



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

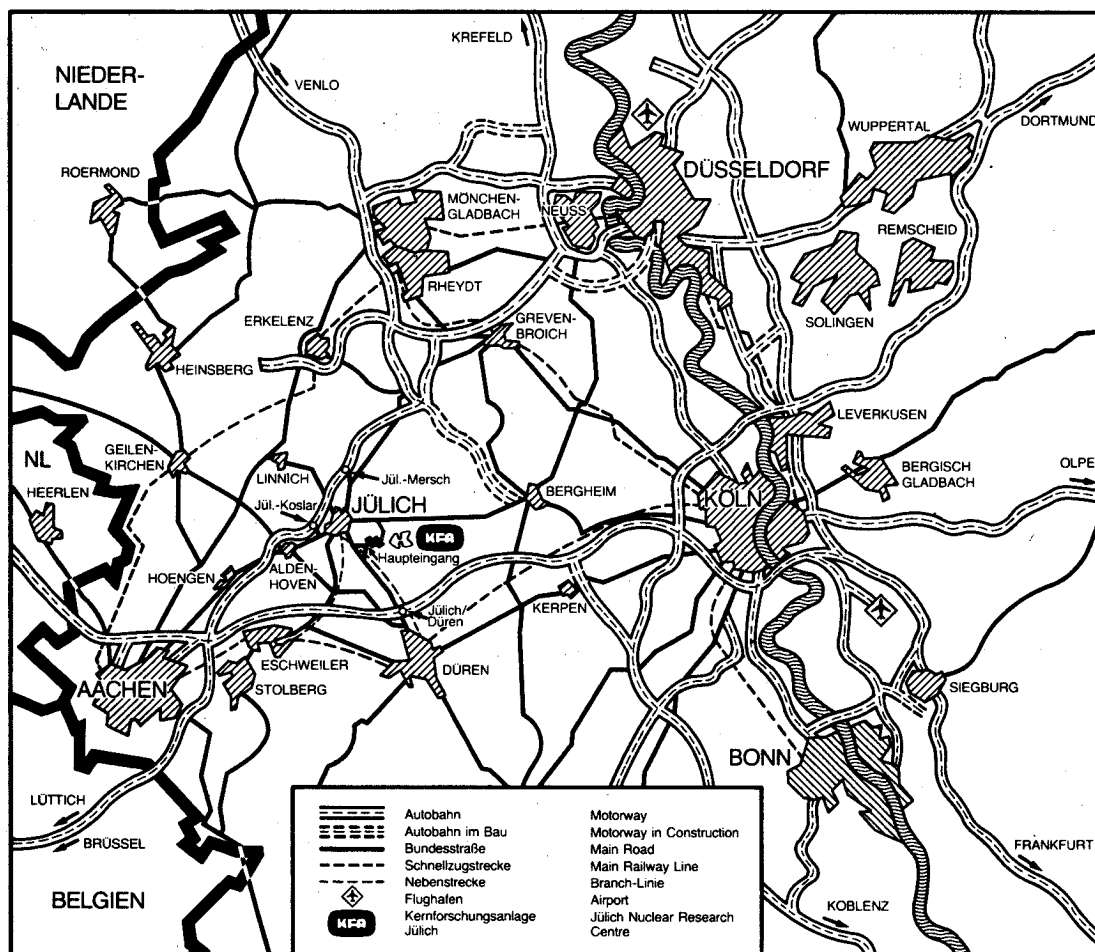
Institut für Festkörperforschung

**Magnetooptische Untersuchungen an
epitaktischen EuS-Schichten und
(EuS / SrS)-Schichtsystemen**

von

Manuel Mirabal-Garcia

Jül - 1910
April 1984
ISSN 0366-0885



Als Manuskript gedruckt

Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 1910

Institut für Festkörperforschung Jülich – 1910

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH

Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)

Telefon: 02461/610 · Telex: 833556-0 kf d

Magnetooptische Untersuchungen an epitaktischen EuS-Schichten und (EuS / SrS)-Schichtsystemen

von

Manuel Mirabal-Garcia

*D 38 (Diss. Uni. Köln)

ABSTRACT

Magneto-optical studies of epitaxial EuS ferromagnetic semiconductor single films, (EuS/SrS) layered structures and $\text{Eu}_x\text{Sr}_{1-x}\text{S}$ homogeneously mixed films grown by molecular beam epitaxy (MBE) on silicon substrates are reported. The critical field strength for domain nucleation, H_K , the coercive field, H_C , and the saturation field, H_S , have been studied as a function of temperature between 6 and 14.5 K and as a function of angle varied between the magnetically easy and hard axes of (110)- and (111)-EuS films. By extrapolating the linear decrease of $H_{K,C,S}^2$ vs. T to zero the Curie temperature of the (110)- and (111)-EuS films has been determined to $(15.3 \pm 0.2)\text{K}$ and $(14.5 \pm 0.2)\text{K}$ respectively.

Brillouin light scattering experiments from acoustic spin waves done on these ferromagnetic samples were evaluated with the Damon-Eshbach theory [2] by taking the temperature and field dependence of the magnetization $J(T, B_0)$ from the molecular field theory. All the EuS samples were also investigated in the paramagnetic region up to 300 K where the Brillouin spectroscopy proved to be able to measure the Zeeman splitting of the $^8\text{S}_{7/2}$ ground state of Eu^{2+} ions.

<u>Inhaltsverzeichnis</u>	Seite
<u>Einleitung</u>	1
<u>1. Magnetooptik</u>	2
1.1. Einleitung	2
1.2. Magnetooptische Effekte	3
1.2.1. Faraday-Effekt	3
1.2.2. Voigt-Effekt	4
1.2.3. Kerr-Effekte	4
1.3. Magnetooptische Geometrien	4
1.3.1. Transmissionseffekte	5
1.3.2. Reflexionseffekte	5
<u>2. Experimentbeschreibung</u>	6
2.1. Tieftemperatursystem	6
2.1.1. Temperaturregelung	7
2.1.2. Messung von tiefen Temperaturen	7
2.2. Magnetfeldsystem	7
2.3. Signalverarbeitung	7
2.4. Probenpräparation	9
<u>3. Magnetooptische Untersuchungen</u>	11
3.1. Voigt-Effekt-Messungen	11
3.2. Magnetische Bereichsstrukturuntersuchungen	12
3.3. Kristallanisotropie	14
3.4. Ummagnetisierungsvorgang	16
3.5. Magnetooptische Methode zur T_c -Bestimmung	22
<u>4. Lichtstreuung an Spinwellen in ferromagnetischen EuS-Schichten</u>	26
4.1. Klassische Beschreibung	26
4.2. Spinwellenmoden in dünnen ferromagnetischen Schichten	28
4.3. Molekularfeldparameter von EuS für die Auswertung der Lichtstreuenspektren	29
4.3.1. Sättigungsmagnetisierung	31

	Seite
4.3.2. Temperatur- und Feldabhängigkeit der Magnetisierung	32
4.4. Meßmethode	34
4.5. Probeneinflüsse auf die Lichtstreuenspektren	36
<u>5. Ergebnisse und Diskussion der Lichtstreuexperimente</u>	37
5.1. EuS-Einzelschichten	38
5.2. Lichtstreuung an dem homogen gemischten $\text{Eu}_x\text{Sr}_{1-x}\text{S}$ -System	46
5.3. (EuS/SrS)-Mehrfachschichten	50
5.4. Zeeman-Aufspaltung in $^{12}\text{C}^+$ /KCl-Einkristallen	53
<u>Zusammenfassung</u>	55
<u>Anhang: Magnetische Wände</u>	57
<u>Literaturverzeichnis</u>	60

Einleitung

Der magnetische Halbleiter EuS hat NaCl Struktur, ordnet ferromagnetisch unterhalb $T_c = 16,5$ K (EuS-Bulk), und hat eine elektronische Bandlückenenergie von $E_g = 1,65$ eV. Der Grundzustand der $4f^7$ -Konfiguration des Eu^{++} -Ions ist $^8S_{7/2}$. EuS zeigt starke magnetooptische Effekte im sichtbaren Bereich in der Nähe der Absorptionskante. Im Rahmen dieser Arbeit werden magnetooptische Untersuchungen in Transmission mittels Voigt-Geometrie und in Reflexion mittels Kerr-Effekt an dünnen ferromagnetischen EuS-Schichten mit dem HeNe-Laser (632,8 nm) durchgeführt, um magnetische Messungen der Winkel- und Temperaturabhängigkeit von Hystereseeigenschaften bei der Ummagnetisierung einer EuS-Schicht ermitteln zu können. Der Magnetisierungszustand dieser ferromagnetischen Schichten wird auch mit Hilfe eines verbesserten Verfahrens bei der Domänenbeobachtung mit Laser-Licht visuell aus dem dynamischen Verhalten der Domänenstrukturen abgeleitet.

Im zweiten Teil dieser Arbeit werden wir uns mit Lichtstreuung an Spinwellen in EuS-Schichten beschäftigen. Dafür läßt sich die experimentelle Meßanordnung sehr gut mit der magnetooptischen Untersuchungsmethode kombinieren. Alle Experimente werden im Temperaturbereich von 5 K bis 300 K durchgeführt.

Mit Hilfe der Lichtstreuung werden Spinwellen untersucht, die in den magnetisch in Schichtebene gesättigten Proben senkrecht zur statischen Magnetisierung in Schichtebene propagieren. Die Lichtstreuexperimente werden mit Hilfe eines hochauflösenden Fabry-Perot-Interferometers, das von J.R. Sandercock /1/ entwickelt wurde, durchgeführt. Der mit dieser Anordnung erzielte Kontrast ist ausreichend, um die inelastischen Linien von dem elastischen Anteil des Laser-Lichtes zu trennen. Die Frequenzverschiebungen der Volumen- und Oberflächenmoden werden als Funktion der Temperatur und auch des äußeren Magnetfeldes für eine Reihe von einfachen EuS- und geschichteten (EuS/SrS)-Schichten bis zu dem homogen verdünnten $\text{Eu}_x\text{Sr}_{1-x}\text{S}$ -System untersucht. Das Ziel der Lichtstreuuntersuchungen ist es, das beobachtete magnetische Verhalten der Spinwellen des EuS-Materials makroskopisch durch die Angabe der magnetischen Polarisation J in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld B_0 und der Temperatur T zu beschreiben. Dafür werden die experimentellen Ergebnisse in erster Näherung im Rahmen der Weiss'schen Molekularfeld- und Damon-Eshbach-Theorie /2/ ausgewertet.

1. Magnetooptik

1.1 Einleitung

Magnetooptik bezeichnet alle Erscheinungen, die auf der Beeinflussung des Lichtes durch magnetische Felder beruhen. Diese Forschungsrichtung wurde begründet von M. Faraday /3/ dem es 1846 gelang, eine Drehung der Polarisationssebene von Licht unter dem Einfluss eines Magnetfeldes nachzuweisen. Moderne Lichtquellen wie Laser ebenso wie immer empfindlichere Nachweismethoden haben verständlicherweise auch das Interesse an solchen Effekten neu geweckt. Es wird hier vor allem darum gehen, wie man die magnetooptischen Effekte bei der Sichtbarmachung von magnetischen Domänen ausnutzen kann. Ein großer Vorteil der magnetooptischen Methode besteht dabei darin, daß man im Gegensatz z. B. zur Bittertechnik auch noch schnell ablaufende Ummagnetisierungsprozesse zeitlich verfolgen kann. Da in den verschiedenen Geometrien in denen man solche Beobachtungen machen kann, verschiedene magnetooptische Effekte genutzt werden, müssen wir uns zunächst hiermit und der Frage, wie diese Effekte von der Magnetisierung der Probe abhängen, beschäftigen. Der Grund für das Auftreten magnetooptischer Effekte liegt darin, daß die Polarisierbarkeit der für die Lichtausbreitung im Medium verantwortlichen Elektronen durch die Magnetisierung verändert wird. Dies kann klassisch auf das Auftreten von Lorentz Kräften zurückgeführt werden. Quantenmechanisch liegt die entscheidende Wechselwirkung in der Spin-Bahn-Koppelung. Auch die im zweiten Teil dieser Arbeit beschriebenen Lichtstreuexperimente können auf die Veränderung der optischen Konstanten des Mediums durch die Magnetisierung zurückgeführt werden, es handelt sich dabei also ebenfalls um magnetooptische Effekte. Eine eingehendere Darstellung findet man z. B. in Ref. /4/.

1.2 Magnetooptische Effekte

1.2.1 Faraday-Effekt

Für die Experimente zur Untersuchung der Faraday-Rotation wird die Geometrie benutzt, die im Bild 1.1 gezeigt ist.

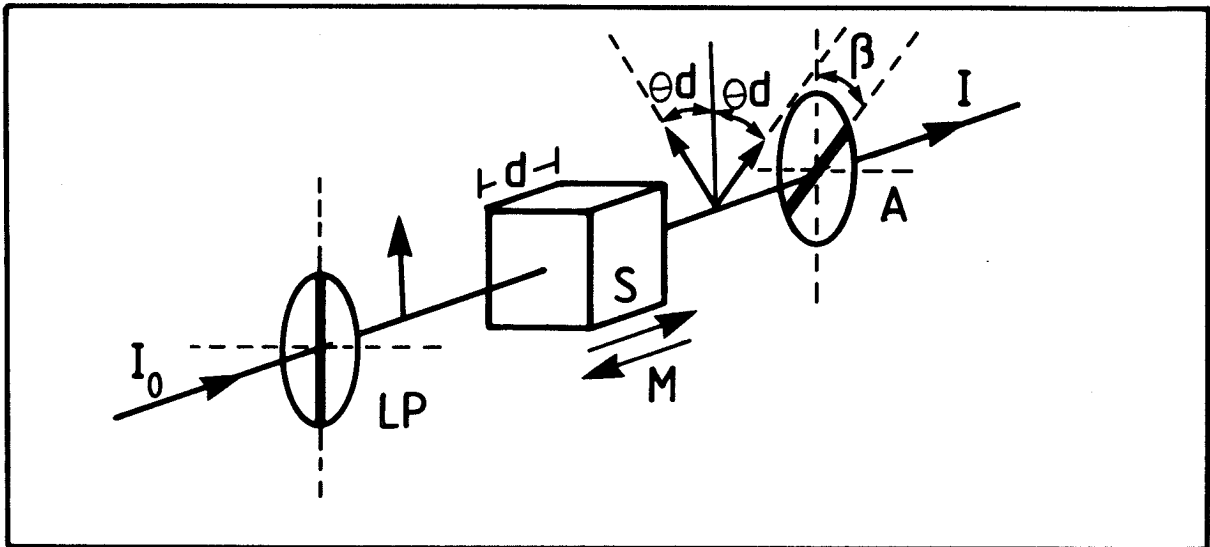


Abb. 1.1 - Faraday-Effekt-Geometrie. LP: Linear Polarisator; S: Probe; M: Magnetisierung; d: Dicke der Probe; A: Analysator.

Die Ausbreitungsrichtung des linearen polarisierten Lichtes ist dabei parallel oder antiparallel zur Magnetisierung der Probe. Man erhält eine Drehung der Polarisationsebene um einen Winkel θd wobei θ eine Materialkonstante und d die Dicke der Probe ist. Man nennt dies die Faradaydrehung. Bei Umkehr der Magnetisierungsrichtung wechselt sie das Vorzeichen ist aber von der gleichen absoluten Größe. Hinter der Probe steht ein Analysator der um einen Winkel β gegenüber dem Polarisator gedreht ist.

Wenn man die Verluste durch Reflexion vernachlässigt, so bekommt man für die transmittierte Intensität I des Lichts hinter dem Analysator die Beziehung

$$I = I_0 e^{-\alpha d} \sin^2(\beta \pm \theta d) \quad (1.1)$$

Dadurch wird die Extinktionskonstante α definiert, d. h. α ist die reziproke Entfernung, bei der die Lichtintensität auf den e-ten Teil abgefallen ist. Ihr Kehrwert ist die Eindringtiefe δ des Lichts im Material.

1.2.2 Voigt-Effekt

Ist die Ausbreitungsrichtung des durch eine Probe transmittierten Lichtstrahles senkrecht (statt wie beim Faraday-Effekt parallel) zur Magnetisierung so erhält man den Voigt-Effekt.

1.2.3 Kerr-Effekte

Fällt linear polarisiertes Licht auf die Oberfläche eines magnetisierten Mediums unter einem Einfallswinkel ϑ , so erhält man im reflektierten Licht die verschiedenen Kerr-Effekte. Im allgemeinen ist das reflektierte Licht elliptisch polarisiert. Die Drehung der Polarisationssebene hängt von der Größe und Richtung der Magnetisierung an der reflektierenden Oberfläche ab. Zur Beschreibung des Effekts dienen also der Drehwinkel und die Elliptizität.

Wenn das reflektierte Licht durch ein geeignetes Analysatorsystem beobachtet wird, ist es möglich, unter bestimmten Bedingungen, visuelle Beobachtungen magnetischer Strukturen kontrastreich mit unterschiedlichen Magnetisierungsrichtungen durchzuführen [5].

1.3 Magnetooptische Geometrien

Das Bild 1.2 gibt eine Zusammenfassung der verschiedenen magnetooptischen Effekte.

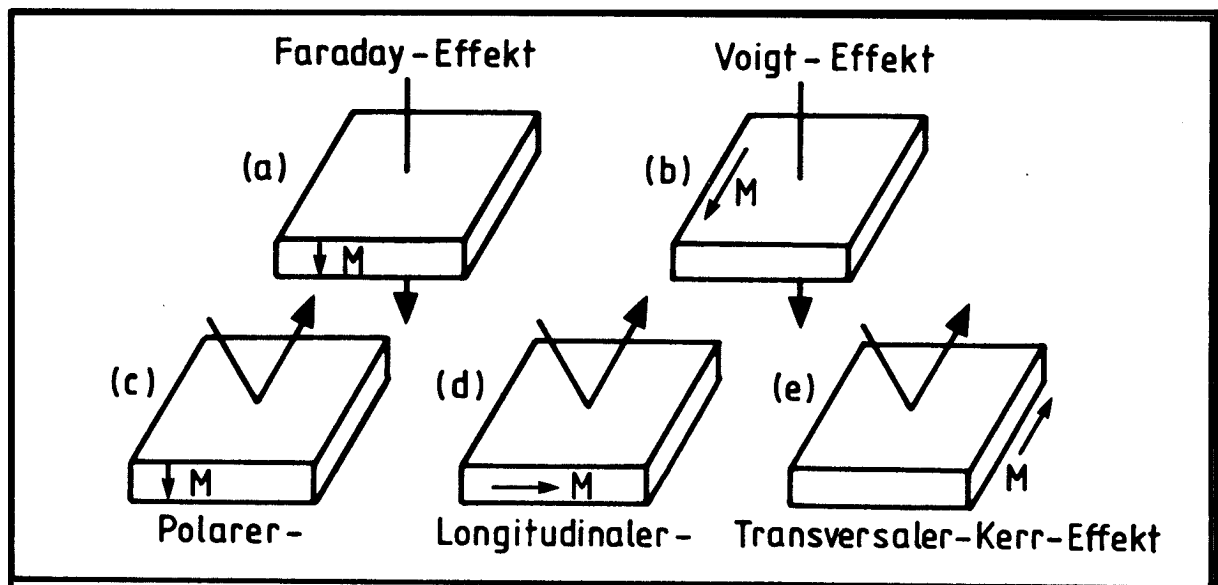


Abb. 1.2

In diesen Geometrien erhält man folgende Abhängigkeiten von der Magnetisierung M .

1.3.1 Transmissionseffekte

- a) Magnetisierung M parallel oder antiparallel zur Fortpflanzungsrichtung des Lichtes. Faraday-Effekt: Linear in M .
- b) Magnetisierung M senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung des Lichtes. Voigt-Effekt: Quadratisch in M .

1.3.2 Reflexionseffekte

- c) Magnetisierung M senkrecht zur Probenoberfläche: polarer Kerr-Effekt
- d) Magnetisierung M parallel zur Probenoberfläche und Einfallsebene des Lichtes: longitudinaler Kerr-Effekt
- e) Magnetisierung M parallel zur Probenoberfläche, aber senkrecht zur Einfallsebene des Lichtes: transversaler Kerr-Effekt

In erster Näherung sind die drei magnetooptischen Kerr-Effekte linear in M , besitzen aber auch quadratische Anteile.

Wie bereits erwähnt hat die magnetooptische Domänenbeobachtung gegenüber der Magnetpulvermethode /6/ den Vorteil, daß damit die Dynamik des Ummagnetisierungsprozesses trägeheitslos visuell verfolgt werden kann. Eine weitere Verbesserung ergibt sich durch die Verwendung von Lasern.

Wenn z. B. Halogen-Lampen als Lichtquelle zur Beobachtung magnetischer Bezirke benutzt werden, hat man den Nachteil, daß wegen der Kleinheit des Effektes und der schwachen Intensität des transmittierten Lichtes durch die ganze Optik, der magnetooptische Effekt nur sehr kontrastarme Bilder liefert. Mit dem Laserlichtverfahren, das in Kapitel 3 ausführlich erläutert wird, wird neben einer Vereinfachung des Verfahrens auch eine beträchtliche Kontrastverbesserung erreicht.

2. Experimentbeschreibung

2.1 Tieftemperatursystem

Für die magnetooptischen Untersuchungen an ferromagnetischen Halbleiter-EuS-Schichten wurde zunächst ein Tieftemperatursystem aufgebaut, mit dem Temperaturen im Bereich von 5 K bis 300 K eingestellt werden können. Es wurde ein für optische Messungen geeigneter Verdampferkryostat in Betrieb genommen. Darin werden die Proben durch Kontaktgas vom Wärmeaustauscher gekühlt. Zur Temperaturregelung dienen ein Kohlewiderstand und ein Thermistor, sowie eine 24Ω Heizwicklung. Die Abb. 2.1 zeigt die Anordnung zur Erzeugung von tiefen Temperaturen mit flüssigem Helium.

