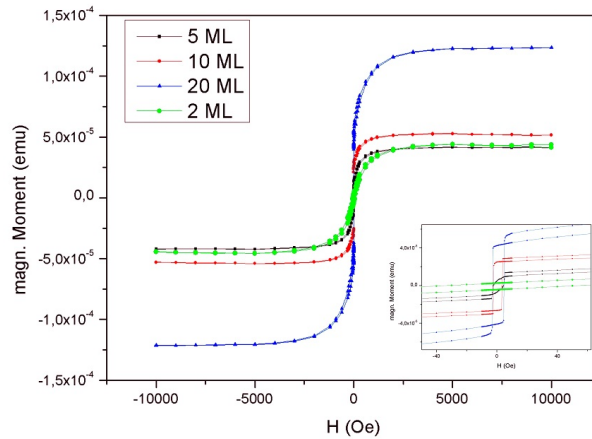


Abb. 5.13: SQUID-Messungen an den Segmenten der Probe gestufter Schichtdicke und der 2 ML Schicht bei Raumtemperatur. Der diamagnetische Anteil wurde subtrahiert. Inset: Vergrößerung der Hysterese um die Öffnung zu veranschaulichen

kleines Koerzitivfeld von etwa 5 Oe zu erkennen und es ist wie bei den MOKE-Aufnahmen keine Schichtdickenabhängigkeit des Koerzitivfeldes festzustellen. Außerdem sieht man, dass bei der 2 ML Schicht eine Hysterese aufgenommen werden konnte, dass die Probe also trotz der kleinen Schichtdicke ferromagnetisch ist. Die Hysterese-Kurve, die bei 5 K aufgenommen wurde, ist in Abbildung 5.14 zu sehen.

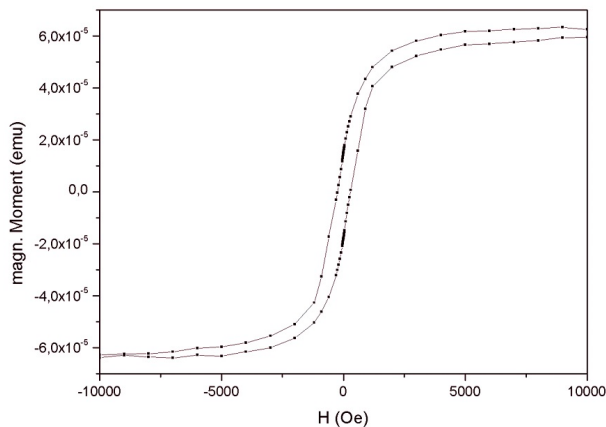


Abb. 5.14: SQUID-Messungen an der 2 ML Schicht bei 5 K. Der diamagnetische Anteil wurde subtrahiert.

Hier wurde ein Koerzitivfeld von 280 Oe gemessen. Diese starke Erhöhung ist dadurch zu erklären, dass sich die Domänenwände bei tiefen Temperaturen deutlich schwerer verschieben als bei hohen Temperaturen.

Um das magnetische Moment pro Atom zu bestimmen, wurde die Magnetisierung in Abhängigkeit von der Temperatur bei einem äußeren Feld von 500 Oe gemessen.

Die Ergebnisse der Probe gestufter Schichtdicke sind in Abbildung 5.15 dargestellt.

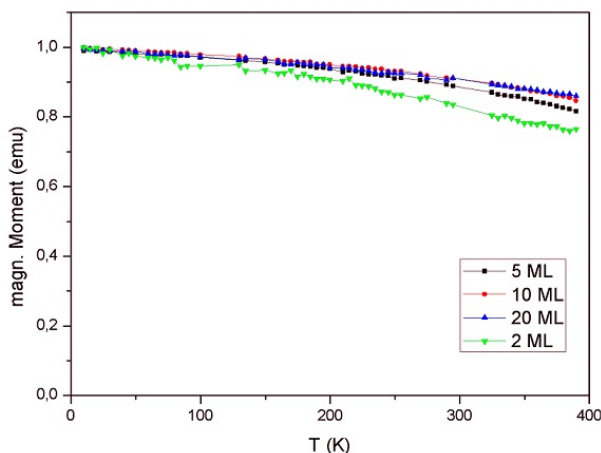


Abb. 5.15: Normierte Funktion der Magnetisierung in Abhängigkeit von der Temperatur bei einem Feld von 500 Oe (2ML: 1000 Oe). Der diamagnetische Anteil wurde subtrahiert.

Auch hier wurde der diamagnetische Anteil, der durch die Hysteresen bestimmt wurde, subtrahiert und anschließend die Kurve normiert. Man erkennt die endliche Steigung, mit der die Magnetisierung zu niedrigen Temperaturen hin zunimmt, was mit der Spin-Wellen-Theorie des Ferromagnetismus übereinstimmt. Die Probe mit 2 ML Fe_3Si wurde bei 1000 Oe gemessen, da bei 500 Oe Probleme mit der Ausrichtung der Probe im SQUID aufgetaucht sind. Man sieht, dass der Verlauf der Kurven in etwa der gleiche ist. Jedoch wird auch deutlich, dass mit abnehmender Schichtdicke die Werte zu höheren Temperaturen stärker abfallen. Dies lässt darauf schließen, dass die Curie-Temperatur zu kleineren Schichtdicken hin abnimmt.

