



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

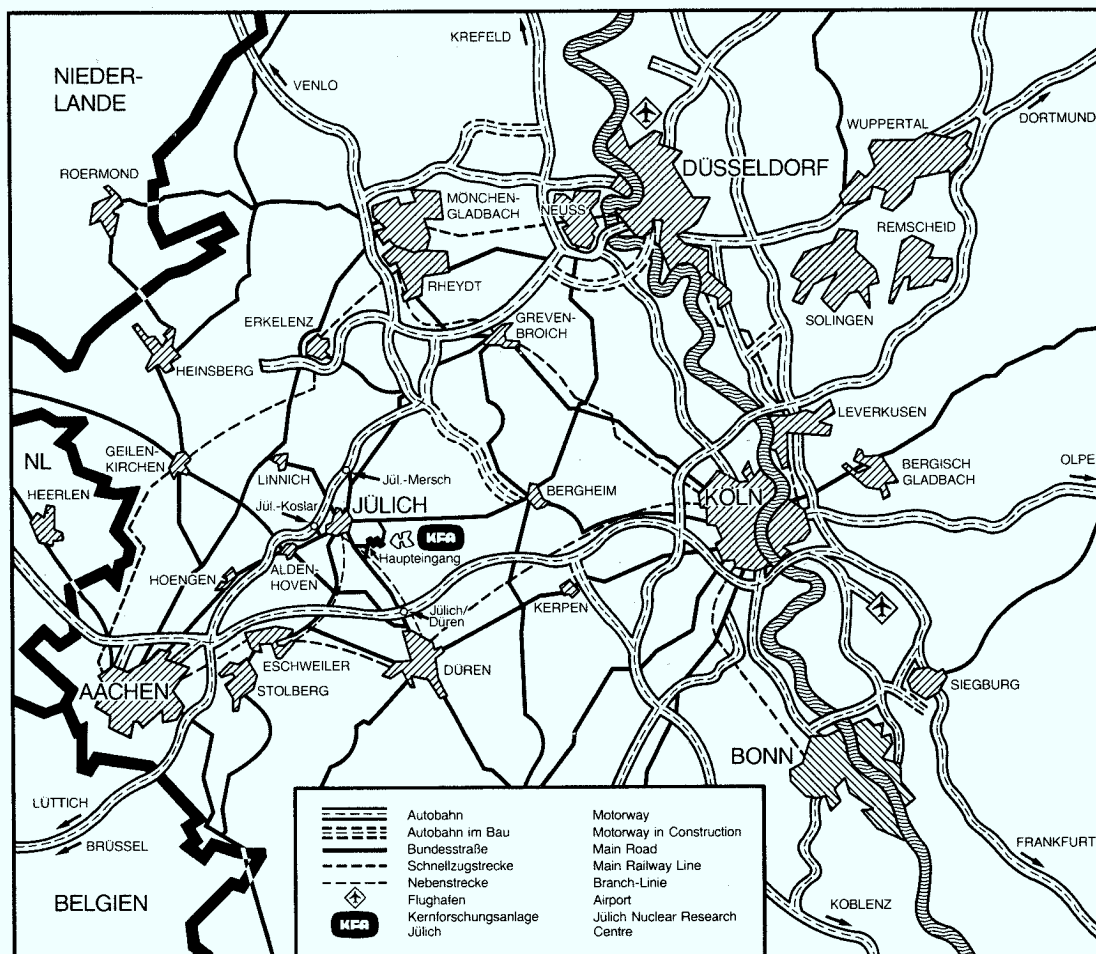
Institut für Festkörperforschung

**Untersuchung von Struktur und
magnetischen Eigenschaften dünner und
ultradünner Fe-Schichten auf Cu_3Au (100)
mit spinaufgelöster niederenergetischer
Elektronenstreuung**

von

Regina Rochow

Jül-2150
August 1987
ISSN 0366-0885



Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 2150
 Institut für Festkörperforschung Jüli-2150

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH
 Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)
 Telefon: 02461/610 · Telex: 833556-0 kf d

**Untersuchung von Struktur und
magnetischen Eigenschaften dünner und
ultradünner Fe-Schichten auf Cu₃Au (100)
mit spinaufgelöster niederenergetischer
Elektronenstreuung**

von

Regina Rochow

Einer der Wege ist Geduld
japanische Weisheit

1. EINLEITUNG UND AUFGABENSTELLUNG	1
2. BESCHREIBUNG DER APPARATUR	3
2.1 DIE QUELLENKAMMER	4
2.2 DIE PRÄPARATIONS- UND STREUKAMMER	4
2.3 DIE MOTTSTREUKAMMER	9
3. PRÄPARATION UND CHARAKTERISIERUNG DER SCHICHTEN	12
3.1 PRÄPARATION DER SCHICHTEN	12
3.2 BESTIMMUNG DER KRISTALLSTRUKTUR	14
3.2.1 Bestimmung des Gitterparameters in der Oberfläche	14
3.2.2 Bestimmung des senkrechten Gitterparameters	18
3.3 BESTIMMUNG DES AUFWACHSMODUS	21
4. SPINPOLARISATION IN DER INELASTISCHEN ELEKTRONENSTREUUNG	23
5. ERGEBNISSE UND DISKUSSION DER STREUEXPERIMENTE	27
5.1 MAGNETISMUS DÜNNER FCC-FE-SCHICHTEN ALS FUNKTION DER SCHICHTDICKE	27
5.2 ENERGIEVERLUSTSPEKTROSKOPIE AN Fe/Cu ₃ Au	31
5.2.1 Energieverlustspektren des Cu ₃ Au	31
5.2.2 Energieverlust-Spektren des fcc-Fe/Cu ₃ Au(100) bei $q^{\parallel} = 0$	32
5.2.3 Energieverlustspektren des fcc-Fe/Cu ₃ Au(100) bei $q^{\parallel} \neq 0$	35
5.2.4 Energieverlustspektren des bcc-Fe	40
5.2.5 Vergleich von fcc-Fe und bcc-Fe	46
5.2.6 Energieverlustspektren im Bereich zwischen fcc- und bcc-Struktur	47
5.3 AUSBLICK	50
6. ZUSAMMENFASSUNG	51
7. LITERATUR	53

1. EINLEITUNG UND AUFGABENSTELLUNG

Dünnen Schichten gilt schon lange das besondere Interesse der Festkörperforschung. Seit über 15 Jahren untersucht man bereits die Eigenschaften dünnster Halbleiterschichten. Experimente an charakterisierten dünnsten Metallfilmen werden aber erst in neuester Zeit verstärkt durchgeführt, unterstützt durch Fortschritte auf dem Gebiet der Epitaxie.

Experimentell sind vor allem die Wechselwirkungen zwischen Substrat und ultradünnen, auf dieses aufgedampften Schichten, noch unerforscht. Insbesondere ist weitgehend unbekannt, wie sich eine durch das Substrat aufgezwungene Kristallstruktur auf elektronische Eigenschaften und Magnetismus der Schicht auswirken.

Von besonderem Interesse sind dabei als Modellsubstanzen dünnste Filme der Ferromagneten Fe, Co und Ni. Fe liegt normalerweise bei Raumtemperatur als ferromagnetisches α -Fe in kubisch-raumzentrierter Kristallstruktur vor. Aus verschiedenen Untersuchungen ist jetzt bekannt, daß ultradünne Fe-Filme auf Cu-Oberflächen kubisch-flächenzentriert aufwachsen /1,2/. Fcc-Fe ist i.a. erst oberhalb von 1183 K stabil /3,4/. Bei Zimmertemperatur existiert es nur in winzigen Einschlüssen in Cu. Zum Magnetismus von fcc-Fe sind bisher nur wenige Experimente mit widersprüchlichen Ergebnissen durchgeführt worden. Fcc-Fe auf Cu(111)- sowie Cu(110)-Oberflächen zeigen ferromagnetisches Verhalten /5,6,7/. Andererseits deuten bis auf eine neue Arbeit /8/, in der an fcc-Fe auf Cu(100) eine Magnetisierung senkrecht zur Schichtebene gemessen wurde, alle Meßergebnisse an dieser Fläche auf anti-ferromagnetisches bzw. paramagnetisches Verhalten hin /9,10,11/.

Ein von Weiss und Mitarbeitern entwickeltes Modell /12,4/ soll den Magnetismus von fcc-Fe beschreiben. Sie postulieren zwei elektronische Zustände unterschiedlicher Energie für fcc-Fe, die sich, wie Bild 1.1 zeigt, in ihrem Gitterparameter und magnetischem Verhalten unterscheiden. Diese Zustände ergeben sich auch aus selbstkonsistenten spinpolarisierten Bandstrukturberechnungen /13,14,15/.