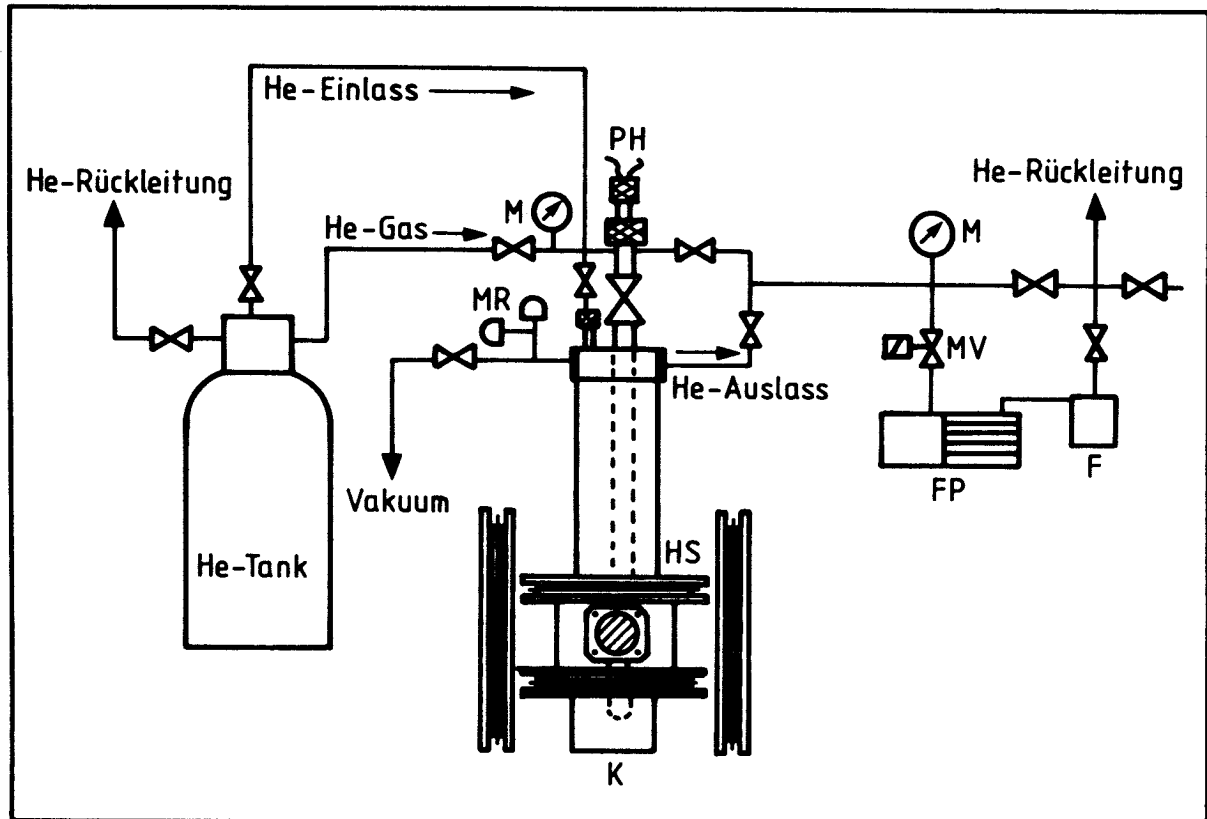


Abb. 2.1 - Tieftemperatur-System; K:Kryostat; M:Manometer; MR:Vakuum-Meßröhre; MV:Magnetisches Ventil; FP:Förderpumpe; F:Filter; PH:Probenhalter; HS: Helmholtz-Spulen

2.1.1. Temperaturregelung

Die Temperaturregelung wurde mit einem elektronischen Regelgerät durchgeführt. Dieses Gerät speist die im Kryostaten eingebaute Heizwicklung mit konstanter Leistung. Die eingestellte Temperatur wird nun geregelt durch den veränderlichen Kühlmittel-durchfluß. Ein elektromagnetisches Ventil, welches vom Regler gesteuert wird, übernimmt diese Funktion.

2.1.2. Messung von tiefen Temperaturen

Die Temperatur wurde dicht an der Probe mit einem Kohle-Glas-Fühler gemessen, dessen Magnetfeldabhängigkeit vernachlässigbar ist. Der Meßfehler beträgt im Bereich von 4 K bis 40 K ± 0.2 K und von 40 K bis 300 K ± 0.5 K.

Durch Einstrahlung des Laserlichtes auf die Probe, erhöht sich deren Temperatur um ca. 1 K. Um festzustellen, ob der Temperaturfühler solche Temperaturerhöhungen durch die Einstrahlung richtig erfaßt, wurde der Laserstrahl einmal auf die Probe und einmal auf den Temperaturfühler fokussiert. Dabei wurde kein Temperaturunterschied (innerhalb des Meßfehlers) gemessen.

2.2. Magnetfeldsystem

Zwei um 90° versetzte Helmholtz-Spulen dienen zur Erzeugung äußerer Magnetfelder für die magnetooptischen Experimente (siehe Abb. 2.1). Die Eichkurven für die senkrecht bzw. parallel zur Einfallsebene des Lichtes erzeugten Magnetfelder $H_{\perp}$ und $H_{\parallel}$ zeigt die Abb. 2.2.

2.3 Signalverarbeitung

Als Lichtquelle dient ein HeNe-Laser ($\lambda = 632.8$ nm), dessen maximale Leistung etwa 100 mW beträgt. Je nach Aufgabestellung wird der reflektierte bzw. transmittierte Strahl von einem Photomultiplier aufgefangen und das magnetooptische Signal von einem XY-Schreiber aufgezeichnet. Abbildung 2.3 zeigt die Anordnung für Kerr-Effekt-Untersuchungen.

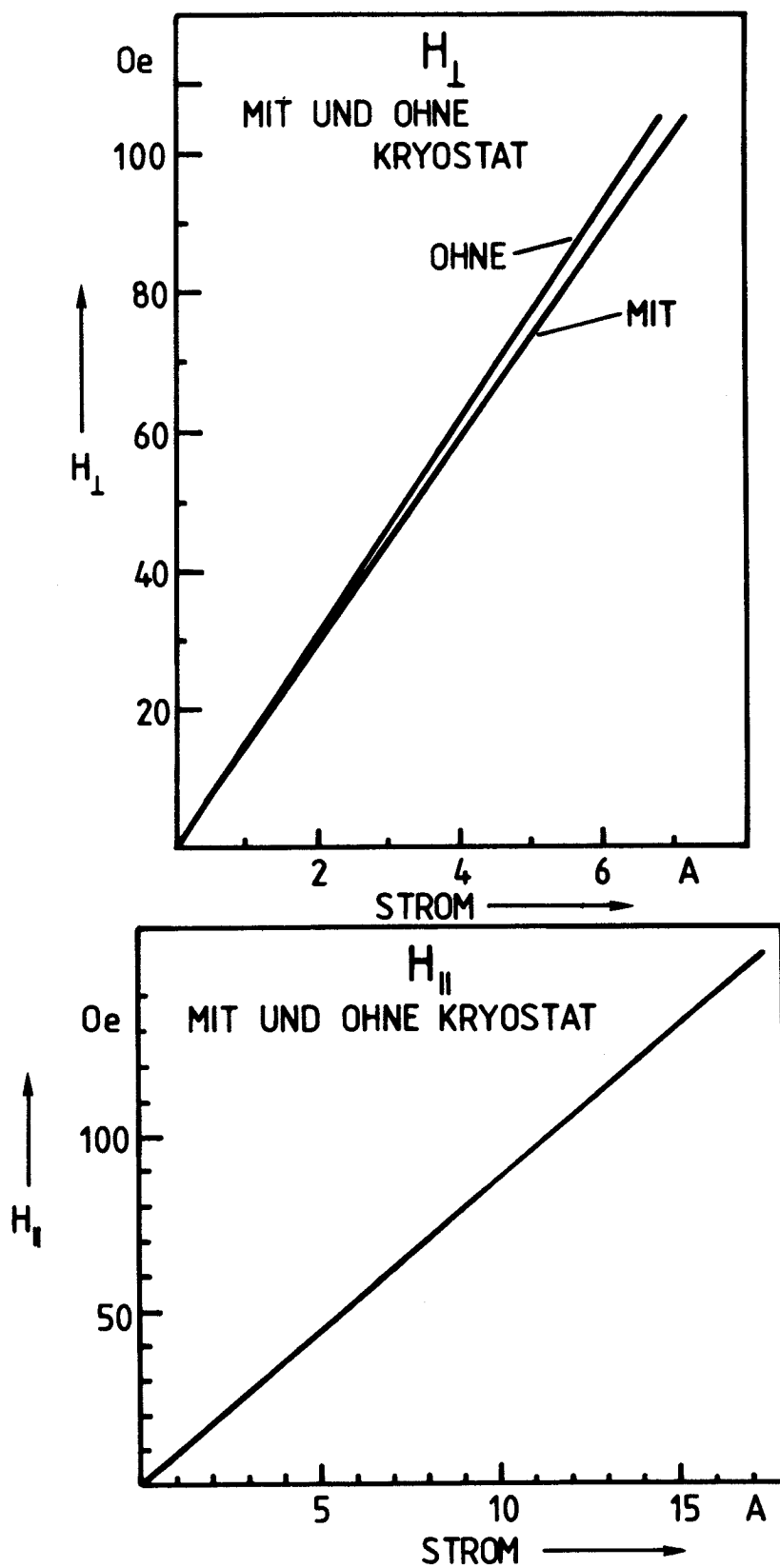


Abb. 2.2 - Äußere Magnetfelder; (a): Magnetfeld senkrecht zur Einfallsebene;
(b): Magnetfeld parallel zur Einfallsebene; Meßgenauigkeit: ± 1 Oe

Die Erzeugung und Regelung des Magnetfeldes geschieht mit einem bipolaren Netzgerät. Vor dem Photomultiplier befindet sich ein $\lambda/4$ -Plättchen, welches zur Ausschaltung von Elliptizität und zusammen mit einem Analysator zur Verbesserung des Kontrastes dient. Das Interferenzfilter wird hier benutzt, um Licht aus der Umgebung zu unterdrücken.

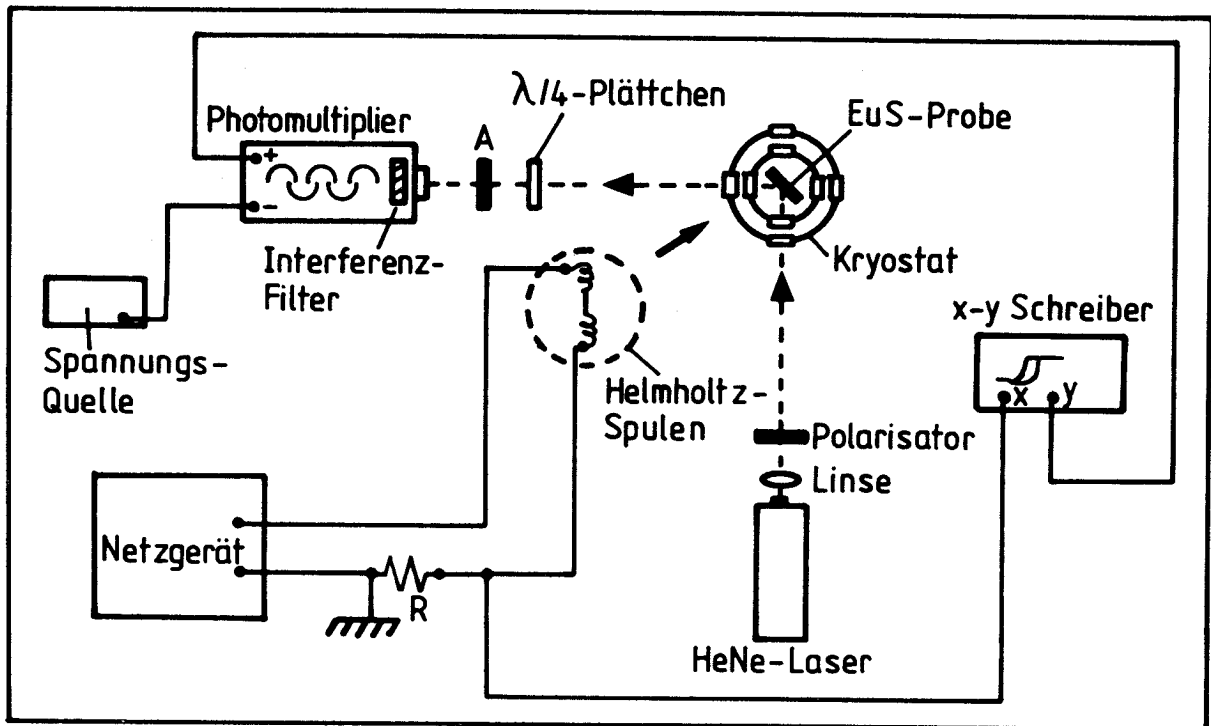


Abb. 2.3 - Experimentelle Anordnung für Kerr-Effekt

2.4. Probenpräparation

Die Präparation einkristalliner EuS-Einfachschichten, geschichteter $(\text{EuS}/\text{SrS})_N$ -Strukturen und homogen gemischter $\text{Eu}_x\text{Sr}_{1-x}\text{S}$ -Einfachschichten auf Si(111)- und Si(110)-Substraten wurde für die magnetooptischen- und Lichtstreu-Experimente mit der Molekularstrahl-Epitaxie(MBE)-Anlage am IFF (Magnetismus) Jülich durchgeführt. Dieses MBE-System bietet die Möglichkeit bei der Herstellung in situ und unter Ultrahochvakuum(UHV)-Bedingungen die Charakterisierung der Schichtstrukturen mit Hilfe von RHEED-Mustern zu kontrollieren. Auch mit Hilfe eines Auger-Elektronenspektrometers (AES) oder des Ionenrückstreuungsspektrometers (ISS) können chemische Tiefenprofilanalysen durchgeführt werden (siehe Ref. /7/). Die EuS- und SrS Molekularstrahlen wurden durch direkte Einstrahlung von Elektronen auf diese Substanzen, die sich in Wolfram Tiegel befanden, erzeugt. Die Materialien erreichten dabei Temperaturen von 2500°C.

Für epitaxiales Wachstum des ferromagnetischen Halbleiters EuS auf Silizium-Substraten benötigt man typische Aufdampfraten von 0.1 nm/s bei Substrattemperaturen von etwa 1000°C. Die Schichtdicke der Proben wurde interferometrisch nach der Tolansky-Methode bestimmt /8/. Dieses Verfahren erlaubt eine Genauigkeit von etwa ± 5.0 nm.

Durch ein Schwingquarzsystem wurde während des Aufdampfvorgangs auch die Masse m der Schicht bestimmt, die bei bekannter Dichte ebenfalls eine Bestimmung der Schichtdicke erlaubt.

3. Magnetooptische Untersuchungen

3.1. Voigt-Effekt-Messungen

Wie im Kapitel 1 erwähnt, weist der magnetooptische Voigt-Effekt (MOVE) eine quadratische Abhängigkeit von der Magnetisierung auf. Hierdurch wird eine normale Hystereseschleife, wie sie z.B. mit der Kerr-Effekt-Geometrie aufgenommen werden kann, die nach Kap. 1 eine ungefähr lineare Abhängigkeit von der Magnetisierung haben sollte, deutlich verzerrt. (siehe Abb. 3.1). Im Magnetisierungszustand ① werden Analysator und $\lambda/4$ -Plättchen in die Auslöschposition gebracht. Das bei dem Ummagnetisierungsvorgang entstehende magnetooptische Signal ist symmetrisch zur vertikalen Achse.

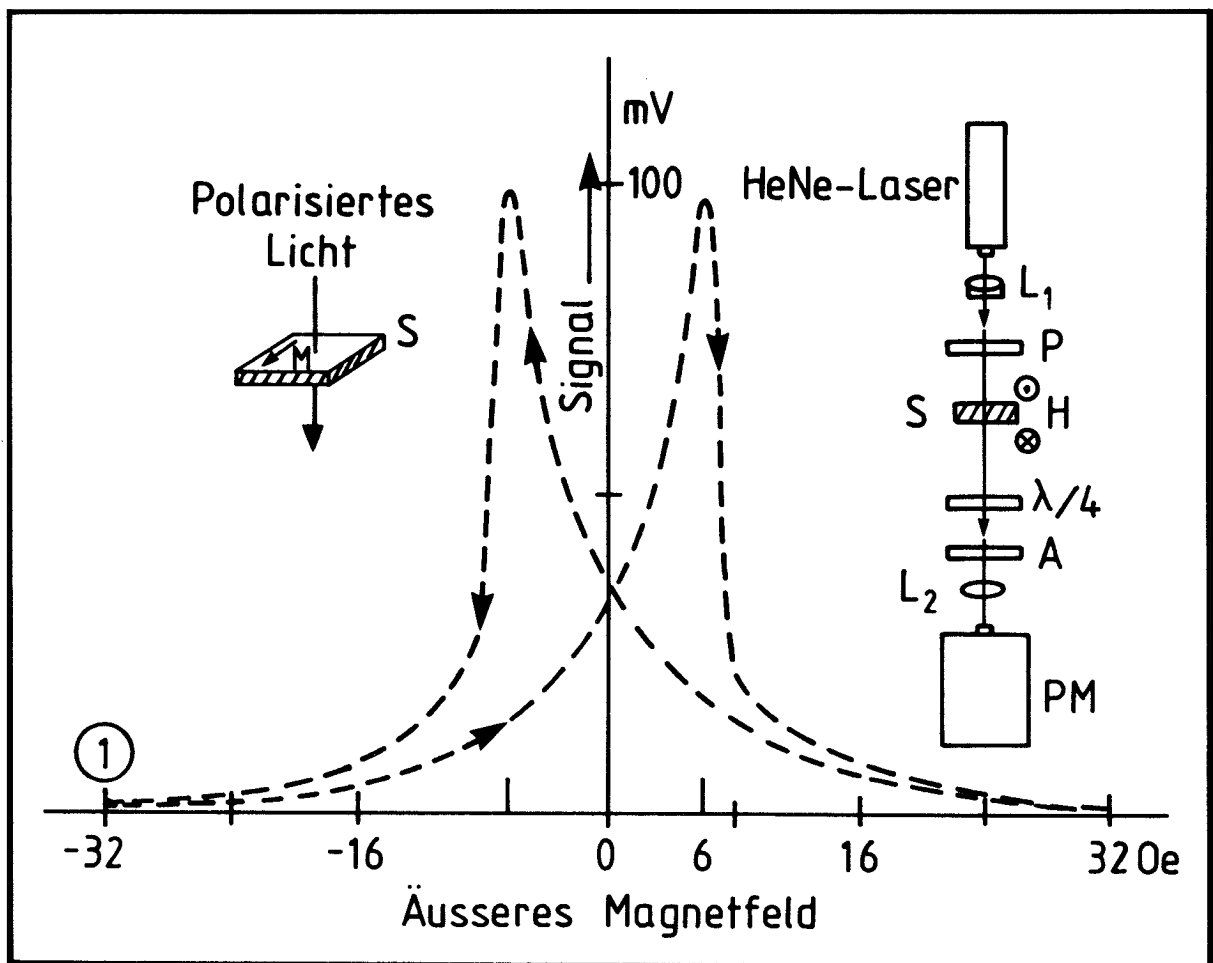


Abb. 3.1 - Magnetooptischer Voigt-Effekt (MOVE) an einer 200 nm EuS-Schicht bei $T = 5$ K. L_1, L_2 : Linsen; P : Linear Polarisator ($\theta = 45^\circ$); S : EuS-Schicht auf Quarz; H : Magnetfeld; $\lambda/4$: Verzögerungsplättchen; A : Analysator; M : Magnetisierung; PM : Photomultiplier; ① : Ausgangspunkt wo die Auslöschung des Lichtes eingestellt wird.

Die Lage der Maxima auf der Magnetfeldachse entsprechen den symmetrischen Werten der Koerzitivfeldstärke von einer nach dem Kerr-Effekt aufgenommenen magnetooptischen Hystereseschleife. Das maximale Signal ist hier jedoch proportional zum Quadrat der Magnetisierung.

3.2. Magnetische Bereichsstrukturuntersuchungen

Die Untersuchung des dynamischen Verhaltens magnetischer Bezirke beim Ummagnetisierungsvorgang ist eine interessante und aufregende Anwendung der Magnetooptik. Hier wurde das Verfahren auf die visuelle Beobachtungen magnetischer Domänen an epitaxialen EuS-Schichten angewendet. Zur Kontrastverbesserung wurde statt einer normalen Lichtquelle ein Laser verwendet. Damit ließen sich auf einfache Weise magnetooptische Messungen der Winkel- Temperatur- und Feldabhängigkeit von Hystereseeigenschaften bei Ummagnetisierungsprozesse durchführen. In diesem Kapitel wird diese Methode dargestellt und anhand der experimentellen Ergebnisse diskutiert.

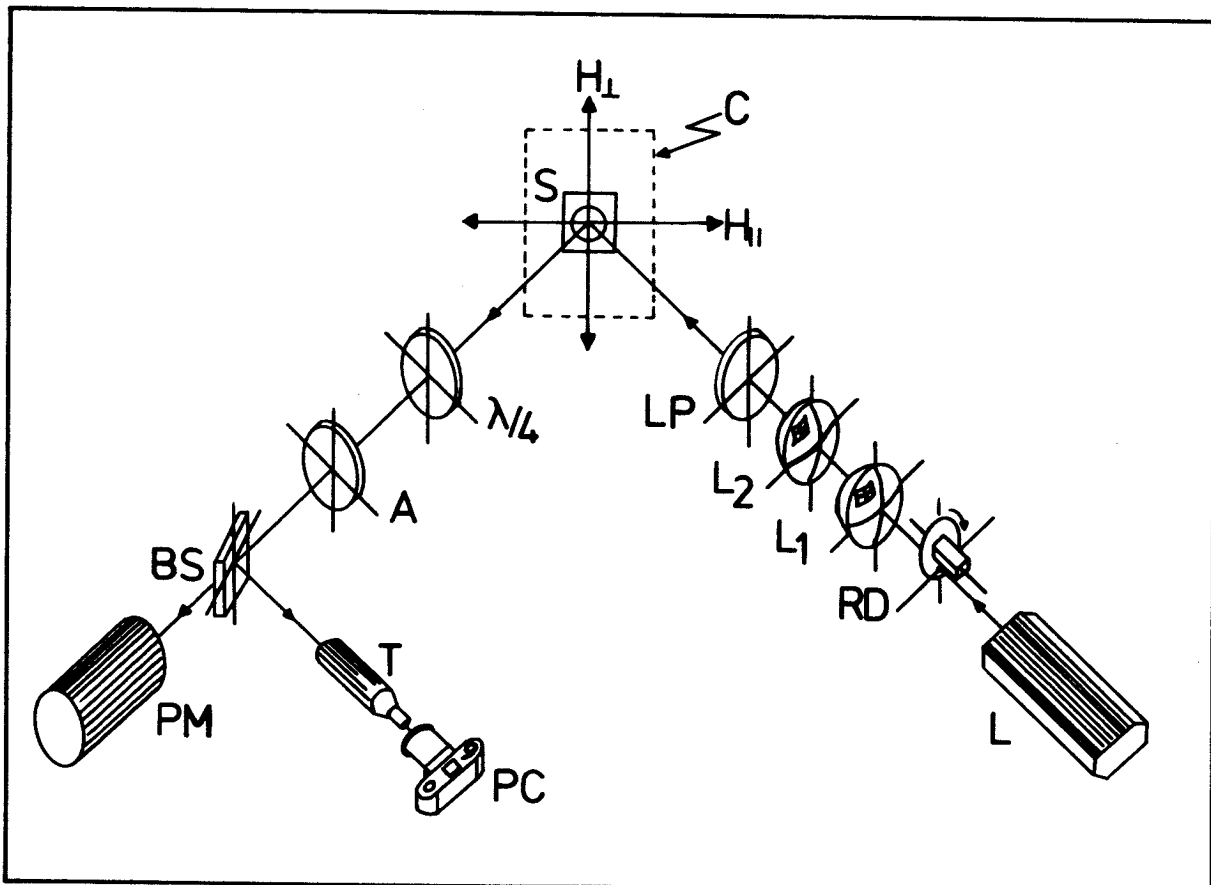


Abb. 3.2 - Experimenteller Aufbau für magnetooptische Untersuchungen; L: HeNe-Laser; RD: Rotierender Diffusor; L₁ und L₂: Linsen; LP: Linear Polarisator; S: Ferromagnetische Schicht; C: Kryostat; H₁ und H₂: Äußere Magnetfelder; $\lambda/4$: Verzögerungsplättchen; A: Analysator; BS: Halbdurchsichtiger Spiegel; PM: Photomultiplier; T: Teleskop; PC: Foto-Kamera oder TV-Kamera

Das Bild 3.2 zeigt die experimentelle Meßanordnung für die Kerr-Effekt-Geometrie. Die EuS-Schicht befindet sich in einem im Kapitel 2 beschriebenen Helium-Durchflußkryostaten im Zentrum zweier gekreuzter Helmholtzspulenpaare, zwischen Polarisator und Analysator. Als Lichtquelle dient ein HeNe-Gaslaser. Diese Anordnung eignet sich zur Beobachtung des longitudinalen (LMOKE) oder transversalen Kerr-Effektes (TMOKE) im Temperaturbereich von 5 K bis 300 K und bei Magnetfeldern $H_{||}$ und $H_{\perp}$ bis 150 Oe. Die Probe kann im kalten Zustand bis 360° um die Schichtnormale gedreht werden.