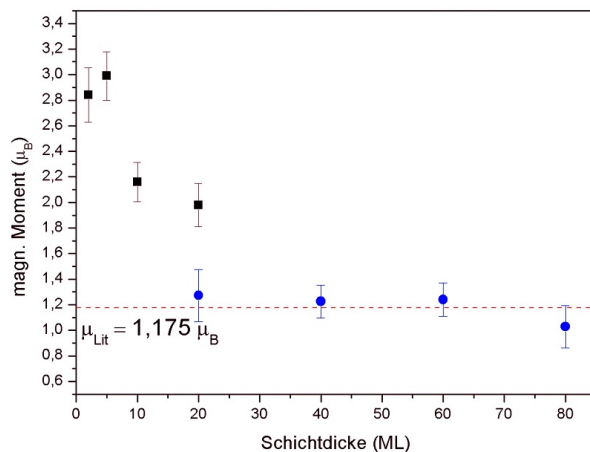


Abb. 5.16: Magnetisches Moment pro Atom bei RT in Abhängigkeit von der Schichtdicke. Die rote Linie stellt den Literaturwert für Volumen- Fe_3Si dar. Die blauen Punkte stammen von Messungen vor Beginn dieser Arbeit.

Aus den $M(T)$ -Kurven wurde vor der Normierung das magnetische Moment pro Atom bei 300 K bestimmt (siehe Abbildung 5.16). Die schwarzen Punkte sind Messungen der im Rahmen dieser Arbeit entstandenen Proben. Die blauen Punkte repräsentieren Messungen, die vor Beginn dieser Arbeit stattgefunden haben. Man erkennt, dass das magnetische Moment mit kleineren Schichtdicken zunimmt, jedoch liegen die Werte der neuen Messungen deutlich über dem Literaturwert. Korrigiert man die Werte hinsichtlich des Fehlers, der vermutlich bei der Schichtdicke gemacht wurde, erhält man den Graphen in Abbildung 5.17. Hier stimmen die Werte bei 20 ML, die sowohl bei der neuen als auch bei der alten Probe ermittelt wurden, im Rahmen der Messungenauigkeit überein. Der Trend, dass das magnetische Moment zu kleinen Schichtdicken hin größer wird, bleibt jedoch erhalten. Dieses Phänomen wurde schon für andere Systeme wie zum Beispiel Co auf Ge beobachtet [Rya04]. Es wird wahrscheinlich dadurch verursacht, dass die Elektronenkonfiguration der Atome bei ultradünnen Schichten im Vergleich zu dickeren Schichten deutlich verändert ist. Es handelt sich dabei um ein Oberflächenphänomen. Hierdurch kann das magnetische Moment erhöht werden.

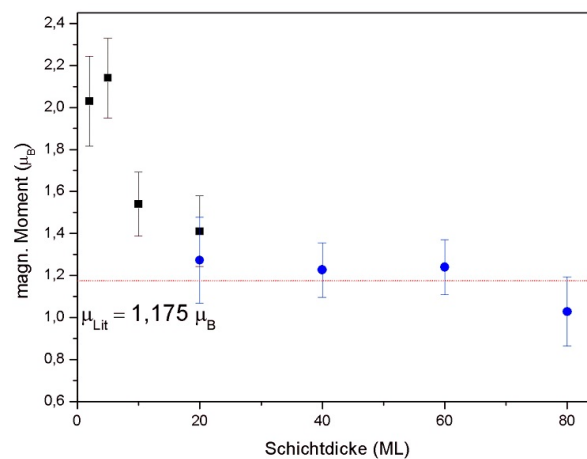


Abb. 5.17: Hinsichtlich der Schichtdicke korrigiertes magnetisches Moment pro Atom bei RT in Abhängigkeit von der Schichtdicke

5.3.3 FMR-Untersuchungen

Die FMR-Untersuchungen wurden an der Universität Duisburg-Essen durchgeführt. Anhand dieser Messungen können die Anisotropiekonstanten K_4 und K_2 der Segmente der Probe mit verschiedenen Schichtdicken bestimmt werden. K_4 ist hierbei die vierzählige Kristallanisotropie und K_2 die uniaxiale Anisotropie. Aus FMR-Winkel-Scans analog dem im Anhang A.4 gezeigten Bild wurde die stärkste Resonanzlinie ausgewählt, da die schwächeren Linien vermutlich durch Fehler beim Brechen der Probe zustande kommen. Es sind dementsprechend noch kleine Teile anderer Schichtdicken auf den Segmenten vorhanden. Die Anisotropiefelder der in-plane Anisotropie $B = \frac{K_i}{M}$ und

auch der Wert $\mu_0 M_{eff}/2$ [Bar11] der out-of-plane uniaxialen Anisotropie wurden mittels einer Analysesoftware bestimmt (siehe Abbildung 5.18). Hier ist exemplarisch die Messung der 60 ML-Schicht der Probe, die vor Beginn dieser Arbeit hergestellt wurde, dargestellt.

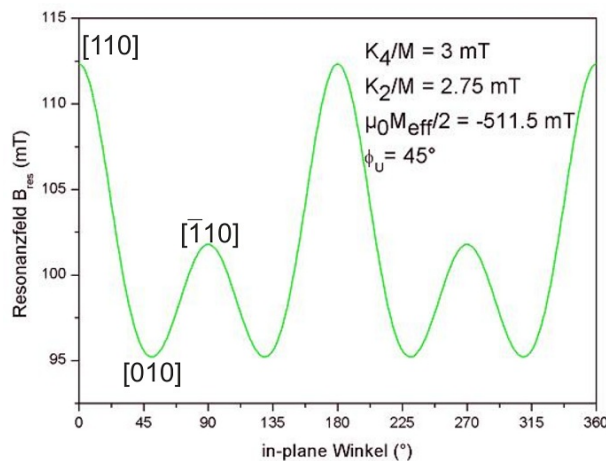


Abb. 5.18: Mittels FMR aufgenommene Resonanzlinie der 60 ML-Schicht zur Bestimmung der Anisotropiefelder

Anhand von Abbildung 5.18 kann man die leichten und schweren Richtungen der vierzähligen Kristallanisotropie bestimmen. Die leichte Richtung liegt bei 45° , da dort ein Minimum zu finden ist. Dies entspricht der $[010]$ -Richtung. Die $[110]$ - und $[\bar{1}10]$ -Richtung sind schwere Richtungen und sie liegen hier bei 0° und 90° . An der Absenkung des Maximums bei 90° erkennt man, dass dort die leichte Richtung der uniaxialen Anisotropie liegt. Hierdurch ergibt sich der Winkel $\Phi_U = 45^\circ$ in Bezug auf die leichte Richtung der Kristallanisotropie. Die Richtung $[\bar{1}10]$ ist also die leichte Richtung der uniaxialen Anisotropie, was mit den MOKE-Messungen übereinstimmt.