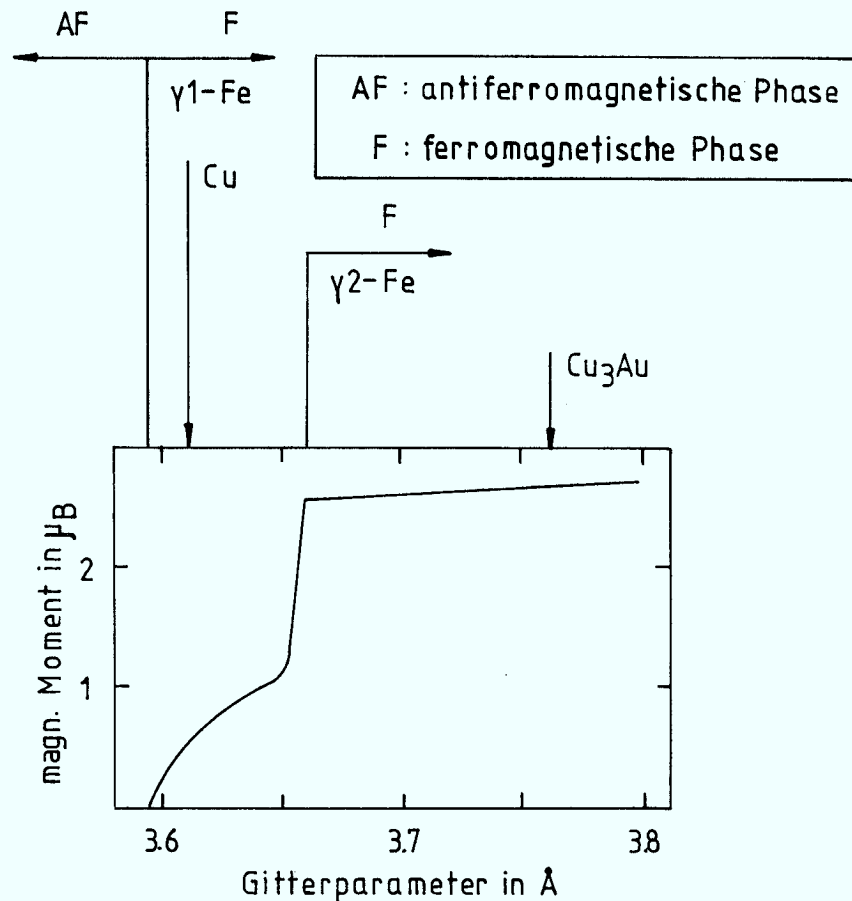
Ziel der vorliegenden Arbeit war es, fcc-Fe in der ferromagnetischen γ_2 -Phase herzustellen und seine magnetischen Eigenschaften zu untersuchen. Da Cu, auf das dünnste Fe-Filme in kubisch-flächenzentrierter Struktur aufwachsen, einen Gitterparameter von 3.61 Å hat, die ferromagnetische γ_2 -Phase aber einen Gitterparameter von 3.66 Å oder mehr /12-15/ haben soll, wurde Cu₃Au mit einem Gitterparameter von 3.75 Å als Substrat ausgewählt. Es wurde auf eine (100)-Oberfläche aufgedampft, deren magnetische Eigenschaften am umstrittendsten sind.

Zur Untersuchung des Magnetismus dünner Schichten sind oberflächenempfindliche Techniken nötig, die gleichzeitig ein magnetisches Signal liefern. Eine neue Technik hierzu ist die inelastische Streuung niederenergetischer Elektronen mit Spinanalyse der gestreuten Elektronen. Niederenergetische Elektronen haben in Metallen eine Reichweite von einigen Monolagen /16/. Elastische Streuexperimente mit spinpolarisierten Elektronen /17,18/ und Photoemissionsmessungen mit Spinanalyse der Photoelektronen /19,20,21/ haben gezeigt, daß die Messung der Spinpolarisation ein geeignetes Mittel darstellt, um Informationen über den Magnetismus der Probe zu erhalten. Durch inelastische Streuung niederenergetischer Elektronen mit Energie- und Spinanalyse ist es möglich, spezifische ferromagnetische Anregungen, die Stoneranregungen, die bisher experimentell nicht zugänglich waren, zu messen. Yin und Tosatti /22/ sowie Glazer und Tosatti /23/ zeigten in theoretischen Arbeiten, daß solche inelastischen Streuprozesse von Elektronen mit Spin-flip in Form von Austauschprozessen möglich sind.

Stoneranregungen wurden erstmals von H.Hopster und Mitarbeitern an $\text{Fe}_{82}\text{B}_{12}\text{Si}_6$ /24/ sowie von D.Rebenstorff und J.Kirschner an Ni /52/ beobachtet.

Bild 1.1

Magnetismus von fcc Fe
nach theoretischen Ar-
beiten von Weiss und
Mitarbeitern /12,4/



Im Rahmen dieser Arbeit sollen erstmals Stoneranregungen an dünnen fcc-Fe(100)-Schichten auf Cu₃Au sowie als Vergleich an über 500 Å dicken Fe(100)-Schichten auf Cu₃Au in kubisch-raumzentrierter Struktur studiert werden.

Um die geplanten Experimente durchführen zu können, mußte eine Apparatur aufgebaut werden, die es gestattet, in situ dünne epitaktische Fe-Filme herzustellen, zu charakterisieren und an ihnen magnetische Anregungen zu messen. Diese Apparatur wurde zusammen mit Herrn Ing. F.P. Johnen und Herrn Dipl.Phys. Th. Dodt aufgebaut. Sie wird in Kapitel 2 vorgestellt. Zur richtigen Interpretation der Ergebnisse war eine saubere Präparation und genaue Charakterisierung der Schichten nötig. Darauf wird in Kapitel 3 eingegangen. Kapitel 4 gibt eine kurze Einführung in die Theorie der inelastischen Streuung niederenergetischer Elektronen. In Kapitel 5 werden die Ergebnisse vorgestellt und mit anderen experimentellen und theoretischen Arbeiten verglichen und diskutiert. Daran schließt sich die Zusammenfassung an.

2. BESCHREIBUNG DER APPARATUR

Als Teil dieser Arbeit wurde eine Apparatur aufgebaut, die es ermöglicht, die geplanten Streuexperimente durchzuführen und die gewünschten Proben zu präparieren und zu charakterisieren.

Die Apparatur besteht aus drei Kammern, die über Schieberventile miteinander verbunden sind. Diese Teile sind

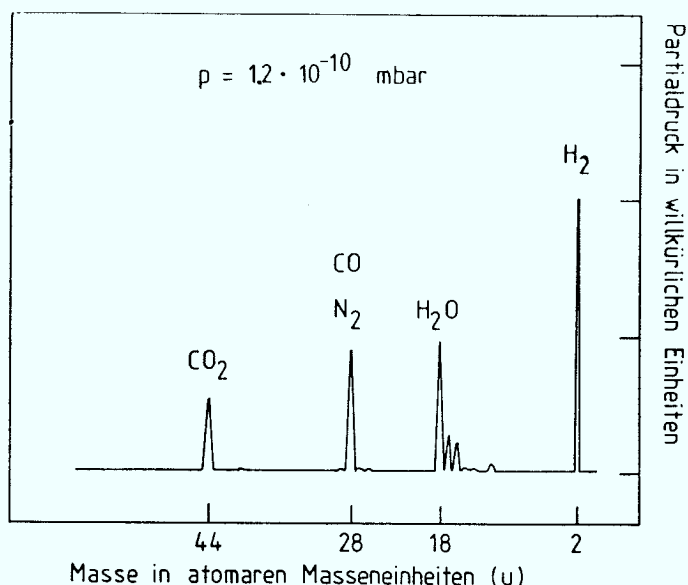
- a) die Quellenkammer
- b) die Streu- und Präparationskammer
- c) die Mottkammer

Jede der Kammern wird durch eine Ionengetterpumpe mit Titanverdampfer mit einem Saugvolumen von 270 l/s für Luft gepumpt. Die Saugleistung der Pumpen läßt sich durch Kühlung mit flüssigem Stickstoff auf 1000 l/s steigern. Auf diese Weise erreicht man nach Ausheizen des Systems für 1½ bis 2 Tage bei 150°C einen Enddruck im 10^{-11} mbar-Bereich.

Jede Kammer läßt sich getrennt belüften, falls Umbauten in einem Teil des Systems nötig sind. Als Vorpumpe dient ein 170l/s-Turbomolekularpumpstand, der an einen Flansch der Präparationskammer angeschlossen ist. Die Turbomolekularpumpe wird auch zum Abpumpen des Sputtergases benötigt, während über ein Feindosierventil neues Gas eingelassen wird, sodaß der Gasdruck konstant bleibt. Nach dem Sputtern erreicht man so schnell wieder ein Druck im 10^{-10} mbar-Bereich.

Das Restgas setzt sich im wesentlichen aus H_2 , H_2O , CO/N_2 und CO_2 zusammen. Bild 2.1 zeigt ein typisches Massenspektrum. Im folgenden sollen die einzelnen Teile der Apparatur näher beschrieben werden.

Bild 2.1 Massenspektrum



2.1 DIE QUELLENKAMMER

Die Quellenkammer dient zur Erzeugung eines monochromatischen spinpolarisierten Elektronenstrahls für spätere Experimente. Hier wird eine konventionelle unpolarisierte Elektronenquelle benutzt. Daher soll hier nicht näher auf die Quellenkammer eingegangen werden.