Das magnetooptische Signal wird mit einem Multiplier gemessen und als Funktion des Magnetfeldes und dem zugehörigen Magnetisierungszustand der Schicht mit einem XY-Schreiber registriert. Gleichzeitig kann auch die Domänenstruktur magnetooptisch mit einer Fernrohroptik beobachtet oder fotografiert werden. Statt der Kamera benutzt man auch ein Fernsehsystem mit einer Vidikonröhre, das die Domänenstruktur auf einem Fernsehschirm darstellen kann.

Um scharfe Bilder der Domänenstrukturen auch mit kohärentem Laserlicht zu erhalten, muß durch eine rotierende Mattscheibe die Kohärenz des Laserlichtes zerstört werden, um zusätzliche Interferenzmuster zu vermeiden. Das Bild 3.3 zeigt typische Domänenstrukturen der EuS-Schicht und zwar einmal aufgenommen ohne den Diffusor, einmal mit ruhendem und einmal mit rotierendem Diffusor.

In Abb. 3.3 (c), beträgt die Auflösungsgrenze für Bereichstrukturen etwa $20 \mu\text{m}$. Auf die mit einem Mikroskopobjektiv im Kryostaten unmittelbar über der Schicht erreichbaren Auflösung von $2 \mu\text{m}$ wurde hier bewußt verzichtet, da mit dieser Meßanordnung auch in situ Untersuchungen ferromagnetischer Halbleiterschichten in UHV- und Tieftemperaturanlagen durchgeführt werden sollen.

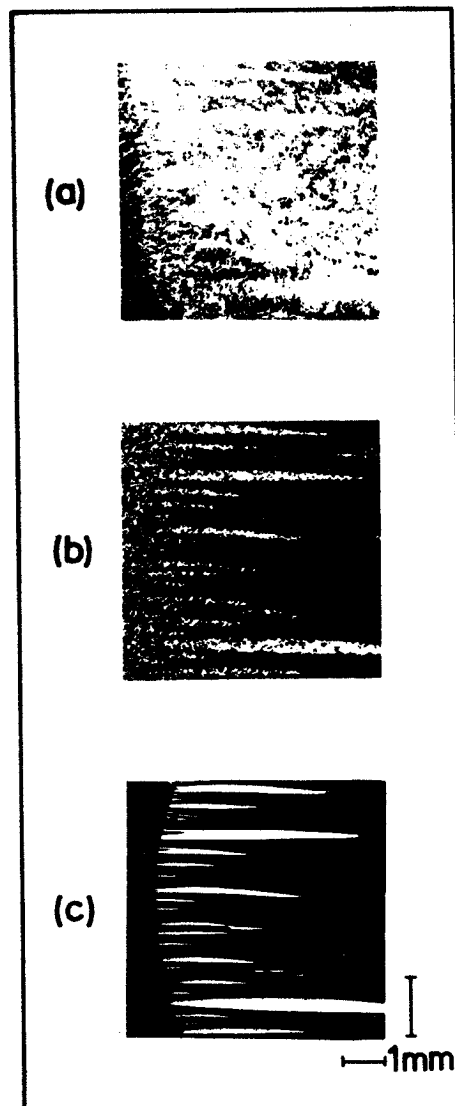


Abb. 3.3 - Bilder magnetischer Domänen einer EuS-Schicht auf Si(111);

(a): Struktur aufgenommen mit kohärentem Laserlicht; (b): Struktur aufgenommen wenn die Kohärenz des Laserlichtes zerstört wurde und (c): Bild ohne Speckle-Muster, wenn der Diffusor rotiert.

3.3 Kristallanisotropie

Die Kristallanisotropie einer auf einer Silizium(111)-Ebene epitaxial gewachsenen EuS-Schicht mit sechszähliger Symmetrie hebt sich in jeder Richtung nahezu auf, da jeweils eine schwere $\langle 100 \rangle$ - und eine leichte $\langle 111 \rangle$ -Achse räumlich übereinanderliegen. Wie in Bild 3.4 dargestellt ist, bleibt nur eine vom Term $K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2$ herrührende kleine Restanisotropie mit sechszähliger Symmetrie der (111)-Ebene übrig.

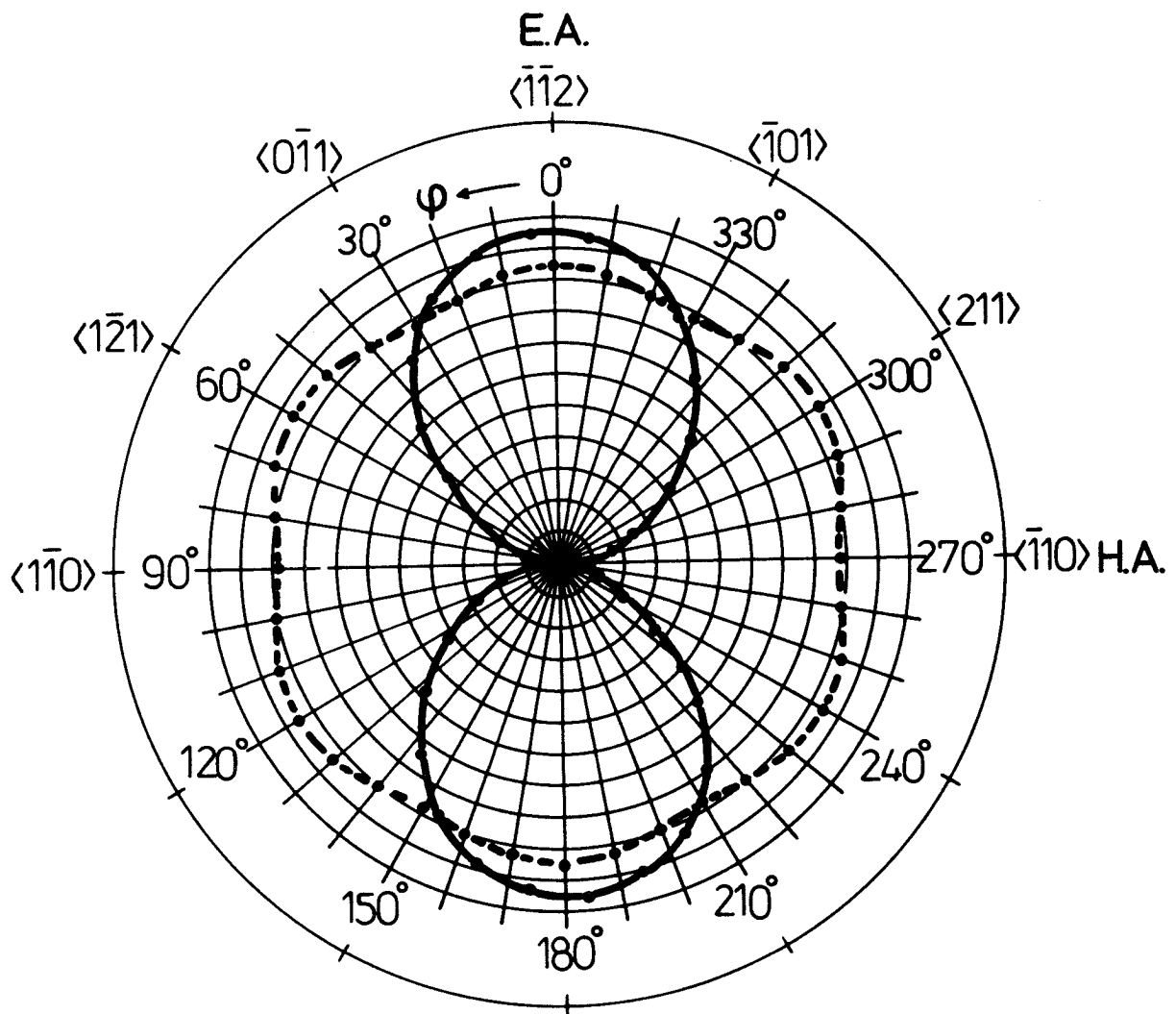


Abb. 3.4 - Magnetische Suszeptibilität als Funktion des Winkels φ für eine EuS-(111) mit sechszähliger (gestrichelte Kurve) und einachsiger Anisotropie [9].

Infolge der sehr unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten von EuS und Silizium wird bei Abkühlung und Magnetisierung der ferromagnetischen Schicht eine zusätzliche einachsige Anisotropie eingeprägt. Diese ist bei (111)-Schichten dominierend und zeichnet zwei dieser kristallographischen Achsen aus, eine als besonders leichte und senkrecht dazu eine als besonders schwere Achse. Dann wird die im Bild 3.4 angedeutete Winkelabhängigkeit der magnetischen Suszeptibilität $\chi(\varphi)$ erwartet.

3.4 Ummagnetisierungsvorgang

Wird der Ummagnetisierungsvorgang in der leichten Achse betrachtet, so bekommt man mit Hilfe des LMOKE die in Bild 3,5 gezeigte Hystereseschleife /10/. Im gesättigten positiven Magnetisierungszustand ① werden Polarisator und Analysator in die gekreuzte Auslöschposition gebracht. Bei Reduzierung des äußeren Feldes, Feldumkehr und schließlich Sättigung der Schicht in negativer Feldrichtung erhält man eine magneto-optische Hystereseschleife. Sie entspricht der rechteckigen Hystereseschleife, die Saftić /9/ für die leichte Achse bekommt. Das magneto-optische Signal entsteht in diesem Fall hauptsächlich durch den longitudinalen Kerr-Effekt. Während der Ummagnetisierung werden jedoch Faraday- und transversale-Kerr-Komponenten zugemischt. Da alle diese Effekte linear in M sind, tritt die für den Voigt-Effekt typische Verzerrung der Hysteresekurve nicht auf.

Die magnetischen Untersuchungen wurden hier in Bezug auf die Temperatur- und Winkelabhängigkeit der aus der Domänenabbildung direkt zu entnehmenden charakteristischen Punkte dieses Ummagnetisierungsvorganges durchgeführt. Diese sind:

- a) die Keimbildungsfeldstärke H_K , bei der die ersten Domänenkeime in Gegenfeldrichtung sichtbar werden und hier den steilen Ast der Ummagnetisierungskurve durch Wandverschiebung einleitet, bis am anderen Ende die
- b) Sättigungsfeldstärke H_S erreicht ist, bei der die Schicht homogen in Gegenrichtung magnetisiert ist.
- c) Zwischen H_K und H_S liegt die Koerzitiv-Feldstärke H_C , bei der die entgegengesetzt magnetisierten Domänen jeweils die halbe Schichtfläche bedecken. Dieser Zustand, bei der die Nettomagnetisierung in Feldrichtung den Wert Null erreicht, ist ebenfalls leicht und eindeutig meßbar.

Bei Ummagnetisierung zurück in den Ausgangszustand ① erhält man diese charakteristischen Punkte bei den gleichen Feldwerten auf der positiven Feldachse nochmals.

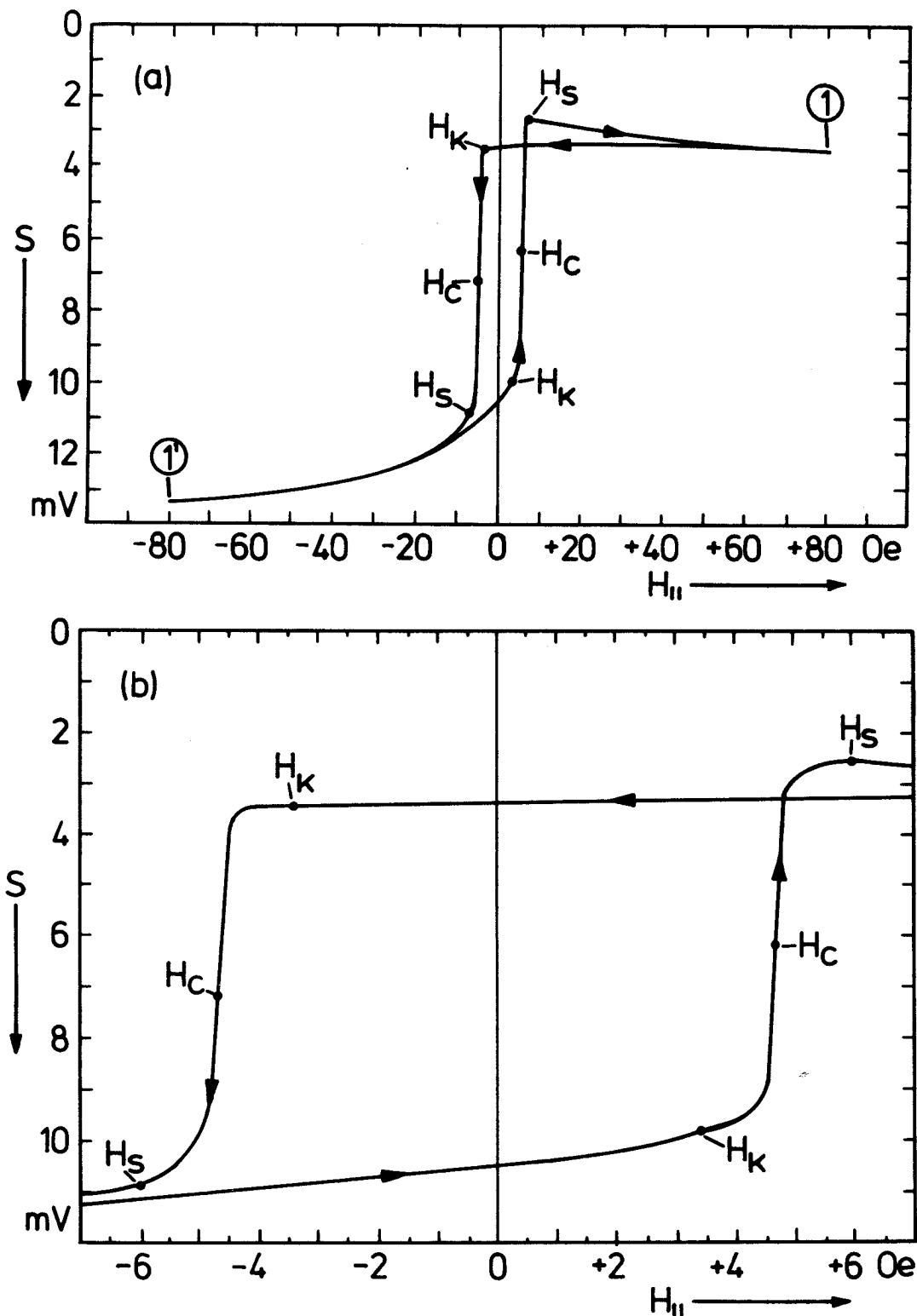


Abb. 3.5 - Magneto-optische Hystereseschleife einer EuS-(111)-Schicht (Dicke 100 nm)
 $H_{||}$ wurde parallel zur leichten Achse angelegt, $T = 7$ K.
 Die untere Kurve ist eine Vergrößerung von (a). Aufgetragen ist die
 Lichtintensität gegenüber dem äußeren Magnetfeld.

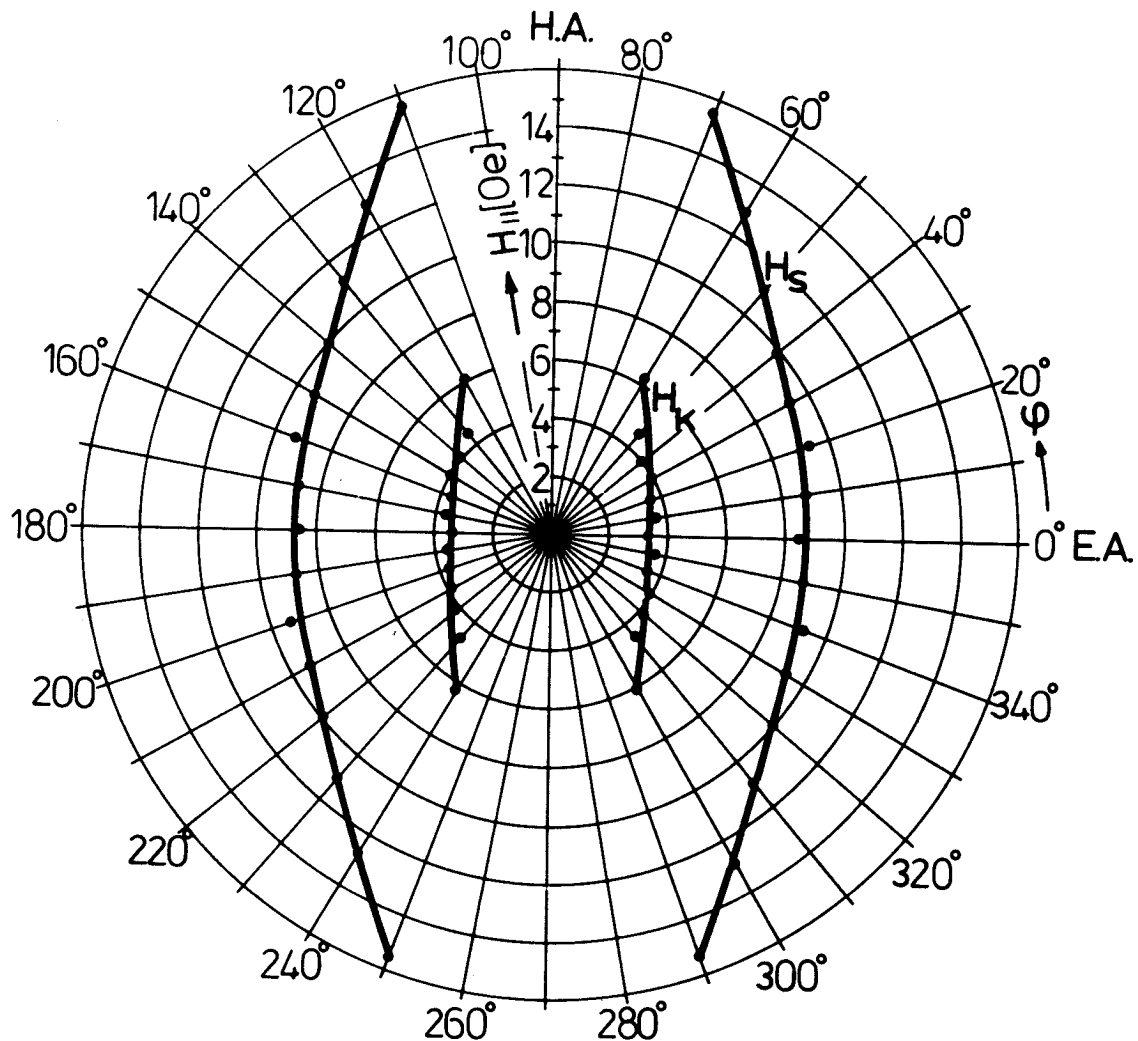


Abb. 3.6 - H_K und H_S für eine EuS-(111)-Schicht (Dicke 100 nm) bei $T = 6$ K.

In Abb. 3.6 ist dargestellt, wie sich Beginn und Ende der Ummagnetisierung durch Bildung und Verschiebung von magnetischen Wänden und Domänen zwischen H_K und H_S ändern, wenn die Schicht um einen Winkel φ gegen die Feldachse gedreht wird, d.h. ein Ummagnetisierungsvorgang unter dem Winkel φ zur leichten Achse durchgeführt wird.

Wie man sieht, nehmen beide Feldgrößen mit dem Winkel φ zu. Die Keimbildung beginnt jedoch nach wie vor ziemlich genau dann, wenn die Projektion des äußeren Feldes auf die um den Winkel φ gedrehte leichte Achse gerade den ursprünglichen Wert für H_K bei $\varphi = 0^\circ$ erreicht. Daher gilt in erster Näherung folgende Gleichung

$$H_{K,S}(\varphi) \cos \varphi = H_{K,S}(\varphi = 0^\circ) \quad (3.1)$$

Das Bild 3.7 zeigt die Bereichstrukturen für den Winkel $\varphi = 0^\circ$ und $\varphi = 60^\circ$ zur leichten Achse. Dabei sind zwei Beobachtungen auffällig und wichtig:

1. Die Domänen wachsen stets in Richtung der leichten Achse.
2. Die Zahl der Wände und Bereiche nehmen mit dem Winkel zu und dabei entsprechend die Domänenbreite ab. Bei Winkeln oberhalb 70° ist die Domänenbreite unter der Auflösungsgrenze der experimentellen Anordnung.

Die Ursache für dieses Verhalten der Domänen kann man wie folgt erklären:

Durch die Richtung φ des anliegenden Feldes gegen die leichte Achse und die Domänenrichtung wird die Magnetisierung in beiden Domänenarten in die Feldrichtung eingedreht, liegt also nicht mehr parallel zur Blochwandrichtung in leichter Achse. Aus den ursprünglichen 180° -Blochwänden werden damit $(180^\circ - \varphi)$ -Wände. Für diese Wände ist aber die Wandenergie kleiner. Bei konstanter Temperatur, also konstanter Austausch- und Anisotropiekonstante können somit bei gleichem Energieaufwand mehr Wände N_W gebildet werden. Damit kann die freie Energie, als Summe von Entmagnetisierungs- und Wandenergie reduziert werden. Dabei nimmt natürlich auch die effektive, auf die leichte Achse projizierte Keimfeldstärke mit dem Winkel φ etwas ab. Siehe Anhang (Magnetische Wände).