Um auf die in-plane Anisotropiekonstanten schließen zu können, muss man die Anisotropiefelder mit der Sättigungsmagnetisierung multiplizieren, die hier durch die SQUID-Messung ermittelt wurde. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.19 dargestellt. Man erkennt, dass die uniaxiale Anisotropie zu kleinen Schichtdicken hin deutlich zunimmt und die vierzählige Kristallanisotropie zu kleineren Schichtdicken hin bis auf Null sinkt. Wie bereits in den theoretischen Grundlagen erläutert, kann die Kristallanisotropie für genügend kleine Schichtdicken vernachlässigt werden. Dies stimmt mit den hier vorliegenden Messungen überein. Die Erhöhung der uniaxialen Anisotropie bei kleinen Schichtdicken ist darauf zurückzuführen, dass es sich bei dieser Form der Anisotropie um ein Grenzflächenphänomen handelt. Der Einfluss des Substrates, nämlich dass die freien Bindungen des GaAs anisotrop sind, kommt bei diesen kleinen Schichtdicken stark zum Tragen.

In [Ion05] wurde eine Kristallanisotropiekonstante von $K_4^{\parallel} = 3,1 \cdot 10^3 \text{ J/m}^3$ und eine

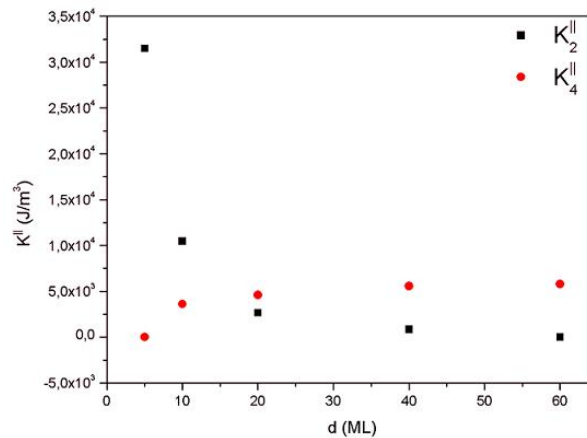


Abb. 5.19: In-plane Anisotropiekonstanten in Abhängigkeit von der Schichtdicke. K_2^{\parallel} ist hier die uniaxiale und K_4^{\parallel} die vierzählige Anisotropie.

uniaxiale Anisotropiekonstante von $K_2^{\parallel} = 46 \text{ J/m}^3$ angegeben. Im Vergleich zu den hier bestimmten Werten ist die uniaxiale Anisotropiekonstante sehr klein, was darauf zurückzuführen ist, dass es sich um größere Schichtdicken handelt (74 ML). Der Wert der Kristallanisotropiekonstanten stimmt etwa mit den hier bestimmten Werten überein. Eine mögliche Erklärung wäre, dass die Kristallanisotropiekonstante ab einer bestimmten Schichtdicke konstant bleibt, während die uniaxiale Anisotropiekonstante noch weiter stark abnimmt.

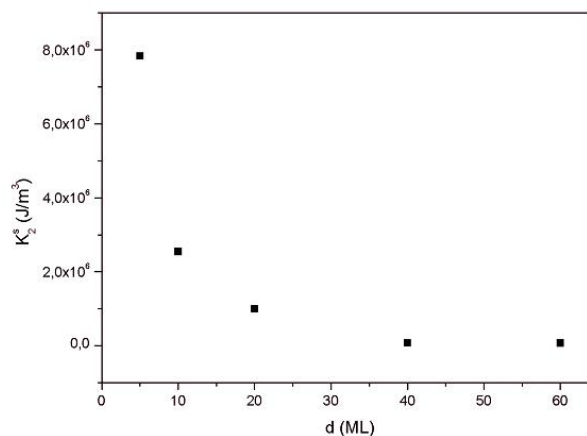


Abb. 5.20: Out-of-plane Anisotropiekonstanten K_2^s in Abhängigkeit von der Schichtdicke

Die out-of-plane Anisotropie wurde mit Hilfe der Formel $K_2^s = M(\mu_0 M + \mu_0 M_{eff})$ [Bar11] bestimmt und ist in Abbildung 5.20 dargestellt. Auch hier sieht man den Trend, dass die out-of-plane Anisotropie zu kleineren Schichtdicken hin zunimmt. Dies stimmt mit der in-plane Messung überein. Die out-of-plane Anisotropie ist jedoch um etwa zwei

Größenordnungen größer ist als die in-plane Anisotropie. Dies folgt aus der Tatsache, dass sich die magnetischen Momente schwerer aus der Ebene heraus als in der Ebene drehen lassen.