2.2 DIE PRÄPARATIONS- UND STREUKAMMER

Diese Kammer gliedert sich in zwei Ebenen. In der unteren Ebene finden die Streuexperimente statt, während in der oberen Ebene die Proben präpariert werden.

Das Substrat wird auf einen Manipulator montiert, der einen Hub von 300 mm hat, sodaß beide Ebenen gut erreichbar sind. Der Manipulator läßt sich in x- und y-Richtung um einige cm justieren und ist um 360° um die z-Achse drehbar.

Eine Ionenkanone, die sich aus Platzgründen in der unteren Ebene befindet, ermöglicht es, die Probe durch Sputtern mit Argon- oder Neonionen zu reinigen. Durch eine hinter dem Substrat angebrachte Wolframwendel kann dieses nach dem Sputtern geheizt und so ausgeheilt werden. Die Temperatur wird über einen Pt100-Meßwiderstand kontrolliert. Damit sind auch temperaturabhängige Messungen möglich. In der Präparationsebene befindet sich ein Öfchen mit einem Fe-Draht, der durch Elektronenbeschuß verdampft werden kann. Ein Quarzmonitor als Schichtdickenmeßgerät ermöglicht die Erfassung der aufgedampften Filmdicke. Ein LEED/Auger System dient zur Kontrolle der Epitaxie und Sauberkeit der Oberfläche.

Unterhalb der Probe ist eine Spule am Manipulator befestigt, mit der man die Probe magnetisieren kann. Dazu wird durch Stromstöße von 200 A ein Magnetfeld von $6.7 \cdot 10^4$ A/m bzw. 840 Oersted erzeugt. Das genügt, um die Sättigungsmagnetisierung der dünnen Schichten zu erreichen. Die Messungen werden in Remanenz durchgeführt. Das Magnetisieren kann über einen Microcomputer gesteuert werden. Die Richtung des Magnetfeldes wird dabei über ein computergesteuertes Relais umgepolt. So können während einer Messung Spektren mit beiden Magnetisierungsrichtungen praktisch gleichzeitig an der gleichen Probe aufgenommen werden.

In der Streuebene ermöglicht es eine thermische Elektronenkanone, Streuexperimente mit unpolarisierten Elektronen mit Primärenergien zwischen 10 eV und 1000 eV durchzuführen. Die typischen Probenströme, mit denen gearbeitet wird, liegen bei 10^{-7} A. Ein elektrostatisches Linsensystem fokussiert die gestreuten Elektronen auf die Eingangsblende des Analysators. Der Winkel zwischen Elektronenkanone und Analysator beträgt 70° und kann nicht verändert werden. Möchte man Messungen außerhalb des durch gleichen Ein- und Ausfallswinkel gegebenen Strahls machen, so kann der Probenmanipulator entsprechend gedreht werden. Bild 2.2 zeigt die Streugeometrie.

Als Energieanalysator dient ein 180° Kugelkondensator. Seine Energieauflösung wird in 1. Näherung durch das zwischen den Kugeln liegende Feld, charakterisiert durch die Passenergie E_P , durch seinen mittleren Bahnradius R_0 sowie den Radius von Ein- und Ausgangsblende r bestimmt [25,26]:

$$\Delta E = E_P \cdot \left[\frac{r}{2 \cdot R_0} + \frac{\alpha^2}{2} \right]$$

Der Einfallswinkel α ist durch zwei Blenden auf 1° begrenzt.

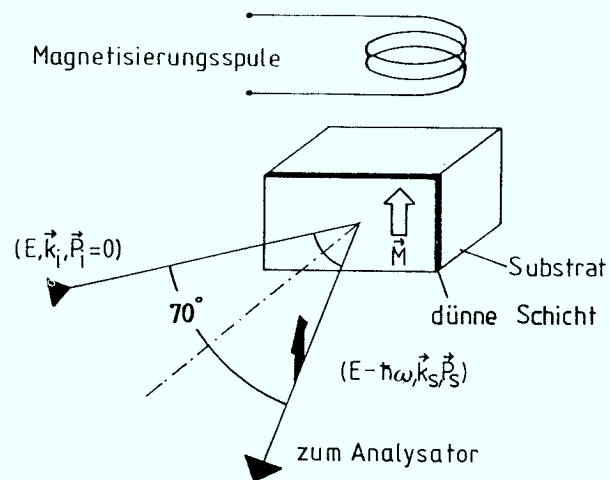


Bild 2.2 Streugeometrie

Wir erreichen damit bei einer Passenergie von 10 eV, mit der die vorliegenden Experimente ausgeführt wurden, bei einem Blendenradius von 0.5 mm und einem mittleren Bahnradius von 50 mm eine Energieauflösung von 50 meV, die für die hier beschriebenen Messungen ausreicht, weil der Primärstrahl eine thermische Halbwertsbreite von etwa 350 meV hat. Für Experimente, die mit besserer Energieauflösung durchgeführt werden sollen, kann man die Passenergie herabsetzen oder kleinere Blenden benutzen.

Ein weiteres elektrostatisches Linsensystem dient der Strahlführung bis zum Mottdetektor. Es werden ausschließlich elektrostatische Linsen und Ablenkeinheiten benutzt, da mit der Apparatur spinabhängige Messungen durchgeführt werden sollen und deshalb eine unkontrollierte Wechselwirkung von Magnetfeldern mit dem Elektronenspin außerhalb des Streuprozesses vermieden werden muß.

Die Spannungsversorgung der Linsen und Ablenkssysteme wird über einen Microcomputer gesteuert. Der Datentransfer erfolgt über den IEEE-Bus. Die Netzteile wurden in der Elektronikwerkstatt unserer Gruppe entwickelt. Sie haben eine Brummspannung von 10^{-5} bei einer Spannung von 0 V bis 150 V für die Linsenversorgung sowie -10 V bis +10 V für die Versorgung der Ablenkplatten. Die Spannungsauswahl erfolgt digital über 12 bit. Es sind also 4096 Unterteilungen im jeweiligen Spannungsbereich der Netzgeräte möglich. Damit erhält man eine Auflösung von etwa 35 mV für die Linsenspannungen und 5 mV für die Ablenkspannungen. Der Analysator wird über drei Netzteile versorgt. Das erste Netzgerät erzeugt die Kugelspannungen und bestimmt damit die Passenergie und Auflösung des Analysators. Es wird während der Messungen konstant gehalten. Die kinetische Energie der einfallenden Elektronen wird zur Aufnahme eines Spektrums über ein zweites Netzgerät an die Passenergie angepaßt. Die dazu nötige Energieänderung, die der Spannungsänderung des Analysatornetzteils entspricht, wird zusammen mit der zugehörigen Zählrate über den Computer gespeichert. Für diese Aufgabe existieren zwei Netzteile. Das erste erzeugt 0 V bis 150 V und ermöglicht Messungen mit einer Auflösung bis 35 meV. Das zweite Gerät wurde auf ± 2.5 V begrenzt und mit 16 bit DAC's ausgerüstet. Damit können Spektren in Schritten von weniger als $100\mu\text{eV}$ gemessen werden. Bild 2.3 zeigt das gesamte elektronenoptische System von Quellen- und Streukammer.

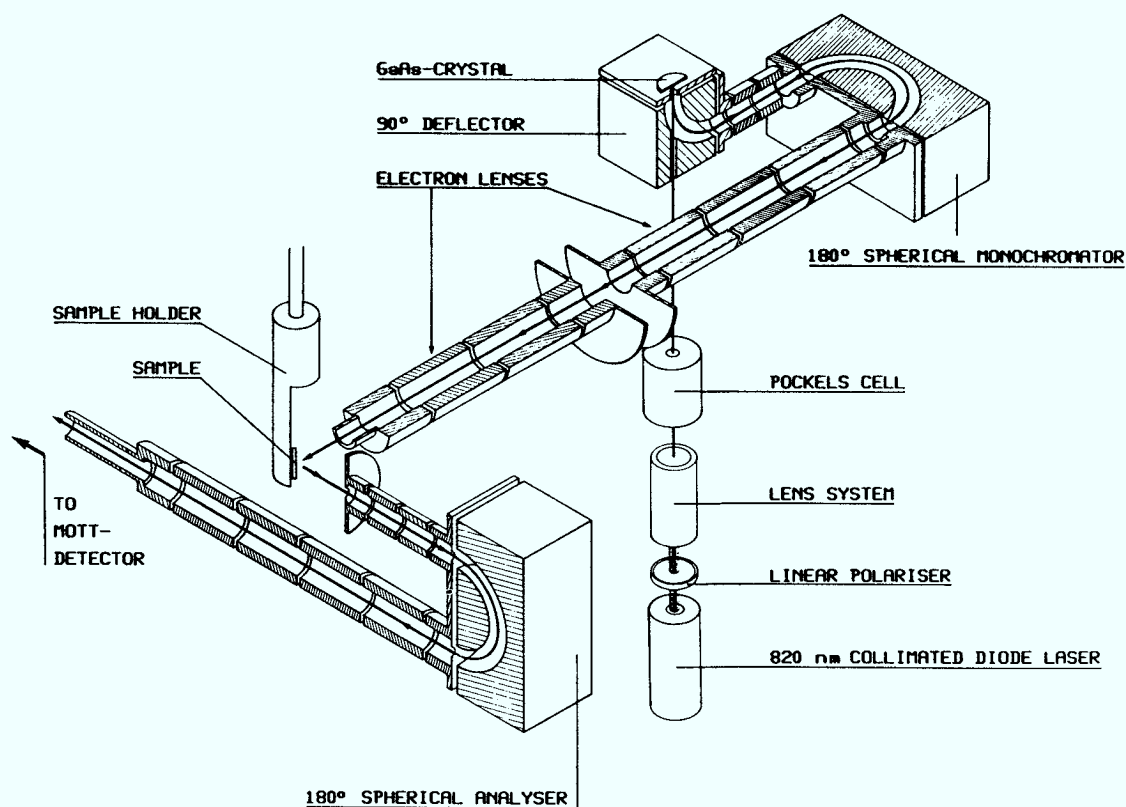


Bild 2.3 elektronenoptisches System

Die Bilder 2.4 und 2.5 zeigen die Apparatur. Die wichtigsten Teile sind bezeichnet.