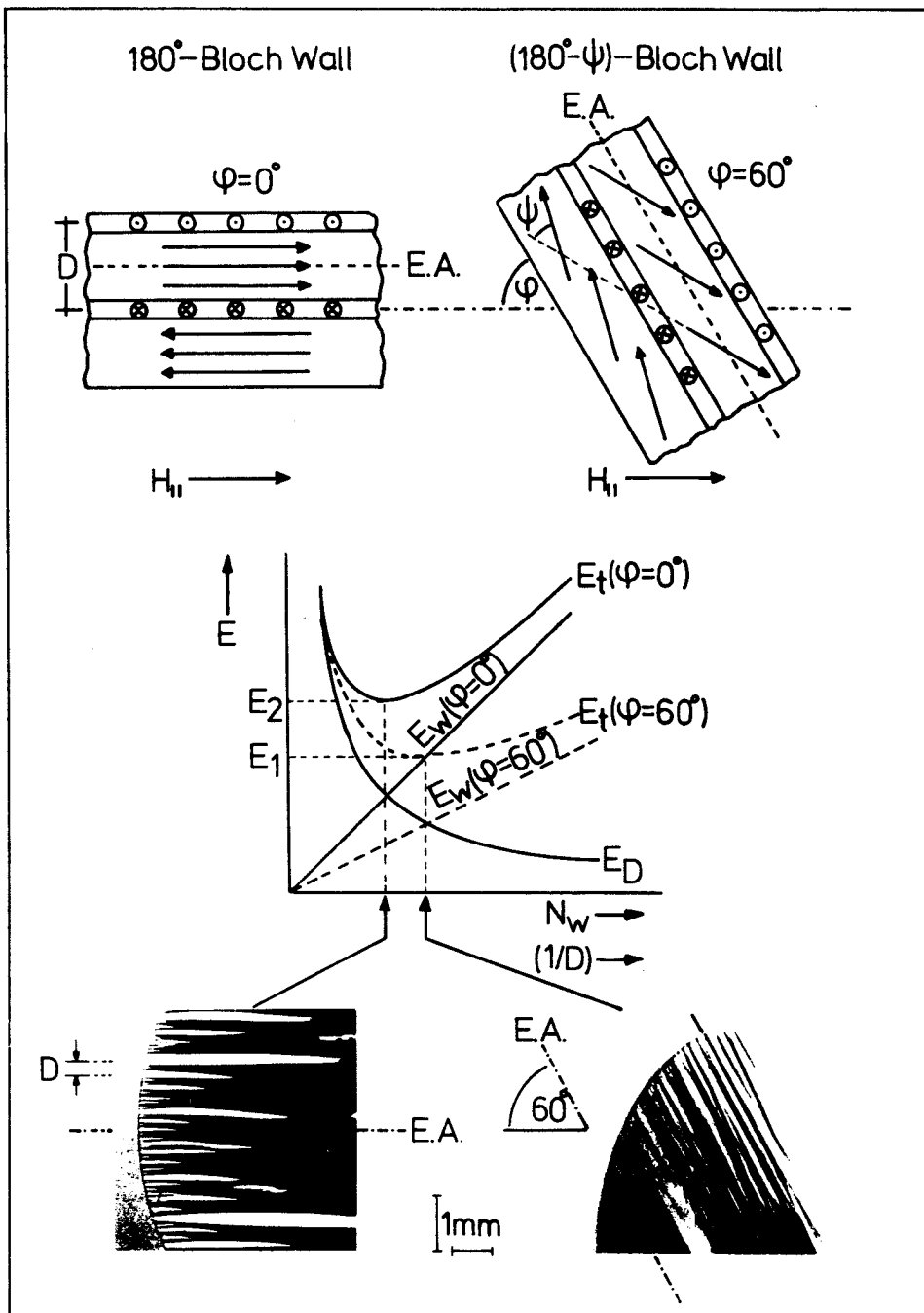


Abb. 3.7 - Magnetische Energien für dünne EuS-Schichten in willkürlichen Einheiten als Funktion der Anzahl N_w der Wände oder dem Reziproken der Domänenbreite D^{-1} . Die Gesamtenergie E_t ist die Summe der Wandenergie E_w und der magnetostatischen Energie E_D . φ : Winkel zwischen leichter Achse und äußerem Feld. Die Domänenstrukturen wurden bei $T = 7$ K mit einem äußeren Feld von 5 Oe parallel zur leichten Achse ($\varphi = 0^\circ$) und 8.3 Oe unter einem Winkel $\varphi = 60^\circ$ bezüglich der leichten Achse beobachtet.

Der Ummagnetisierungsvorgang unter einem Winkel φ zur leichten Achse verläuft nicht so einfach wie in der leichten Achse bei $\varphi = 0^\circ$. Vielmehr verläuft der Ummagnetisierungsprozeß nun in drei Stufen (siehe Abb. 3.8):

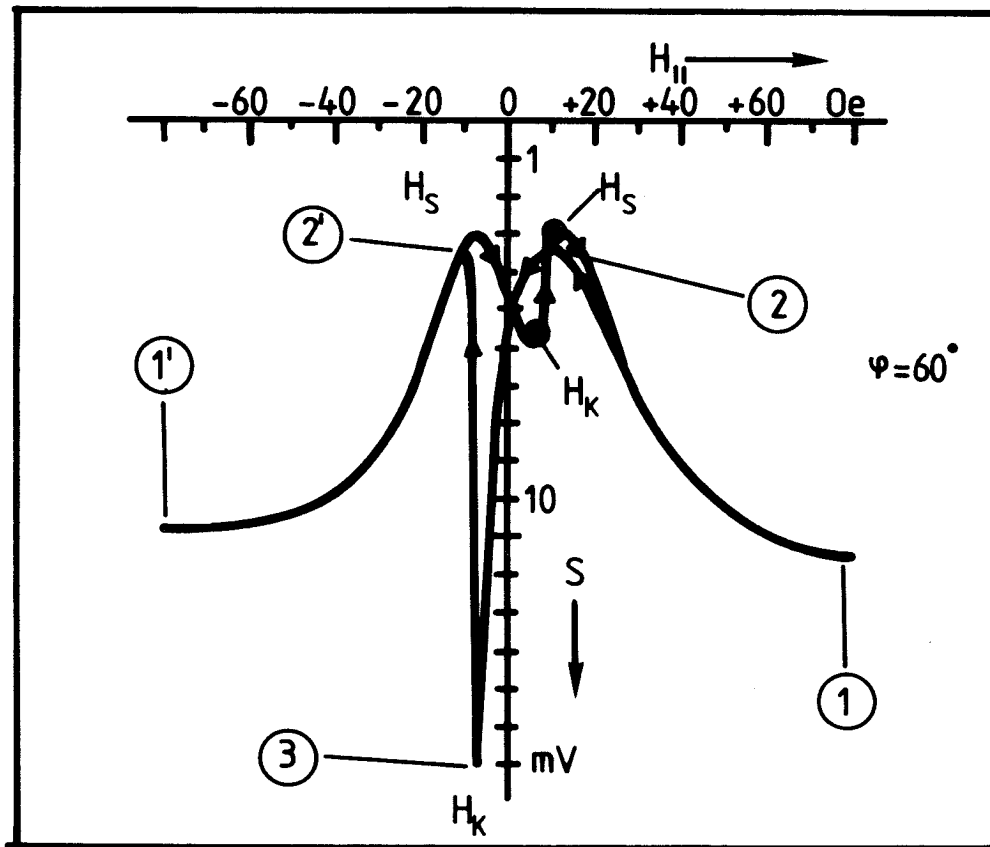


Abb. 3.8 - Ummagnetisierungskurve einer EuS-(111)-Schicht (Dicke 100 nm) bei $T = 7$ K. $H_{||}$ wurde unter einem Winkel $\varphi = 60^\circ$ zur leichten Achse angelegt.

Eingeleitet wird der Prozeß im abnehmenden Feld durch einen Drehprozeß, der zunächst bei ② zu einer effektiven Verbesserung der gekreuzten Löschstellung im "Sättigungszustand" ① und einem Intensitätsminimum hier bei etwa 10 Oe führt. Bei Feld 0 und im Gegenfeld nimmt die Intensität, also die homogene Aufhellung, bis zur Keimfeldstärke wieder zu. Bei H_K bilden sich feine Keime und Domänen parallel zur leichten Achse.

Von da ab schließt sich ein Ummagnetisierungsvorgang durch Wandverschiebung längst dieser leichten Achse bis H_S an. Ab hier bis zur Sättigung in Gegenfeldrichtung ①', wird für die wieder homogen magnetisierte Schicht die Magnetisierung in Feldrichtung allmählich eingedreht. In umgekehrter Richtung läuft der Ummagnetisierungsprozeß ebenfalls in diesen 3 Stufen ab, also Drehprozesse ①' bis H_K , Wandverschiebung von H_K bis H_S , Eindrehung in die Feldrichtung von H_S bis ①. Die Asymmetrie in Intensitätsverlauf wird auf die in beiden Magnetisierungsrichtungen unterschiedliche Mischung zwischen longitudinalem und transverselem Kerr- und Faraday-Effekt zurückgeführt.

3.5 Magnetooptische Methode zur T_C -Bestimmung

Die eben beschriebene Anordnung zur Beobachtung des Ummagnetisierungsvorgangs in der leichten Achse kann man auch benutzen, um die Temperaturabhängigkeit der in leichter Richtung gemessenen charakteristischen Feldgrößen H_K , H_C und H_S zu untersuchen. Sie ist im unteren Teil des Bildes 3.9 für die eben beschriebene (111)-EuS-Schicht dargestellt, darüber für eine (110)-Eus-Schicht.

Alle drei Größen nehmen nach unterschiedlichen Potenzverhalten mit zunehmender Temperatur ab und müssen natürlich bei der Curie-Temperatur T_C verschwinden.

Wie bei der Winkelabhängigkeit werden auch hier bei Annäherung an die Curie-Temperatur die Domänenstrukturen immer feiner und sind nur bis etwa 0.2 Kelvin unterhalb T_C noch auflösbar.

Zur T_C -Bestimmung lassen sich H_K , H_C und H_S in guter Näherung mit einem $T^{1/2}_C$ -Gesetz beschreiben.

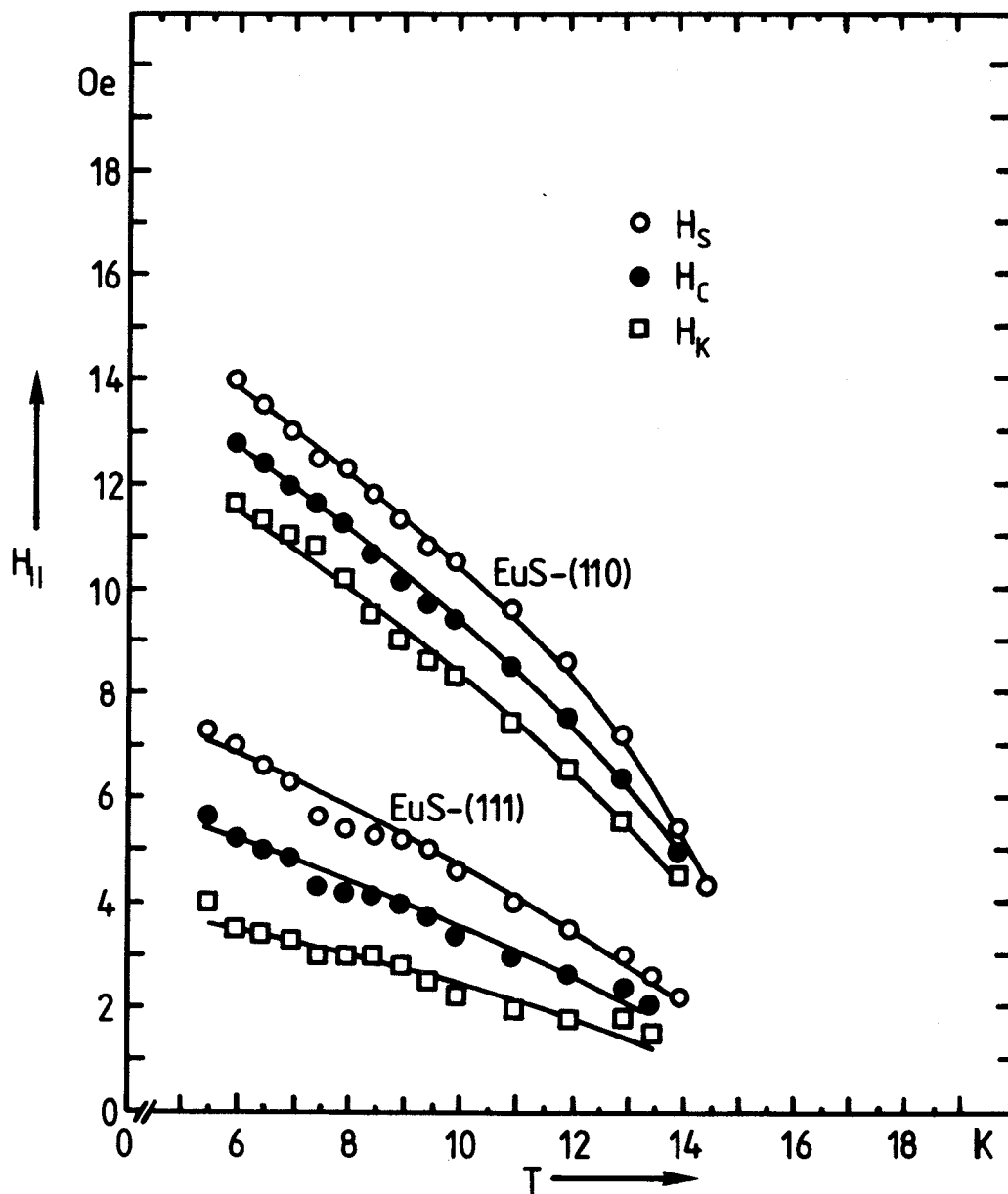


Abb. 3.9 - Temperaturabhängigkeit der Feldgröße H_K , H_C und H_S

Dieses Verhalten wurde benutzt wie das Bild 3.10 zeigt.

Die mit diesem Quadrat-Gesetz extrapolierten Werte für T_C stimmen für beide Schichten zufriedenstellend mit den T_C -Werten überein, wie sie für die gleiche Schicht aus der in Bild 3.10 sichtbaren ausgeprägten Spitze der Wechselfeldsuszeptibilität bestimmt wurden /9/.

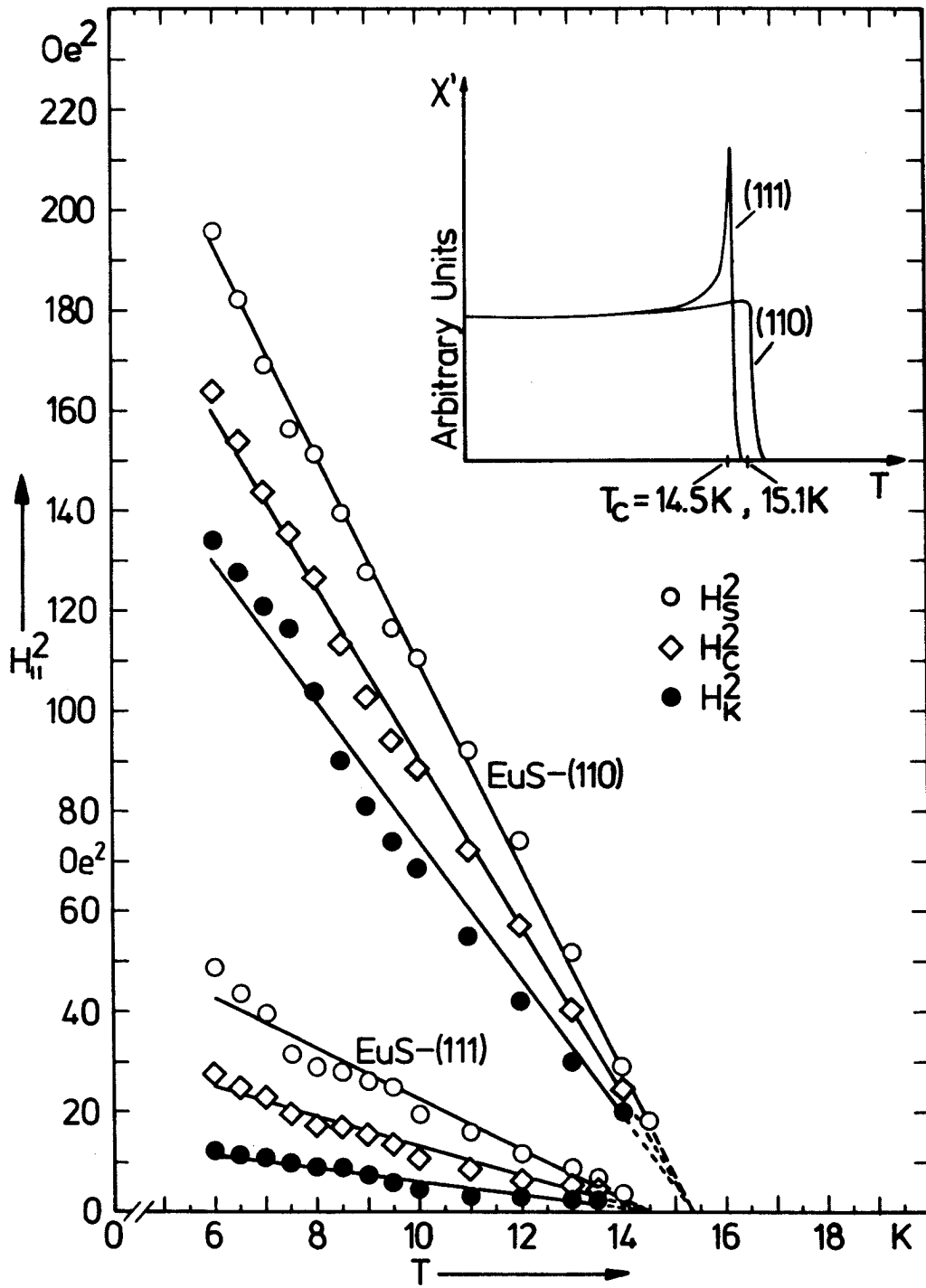


Abb. 3.10 - Kritische Felder $H_{K,C,S}^2$ als Funktion der Temperatur für eine (111)- und eine (110)-EuS-Schicht. Die entsprechenden extrapolierten T_C -Werte von 14,5 K und 15,3 K sind in guter Übereinstimmung mit den T_C -Werten aus Suszeptibilitätsmessungen [9].

Damit ist gezeigt, daß sich der Curie-Punkt derartiger Schichten magnetooptisch mit dem Laserstrahl auch in den eingangs erwähnten Situationen in UHV- und Tieftemperaturanlagen bestimmen läßt, wo die Schicht für den Laserstrahl leichter als für andere magnetische Meßverfahren zugänglich ist. Die gleiche Meßanordnung läßt sich schließlich so modifizieren, daß man auch die inelastische Lichtstreuung an Spinwellenmoden in solchen dünnen ferromagnetischen Schichten und Mehrfachschichten untersuchen kann.

4. Lichtstreuung an Spinwellen in ferromagnetischen EuS-Schichten

4.1 Klassische Beschreibung

Für die im folgenden beschriebenen Lichtstreuexperimente ist eine klassische Betrachtung völlig ausreichend. Dies mit der Begründung, daß alle Experimente bei Temperaturen T durchgeführt wurden, für die gilt

$$\hbar\omega_m \ll k_B T \quad (4.1)$$

wobei ω_m die Spinwellenfrequenz ist. Dies führt zu hohen thermischen Anregungen, die gut durch die klassische Näherung beschrieben werden. Vom Standpunkt der Quantenmechanik aus sind dann Erzeugungs- und Vernichtungsprozesse gleich wahrscheinlich.

Die klassische Beschreibung der Lichtstreuung an einer kollektiven Anregung ist in Abb. 4.1 dargestellt.

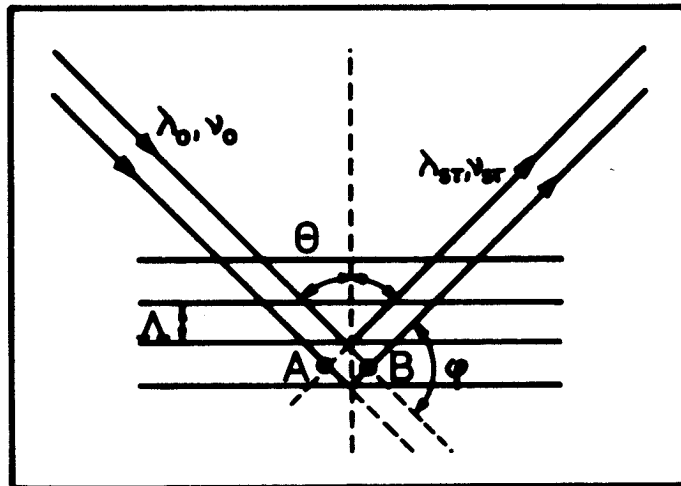


Abb. 4.1 - Bragg-Reflexion

Man stellt sich vor, daß die einfallende ebene Lichtwelle mit dem Wellenvektor $\vec{k}_0$ und der Frequenz ν_0 an den ebenen Wellenfronten der Anregung reflektiert wird, wobei das Reflexionsgesetz erfüllt sein muß. Um experimentell beobachtbar zu sein, müssen die auf diese Weise entstehenden reflektierten Teilbündel alle konstruktiv interferieren. Dies führt völlig analog zur Bragg-Bedingung in der

Kristallographie zu der Beziehung

$$\vec{K}_{st} = \vec{K}_0 \pm \vec{q} \quad (4.2)$$

für den Wellenvektor $\vec{K}_{st}$ des gestreuten Lichtes. Hierbei ist $\vec{q}$ der Wellenvektor der kollektiven Anregung. Reflexionen wie in Abb. 4.1 gezeigt, sind immer dann möglich, wenn die optischen Konstanten eines Mediums durch die Elementaranregung verändert werden. Dann ergeben sich senkrecht zu den in der Abb. 4.1 gezeigten Wellenfronten periodische Fluktuationen in den optischen Konstanten. Dies ermöglicht die Entstehung der gezeigten reflektierten Teilwellen.

Im Falle der Spinwellen als kollektive Anregung liegt der Grund für die erforderliche Veränderung der optischen Konstanten in der Magnetooptik. Hierbei sind ja die effektiven optischen Konstanten, die das Licht beim Durchtritt durch das Medium erfährt, abhängig von seiner Laufrichtung in Bezug auf die Magnetisierungsrichtung. Gerade diese wird durch eine Spinwelle periodisch verändert.

Zu einer vollen Beschreibung in diesem klassischen Bild muß man nun noch berücksichtigen, daß sich die in Abb. 4.1 gezeigten Wellenfronten mit einer Phasengeschwindigkeit $\pm V(\lambda)$ durch das Medium fortpflanzen. Dann erfährt das Licht bei der Reflexion eine Doppler-Verschiebung. Eine genauere Analyse ergibt dann für die Frequenz des Streulichtes

$$\nu_{st} = \nu_0 \pm \nu_m \quad (4.3)$$

wobei das Vorzeichen der Verschiebung durch den von der Laufrichtung abhängigen positiven oder negativen Doppler-Effekt zustandekommt.