5.4 Strukturelle Untersuchungen von reinem Eisen auf $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{GaAs}(001)$

Bei einem weiterführenden Projekt wurden 2 ML reines Fe auf 20 ML Fe_3Si auf GaAs aufgedampft. Bei solch einem System könnte in einem Spininjektionsexperiment die Fe_3Si -Schicht als Spinfilter fungieren, während die Fe-Schicht aufgrund des höheren Koerzitivfeldes die Ausrichtung der Magnetisierung vorgibt. Die epitaktischen Relationen dieses Systems sind nicht bekannt. Es wurden die strukturellen Eigenschaften mittels STM und LEED untersucht, um Kenntnisse über das Nukleationsverhalten von Eisen auf Fe_3Si zu gewinnen. Hierzu wurde eine Probe mit gestufter Schicht hergestellt (siehe Abbildung 5.21), damit die LEED-Aufnahmen reproduzierbar sind, da man nur durch Verschieben der Probe vor der LEED-Optik die verschiedenen Segmente ausmessen kann.

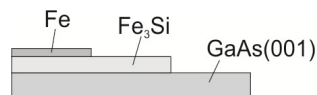


Abb. 5.21: Schematische Zeichnung der Probe mit gestufter Schicht

Direkt nach dem Aufdampfen des Fe auf die Fe_3Si -Schicht bei Raumtemperatur wurden STM-Aufnahmen von der Fe-Oberfläche gemacht, die in Abbildung 5.22 zu sehen sind.

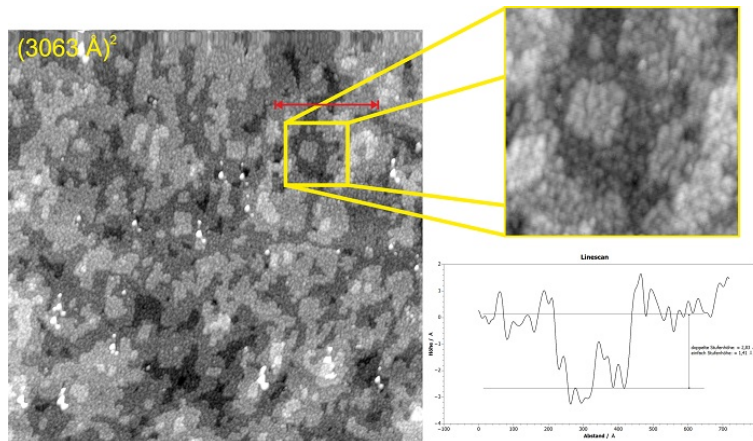


Abb. 5.22: STM-Aufnahme der mit 2 ML Fe bedeckten Fe_3Si -Oberfläche vor dem Tempern (Strom: 0,62 nA, Bias-Spannung: 1,06 V), Linescan zur Bestimmung der Stufenhöhe

Auf diesem $(3063 \text{ \AA})^2$ großen Bild ist eine granulare Struktur des Fe zu erkennen. Die Cluster haben hierbei eine mittlere Fläche von 546 \AA^2 und eine Dichte von 11 Cluster pro 100 nm^2 . Anhand der Linescans können sowohl Stufen der Höhe $2,83 \text{ \AA}$ als auch der Höhe $1,41 \text{ \AA}$ vermessen werden. Dies lässt darauf schließen, dass es sich um kristallines Eisen handelt, dessen Stufenhöhe bei $1,4 \text{ \AA}$ liegt. Außerdem sind Stufen doppelter Höhe zu sehen, also solche, die den Fe_3Si -Stufen entsprechen. Dies folgt aus der Tatsache, dass sich das Eisen auf den verschiedenen Terrassen des Eisensilizids anlagert.

Um zu untersuchen, ob das Fe beim Tempern in das Fe_3Si diffundiert, wurde die Probe bei $300 \text{ }^\circ\text{C}$ geheizt und nach dem Abkühlen wurden erneut STM-Aufnahmen gemacht (siehe Abbildung 5.23). Hier sieht man, dass sich ausgerichtete, rechteckige Terrassen bilden, deren Flächen kleiner sind als bei reinem Fe_3Si . Die Stufenhöhe von $1,43 \text{ \AA}$ deutet auf reines Fe an der Oberfläche hin. Aus dem rechten STM-Bild kann eine $2 \times$ -Periodizität in Bezug auf die Gitterkonstante des Fe_3Si von etwa 4 \AA bestimmt werden. Es wird dementsprechend ein Wert von etwa 8 \AA gemessen.