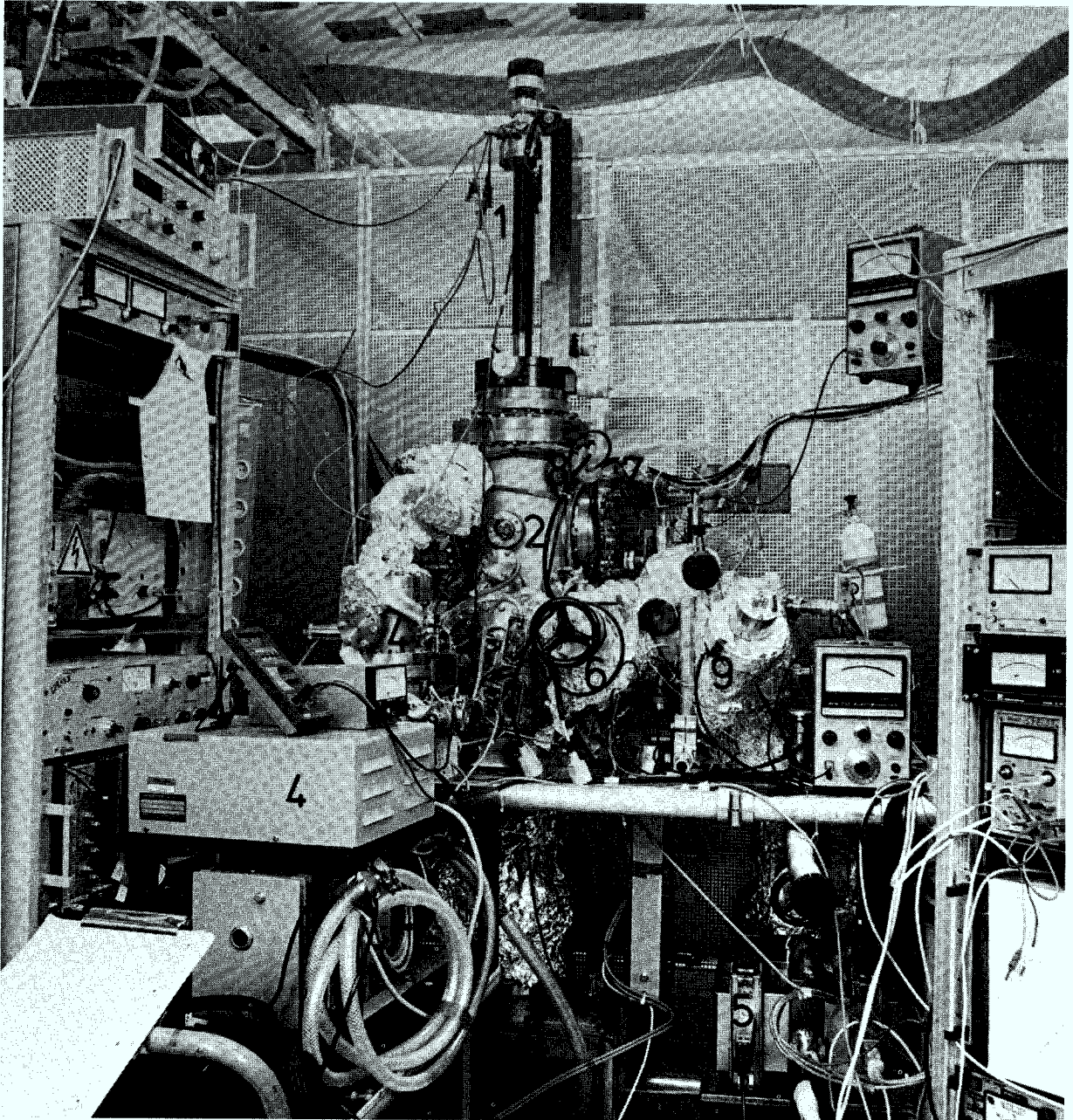


Bild 2.4 Vorderansicht der Streuapparatur

- | | |
|----------------------------|---------------------------|
| 1 Probenmanipulator | 2 Präparationsebene |
| 3 Analysatorflansch | 4 Turbomolekularpumpstand |
| 5 Ionengetterpumpen | 6 Ventil |
| 7 Flansch für Quarzmonitor | 8 Vakuummeßröhre |
| 9 Quellenkammer | |

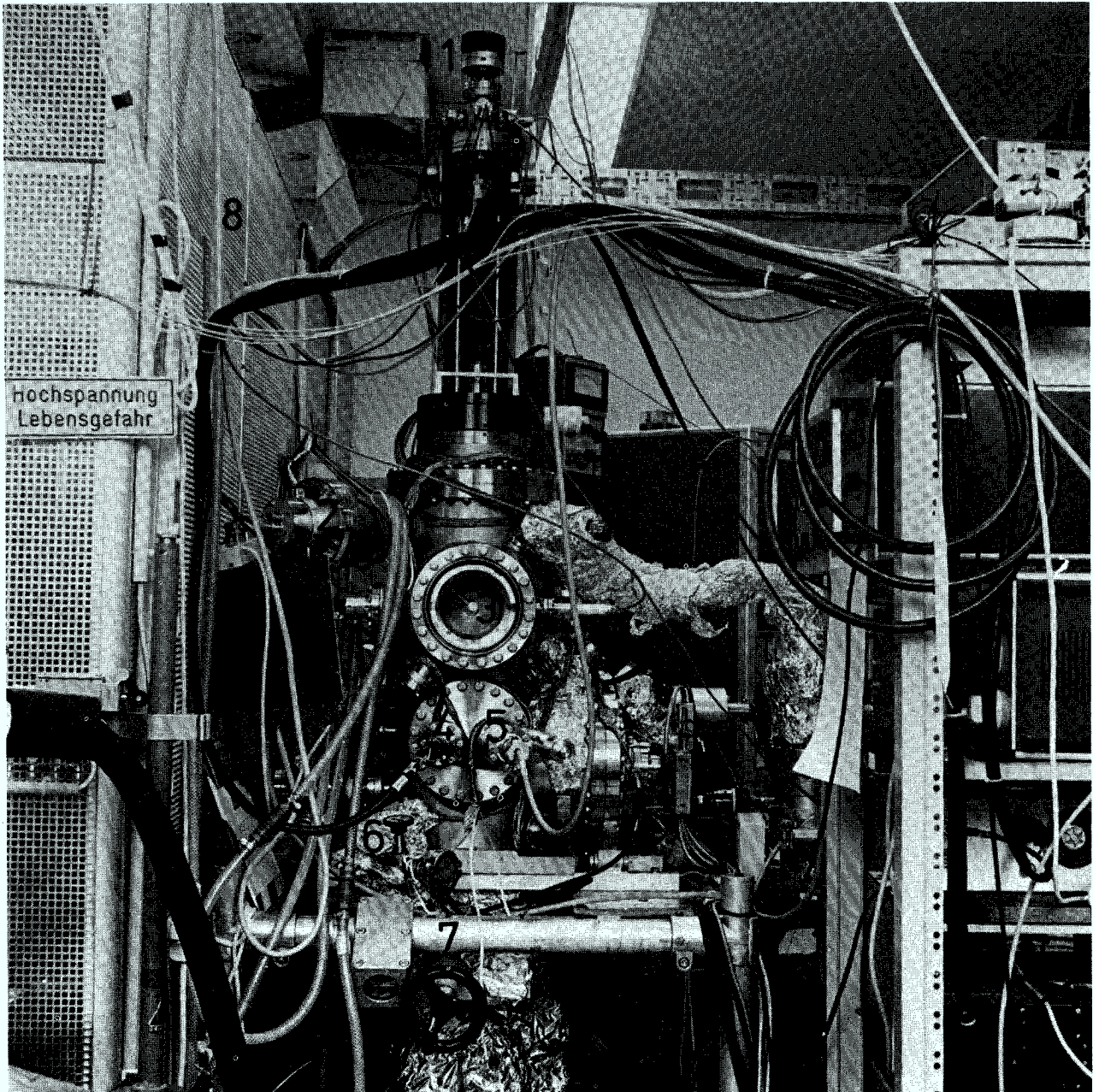


Bild 2.5 Seitenansicht der Streu- und Präparationskammer

- | | |
|-------------------------|----------------------|
| 1 Probenmanipulator | 2 Massenspektrometer |
| 3 LEED - Schirm | 4 Ionenkanone |
| 5 Elektronenkanone | 6 Gaseinlaßventil |
| 7 Ventil zur Ionenpumpe | 8 Mottkäfig |