4.2 Spinwellenmoden in dünnen ferromagnetischen Schichten

R.W. Damon und J.R. Eshbach /2/ haben zuerst die Spinwellenmoden einer dünnen ferromagnetischen Platte in der dipolaren Näherung untersucht. Die rücktreibende Kraft, die einen ausgelenkten Spin wieder in die Ruhelage bringen möchte, ist dabei allein durch die langreichweitige Dipol-Dipol-Wechselwirkung und nicht durch den kurzreichweitigen Austausch gegeben. Dies ist eine gute Näherung, wenn die Wellenlängen der Spinwellen groß gegen die Gitterkonstante sind, wie dies hier der Fall ist. Die mit der Lichtstreuung beobachteten Spinwellenlängen sind nämlich von der gleichen Größenordnung wie die des verwendeten Lichtes. Wenn die Spinwellen in der Schichtebene und transversal zum angelegten Magnetfeld und zur Magnetisierung propagieren, sind ihre Frequenzen durch die folgenden Beziehungen gegeben /2/:

$$\omega_{v.s.w.} = \frac{\gamma}{2\pi} \left[B_0(B_0 + J) \right]^{1/2} \quad (4.4)$$

und

$$\omega_{o.s.w.} = \frac{\gamma}{2\pi} \left[B_0^2 + B_0 J + \frac{J^2}{4} (1 - e^{-2|q|d}) \right]^{1/2} \quad (4.5)$$

Gl. 4.4 gibt die Frequenz der Volumenwelle und (4.5) die der Oberflächenwelle. Die verwendeten Größen haben dabei folgende Bedeutung:

- γ : Gyromagnetisches Verhältnis
- B_0 : Magnetische Induktion
- J : Magnetische Polarisierung
- d : Dicke der Probe
- q : Spinwellenvektor

In den Gl. 4.4 und 4.5 kann für EuS die magnetische Anisotropie vernachlässigt werden.

Die Oberflächenmoden wurden zuerst mit Hilfe von Mikrowellenexperimenten und später zum ersten Mal an EuO-Kristallen von P. Grünberg und F. Metawe /11/ mit Hilfe von Lichtstreuung im thermisch angeregtem Zustand nachgewiesen /11a/.

Im folgenden wird die Molekularfeld-Theorie angewendet, um Werte für die Magnetisierung als Funktion der Temperatur und des äußeren Magnetfeldes zu erhalten. Die so gewonnenen Werte werden in die Gleichungen 4.4 und 4.5 eingesetzt, um die Temperatur- und Feldabhängigkeit der Volumen- und Oberflächenmoden mit experimentellen Ergebnissen aus der Lichtstreuung an ferromagnetischen EuS-Schichten zu vergleichen.

4.3 Molekularfeldparameter von EuS für die Auswertung der Lichtstreuenspektren

Freie Atome können auf Grund der Bahnbewegung und dem Spin ihrer Elektronen ein magnetisches Moment haben. Die magnetischen Eigenschaften der Atome bzw. Ionen werden jedoch verändert, wenn sie sich zu Kristallen zusammenschließen. Je nach dem wie die atomaren magnetischen Momente gekoppelt sind, tritt spontane Magnetisierung in Festkörpern auf. Diamagnetismus kommt vor, wenn die Atome abgeschlossene Elektronenschale haben, wie z.B. Edelgase. Im kristallinen Zustand sind die meisten nichtmetallischen Elemente des Periodensystems diamagnetisch, weil sich im allgemeinen auch im Kristallgitter die Spins der Valenzelektronen dieser Atome paarweise gegenseitig kompensieren.

Die für die parallele Ausrichtung der atomaren Momente verantwortlichen Austauschkräfte sind, wie Heisenberg gezeigt hat, quantenmechanischer Natur. Die Theorie des Ferromagnetismus wird hier zunächst phänomenologisch betrachtet, in der Annahme der Existenz eines hypotetischen homogenen inneren Feldes H_W im Kristallgitter, das für die spontane Magnetisierung verantwortlich ist. Folglich kann man dieses Molekularfeld als zur Magnetisierung proportional annehmen, d.h.

$$H_W = \lambda M \quad (4.6)$$

worin λ die Molekularfeld-Konstante bedeutet.

Von quantenmechanischer Betrachtung weiß man, daß es für jedes Atom charakteristische Quantenzahlen L, S, J und M_J ($-J \leq M_J \leq J$) gibt. Außerdem gilt für die Komponente des magnetischen Moments in Feldrichtung

$$\mu_{T,H} = M_J g \mu_B \quad (4.7)$$

Wird ein unendlich starkes Feld angelegt oder die Temperatur in die Nähe des absoluten Nullpunktes abgesenkt, so beschreibt Gl. 4.7 die Maximalkomponente des magnetischen Moments in Feldrichtung, d.h.,

$$\mu_S = J g \mu_B \quad (4.8)$$

Bei Anwendung des Maxwell-Boltzmann-Verteilungsgesetzes auf ein System mit N Atomen pro Volumeneinheit ergibt sich die Netto-Magnetisierung in Feldrichtung als

$$N \mu_{T,H} = M(T,H) = N \frac{\sum_{M_J=-J}^{M_J=J} M_J g \mu_B \exp [M_J g \mu_B H / k_B T]}{\sum_{M_J=-J}^{M_J=J} \exp [M_J g \mu_B H / k_B T]} \quad (4.9)$$

wobei die Energieniveaus des Systems im Feld gequantelt und nur die diskreten Werte

$$E = M_J g \mu_B \mu_0 H \quad (4.10)$$

möglich sind.

Für Elektronen in s-Zuständen, die nur Spin-Drehimpuls haben, ist $m_j = \pm \frac{1}{2}$ und $g = 2$. Daher ist die Aufspaltung im Magnetfeld gegeben durch

$$E = \pm \mu_B \mu_0 H \quad (4.11)$$

worin μ_B das Bohrsche-Magneton und μ_0 die Permeabilität des Vakuums bedeuten. Gl. 4.11 stellt dar, daß Elektronen mit negativem Spin eine niedrigere potentielle Energie haben als die mit positivem Spin (s. Abb. 4.2). Dabei beträgt die Energiedifferenz zwischen den zwei Niveaus $\hbar\omega = 2 \mu_B \mu_0 H$.

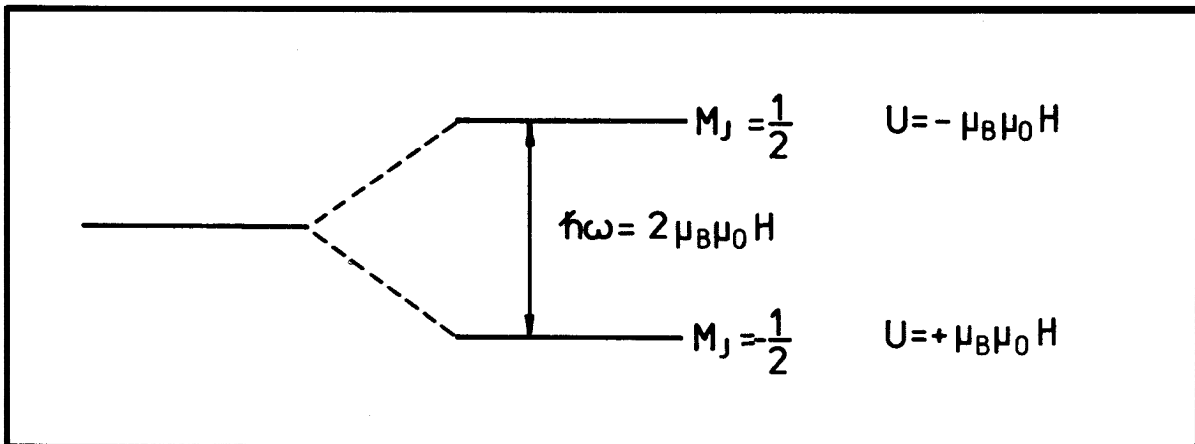


Abb. 4.2

Aus Gl. 4.9 wird also die Gesamtmagnetisierung des Systems mit N atomaren magnetischen Momenten pro Volumeneinheit gegeben durch

$$M = N g \mu_B B_J(x) \quad (4.12)$$

wobei

$$x = g\mu_o J\mu_B H/k_B T \quad (4.13)$$

und

$$B_J(x) = \frac{2J+1}{2J} \operatorname{ctgh} \frac{2J+1}{2J} x - \frac{1}{2J} \operatorname{ctgh} \frac{x}{2J} \quad (4.14)$$

die Brillouin-Funktion ist.

Für ferromagnetische Stoffe wirkt auf das magnetische Moment eines Atoms im äußeren Feld H die effektive Feldstärke

$$H_{\text{eff}} = H + H_w \quad (4.15)$$

Dann erhält man aus Gl. 4.6 und 4.13

$$x = \frac{g\mu_o J\mu_B}{k_B T} (H + \lambda M) \quad (4.16)$$

4.3.1 Sättigungsmagnetisierung

Die spontane Magnetisierung oder Sättigungsmagnetisierung M_s folgt unmittelbar aus Gl. 4.12 und 4.16. Für $x \rightarrow \infty$ ergibt sich $B_J(x) \rightarrow 1$ und folglich

$$M_s = M_{\text{max}} = M(0) = NgJ\mu_B \quad (4.17)$$

Diese Gleichung beschreibt den Grenzfall, in dem die atomaren Momente ihre größte Ausrichtung in Feldrichtung erreichen.

Für die Bestimmung der Magnetisierung gelten also die folgenden beiden Gleichungen:

$$\frac{M(T)}{M(0)} = B_J(x) \quad (4.18)$$

und

$$\frac{M(T)}{M(0)} = \frac{k_B T}{N \lambda \mu_o g^2 J^2 \mu_B^2} \quad (4.19)$$

Die experimentelle Methode zur Bestimmung der Sättigungsmagnetisierung $M(T)$ eines Ferromagneten folgt aus statischen Magnetisierungsmessungen, wobei die Sättigungsmagnetisierung durch Extrapolation einer Reihe von Messungen der spontanen Magnetisierung (für $H \rightarrow 0$) $M_i(T_i)$ bei tiefen Temperaturen nach $T = 0$ bestimmt wird.

Beide Gleichungen 4.18 und 4.19 lassen sich graphisch lösen [12/ und die Curie Temperatur T_C , bei der M_s verschwindet, erfolgt, wenn die Ableitungen von Gl. 4.18 und 4.19 bei $x = 0$ gleichgesetzt werden, i.e.

$$T_C = \frac{N \mu_o n_{\text{eff}}^2 \mu_B^2}{3k_B} \lambda \quad (4.20)$$

wobei $n_{\text{eff}} = g [J(J+1)]^{1/2}$ die effektive Magnetonenzahl ist. Gl. 4.20 zeigt, daß die Curie-Temperatur der Molekularfeld-Konstanten proportional ist.

4.3.2 Temperatur- und Feldabhängigkeit der Magnetisierung

Wenn das äußere Magnetfeld $H \neq 0$ ist, werden Gl. 4.18 und 4.19 umgeschrieben als

$$\frac{M(T,H)}{M(0)} = B_J(x) \quad (4.21)$$

und

$$\frac{M(T,H)}{M(0)} = \frac{J+1}{3J} \left(\frac{T}{T_C}\right) x - \frac{H}{\lambda M(0)} \quad (4.22)$$

Für $H = 0$ und Fixwerte von J bekommt man immer eine Universalkurve $B_J(x)$, wenn $M(T,H)/M(0)$ gegenüber T/T_C aufgetragen wird.

Abb. 4.3 zeigt den Magnetisierungsverlauf nach numerischer Berechnung von Gl. 4.21 und 4.22. Als Funktion der Temperatur für EuS und EuO bei verschiedenen Magnetfeldern.

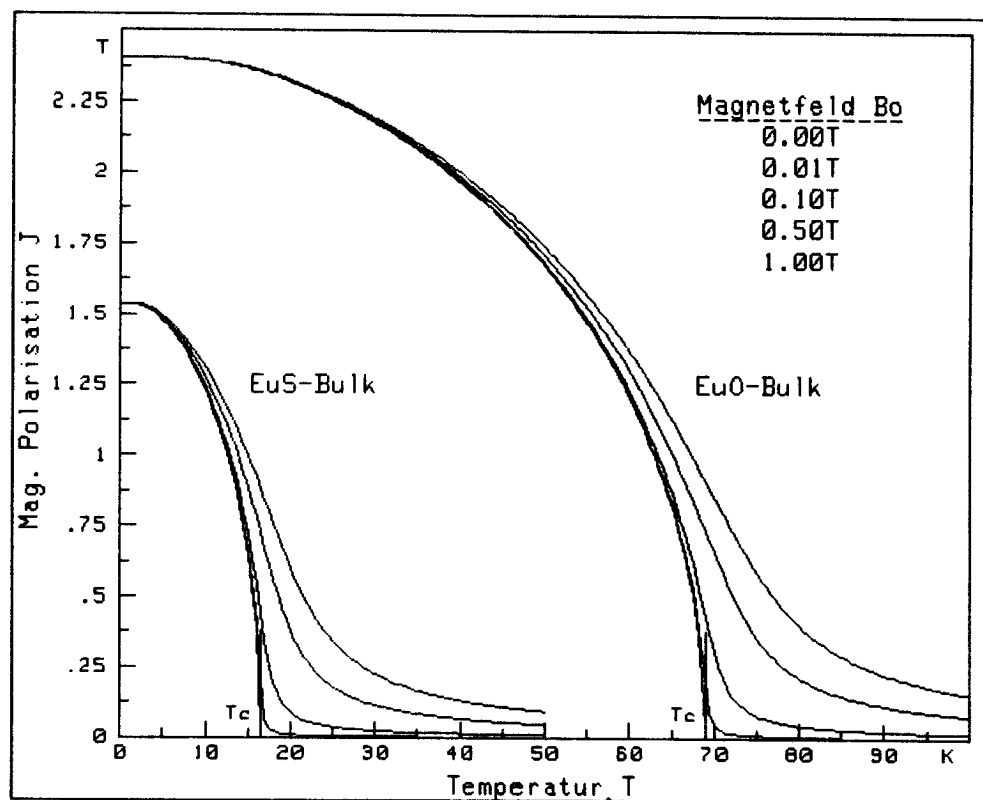


Abb. 4.3 - Temperaturabhängigkeit der magnetischen Polarisation J für EuS und EuO bei verschiedenen Feldstärken

4.4 Meßmethode

Brillouin Streuung von Licht kommt durch die Fluktuationen der optischen Konstanten des Mediums zustande. Diese wiederum können wie bereits in der klassischen Beschreibung der Lichtstreuung diskutiert, durch thermisch angeregte Wellen wie z.B. niederenergetische Gitterschwingungen (akustische Phononen) oder Spinwellen verursacht werden. Brillouin /13/ hat diese Art von Lichtstreuung von thermisch hoch angeregten Fluktuationen zuerst im Falle von akustischen Wellen in Flüssigkeiten und Festkörpern beschrieben, daher ist der Effekt nach ihm benannt. Eine wichtige Verbesserung dieser Meßmethode kam mit der Entwicklung von Lasern, die wegen ihrer Schmalbandigkeit und hohen Intensität für diese Anwendung geradezu ideal sind.

In den Lichtstreuexperimenten an Spinwellen, die hier betrachtet werden, liegen die relativen Frequenzverschiebungen bei

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \lesssim 10^{-5} \quad (4.23)$$

wobei ω_0 die Frequenz des einfallenden Lichtes ist.

Laser-Licht ermöglicht es ohne großen Aufwand relative Bandbreiten von $\Delta\omega/\omega < 10^{-8}$ zu erzielen. In den Lichtstreuexperimenten befindet sich die Probe im Kryostaten (siehe Kap. 2) zwischen den Polschuhen des Magneten.

Als Lichtquelle diente ein HeNe-Laser (632.8 nm) mit 100 mW Ausgangsleistung. Der Strahl wurde P-polarisiert und mittels einer Linse auf die Probe fokussiert (siehe Abb. 4.4).

Die Linse vor dem Kryostaten hat auch die Aufgabe, das gestreute Licht in der Rückstreugeometrie wieder zu sammeln, um es nach seinen spektralen Anteilen mit einem Fabry-Perot-Interferometer zu analysieren.

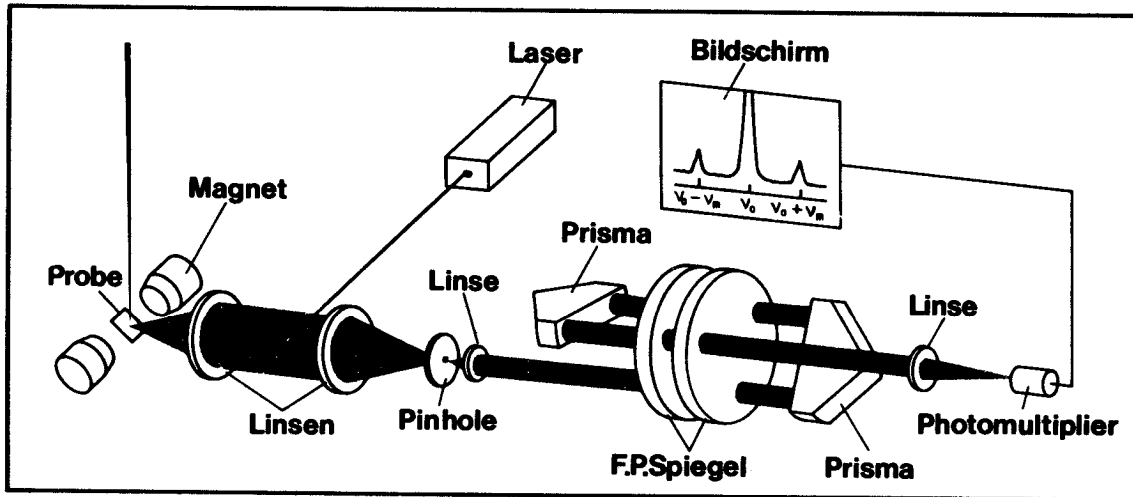


Abb. 4.4 - Lichtstreuordnung mit dreifachem Durchgang (nach Ref. /14/).

Hier wurde das von J.R. Sandercock /1/ entwickelte "Multi-Pass"-Verfahren angewendet. Damit ist es möglich, den inelastischen Anteil des gestreuten Lichtes vom elastischen besser abzutrennen. Dies ist sehr wichtig bei Experimenten an Proben, die wie EuS stark Licht absorbieren, da dann wegen der geringen Eindringtiefe des Lichtes die elastische Streuung durch Oberflächenrauigkeit besonders ins Gewicht fällt.

Hinter dem Interferometer befindet sich ein Photomultiplier, der an einen Vielkanalanalysator angeschlossen ist (siehe Ref. /15/).

Abb. 4.5 zeigt die Rückstreugeometrie, mit der die Experimente durchgeführt wurden.

In den Experimenten war $\theta = 45^\circ$. Damit erhält man für den $\vec{q}$ -Vektor der Spinwelle

$$q = 2 \frac{2\pi}{\lambda_0} \cos 45^\circ \quad (4.24)$$

wobei für $\lambda_0 = 632.8 \text{ nm}$, $q = 1.40 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ und für $\lambda_0 = 488 \text{ nm}$, $q = 1.82 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ sind.

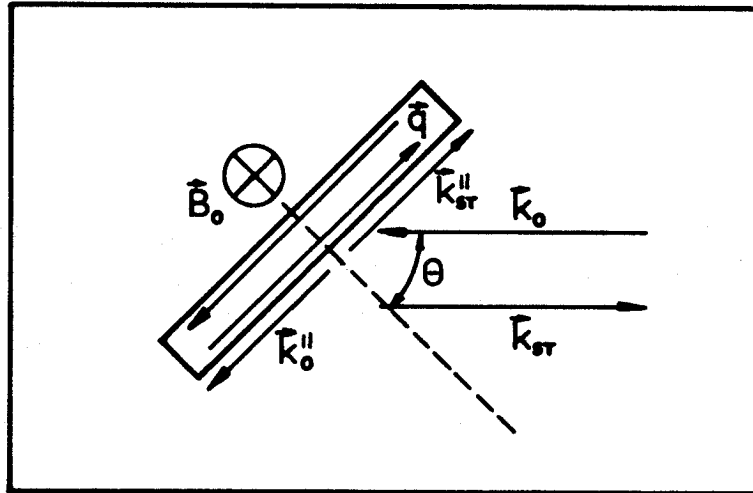


Abb. 4.5 - Lichtstreuengeometrie. $\vec{k}_0$: einfallender Lichtwellenvektor, $\vec{k}_{st}$: gestreuter Lichtwellenvektor, $\vec{k}_0''$ und $\vec{k}_{st}''$: Komponenten der Wellenvektoren parallel zur Oberfläche, $\vec{q}$: Wellenvektor der Spinwelle, $\vec{B}_0$: äußeres Feld, θ : Einfallswinkel

Der experimentelle Fehler bei der Bestimmung der Frequenzverschiebung betrug ± 1 GHz.

4.5 Probeneinflüsse auf die Lichtstreuenspektren

Nach dem in Kap. 2 erwähnten Probenpräparations-Verfahren durch Molekularstrahlepitaxie wurde eine Reihe von Einfach-EuS- und Mehrfach-(EuS/SrS)_N-Schichten bis zu dem homogen gemischten Eu_xSr_{1-x}S-System auf Silizium(111)-Unterlagen für die Lichtstreuuntersuchungen hergestellt. Die Lichtstreuexperimente wurden systematisch an diesen Proben mit verschiedenen Schichtdicken im Temperaturbereich von 8 K bis 300 K durchgeführt. Die Substrattemperatur hat entscheidenden Einfluß auf die magnetischen Eigenschaften der EuS-Proben. Die Ergebnisse zeigen eine starke Abhängigkeit von der Dotierungsart des Silizium-Substrats, der Schichtdicke und der Substrattemperatur. Dies betrifft vor allem die Beobachtbarkeit der Oberflächenspinwelle.

5. Ergebnisse und Diskussion der Lichtstreuexperimente

Als erste Näherung für die numerische Auswertung der Meßergebnisse bezüglich der Magnetfeld- und Temperaturabhängigkeit der Frequenzen von thermisch angeregten akustischen Spinwellen wurden die Gleichungen 4.4 und 4.5 benutzt /2/.

Um die Temperatur- und Feldabhängigkeit sowohl der Oberflächen - als auch der Volumenmoden-Frequenzen dünner ferromagnetischen EuS-Schichten zu berechnen und mit den experimentellen Meßergebnissen zu vergleichen, wurde in den Gleichungen 4.4 und 4.5 die magnetische Polarisierung $J(T, B_0)$ nach der Weiss'sche Molekularfeldtheorie berechnet und eingesetzt.

In der Tabelle 5.1 sind wichtige Größen für diese numerischen Berechnungen für zwei verwendete Wellenlängen zusammengestellt. Dabei werden auch die magnetischen Größen und Molekularfeldkonstanten von EuS und EuO miteinander verglichen /16/.