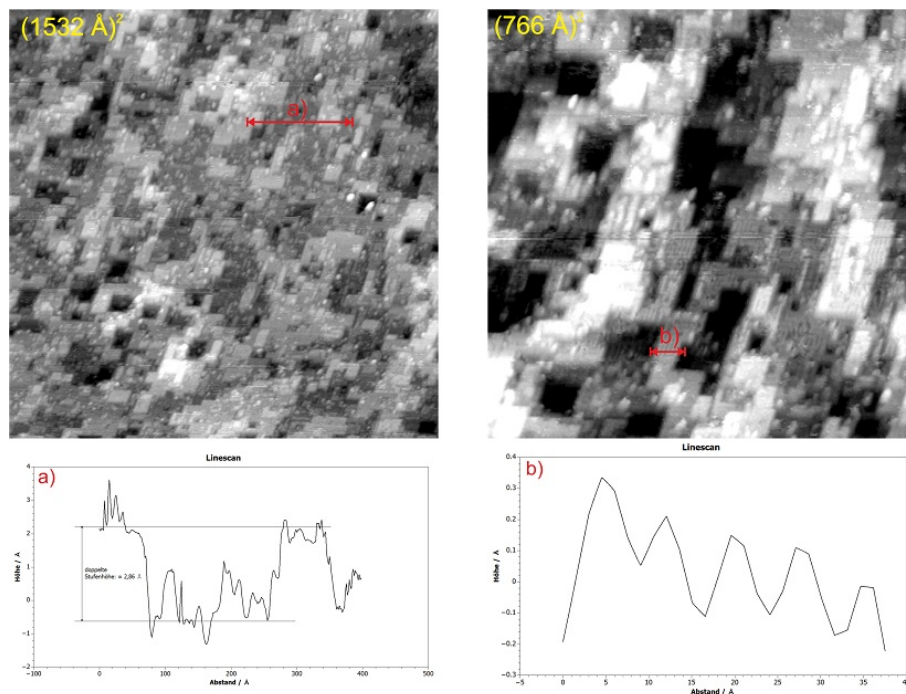


Abb. 5.23: oben: STM-Aufnahmen der mit 2 ML Fe bedeckten Fe_3Si -Oberfläche nach dem Tempern bei $300 \text{ }^\circ\text{C}$ (Strom: $1,3 \text{ nA}$ / $1,1 \text{ nA}$, Bias-Spannung: $2,44 \text{ V}$ / $0,91 \text{ V}$), unten: Linescans zur Bestimmung der Stufenhöhe und der Rekonstruktion

Zusätzlich wurden vor und nach dem Tempern LEED-Aufnahmen von den drei Segmenten der Probe erstellt. Die Aufnahmen vor dem Heizen sieht man in Abbildung 5.24. Links ist das reziproke Bild des reinen Substrates zu sehen, das die typischen Reflexe des kubischen Gitters und die Rekonstruktionen aufweist. In der Mitte befindet sich die LEED-Aufnahme des Fe_3Si , auch hier sind nur noch die Normalreflexe zu erkennen (siehe

Kapitel 3.2.4). Rechts werden die Reflexe des reinen Eisens sichtbar. Die Einheitszelle ist hier um 90° gedreht und es verschwinden die Reflexe der Fe_3Si -Einheitszelle. Dies lässt darauf schließen, dass das Fe zwar in granularer Struktur, aber trotzdem epitaktisch gewachsen ist.

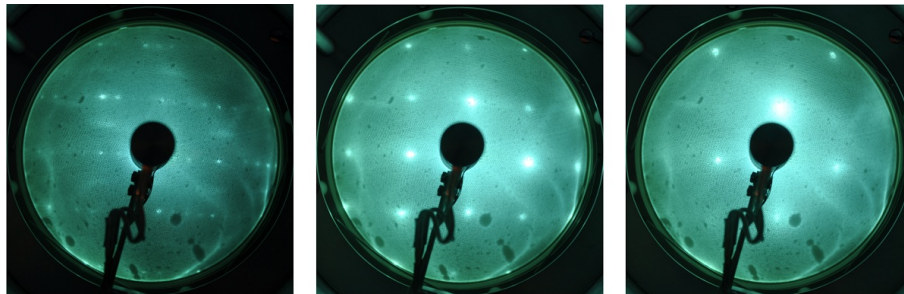


Abb. 5.24: LEED-Aufnahmen bei einer Primärenergie von 95 eV vom reinen Substrat (links), der Fe_3Si -Schicht (mitte) und der Fe-Schicht auf Fe_3Si (rechts) vor dem Tempern

Nach dem Tempern verändern sich die LEED-Bilder des Substrates und des Eisensilicids nicht. Die LEED-Aufnahme des Eisens weist jedoch eine Veränderung auf (siehe Abbildung 5.25). Die Reflexe des Fe_3Si tauchen wieder auf, was auf eine Diffusion des Fe in die Schicht darunter hindeutet. Außerdem sind Zwischenreflexe zu sehen, die auf eine Rekonstruktion schließen lassen. Es handelt sich hierbei vermutlich um eine Koexistenz von einer (2×1) - und einer (1×2) - Rekonstruktion. Dies stimmt mit den STM-Aufnahmen überein, bei denen auch eine $2 \times$ -Rekonstruktion in $[\bar{1}10]$ -Richtung beobachtet wurde.

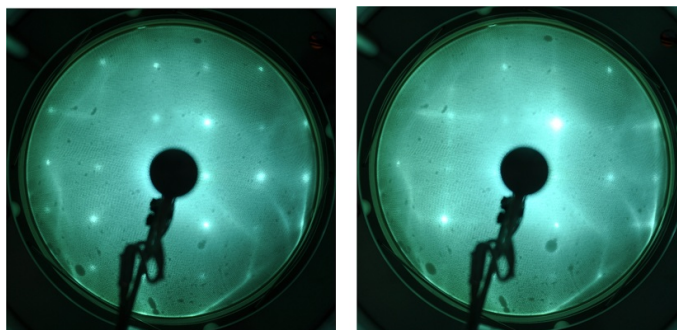


Abb. 5.25: LEED-Aufnahmen bei einer Primärenergie von 155 eV von der Fe_3Si -Schicht (links) und der Fe-Schicht auf Fe_3Si (rechts) nach dem Tempern bei 300°C

Um dieses Wachstum des Fe zu erklären, wurde ein mögliches Modell erstellt, das in Abbildung 5.26 zu sehen ist.

Das Modell zeigt, wie sich die Fe-Atome nach der Deposition auf dem Fe_3Si -Untergitter anlagern. Außerdem erkennt man, dass die Einheitszelle des Fe gegenüber der Zelle des Fe_3Si im fcc-Gitter um 90° gedreht ist, was mit dem LEED-Bild übereinstimmt.