2.3 DIE MOTTSTREUKAMMER

Die Mottstreuakammer dient dazu, die Spinpolarisation der gestreuten Elektronen zu bestimmen. Die gebräuchlichste Methode ist die Mottstreuung. Dazu werden die Elektronen auf 100 KeV beschleunigt und dann an dünnen Goldfolie gestreut. Es handelt sich in erster Näherung um Rutherfordstreuung an den Goldkernen, die um die Spin-Bahn-Wechselwirkung modifiziert ist. Man kann sich das folgendermaßen vorstellen:

Das elektrische Feld des Kerns bewegt sich relativ zum Elektron. Dadurch sieht dieses ein Magnetfeld, dessen Richtung von seinem Bahndrehimpuls abhängt. Mit diesem Magnetfeld wechselwirkt der Elektronenspin. Durch die Wechselwirkung erhält man unterschiedliche Streuquerschnitte für Elektronen mit unterschiedlichem Spin. Die Zahl der unter gleichem Winkel nach rechts und links gestreuten Elektronen einer Spinrichtung ist verschieden. Streut man einen senkrecht zur Streuebene polarisierten Elektronenstrahl an einer Goldfolie, so mißt man an zwei unter gleichem Winkel rechts und links von der Einfallsrichtung angebrachten Zählern unterschiedliche Zählraten N_r und N_l . Daraus läßt sich dann die Polarisation nach folgender Formel bestimmen [27,28]

$$P = \frac{1}{S_{\text{eff}}} \cdot \frac{(N_r - N_l)}{(N_r + N_l)}$$

wobei S_{eff} die Shermanfunktion ist, die der benutzten Folie entspricht. Die Streugeometrie ist in Bild 2.6 dargestellt.

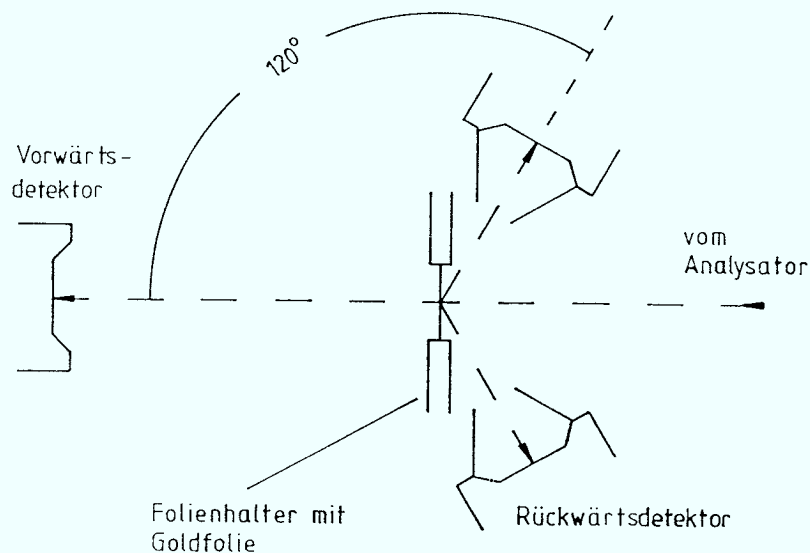


Bild 2.6 Streugeometrie der Mottstreuung

Die Mottkammer besteht aus der Beschleunigungsstrecke, in der die Elektronen 100 KeV kinetische Energie erhalten und aus der eigentlichen Streukammer, die auf einem Potential von 100 KV gegen Erde liegt. Aus sicherheitstechnischen Gründen ist dieser Teil des Systems in einem geerdeten Metallkäfig

untergebracht. Der Folienhalter ist an einem Manipulator in der Streukammer befestigt. Dadurch ist es möglich, gleichzeitig mehrere unterschiedlich dicke Folien einzubauen und je nach Bedarf in den Elektronenstrahl zu fahren. Das ist zum Bestimmen der Empfindlichkeit der Spinanalyse, der sog. effektiven Shermanfunktion des Systems, nötig. Die Detektoren sind, wie es Bild 2.6 zeigt, rechts und links in einem Winkel von 120° zur Bewegungsrichtung der einfallenden Elektronen angebracht. Zwei weitere Detektoren befinden sich unter dem gleichen Winkel oben und unten, um auch die um 90° gedrehte Polarisationskomponente messen zu können. Der Winkel von 120° wurde gewählt, weil hier der Zählratenunterschied für eine gegebene Polarisation am größten ist [27,28]. In Geradeausrichtung befindet sich ein weiterer Detektor, der zur Strahljustierung dient und es ermöglicht, unpolarisierte Verlustspektren mit guter Statistik in kurzer Zeit aufzunehmen, da die Geradeauszählrate um einen Faktor 100 höher liegt als die der polarisationsempfindlichen Zähler. Die Rückwärtszähler werden durch eine Kappe, die den Einfallswinkel begrenzt, vor den an den Wänden und anderen Teilen der Kammer gestreuten Elektronen geschützt. Um Verfälschungen der Meßergebnisse zu vermeiden, muß das Rauschen möglichst gering gehalten werden. Es liegt bei etwa 5 counts/Minute bei Zählraten von 100 counts/s. Als Detektoren werden Si-Sperrschichtzähler benutzt. Detektorvorspannung, Vorverstärker und Verstärker liegen mit den Zählern auf hohem Potential. Die verstärkten Signale werden über eine Photodiode in optische Signale umgewandelt und über eine Lichtleiterstrecke aus dem Mottkäfig geführt. Anschließend wird das Signal über eine Photozelle in ein elektrisches Signal zurückverwandelt und digitalisiert über einen Microcomputer gezählt, gespeichert und weiterverarbeitet.

In Bild 2.7 wird die Mottstreukammer mit Bezeichnung der wichtigen Teile gezeigt.

Die Transmission des Analysatorsystems einschließlich Mottdetektor ist das Verhältnis des nach Streuung an der Probe in den Analysator einfallenden Stroms zum Strom, der ohne Goldfolie am Vorwärtszähler gemessen wird. Theoretisch erhält man die Transmission des Analysators als Verhältnis von Energieauflösung des Kugelkondensators zu Halbwertsbreite des einfallenden Elektronenstrahls. Die gesamte Transmission des Systems ist dann

$$\begin{aligned} T &= T(\text{Analysator}) \cdot T(\text{Linsensystem}) \\ &= 1/7 \cdot T(\text{Linsensystem}) \\ &= 6.4 \% \end{aligned}$$

Die Halbwertsbreite des einfallenden Strahls ist diejenige der elastisch gestreuten Elektronen. Sie beträgt 350 meV. Bei einer Energieauflösung des Analysators von 50 meV erhält man eine Transmission von $T(\text{theor.}) = 14\%$. Die experimentell bestimmte Transmission beträgt etwa 6.4%, sodaß die Linsensysteme eine Transmission von 45% haben, falls der Analysator ideal arbeitet.