Tabelle 5 - Die für die numerische Auswertung der Lichtstreuexperimente nach der Molekularfeld- und Damon-Eshbach-Theorie relevanten Größen.

Kristall	Curie-Temp. (BULK)	Gitterkonst.	Spontane Polarisation (T = 0)	Molekular- feldkonst.	Spinwellen- vektor
EuS $\rho = 1.88 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$	16.5 K	5.968 Å	1.535 T	5.334	$1.4 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ ($\lambda_0 = 632.8 \text{ nm}$) und $1.8 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ ($\lambda_0 = 488 \text{ nm}$)
EuO $\rho = 2.94 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$	69.5 K	5.141 Å	2.401 T	14.362	

5.1 EuS-Einzelschichten

In Abb. 5.1 ist die am EuS auf Si(111)-P gemessene Temperaturabhängigkeit der Frequenzen von Oberflächen- und Volumenmoden dargestellt. Sie zeigt im Temperaturbereich von $8\text{ K} \lesssim T \lesssim 12\text{ K}$ den mit J-Werten aus der Molekularfeldtheorie für Spinwellen nach Gleichungen 4.4 und 4.5 geforderten Verlauf. Hierbei wurde für eine bessere Anpassung der Theorie an das Experiment für die Damon-Eshbach-Oberflächenspinwellen $J_{\text{max, OF.}} = 0.85 J_{\text{max, Vol.}}$ gesetzt, wobei $J_{\text{max, Vol.}} = 1.535\text{ T}$.

In der Nähe der Curie-Temperatur weichen die so berechneten Kurven von den Meßwerten allerdings beträchtlich ab.

Für $T > T_c$ besitzt das Kristallgitter keine spontane Magnetisierung mehr, sondern nur noch die durch das äußere Feld H_0 hervorgerufene Magnetisierung. Es wurden eine ganze Reihe von EuS-Einzelschichten auf Si(111)-P und Si(111)-N mit Dicken von 25 nm bis 220 nm untersucht, welche bei verschiedenen Substrattemperaturen hergestellt worden waren. Nur an Proben mit Dicken $80\text{ nm} \lesssim d \lesssim 110\text{ nm}$, die bei einer Substrattemperatur $T_s = 600^\circ\text{C}$ und auf Si(111)-P hergestellt wurden, konnten im ferromagnetischen Bereich sowohl Volumen- als auch Oberflächenmoden nachgewiesen werden. Bei anderen Schichtdicken und Substrattemperaturen wurden nur Volumenmoden beobachtet. Die Dotierungsart der Substrate zusammen mit der Substrattemperatur bewirken anscheinend starke Veränderungen der magnetischen Eigenschaften der Probe in der Phasengrenzschicht [17]. Weitere Untersuchungen in diese Richtung sind erforderlich, um festzustellen, welcher Mechanismus in Zusammenhang mit den angeregten Oberflächenspinwellen bei den Lichtstreuexperimenten auftritt.

Für die Untersuchungen der Oberflächenmoden mit der Lichtstreuung wurden auch einige EuS-Dünnschichten auf Saphir hergestellt. Abb. 5.2 zeigt ein Spektrum von einer solchen Probe zusammen mit dem von einer Schicht auf Si(111)-P. Man sieht bei diesem Vergleich wie bei der dünneren Probe Stokes- und Antistokes-Strahlung mit gleicher Intensität auftreten und sich auch die Streuintensitäten von den Volumen- und der höherenergetischen Oberflächenmode angleichen. Dies ist plausibel, wenn man berücksichtigt, daß eine Schichtdicke von 55 nm gerade etwa die Eindringtiefe der Oberflächenwelle entspricht. Bei einer solchen Probe wird daher praktisch das ganze Streuvolumen, das jetzt durch die Probendicke vorgegeben ist, von der Volumen- und der Oberflächenmode durchsetzt. Stokes- und Antistokes-Streuung ist stets mit entgegengesetzten Laufrichtungen der Spinwellen korreliert. Bei Oberflächenwellen ist die eine Laufrichtung auf der einen die andere auf der anderen Oberfläche konzentriert. Ist jedoch die Schichtdicke ver-

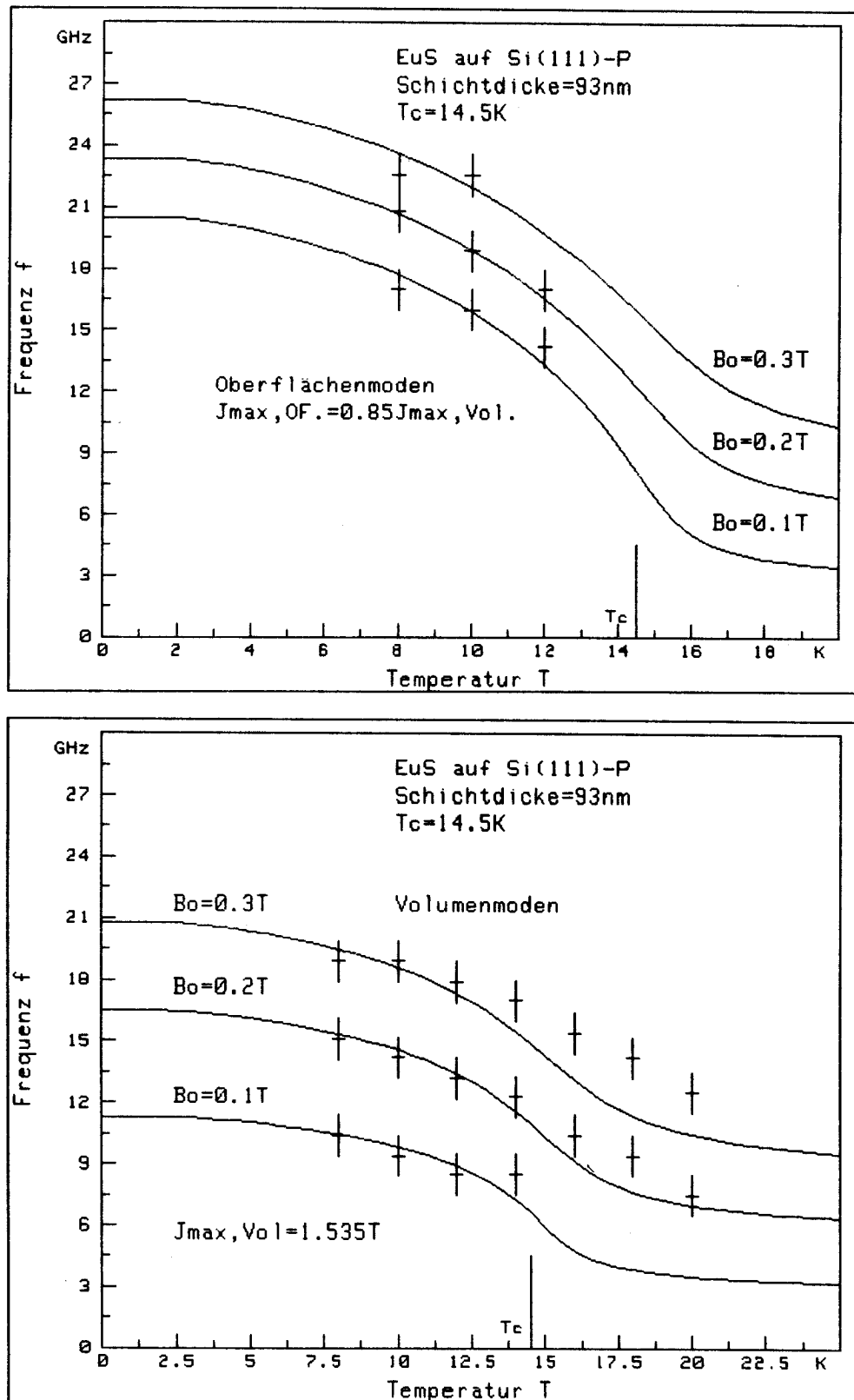


Abb. 5.1 - Temperatur- und Feldabhängigkeit der Frequenzen von Oberflächen- und Volumenmoden bei $\theta = 45^\circ$ und $\lambda_0 = 632.8$ nm. Substrattemperatur bei Herstellung der Probe, $T_s = 600$ °C.

gleichbar mit der Eindringtiefe so durchsetzen beide Laufrichtungen die ganze Schicht und Stokes und Antistokes Streuung werden mit gleicher Intensität erwartet. Dies wird auch beobachtet.

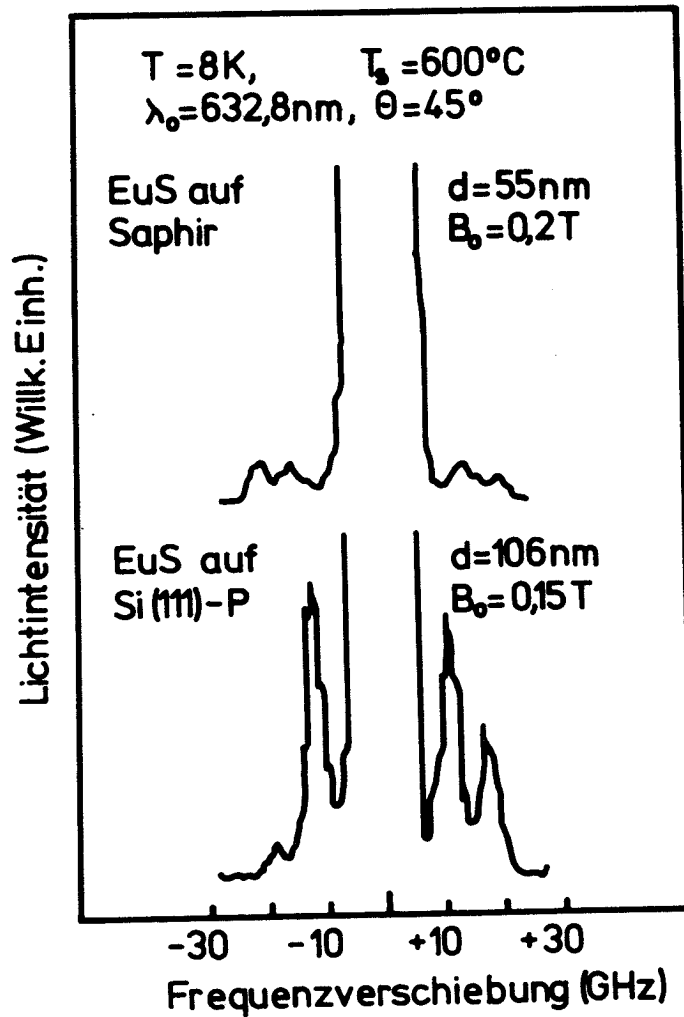


Abb. 5.2 - Symmetrisches Verhalten der Oberflächenmoden

Das Bild 5.3 zeigt die Temperaturabhängigkeit der Frequenzen von Volumenmoden oberhalb der Curie-Temperatur. Ab $T \approx 40$ K werden diese Frequenzen genau wie die Magnetisierung temperaturunabhängig. Hier wurde keine Anpassung durchgeführt und innerhalb der Meßgenauigkeit werden die Experimente durch die Annahme einer Spinpräzession um das äußere Feld, ähnlich wie bei der paramagnetischen Resonanz beschrieben.

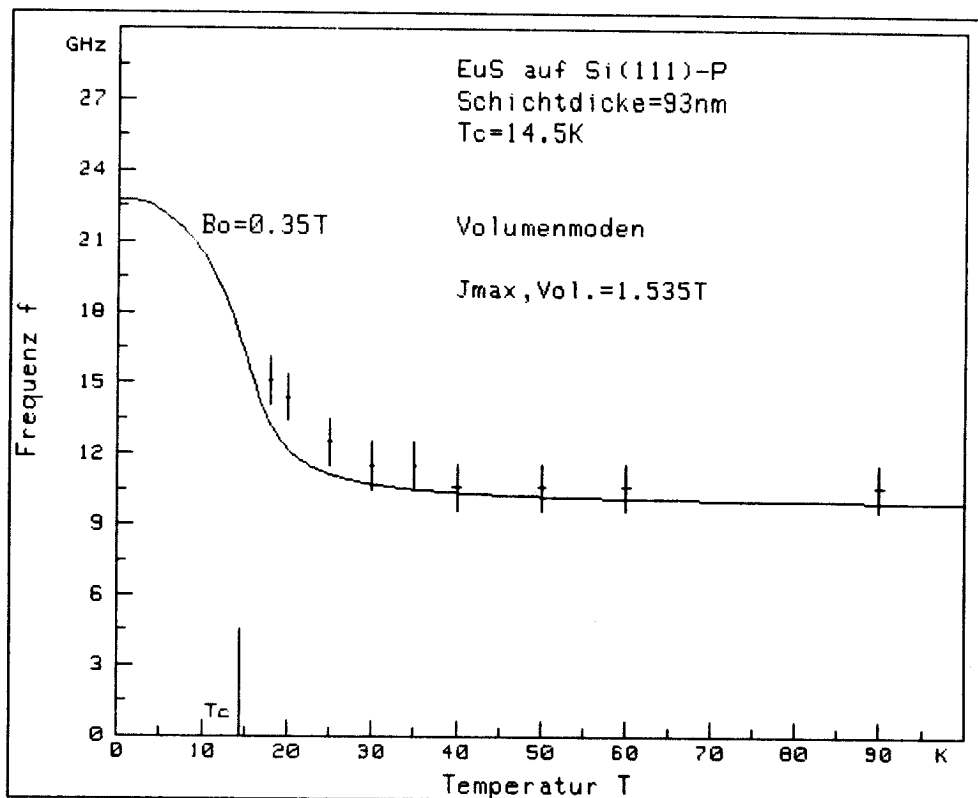


Abb. 5.3 - Temperaturabhängigkeit der Frequenzen von Volumenmoden im paramagnetischen Bereich unter dem Einfluß des äußeren Feldes $B_0=0.35$ T.

Die Frequenzverschiebung von Oberflächen- und Volumenmoden wurde als Funktion des äußeren Feldes und der Temperatur untersucht. Man konnte feststellen, daß die Oberflächenmoden nur bis etwa 0.5 K unterhalb der Curie-Temperatur noch auflösbar waren. Bei T_c verschwinden diese Moden und im Spektrum wird nur eine Frequenz beobachtet. Abb. 5.4 zeigt typische Spektren einer 93 nm EuS-Schicht auf Si(111)-P von 8 K bis 300 K.

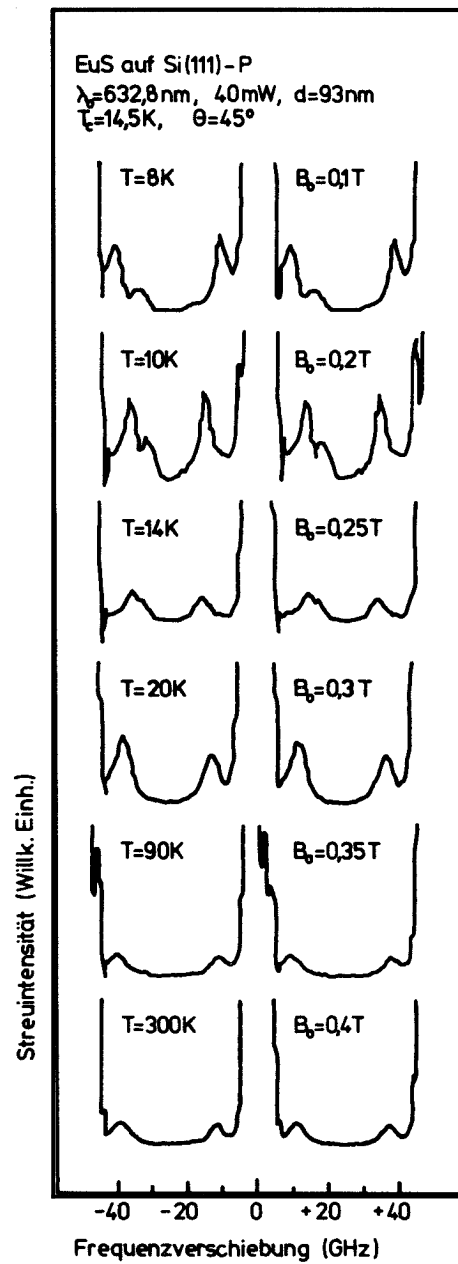


Abb. 5.4 - Volumen- und Oberflächenmoden bei verschiedenen Temperaturen und Magnetfeldern für eine EuS-Schicht auf Si(111)-P.

Auch für die Darstellung der Frequenzen als Funktion des äußeren Feldes bei konstanter Temperatur wurde der Magnetisierungswert auf 85 % des bekannten Wertes von kristallinem EuS für $T \rightarrow 0$ reduziert. Die Abb. 5.5 zeigt also die Feldabhängigkeit der Frequenzen beider Moden im ferromagnetischen ($T = 8$ K) und im paramagnetischen Bereich, ($T = 300$ K). Aus Abb. 5.3 und 5.5 kann man schließen, daß wie bereits erwähnt, oberhalb $T = 40$ K die Feldabhängigkeit der Frequenzen durch die paramagnetische Resonanz $\omega = \gamma B_0$ beschrieben wird. Damit ist experimentell die Zeeman-Aufspaltung des $^8S_{7/2}$ -Grundzustandes des Eu^{2+} -Ions mittels Lichtstreuung im paramagnetischen Bereich nachgewiesen.

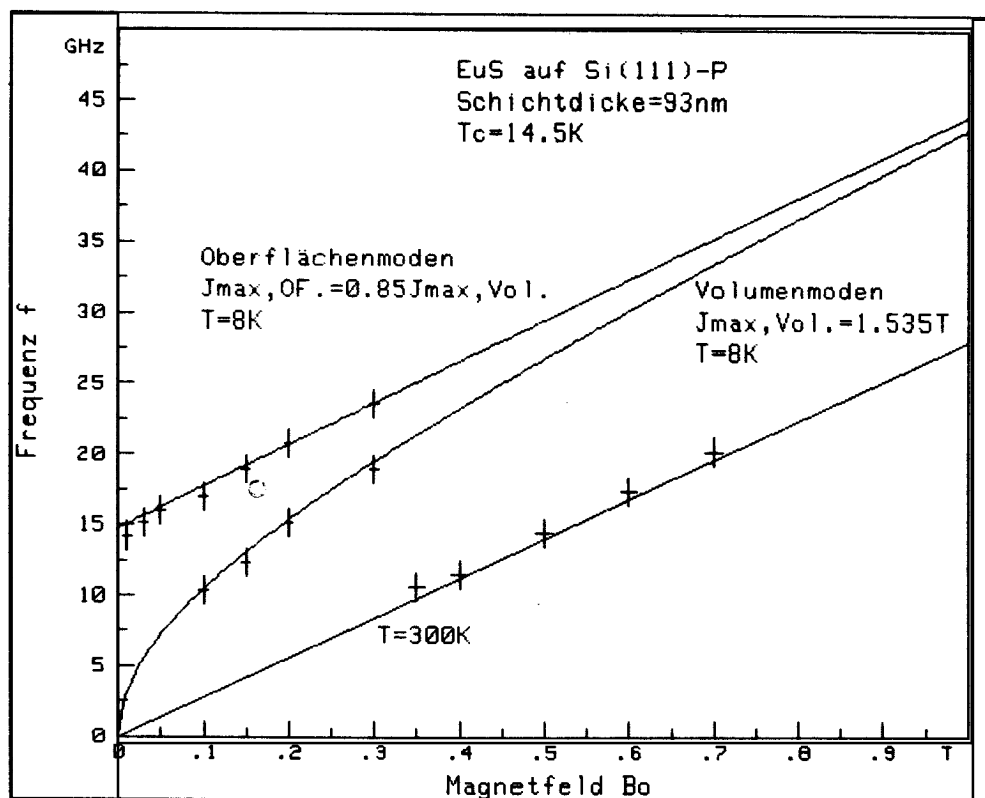


Abb. 5.5 - Feldabhängigkeit der Frequenzen von Oberflächen- und Volumenmoden im ferromagnetischen Bereich (obere Kurven). Die untere Kurve entspricht der paramagnetischen Resonanz $\omega = \gamma B_0$ mit $g = 2$ bei $T = 300$ K.

Im Gegensatz zu den EuS-Schichten auf Si(111)-P zeigten die gemessenen Frequenzen der Volumenmoden bei EuS-Schichten auf Si(111)-N ein Verhalten über der Temperatur, das wesentlich besser auch in Nähe T_c mit der Molekularfeld- und Damon-Eshbach-Theorie zu beschreiben war (siehe Abb. 5.6 und 5.7).

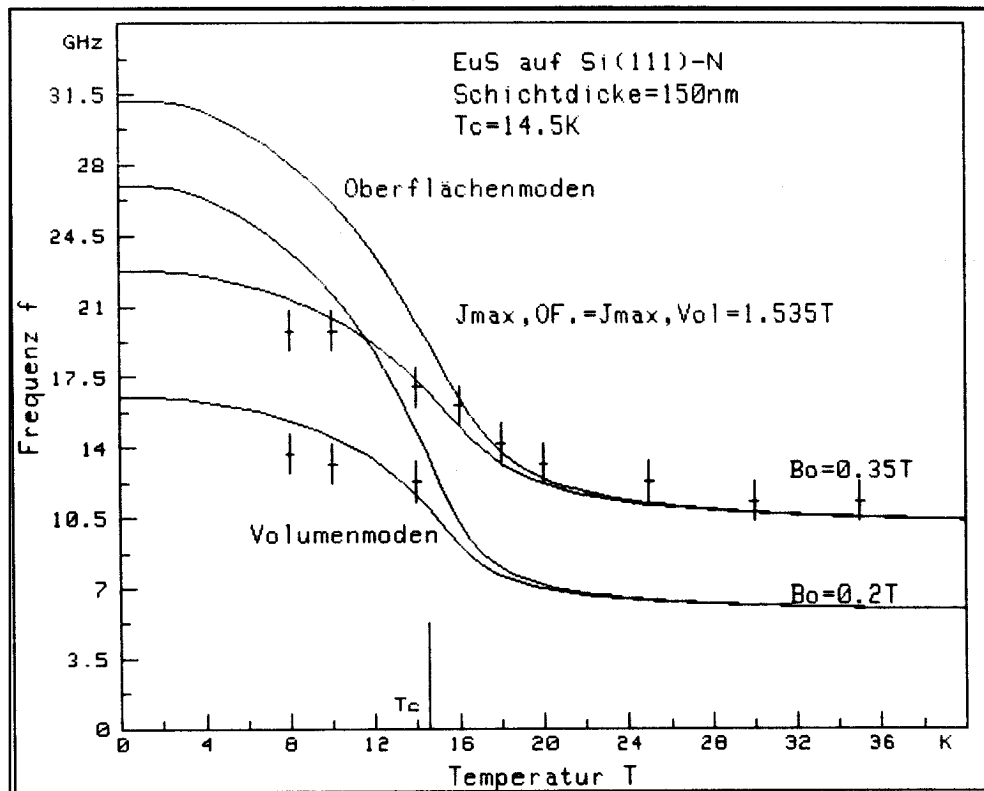


Abb. 5.6 - Temperatur und Feldabhängigkeit der Frequenzen von Oberflächen- und Volumenmoden für eine 150 nm auf Si(111)-N EuS-Probe. Substrattemperatur bei der Herstellung, $T_s = 1000^\circ\text{C}$.