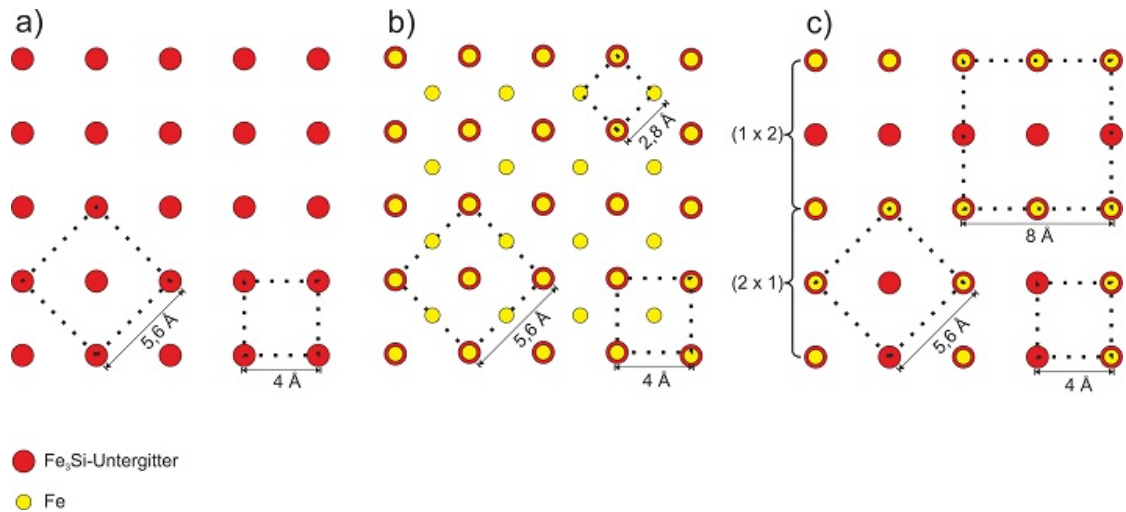


Abb. 5.26: Modell zur Erklärung des Fe-Wachstums auf $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{GaAs}(001)$. a) Fe_3Si -Kristall, b) nach der Deposition des Fe, c) nach dem Tempern. Die gestrichelten Linien repräsentieren die Einheitszellen.

In Bild c), das das System nach dem Tempern darstellt, wird die Koexistenz der verschiedenen Rekonstruktionen deutlich. Auch der Wert 8 \AA , der bei den STM-Aufnahmen gemessen wurde, ist in diesem Modell wiederzufinden und auf diese Rekonstruktionen zurückzuführen.

6 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde sowohl das System Fe_3Si auf $\text{GaAs}(001)$ als auch das System $\text{Fe}/\text{Fe}_3\text{Si}/\text{GaAs}(001)$ in Hinsicht auf ihre strukturellen und magnetischen Eigenschaften untersucht. Hierzu wurde die mittels MBE aufgedampfte Schichtdicke variiert und es wurden Untersuchungen mit STM, LEED, MOKE, SQUID und FMR durchgeführt. Zusätzlich wurden zwei $\text{GaAs}(001)$ -Substrate mit verschiedenen Rekonstruktionen verwendet, um den Einfluss der Rekonstruktion auf das Wachstum des Fe_3Si zu überprüfen.

Es wurden LEED-Bilder aufgenommen, anhand derer man auf eine reine Substratoberfläche schließen konnte. Außerdem konnten die verschiedenen Rekonstruktionen sichtbar gemacht werden.

Zusätzlich wurden Bilder mit teilweise atomarer Auflösung mittels STM aufgenommen. Hierbei zeigte sich, dass das Fe_3Si auf beiden Substraten gleich wächst. Außerdem wurde ein lagenweises Wachstum ab 5 ML aufgedampften Eisensilizids beobachtet. Es entstanden Terrassen, deren Kanten in den Richtungen $[110]$ und $[\bar{1}10]$ ausgerichtet waren. Bei kleineren Schichtdicken wurde 3D-Inselwachstum beobachtet. Durch Tempern der Probe erreichte man, dass die Inseln zusammenwachsen.

Die magnetischen Untersuchungen ergaben, dass Eisensilizid bei Raumtemperatur ein kleines Koerzitivfeld von etwa 4,4 Oe besitzt und dass $[110]$ die schwere und $[\bar{1}10]$ die leichte Richtung der uniaxialen Anisotropie sind. Das Koerzitivfeld nimmt bei tiefen Temperaturen deutlich zu, was darauf hindeutet, dass sich dort die Domänenwände schlechter bewegen lassen. Das magnetische Moment pro Atom nimmt zu kleineren Schichtdicken hin zu. Dies ist auf die veränderte Elektronenkonfiguration der Atome bei kleinen Schichtdicken zurückzuführen. Mittels FMR sind die in-plane uniaxiale und die Kristallanisotropiekonstante für verschiedene Schichtdicken bestimmt worden und es zeigte sich, dass die uniaxiale Anisotropiekonstante mit abnehmender Dicke zunimmt und die Kristallanisotropiekonstante zu kleineren Dicken hin abnimmt. Dieser Effekt ist dadurch zu erklären, dass es sich bei der uniaxialen Anisotropie um ein Grenzflächenphänomen handelt. Auch die out-of-plane Konstante konnte bestimmt werden, welche um zwei Größenordnungen größer ist als die in-plane Konstante, die jedoch auch zu kleinen Schichtdicken hin zunimmt.

Das System Fe/Fe₃Si/GaAs(001) wurde bisher nur strukturell untersucht. Es ergab sich hierbei, dass Eisen bei Raumtemperatur granular, aber epitaktisch auf Fe₃Si/GaAs wächst. Nach zusätzlichem Tempern bei 300 °C diffundiert es teilweise in das Eisensilizid und es wird eine Überstruktur gebildet. Als weitergehendes Experimente sollten sowohl die Schichtdicke des Eisens als auch die Heiztemperatur variiert werden. Auch magnetische Messungen an diesem System wie SQUID- und FMR-Messungen könnten interessante Ergebnisse hervorbringen. Außerdem besteht die Möglichkeit MOKE-Messungen während des Wachstums von Eisen durchzuführen, um die Veränderung der magnetischen Eigenschaften bei zunehmender Schichtdicke zu untersuchen.