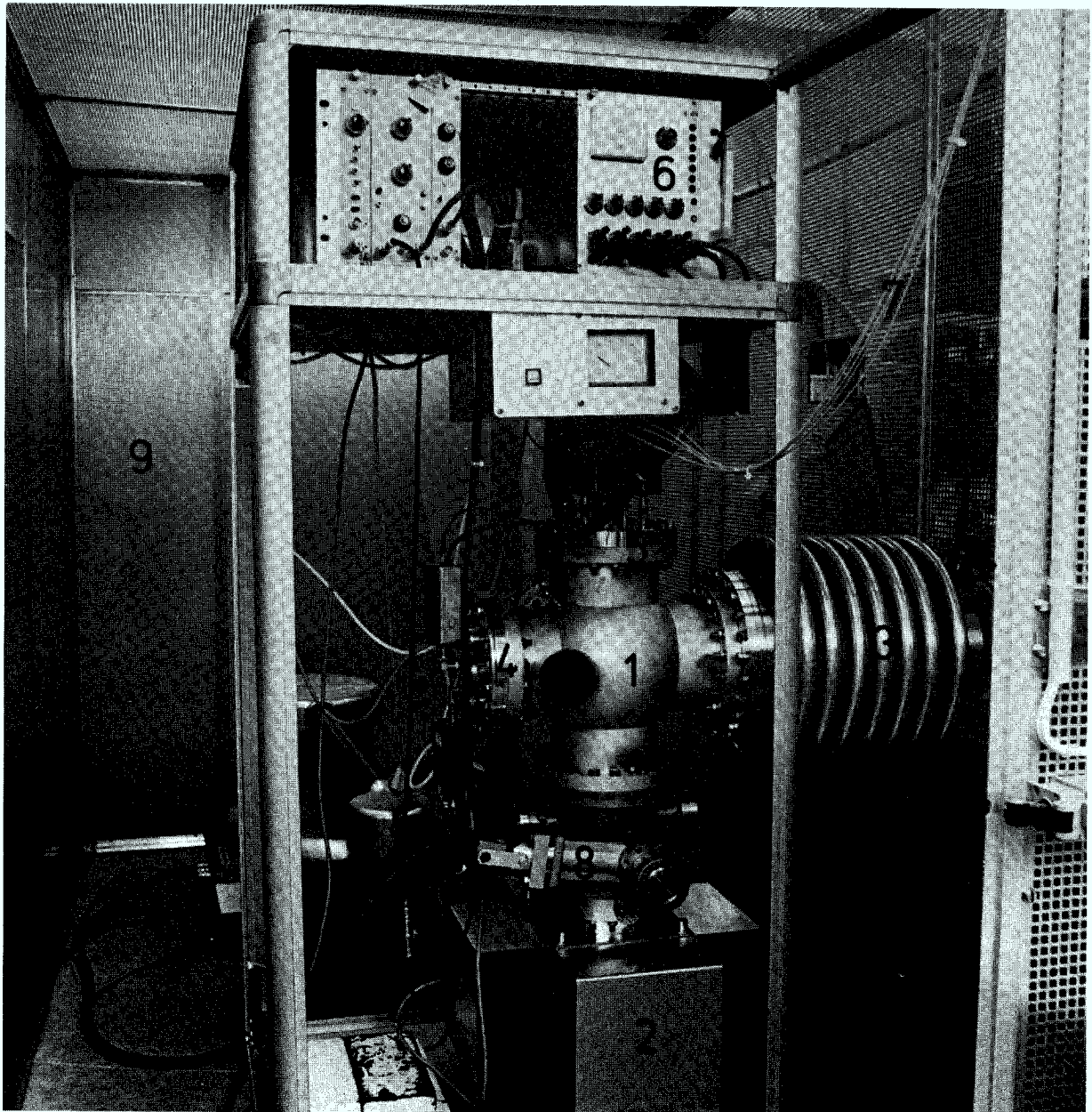


Bild 2.7 Mottstreuakammer

1 Streukammer

2 Ionengerterpumpe

3 Beschleuniger

4 Flansch mit Vorwärtsdetektor
und Vorverstärker

5 Flansch mit Rückwärtsdetektoren

6 Detektorelektronik

7 Lichtleiterstrecke

8 Belüftungsventil

9 Sicherheitskäfig

3. PRÄPARATION UND CHARAKTERISIERUNG DER SCHICHTEN

Die Strukturbestimmung der Schicht erfolgt über LEED- und Augerelektronen-Spektroskopie. Sie ist Voraussetzung für die Interpretation der Energieverlustspektren. Wie die Präparation und Charakterisierung durchgeführt wurde und zu welchen Ergebnissen sie führte, wird in diesem Kapitel dargestellt.

3.1 PRÄPARATION DER SCHICHTEN

Der Cu_3Au -Einkristall, der als Substrat für die Fe-Schichten diente, wurde nach dem Einbau in die Apparatur in mehreren Sputter- und Heizzyklen gereinigt. Dabei wurde jeweils für eine Stunde mit Ne-Ionen bei einem Gasdruck von $1,5 \cdot 10^{-4}$ mbar und einer Ionenenergie von 2 KeV gesputtert und anschließend für eine Stunde bis 500°C geheizt. Diese Zyklen wurden so oft wiederholt, bis ein klares LEED-Bild der Cu_3Au -Oberfläche, wie es in Bild 3.1a zu sehen ist, sichtbar war. Um eine geordnete Struktur zu erhalten, wurde der Kristall nach dem letzten Reinigungszyklus für etwa 30 Minuten auf einer Temperatur von 200°C gehalten und anschließend abgekühlt.

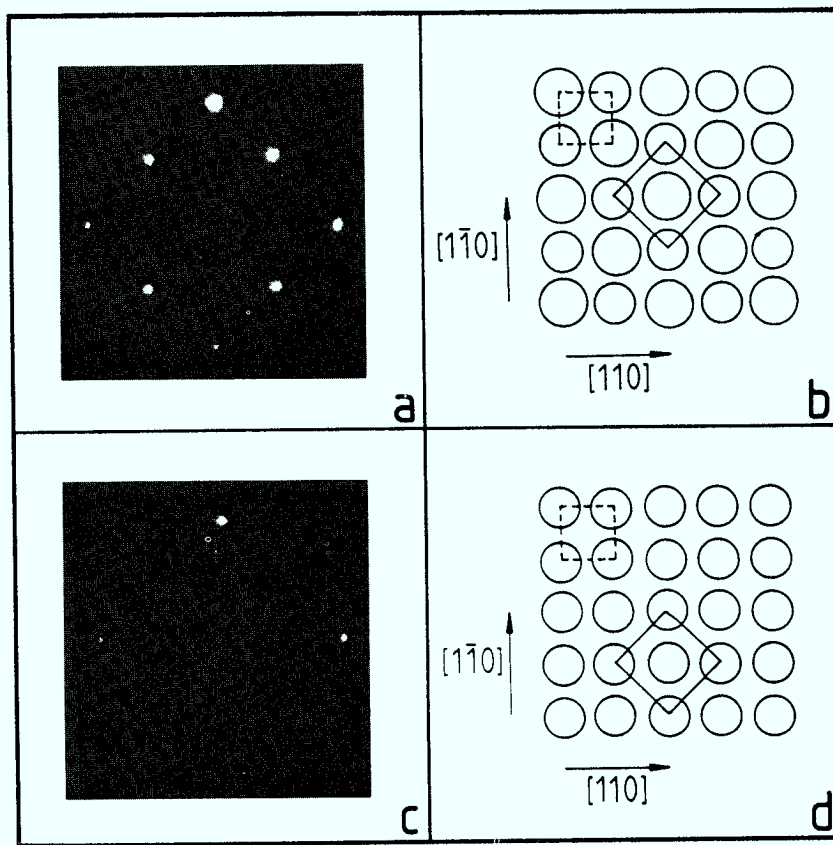


Bild 3.1 LEED-Bilder und Kristallorientierung des Cu_3Au im geordneten und ungeordneten Zustand

Das LEED-Bild zeigt die vier (11)-Reflexe der kubischen Einheitszelle der geordneten Legierung, die in Bild 3.1b durchgezogen eingezeichnet ist. Da die Basis der geordneten Legierung aus zwei Atomen unterschiedlicher Formfaktoren besteht, liegen dazwischen vier Überstrukturpunkte. Heizt man den Cu_3Au -Kristall auf über 380°C , so verteilen sich die Atome statistisch auf die Gitterplätze und die Überstrukturpunkte verschwinden. Eine entsprechende LEED-Aufnahme zeigt Bild 3.1c. Die Reflexe können auch als die (10)-Reflexe des gestrichelt eingezeichneten Gitters aufgefaßt werden.

Durch Auger-Messungen wurde die Sauberkeit der Cu_3Au -Oberfläche untersucht. Vor dem Aufdampfen wurde solange gesputtert, bis keinerlei Verunreinigungen der Oberfläche mehr festgestellt wurden. Ein typisches Augerspektrum zeigt Bild 3.2.

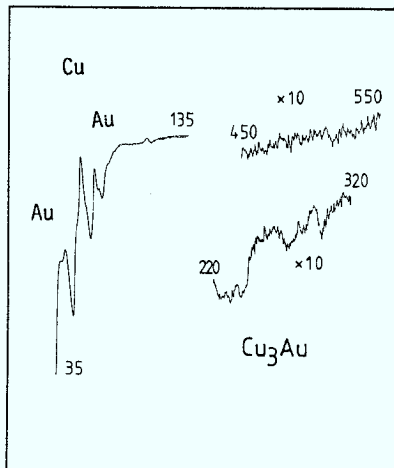


Bild 3.2 Augerspektrum der Cu_3Au Oberfläche

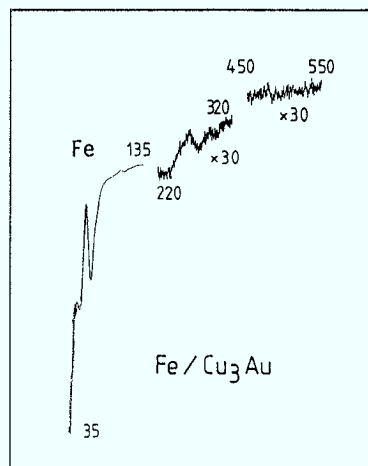


Bild 3.3 Augerspektrum einer Fe Oberfläche

Auf die so vorbereitete (100)-Oberfläche des Cu_3Au -Kristalls wurde Fe aufgedampft. Dazu wurde in einem Öfchen ein Fe-Draht durch Beschuß mit etwa 1.5 KeV-Elektronen aus einer Wolframwendel geheizt. Die Aufdampftrate konnte durch Variieren des Heizstroms durch die Wendel oder durch Verändern der Elektronenenergie geregelt werden. Sie wurde mit einem Quarzmonitor kontrolliert. Der Druck war während des Dampfens bei $4 \cdot 10^{-9}$ mbar. Typische Aufdampftraten lagen bei der Herstellung der ultradünnen Schichten zwischen $0.25 \text{ \AA}/\text{min}$ und $2 \text{ \AA}/\text{min}$. In diesem Bereich wurden keine unterschiedlichen Aufdampfergebnisse festgestellt. Die über 30 ML dicken Schichten wurden mit einer Rate von $4 \text{ \AA}/\text{min}$ hergestellt, um die Aufdampfzeit zu erniedrigen.