Bei diesen zwei Proben auf Si(111)-N wurden, wie bereits erwähnt, keine Oberflächenmoden beobachtet. In Abb. 5.6 und 5.7 ist trotzdem der theoretische Verlauf der Frequenzen von Oberflächenmoden als Funktion der Temperatur und des äußeren Feldes dargestellt.

Man kann auch aus den Kurven von Abb. 5.6 und 5.7 die Frequenzunterschiede bei konstantem Feld $B_0 = 0.2$ T zwischen beiden Proben mit zwei verschiedenen Schichtdicken vergleichen. Dabei stellt man fest, daß die Dicke bezüglich der Frequenzverschiebungen nur bei den Oberflächenmoden eine Rolle spielt (siehe Gl. 4.4 und 4.5).

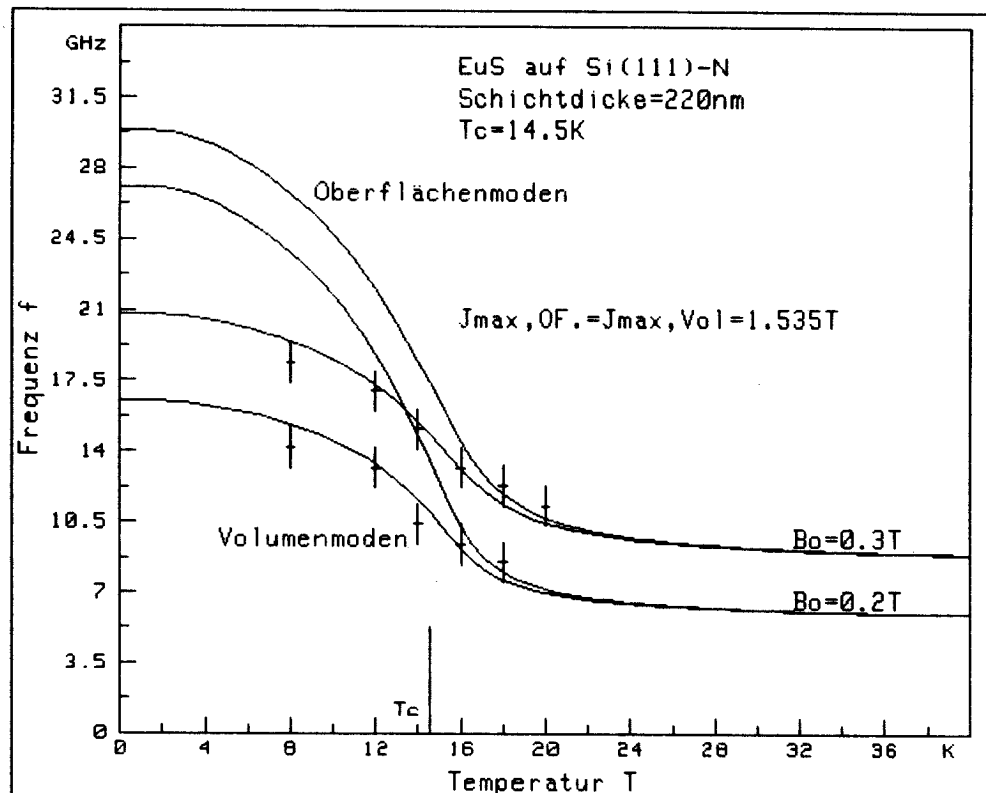


Abb. 5.7 - Temperatur- und Feldabhängigkeit der Frequenzen von Oberflächen- und Volumenmoden für eine 220 nm EuS-Probe auf Si(111)-N. Substrattemperatur bei der Herstellung $T_s = 1050^\circ\text{C}$.

5.2 Lichtstreuung an dem homogen gemischten $\text{Eu}_x\text{Sr}_{1-x}\text{S}$ -System

Die magnetische Verdünnung von EuS erhält man durch Substitution der magnetischen Eu^{2+} -Ionen mit Sr^{2+} -Ionen, die kein magnetisches Moment besitzen und deshalb nicht am Ferromagnetismus teilnehmen. Mit der MBE-Anlage des IFF (Magnetismus) wurden feste Lösungen verschiedener Mengenverhältnisse von SrS in EuS hergestellt. Die chemische Formel dieser Mischungen läßt sich als $\text{Eu}_x\text{Sr}_{1-x}\text{S}$ schreiben, wobei mit abnehmendem Anteil x eine wachsende Anzahl von Sr^{2+} -Ionen vorhanden ist. Bei so einem verdünnten System wird die Wechselwirkungssumme zwischen den atomaren Momenten schwächer. Durch Verdünnung ändern sich somit zugleich die Curie-Temperatur und die spontane Magnetisierung /14/.

Der Einfluß der magnetischen Verdünnung auf die Koerzitivfeldstärke und die Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilität bei tiefen Temperaturen wurde intensiv untersucht /7/. Aus diesen Ergebnissen konnte man nachweisen, daß mit wachsender Verdünnung die Curie-Temperatur allmählich abnahm.

Abb. 5.8 zeigt die Feldabhängigkeit der Frequenzen bei $T = 8\text{K}$ für eine homogen gemischte $\text{Eu}_x\text{Sr}_{1-x}\text{S}$ -Probe, deren Curie-Temperatur 10.5 K beträgt.

Wenn man Abb. 5.5 und 5.8 vergleicht erkennt man, daß die Krümmung der Frequenz-Kurve für die Volumenmoden mit abnehmender Eu^{2+} -Ionenkonzentration abnimmt.

Auf dem Bild 5.8 ist ersichtlich, daß sich die experimentellen Werte der Volumenmoden gut beschreiben lassen wenn man die magnetische Polarisation solcher

Proben mit $J_{\text{max, Vol.}} = x J_{\text{max, EuS-Bulk}}$ annimmt. Hierbei ist $J_{\text{max, Vol.}}$ der Anpassungswert der magnetischen Polarizations der gemischten Probe bei $T = 0\text{K}$.

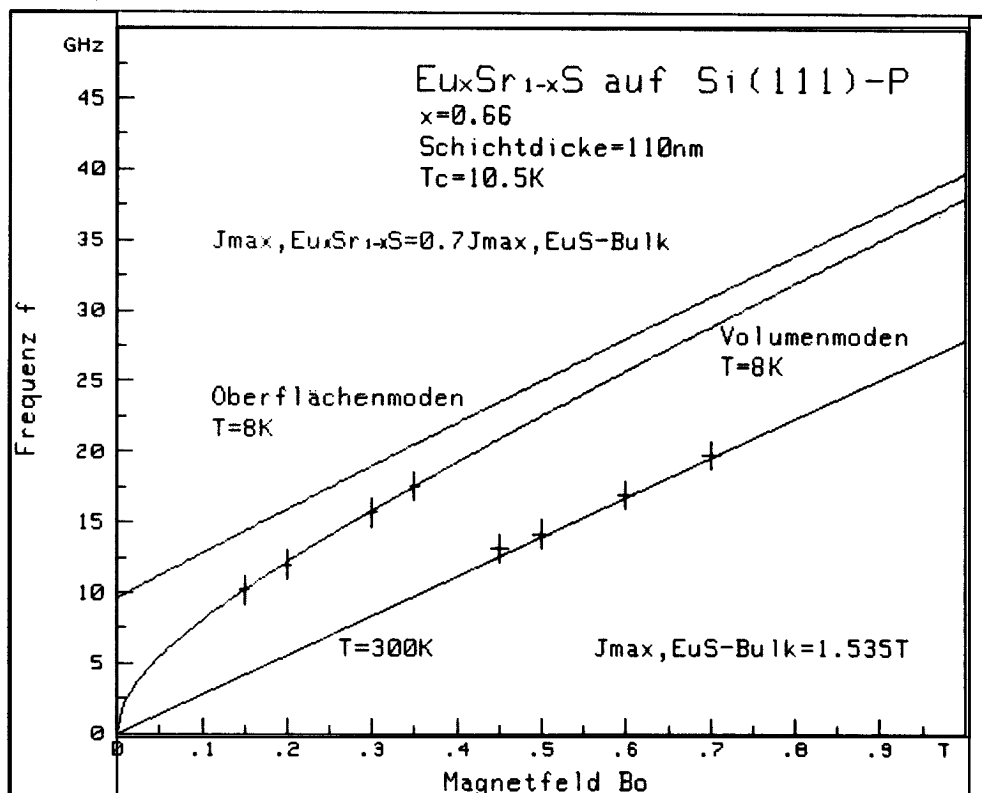


Abb. 5.8 - Feldabhängigkeit der Frequenzen von Oberflächen- und Volumenmoden in der Nähe des Phasenübergangs für eine homogen gemischte $Eu_xSr_{1-x}S$ -Probe. Die untere Kurve beschreibt die Zeeman-Aufspaltung des $^8S_{7/2}$ -Grundzustandes bei $T = 300 K$. Substrattemperatur bei Herstellung der Probe; $T_s = 1050^\circ C$.

Abb. 5.8 zeigt die Frequenzabhängigkeit von Oberflächen und Volumenmoden vom äußeren Feld für $Eu_xSr_{1-x}S$. Der in der Abb. angegebene Wert von $x = 0,66$ ist die bei der Probenpräparation eingestellte Eu-Konzentration. Um eine bessere Anpassung der Theorie an die Meßwerte zu erzielen wurde bei den in Abb. 5.8 gezeigten Kurven ein Wert von $x = 0,7$ verwendet. Daß der Wert von $x = 0,66$ etwas zu klein ist, wurde auch durch eine spätere Rutherford-Rückstreuanalyse nahegelegt die als Maximalwert $x = 0,8$ ergab.

Die in Bild 5.9 gezeigten Spektren vom $Eu_xSr_{1-x}S$ -System zeigen die Zeeman-Aufspaltung des $^8S_{7/2}$ -Grundzustandes bei Zimmertemperatur bei verschiedenen äußeren Feldern.

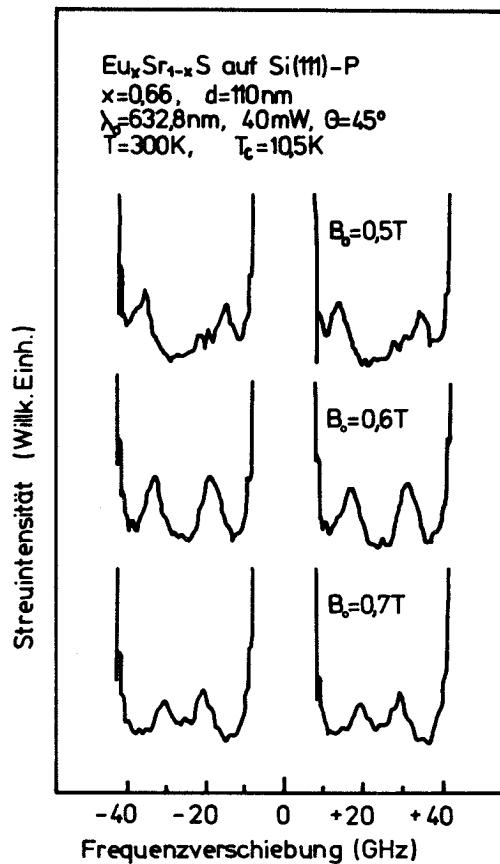


Abb. 5.9 - Zeeman-Aufspaltung mittels Lichtstreuung

Bei weiterer Verdünnung werden die Frequenzen immer besser durch die paramagnetischen Werte $\omega = g\mu_B B_0$ beschrieben. Dies ist in Bild 5.11 für eine extrem verdünnte Eu_xSr_{1-x}S-Probe mit $x = 0,005$ gezeigt.

Der Nachweis der Zeeman-Aufspaltung dieses Eu_{0,005}Sr_{0,995}S-Einkristalls durch Lichtstreuung wurde im Gegensatz zu allen anderen Experimenten mit der Linie $\lambda_0 = 488\text{ nm}$ eines Ar-Laser durchgeführt. Bild 5.10 zeigt die Lichtstreuenspektren von diesem verdünnten Einkristall aufgenommen bei $T = 300\text{ K}$.

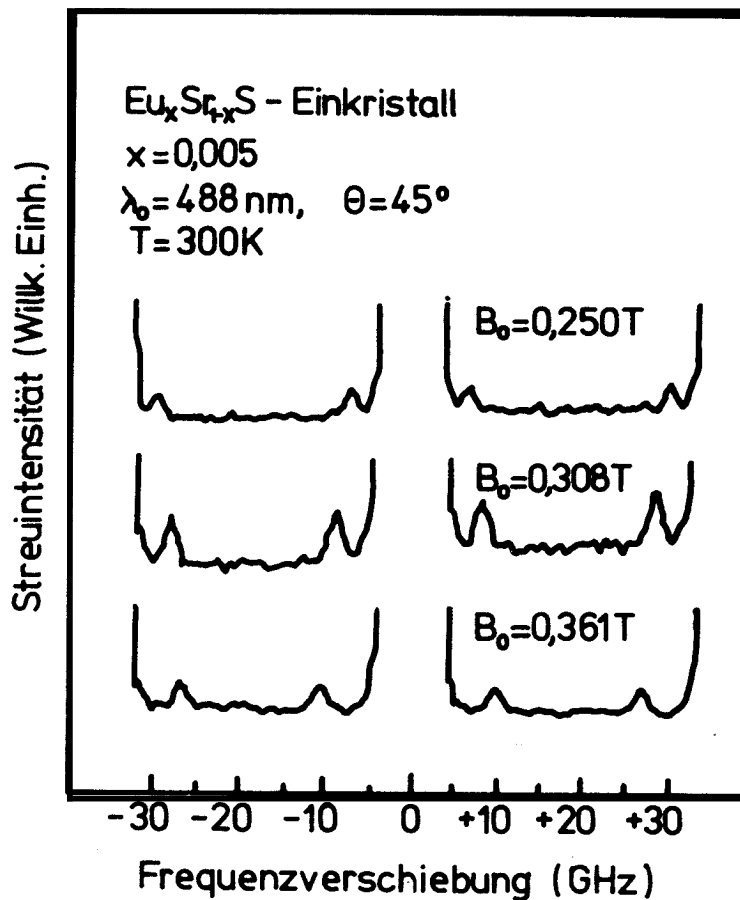


Abb. 5.10 - Brillouin-Spektren zum Nachweis der Zeeman-Aufspaltung des $^8\text{S}_{7/2}$ -Grundzustands des Eu^{2+} -Kations an einem stark verdünnten $\text{Eu}_{0,005}\text{Sr}_{0,995}\text{S}$ -Einkristall bei Zimmertemperatur.

Bei Anregung mit $\lambda_0 = 632,8\text{ nm}$ wird die inelastische Lichtstreuung total von der starken roten Lumineszenz, die diese Kristalle zeigen, überdeckt.

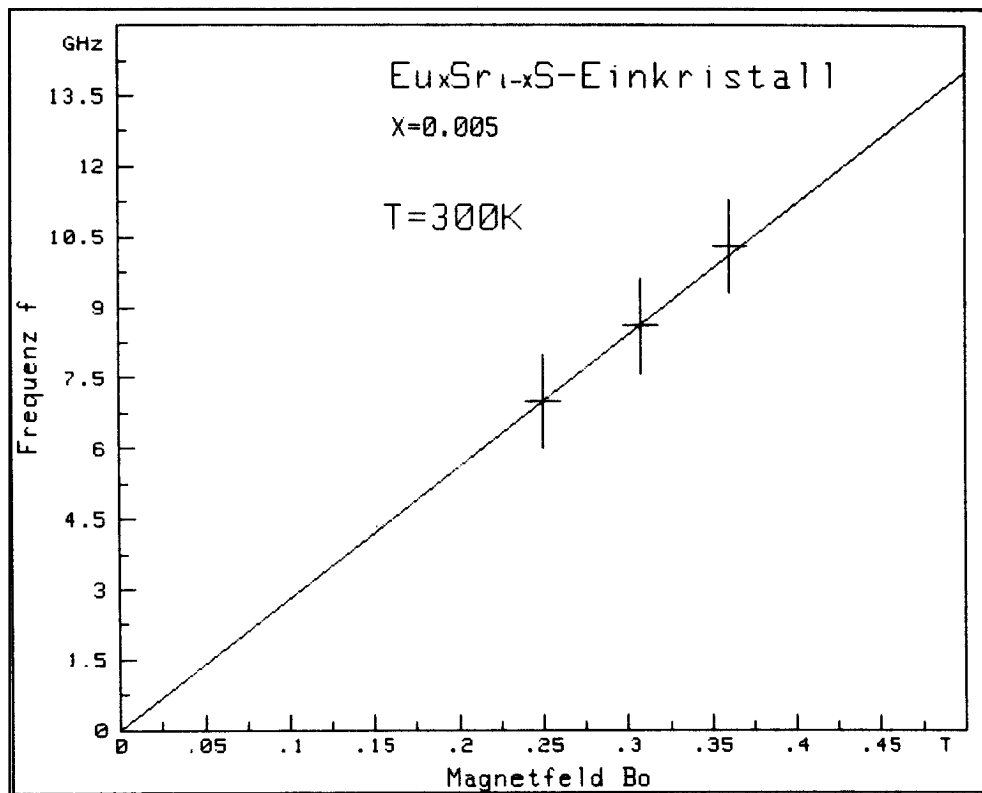


Abb. 5.11- Zeeman-Aufspaltung des $8S_{7/2}$ -Grundzustands des Eu^{2+} -Kations in einem extrem verdünnten $\text{Eu}_x\text{Sr}_{1-x}\text{S}$ -Einkristall bei Zimmertemperatur mittels inelastischer Lichtstreuung; $\lambda_0 = 488 \text{ nm}$, $\theta = 45^\circ$.

5.3 (EuS/SrS) - Mehrfachschichten

Durch Anwendung der inelastischen Lichtstreuungsmethode wurden auch geschichtete (EuS/SrS)-Strukturen untersucht. Diese geschichteten Heisenberg Ferromagnete spielen eine wichtige Rolle, um das Verhalten akustischer Spinwellen beim Übergang vom geschichteten (geordneten) zum gemischten (ungeordneten) (Eu, Sr)S-System als Funktion von Zusammensetzung x , Magnetfeld und Temperatur durch inelastische Lichtstreuung zu untersuchen.

Untersucht wurden eine 4-fach und eine 8-fach (EuS/SrS)-Probe, welche auf Si (111)-P hergestellt wurden. In Abb. 5.12 ist die Frequenzabhängigkeit vom äußeren Feld bei 8 K und Zimmertemperatur dargestellt.

Die experimentellen Ergebnisse bei $T = 8K$ zeigen, daß die Krümmung der Frequenzkurve über dem äußeren Feld kleiner wird je mehr die Probe geschichtet ist. Das bedeutet, daß mit zunehmender Schichtung die mittleren Curie-Temperaturen abnehmen [7/].

Bei 8K wurden an den zwei Proben nur Volumenmoden beobachtet. Außerdem wurde in beiden (EuS/SrS)-Mehrfachschichten die Eu^{2+} -Ionenkonzentration und die Gesamtdicke konstant gehalten, d.h., die Konzentration der Eu^{2+} -Ionen wird durch

$$x = n_M d_M / D \quad (5.1)$$

gegeben, wobei d_M die Einzel- und D die Gesamtschichtdicke bedeuten. Für die Anpassung wurde der x -Wert von Gl. 5.1 benutzt und die Curie-Temperatur T_C , die die Messungen bei $T = 8 \text{ K}$ am besten beschrieb angepaßt. Für die 4-fach (EuS/SrS)-Probe ergab dies $T_C = 6,5 \text{ K}$ und für die 8-fach (EuS/SrS)-Probe $T_C = 5,5 \text{ K}$. Die Zeeman-Aufspaltung bei $T = 300 \text{ K}$ wurde für alle untersuchten Schichtstrukturen durch die paramagnetische Resonanz $\omega = \gamma B_0$ beschrieben, wobei für γ der dem g -Faktor $g = 2$ entsprechende Wert gewählt wurde.

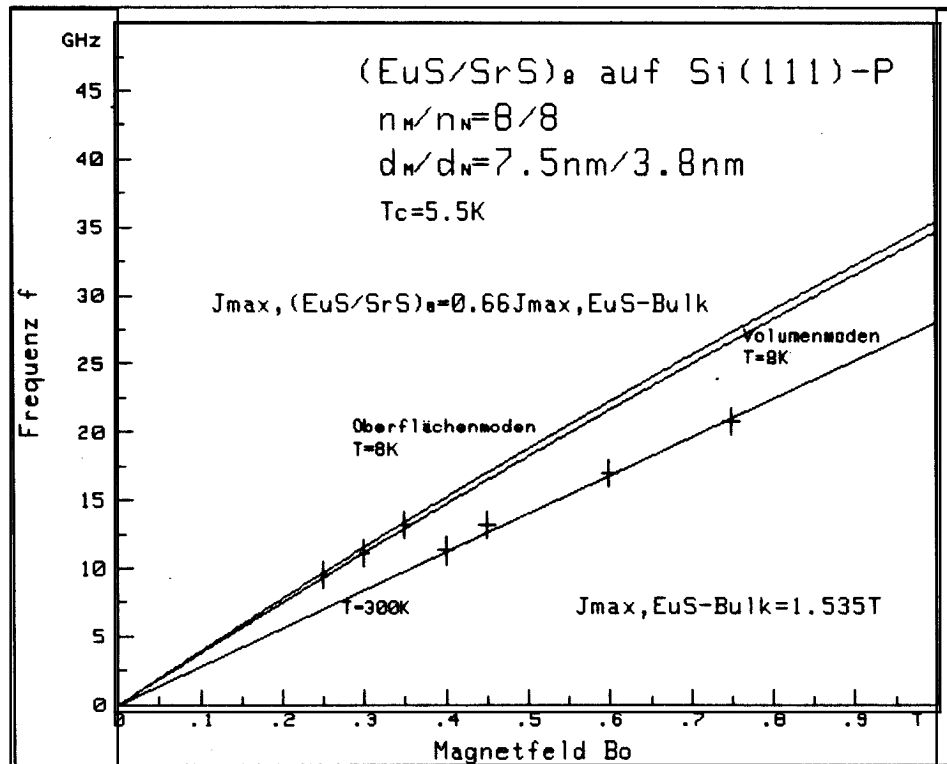
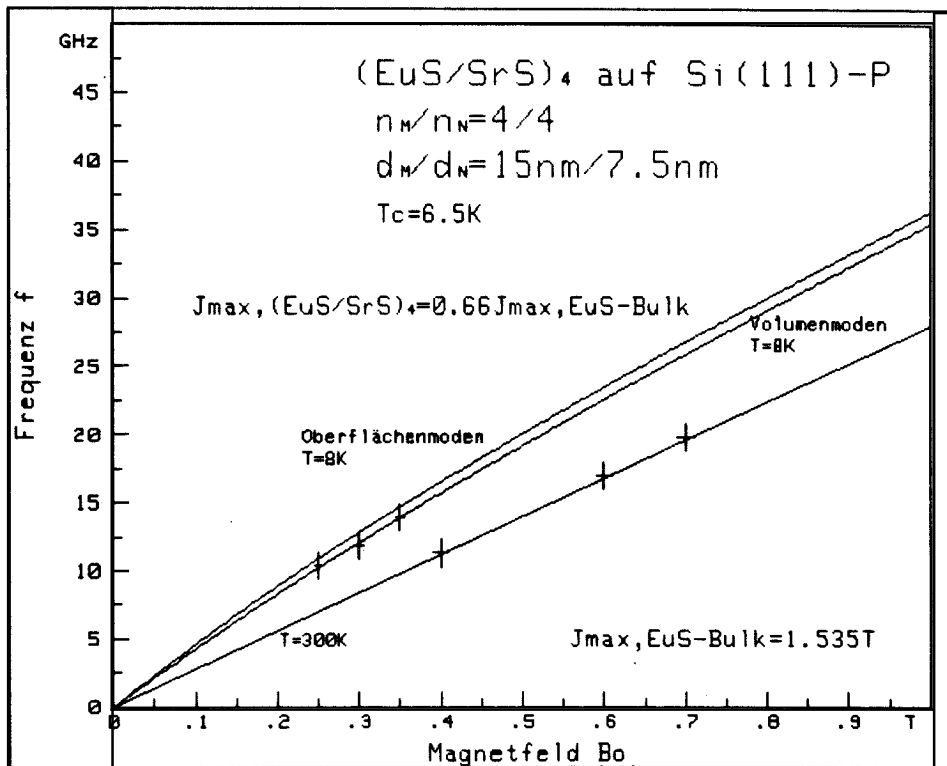


Abb. 5.12 - Feldabhängigkeit der Frequenzen von Volumenmoden für die n_M -fach geschichteten (EuS/SrS) -Strukturen im paramagnetischen Bereich. Die unteren Geraden stellen die Zeeman-Aufspaltung des $^8\text{S}_{7/2}$ -Grundzustandes des Eu^{2+} -Ions bei $T = 300\text{ K}$ dar.