7 Literaturverzeichnis

- [Bar11] Barsukov, I.: Mündliche Mitteilung, 2011
- [Hen94] Henzler, M., Göpel, W.: *Oberflächenphysik des Festkörpers*, 2. B.G. Teubner Stuttgart, 1994
- [Her03] Herfort, J., Schönherr, H.-P., Ploog, K.: *Epitaxial growth of Fe₃Si/GaAs(001) hybrid structures*, Applied Physics Letters **83**, 3912, 2003
- [Her04] Herfort, J. et al: *Structural and magnetic properties of epitaxial Fe₃Si/GaAs(001) hybrid structures*, Journal of Vacuum Science and Technology B **22**, 2073, 2004
- [Her05] Herfort, J. et al: *Epitaxial growth of Fe₃Si/GaAs(001) hybrid structures for spintronic application*, Journal of Crystal Growth **278**, 666, 2005
- [Her06] Herfort, J. et al: *Epitaxial Heusler alloy Fe₃Si films on GaAs(001) substrates*, Physica E **32**, 371, 2006
- [Hun07] Hunklinger, S.: *Festkörperphysik*, 1. Oldenbourg, 2007
- [Ich01] Ichimiya, A., Nishikawa, Y., Uchiyama, M.: *Surface structures of the GaAs(001)2×4 studied by RHEED rocking curves*, Surface Science **493**, 232, 2001
- [Ion05] Ionescu, A. et al: *Structural, magnetic, electronic and spin transport properties of epitaxial Fe₃Si/GaAs(001)*, Physical Review B **71**, 094401, 2005
- [Köh04] Köhler, U. et al: *In-situ analysis of thin film growth using STM*, Crystal Growth - From Fundamentals to Technology. 1. Elsevier, 319, 2004
- [Kag09] Kaganer, J. et al: *Kinetic Optimum of Volmer-Weber Growth*, Physical Review Letters **102**, 016103, 2009

- [Kit06] Kittel, C.: *Einführung in die Festkörperphysik*, 14. Oldenbourg, 2006
- [Kop07] Kopitzki, K.: *Einführung in die Festkörperphysik*, 6. Vieweg und Teubner, 2007
- [Noo07] Noor, S.: *Untersuchungen zum magnetooptischen Kerr-Effekt und zur Kerr-Mikroskopie*, Ruhr-Universität Bochum, Diplomarbeit, 2007
- [Pas88] Pashley, M., Haberern, K., Friday, W.: *Structure of GaAs(001) (2×4)-c(2×8) Determined by Scanning Tunneling Microscopy*, Physical Review Letters **60**, 2176, 1988
- [Rai92] Raith, W. (Hrsg.): Band 6, *Festkörper*, Bergmann, Schäfer, Lehrbuch der Experimentalphysik, 1. Walter de Gruyter, 1992
- [Rya04] Ryan, P. et al: *Enhanced magnetic orbital moment of ultrathin Co films on Ge(100)*, Physical Review B **69**, 054416, 2004
- [Spo04] Spodding, D.: *Untersuchung mittels Ferromagnetischer Resonanz an Kobalt, Nickel und Eisen Filmen aus elektrochemischer und molekular epitaktischer Abscheidung*, Ruhr-Universität Bochum, Dissertation, 2004
- [Sta01] Starke, U. et al: *Structural and compositional reversible phase transitions on low-index Fe₃Si surfaces*, Europhysics Letters **6**, 822, 2001
- [Tom07] Tomaz, C.: *In situ ferromagnetische Resonanz an Fe-basierten Monolagen auf GaAs(011) und (001)*, Universität Duisburg-Essen, Diplomarbeit, 2007
- [Was05] Wastblauer, G., Bland, J.: *Structural and magnetic properties of ultrathin Fe films on GaAs(001) and related semiconductor substrates*, Advances in Physics **54**, 137, 2005
- [Xue95] Xue, Q. et al: *Structures of the Ga-Rich 4×2 and 4×6 Reconstructions of the GaAs(001) Surface*, Physical Review Letters **74**, 3177, 1995
- [Özk10] Özkan, M.: *Strukturelle und magnetische Untersuchungen von Ferromagnet-schichten auf Verbindungshalbleitern*, Ruhr-Universität Bochum, Masterarbeit, 2010
- [Zei91] Zeidler, T.: *Magneto-Optische Untersuchungen an epitaktischen Schichten*, Ruhr-Universität Bochum, Diplomarbeit, 1991

A Anhang

Im Folgenden finden sich zusätzliche Grafiken, von denen eine die im Text gemachten Aussagen über den zeitlichen Verlauf des Partialdrucks während des Decappings von Arsen verifiziert. Zwei weitere Abbildungen zeigen die im Kapitel 3.3.2 beschriebenen Kalibrierungsmessungen. Zusätzlich wird exemplarisch eine Originalmessung der FMR-Messung dargestellt, die als Grundlage zur weiteren Auswertung dient.

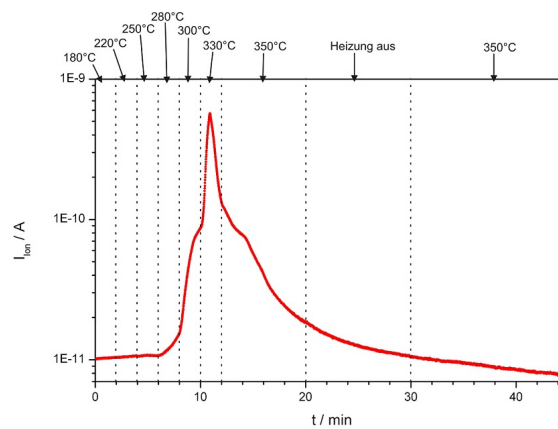


Abb. A.1: Zeitlicher Verlauf des Partialdrucks an Arsen (Masse 75) in der UHV-Kammer während des As-Decappings gemessen mit einem QMS.