Der Kristall befand sich während des Aufdampfens bei Raumtemperatur. Die dünnen Schichten bis 7 ML wuchsen unter diesen Bedingungen epitaktisch und in Lagen auf, wie in den nächsten Abschnitten gezeigt wird. Heizte man den Kristall nach dem Aufdampfen auf 150°C oder mehr, so vergrößerten sich die Auger-Signale des Cu und des Au relativ zu denen im ungeheizten Zustand und es entstanden Überstrukturpunkte im LEED-Bild, die ohne Heizen nicht vorhanden waren. Das läßt auf Inselbildung, Legieren oder Abdampfen des Fe schließen.

Schichten ab einer Dicke von 25 ML wurden nach dem Aufdampfen für etwa 15 min auf 150°C geheizt. Dadurch verbesserte sich das LEED-Bild, das vorher nur aus diffusen Punkten bestand, erheblich, wie in Bild 3.6 zu sehen ist.

Die 250 ML und 450 ML dicken Schichten wurden für etwa 15 min auf 400°C geheizt. Sie zeigten anschließend eindeutig kubisch-raumzentrierte Struktur.

Von den so präparierten Schichten wurden LEED-Aufnahmen sowie Auger-Messungen gemacht. In den Augerspektren zeigte sich gelegentlich eine minimale Verunreinigung der Oberfläche mit C, wie in Bild 3.3 zu sehen ist. Das hatte jedoch keinen merklichen Einfluß auf die Verlustspektren oder auf die Polarisierung. Andere Verunreinigungen wurden nicht gefunden.

3.2 BESTIMMUNG DER KRISTALLSTRUKTUR

Um die Kristallstruktur der Schichten eindeutig festzulegen, mußte der Gitterparameter in der Oberfläche d_0 sowie der senkrecht dazu d_s bestimmt werden. Da alle LEED-Aufnahmen kubische Symmetrie hatten, war die Filmoberfläche eine (100)-Fläche.

3.2.1 Bestimmung des Gitterparameters in der Oberfläche

Aus den LEED-Bildern erhält man den Gitterparameter parallel zur Oberfläche auf folgende Art [16,29]:

Für senkrechten Einfall des Elektronenstrahls auf die Kristalloberfläche interferieren die gestreuten Elektronen konstruktiv, wenn

$$n \cdot \lambda = d_{h'k'} \cdot \sin(\delta)$$

wobei die Bezeichnungen in Bild 3.4a gegeben sind. Daraus folgt, wenn man nur Reflexe 1. Ordnung betrachtet oder die Ordnung in $d_{h'k'} = n \cdot d_{hk}$ einbezieht

$$(1) \quad d_{hk} = \frac{1}{\sin(\delta)} \cdot \sqrt{\frac{150.4}{U}}$$

wobei U die Elektronenenergie ist. Macht man vor dem Aufdampfen eine Aufnahme vom Cu_3Au und danach eine von der Fe-Schicht bei gleicher Energie, so läßt sich $\sin(\delta)$ folgendermaßen ersetzen:

$$(2) \quad \frac{\sin(\delta)}{x_{hk}} = \frac{1}{r} = \frac{\sin(\delta')}{x'_{hk}}$$

$$(3) \quad \sin(\delta') = d'_{hk} \cdot \sqrt{\frac{150.4}{U}}$$

Dabei ist x_{hk} der auf dem LEED-Bild der Schicht gemessene Abstand des Punktes mit dem Index (hk) vom (00) Reflex, x'_{hk} ist der gleiche Abstand auf dem LEED-Bild des Cu_3Au . Alle anderen Abmessungen sind in Bild 3.4b gegeben. Setzt man jetzt (2) und (3) in (1) ein, so ist:

$$(4a) \quad d_{hk} = d'_{hk} \cdot \frac{x'_{hk}}{x_{hk}}$$

$$(4b) \quad d_o = d_{11} \cdot \sqrt{2} = 3.76 \cdot \frac{x'_{hk}}{x_{hk}}$$

Eine Auswahl von LEED-Aufnahmen bei verschiedenen Schichtdicken ist in Bild 3.6 zusammengestellt.

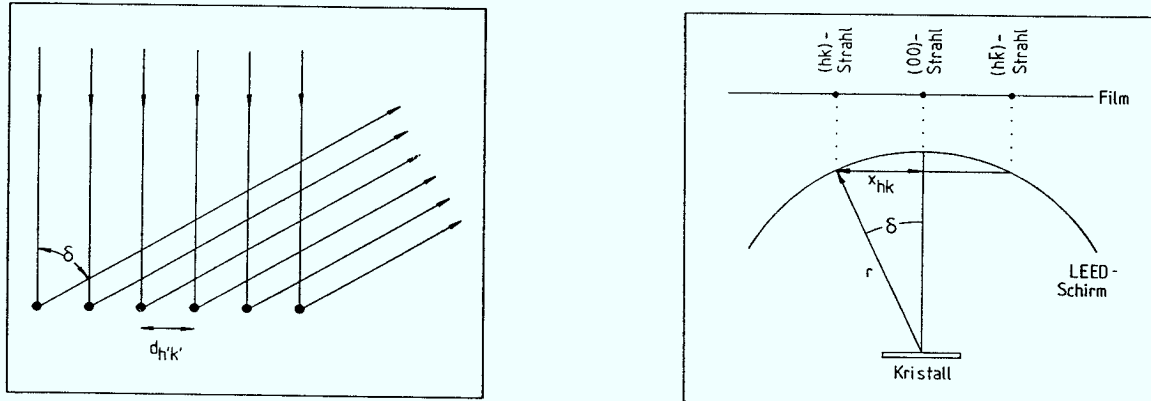


Bild 3.4 Bezeichnungen bei der Ableitung der Formeln

Die Auswertung ergibt, daß der Gitterparameter parallel zur Schicht bis zu 7 ML Dicke dem des Cu_3Au entspricht. Die Schichten wachsen bis zu dieser Dicke vollkommen pseudomorph zum Substrat in kubisch-flächenzentrierter Struktur mit einem Gitterparameter von $3.76 \text{ \AA}$ parallel zur Oberfläche auf.

Die Schichten mit 250 ML und 450 ML Dicke zeigen scharfe Reflexe mit einem Abstand, der mit $2.85 \text{ \AA}$ dem Gitterparameter des bcc-Fe entspricht. Das ist in Bild 3.5b dargestellt.

Bei Schichten ab 25 ML Dicke verbessern sich die LEED-Bilder durch Heizen der Schicht auf 150°C . Der Gitterparameter beträgt $4.05 \text{ \AA}$, falls die Punkte die (11)-Reflexe eines kubisch-flächenzentrierten Gitters sind, wie Bild 3.5a zeigt. Handelt es sich um die (10)-Reflexe eines kubisch-raumzentrierten Gitters, wie in Bild 3.5b zu sehen, so beträgt der Gitterparameter $d_o = 4.05/\sqrt{2} = 2.86 \text{ \AA}$.