5.4 Zeeman-Aufspaltung in $^{12}\text{C}^+/\text{KCl}$ -Einkristallen

In ionischen Kristallen wie z. B. NaCl, KCl, etc. ist die Anzahl von positiven und negativen Leerstellen im Gitter im Gleichgewicht. Durch Implantation von $^{12}\text{C}^+$ -Ionen in KCl ist es möglich Ionen aus ihren regulären Gitterplätzen auf Zwischengitter-Plätze zu versetzen. Die Anzahl von Leerstellen wird dabei erhöht und es werden einige freie Ladungsträger in das Leitungsband gebracht. Bei der Implantation mit $^{12}\text{C}^+$ -Ionen entstehen Farbzentren. Ein angelagertes Elektron in diesem Defekt bildet zusammen mit den sechs benachbarten K^+ -Ionen ein in einer Potentialmulde gebundenes Elektron ähnlich wie beim Wasserstoffatom. Elektronische Übergänge dieses Elektrons werden jedoch sehr stark durch die thermische Bewegung der Nachbaratome gestört und ergeben dadurch breite Absorptionsbanden. Die Implantation wurde bei $T = 6 \text{ K}$ mit dem 400 KeV-Beschleuniger des IFF der KFA Jülich durchgeführt. Die KCl-Kristalle wurden mit $^{12}\text{C}^+$ -Ionen einer Energie von 250 KeV bestrahlt. Die $^{12}\text{C}^+$ -Ionenkonzentration liegt bei etwa 10^{20} cm^{-3} .

Der Nachweis der Zeeman-Aufspaltung des Grundzustands mittels Lichtstreuung ist möglich, weil beim Anlegen des äußeren Feldes der Drehimpuls der Elektronen und ihr damit gekoppeltes magnetisches Moment mit der Frequenz $\omega = \gamma B_0$ präzediert. Ebenso wie bei dem paramagnetischen $\text{Eu}_x\text{Sr}_{1-x}\text{S}$ -System mit $x = 0,005$ kann diese Präzession durch Lichtstreuung beobachtet werden (siehe Abb. 5.13), und man kann das Verhalten der Frequenzen als Funktion der Temperatur, des äußeren Feldes u. a. untersuchen.

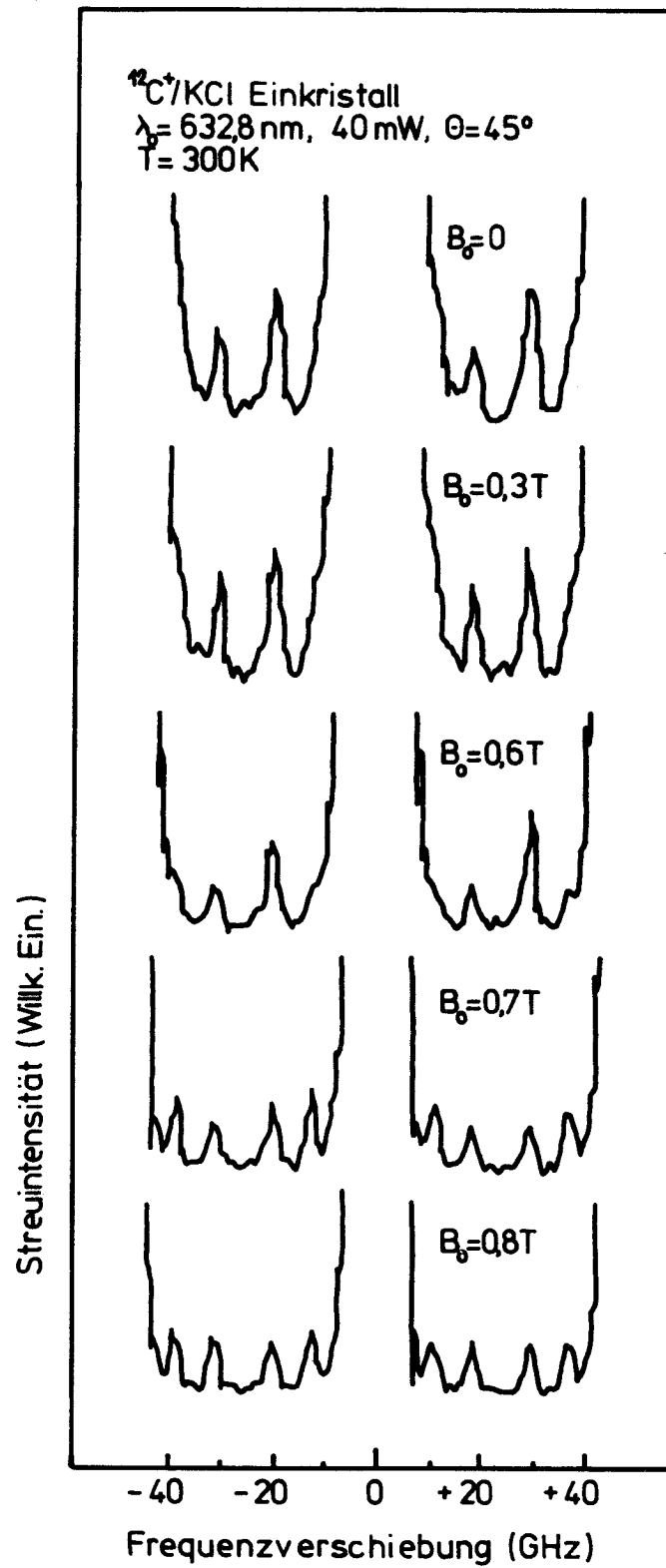


Abb. 5.13 - Brillouin-Spektren eines $^{12}\text{C}^+/\text{KCl}$ -Einkristall bei verschiedenen Magnetfeldern.

Zusammenfassung

Die Untersuchung der Magnetisierungsverteilung ferromagnetischer dünner EuS-Schichten mit einachsiger Anisotropie mittels des longitudinalen magnetooptischen Kerr-Effekts (LMOKE) hat sich gut bewährt, um ein besseres Verständnis für das Zustandekommen der magnetischen Domänen in diesen ferromagnetischen Schichten zu gewinnen.

Bei EuS-Schichten auf Si(111) bilden sich die hier auflösbaren großen ($>2 \mu\text{m}$) Domänen nur, wenn die verschiedenen Magnetisierungsrichtungen im Kristall energetisch nicht gleichwertig sind. Solange die mechanischen Spannungen in der EuS-Schicht nicht allzu inhomogen sind, bewirkt diese einachsige Anisotropie, daß die Domänen nur längs einer Vorzugsrichtung entstehen. Bei Ummagnetisierungsvorgängen unter einem Winkel φ zur leichten Achse, d.h. wenn die Schicht um einen Winkel φ gegen die Feldachse gedreht wird, wurde die magnetische Anisotropie in der Schichtebene mittels des Verhaltens der Keimbildungsfeldstärke H_K und der Sättigungsfeldstärke H_S ermittelt. Dabei wurde beobachtet, daß die Domänen stets in Richtung der leichten Achse wachsen und die Anzahl der Wände und Bereiche mit dem Winkel φ zunehmen. Die Domänenbreite nimmt entsprechend ab. Aus der Untersuchung der gemessenen charakteristischen Feldgrößen H_K , H_C und H_S in der leichten Achse wurde festgestellt, daß sich diese Feldgrößen in guter Näherung mit einem $T^{1/2}$ -Gesetz beschreiben lassen, was auch zur Bestimmung von T_C ausgenutzt werden kann.

Wichtige Einflüsse auf die Form der Ummagnetisierungskurve insbesondere wenn das Magnetfeld unter einem Winkel $\varphi \neq 0$ zur leichten Richtung angelegt wird sind die Keimbildung, das Entstehen von Blochwänden und die Magnetisierungsverteilung.

Bei den Lichtstreuexperimenten konnten im ferromagnetischen Bereich sowohl Volumen- als auch Oberflächenmoden nachgewiesen werden. Oberflächenmoden erschienen jedoch nur an Proben mit Schichtdicken zwischen 80 nm und 110 nm, welche bei einer Substrattemperatur $T_s = 600 \text{ }^\circ\text{C}$ und auf Si(111)-P hergestellt wurden. Die Dotierungsart der Substrate und die Substrattemperatur bewirken anscheinend starke Veränderungen der magnetischen Eigenschaften der Probe in der Phasengrenzschicht. Es sind jedoch weitere Untersuchungen in diese Richtung erforderlich, um aufzuklären, welcher Mechanismus dabei auftritt. Für zwei EuS-Proben, eine auf Saphir (55 nm) und die andere auf Si(111)-P (106 nm) wurde das reziproke Verhalten der Oberflächenmoden etwas eingehender untersucht.

Mit wachsender Temperatur werden die Volumen- und Oberflächenspinwellen zu immer größeren Amplituden angeregt, so daß die mittlere magnetische Polarisation J mit wachsender Temperatur T abnimmt. Im Gegensatz zu der Temperaturabhängigkeit der Frequenzen der Volumenmoden, nimmt die Frequenz der Oberflächenmoden mit wachsendem T schneller ab. Bei T_c verschwinden die Oberflächenmoden und Volumenmoden in den Brillouin-Spektren bei $B_0 = 0$.

Die beobachtete Temperaturabhängigkeit der Frequenzen konnte halbquantitativ mit der Molekularfeld- und der Damon-Eshbach-Theorie und einer plausiblen Verringerung der Magnetisierung an der Oberfläche der Schicht beschrieben werden. Bei dem verdünnten $\text{Eu}_x\text{Sr}_{1-x}\text{S}$ -System ergab sich, daß sich die Feld- und Temperaturabhängigkeit der Frequenzen von Volumenmoden mit dem Ansatz $J_{\text{max, Vol}} = x J_{\text{max}}$, EuS-Bulk gut beschreiben lassen. Außerdem wurde bei allen Proben die Zeeman-Aufspaltung des $^8\text{S}_{7/2}$ -Grundzustandes bei Zimmertemperatur die der paramagnetischen Resonanz $\omega = \gamma B_0$ entspricht, mittels Lichtstreuung nachgewiesen. Aus den Meßwerten der Frequenzen für die 4-fach und 8-fach geschichteten (EuS/SrS)-Proben wurden mit Hilfe der Molekularfeld- und Damon-Eshbach-Theorie die T_c -Werte zu 6,5 K und 5,5 K ermittelt.

Zuletzt wurde ein $^{12}\text{C}^+/\text{KCl}$ -Einkristall untersucht, in dem durch Implantation von $^{12}\text{C}^+$ -Ionen paramagnetische Farbzentren entstehen und wiederum wurde mittels Lichtstreuung die Zeeman-Aufspaltung nachgewiesen.

Anhang

Magnetische Wände

P. Weiss 1907 postulierte die Bezirksaufteilung ferromagnetischer Substanzen, in denen die Magnetisierung ihren Sättigungswert hat /18/. Die theoretische Begründung für diese Unterteilung wurde 1935 von Landau und Lifschitz /19/ gebracht. Sie haben gezeigt, daß durch eine geeignete Bezirksaufteilung die magnetostatische Energie um mehr reduziert wird als andere Energieanteile dabei anwachsen. Die Austauschwechselwirkung zwischen benachbarten Spins führt zur magnetischen Ordnung, konkurriert aber mit der magnetostatischen Energie, der Anisotropieenergie und der Magnetostriktion.

Betrachtet man die Magnetisierung M in einem ferromagnetischen Material homogen, ist dann die magnetostatische Energie in seinem eigenen Magnetfeld gegeben durch

$$E_D \simeq M^2 \quad (A.1)$$

Die potentielle Energie dieses Dauermagneten mit der Form eines Ellipsoides in einem homogenen effektiven Magnetfeld H ist

$$U_H = -MH \cos\varphi \quad (A.2)$$

worin φ der Winkel zwischen Feld und Magnetisierungsrichtung bedeutet.

Unterteilt man einen homogen magnetisierten Würfel in n gleich große, antiparallel zueinander magnetisierten Domänen, nimmt dann die magnetostatische Energie auf

$$E_D \simeq \left(\frac{1}{n} \right) M_s^2 \quad (A.3)$$

ab. Dabei ist M_s die Sättigungsmagnetisierung des Ferromagneten, wie anhand der Abb. A.1 veranschaulicht ist.

Im Wesentlichen liegt der Ursprung der magnetischen Domänen in der Möglichkeit, durch ihre Bildung die Gesamtenergie zu verringern, d.h. das System geht von einer gesättigten Konfiguration mit hoher magnetischer Energie zu einer Domänenkonfiguration mit einer niedrigen Energie über.

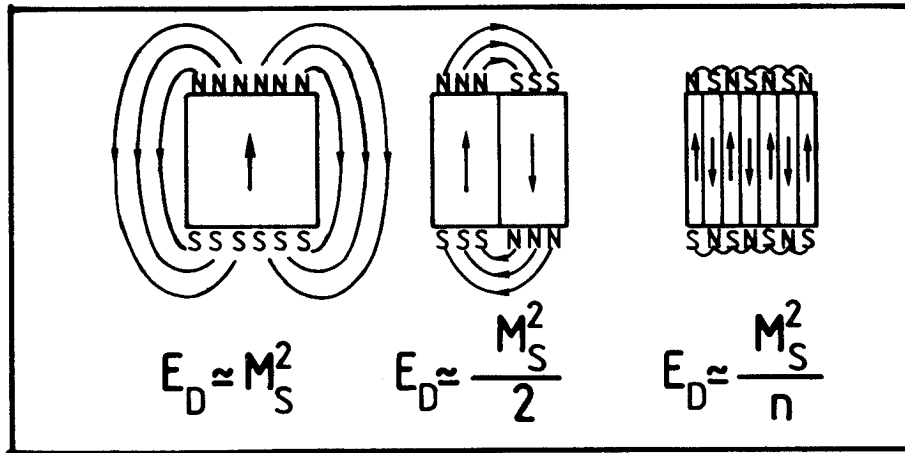


Abb. A.1 - Verkleinerung der Entmagnetisierungsenergie bei Aufspaltung in magnetischen Domänen

Die Domänen sind durch Domänenwände getrennt. Da hier also die Spins nicht mehr parallel ausgerichtet sind, ist die Austauschenergie gegenüber den Domänen erhöht. Die Wechselwirkung zweier Spins ist gegeben durch

$$\omega_{ij} = -2JS^2 \cos \varphi_{ij} \quad (\text{A.4})$$

Da die Spins in einer Blochwand ihre Richtungen nur langsam ändern, ist ω_{ij} proportional zu φ_{ij}^2 , d.h.

$$\omega_{ij} \approx JS^2 \varphi_{ij}^2 \quad (\text{A.5})$$

Für 180°-Blochwände ist der Richtungsunterschied der Magnetisierung zweier benachbarten Domänen 180°. Wenn die Dicke δ der Übergangsschicht N Netzebenen beträgt, d.h. $\delta = Na$ (a = Gitterkonstante), dann gilt von einer Ebene zur anderen

$$\varphi_{ij} = \frac{\pi}{N} \quad (\text{A.6})$$

In einem kubischen Kristall mit der Gitterkonstanten a verhalten sich alle 180°-Blochwände wie diejenigen Wände, in welchen die Magnetisierungsrichtung von $\langle 001 \rangle$ nach $\langle 00\bar{1} \rangle$ übergeht. Da hier für die (001)-Ebene die Anzahl der Atome pro Einheitsfläche $1/a^2$ ist, wird die Austauschenergie pro Einheitsfläche der Übergangsschicht gegeben durch:

$$\gamma_{\text{ex}} = \frac{N}{a^2} \omega_{ij} = JS^2 \frac{\pi^2}{a^2 N} \quad (\text{A.7})$$

Die totale Wandenergie pro Flächeneinheit ergibt sich aus der Summe von Austausch- und Anisotropieenergie /20/:

$$\gamma = \gamma_{\text{ex}} + \gamma_{\text{anis}} \quad (\text{A.8})$$

Nun ist γ_{anis} ungefähr von der Größenordnung des Produkts der Anisotropiekonstante K und der Dicke δ der Übergangsschicht. Dann ergibt sich aus der Gleichung A.8

$$\gamma = (JS^2 \pi^2 / a^2 N) + KNa \quad (\text{A.9})$$

und das Minimum in Bezug auf N entsteht, wenn

$$\partial \gamma / \partial N = -(JS^2 \pi^2 / a^2 N^2) + Ka = 0 \quad (\text{A.10})$$

Daraus folgt:

$$N = (JS^2 \pi^2 / Ka^3)^{1/2} \quad (\text{A.11})$$

Literaturverzeichnis

- /1/ J.R. Sandercock, Proc. 2nd Int. Conf. Light Scattering in Solids, Flammarion, Paris (1971) S. 9
- /2/ R.W. Damon und J.R. Eshbach, J. Phys. Chem. Solids 19 (1961) S. 308.
- /3/ R. Landenburg, Die magnetische Drehung der Polarisationssebene (Faraday-Effekt) in Müller-Pouillet's Lehrb. der Physik, 11. Aufl., Bd. II, 2. Hälfte, 2. Teil, Kap. XXXVI, S. 219, Braunschweig (1929).
- /4/ S.D. Smith, Magneto-optics in Crystals, in S. Flügge, Handbuch der Physik, Bd. XXV/2a, S. 234-318, Springer-Verlag (1967).
- /5/ C.A. Fowler und E.M. Fryer, Phys. Rev. 94 (1954) S. 52.
- /6/ F. Bitter, Phys. Rev. 41 (1932) S. 507.
- /7/ W. Zinn et al., J. Magn. Magn. Mat. 35 (1983) S. 329.
- /8/ S. Tolanski, Multiple Beam Interferometer, Oxford Univ. Press (1948).
- /9/ B. Saftić et al., J. Magn. Magn. Mat. 28 (1982) S. 305.
- /10/ M. Mirabal-García et al., J. Magn. Magn. Mat. 28 (1982) S. 313.
- /11/ P. Grünberg und F. Metawe, Phys. Rev. Lett. 39 (1977) S. 1561.
- /11a/ P. Grünberg, Light Scattering from Magnetic Surface Excitations, zur Veröffentlichung bei "Progress in Surface Science" eingereicht.
- /12/ C.W. Chen, Magnetism and Metallurgy of Soft Magnetic Materials, North Holland Publishing Company (1977) Kap. 4.
- /13/ L. Brillouin, Ann. Phys. (N.Y.), 17 (1922) S. 88.
- /14/ P. Grünberg und W. Zinn, IFF-Bulletin, KFA Jülich, 22 (1983).
- /15/ W. Vach, Dissertation, RWTH Aachen, (1982).
- /16/ Landolt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik, Springer-Verlag, Berlin, Bd. 12, Teil C (1982).
- /17/ B. Saftić, Private Mitteilung.
- /18/ P. Weiss, J. Phys., Paris 6 (1907) S. 661.
- /19/ L. Landau und E. Lifschitz, Phys. Z. Sowjet, 8 (1935) S. 153.
- /20/ Ch. Kittel, Introduction to Solid State Physics, John Wiley and Sons (USA), (1971) Kap. 16.

Ich möchte mich ganz herzlich für die ständig geleistete Hilfe bei allen Mitarbeitern der Magnetismus-Gruppe des IFF bedanken.

Mein Dank gilt besonders:

Herrn Prof. Dr. W. Zinn für die Überlassung des Themas und die Möglichkeit, die Arbeit an seinem Institut durchzuführen, sowie für seine ständige Unterstützung und hilfreiche Diskussionen.

Herrn Dr. P. Grünberg für die freundliche Betreuung und Verbesserungen am Text dieser Arbeit, aber auch für die Lichtstreuemessungen an dem extrem verdünnten $\text{Eu}_{0.005}\text{Sr}_{0.995}\text{S}$ -System bei $\lambda_0 = 488 \text{ nm}$.

Herrn Dipl.-Ing. B. Saftić und Frau Dipl.-Phys. N. Rasula für die ständige experimentelle Unterstützung und für die Suszeptibilitätsmessungen an den EuS-Schichten.

Herrn R. Schreiber für die zuverlässige und genaue technische Unterstützung.

Herrn Dipl.-Ing. F.J. Köhne und Herrn G. Müllejans für technischen Beistand und die Herstellung der EuS-Proben.

Herrn Dipl.-Phys. P. Swiatek, Herrn K.H. Stange und Frau H. Vent für die Anfertigung der Zeichnungen.

Herrn A.R. Manzanares für die Herstellung der $^{12}\text{C}^+/\text{KCl}$ -Einkristalle

und Frau H. Sittardt, Frä. H. Mülheims und Frä. E. Bellartz für die Hilfsbereitschaft bei der Niederschrift der Arbeit.

Für die finanzielle Unterstützung bin ich dem DAAD, dem CONACYT (Mexiko) und der KFA Jülich zu Dank verpflichtet.