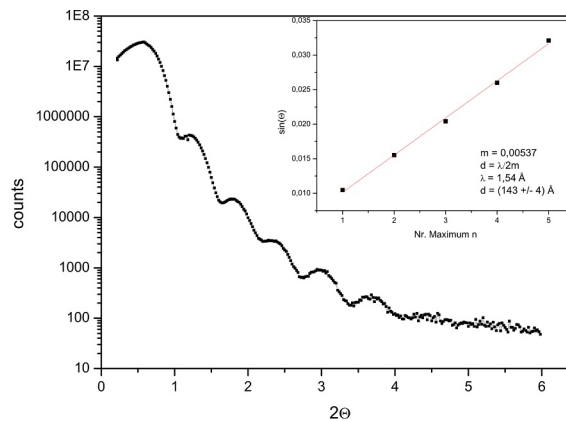


Abb. A.2: Kleinwinkelröntgenmessung zur Kalibrierung des Schwingquarzes des Eisen-Verdampfers. Es ergibt sich, dass $1 \text{ \AA} \approx 21 \text{ Hz}$ entspricht.

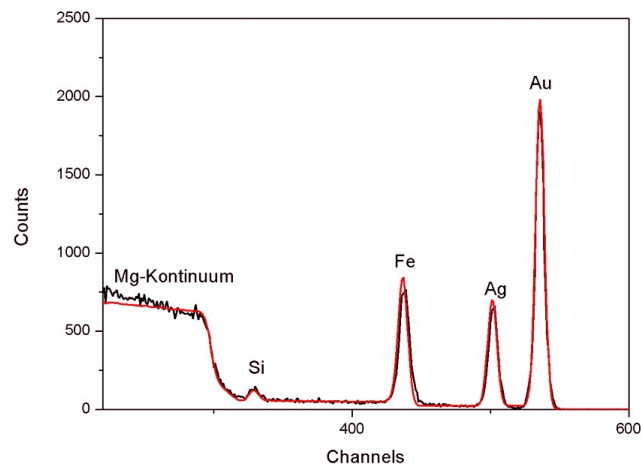


Abb. A.3: RBS-Messung zur Bestimmung der Fe-Si-Zusammensetzung und der Schichtdicke auf dem MgO-Spacer. Die Schichtdicke des reinen Eisens ist $d_{Fe} = 44,9 \text{ \AA}$, daraus folgt für den Schwingquarz an diesem Verdampfer $1 \text{ \AA} \cong 31 \text{ Hz}$. Für das reine Silizium wird eine Schichtdicke von $23,7 \text{ \AA}$ gemessen. Die schwarze Linie repräsentiert die Messung und die rote eine entsprechende Simulation.

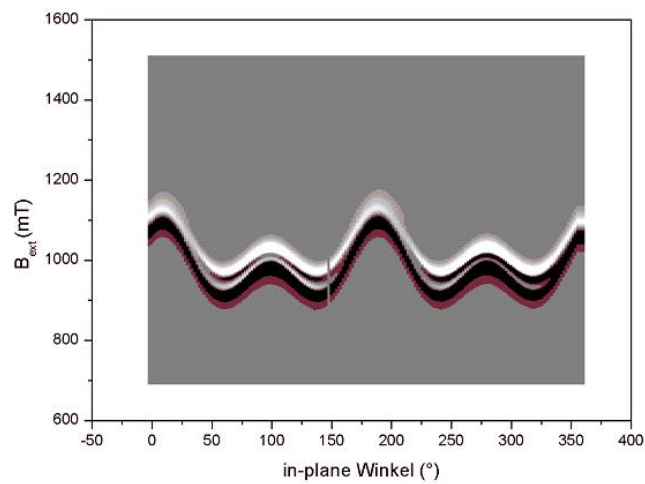


Abb. A.4: Verschiedene Resonanzlinien in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld und des in-plane Winkels aufgenommen mit FMR (exemplarisches Bild der 60 ML-Schicht).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Ulrich Köhler für die interessante Themenstellung und Betreuung meiner Bachelorarbeit bedanken.

Weiterhin gilt mein Dank Herrn Prof. Dr. Kurt Westerholt für die Übernahme des Koreferates.

Außerdem möchte ich den Mitgliedern der AG Oberflächenphysik Sebastian Frey, Carsten Godde, Christian Klump, Martin Kroll und Sani Noor für die freundliche und äußerst humorvolle Arbeitsatmosphäre danken. Besonders gilt mein Dank Sani Noor für die Betreuung und die Begleitung während meiner Arbeitszeit.

Den weiteren Mitarbeitern der Arbeitsgruppe Oberflächenphysik, besonders Cornelia Leschke und Elisabeth Bartling, danke ich für die stetige Hilfsbereitschaft.

Ich danke Dr. Detlef Rogalla für die Durchführung und Auswertung der RBS-Messung. Zusätzlich gilt mein Dank Arne Ludwig vom Lehrstuhl für angewandte Festkörperphysik für die Herstellung und Bereitstellung der Substrate.

Dank auch an Igor Barsukov und Nikita Melnichak der AG Farle der Universität Duisburg-Essen für die Durchführung und die Hilfe bei der Auswertung der FMR-Messungen.

Des Weiteren möchte ich meiner Familie und meinen Freunden für die Unterstützung während meiner Arbeit herzlichst danken.