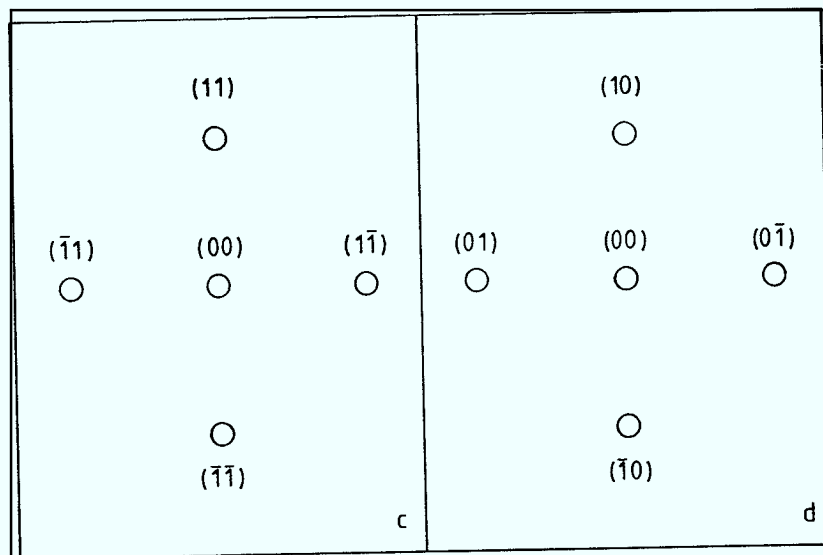
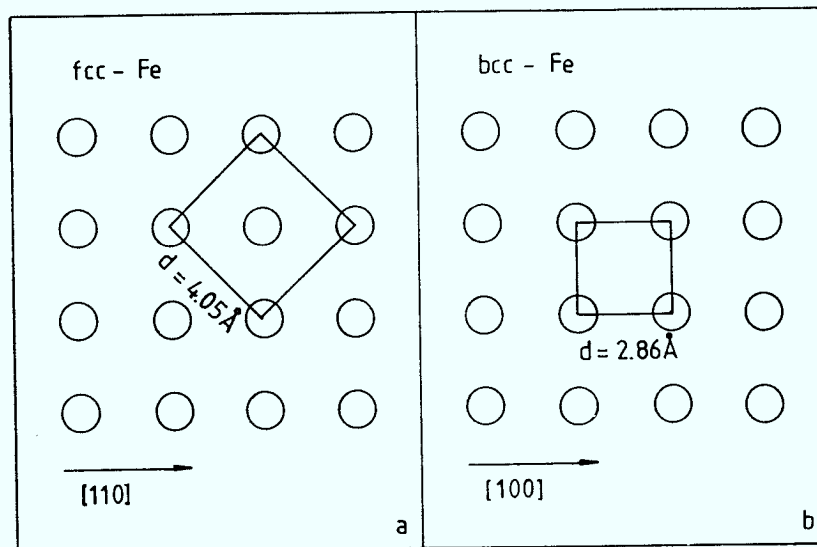


Bild 3.5 Geometrie von LEED-Bildern und Kristall für Fe-Schichten über 7 ML Dicke

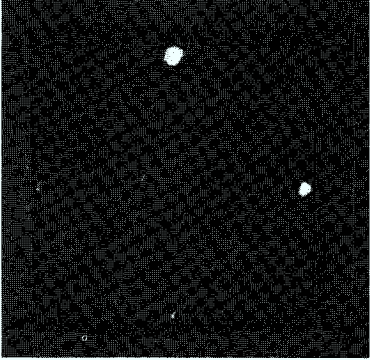
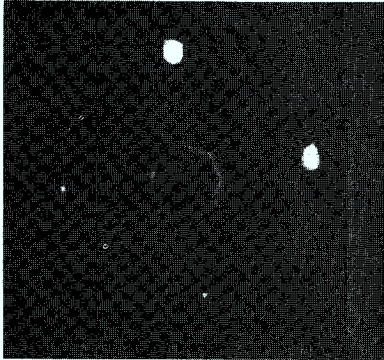
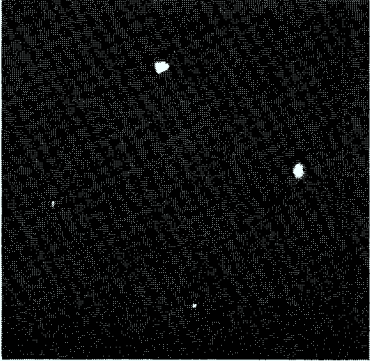
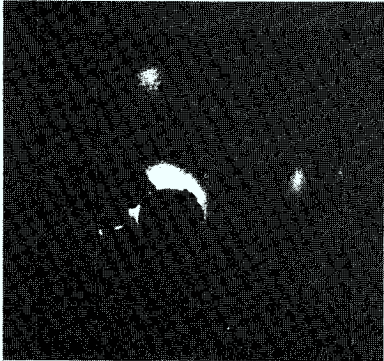
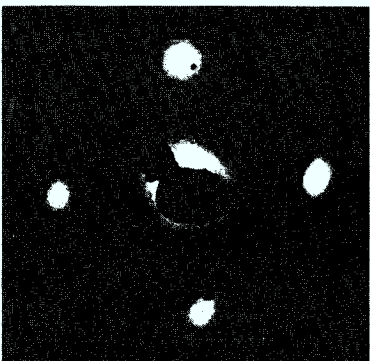
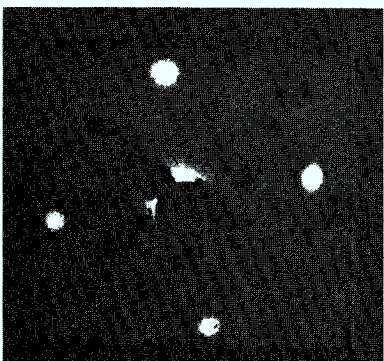
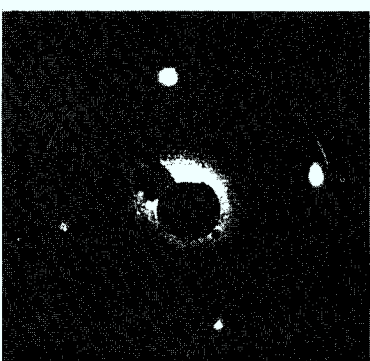
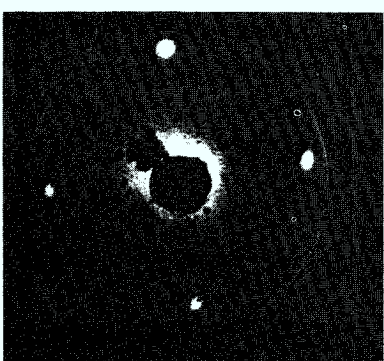
	1.6 ML 70 eV		3 ML 70 eV
	5 ML 70 eV		35 ML 55 eV
	75 ML 55 eV		110 ML 55 eV
	250 ML 55 eV		450 ML 55 eV

Bild 3.6 LEED-Bilder für verschiedene Schichtdicken

3.2.2 Bestimmung des senkrechten Gitterparameters

Der senkrechte Gitterparameter wird bestimmt, indem die Intensität des (00) Strahls im LEED Bild als Funktion der Primärenergie der Elektronen gemessen wird. Die Intensitätsmessung erfolgt mit einem Spot-Photometer vom LEED Schirm. Bild 3.8 zeigt die Ergebnisse.

Grundlage für die Bestimmung des senkrechten Gitterabstands auf diese Weise ist die endliche Eindringtiefe der Elektronen. Daher erhält man Intensitätsmaxima nur bei solchen Energien, bei denen auch die 3. Laue Gleichung erfüllt ist. Aus dieser ergibt sich als Bedingung für Maxima /16,29/:

$$2 \cdot d_z = n \cdot \sqrt{\frac{150.4}{U - U_0}}$$

wobei d_z der Netzebenenabstand senkrecht zur Oberfläche und U_0 das innere Potential ist. Die auftretenden Reflexe müssen mit einer Zahl n indiziert werden. Trägt man dann die Quadrate der Indices gegen die Energiepositionen auf, so erhält man eine Gerade, deren Steigung den senkrechten Gitterparameter d_s und deren Achsenabschnitt das innere Potential ergibt:

$$U = n^2 \cdot \frac{150.4}{d_s^2} + U_0$$

Dabei ist $d_s = 2 \cdot d_z$ für fcc und bcc Kristalle senkrecht zur (100)-Oberfläche.

Bild 3.7 zeigt die Auswertung der Ergebnisse. Die Indices wurden so gewählt, daß die Abweichungen der Meßpunkte von der Geraden am geringsten waren.

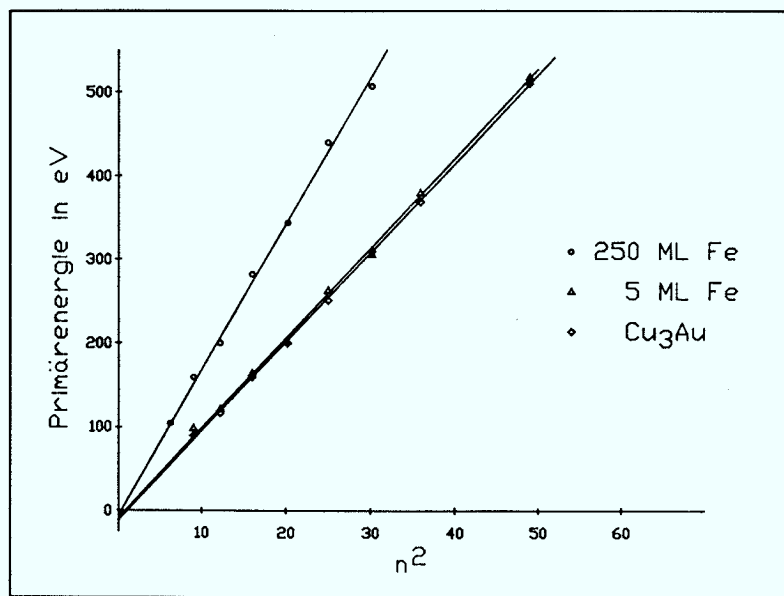


Bild 3.7 Bestimmung des senkrechten Gitterparameters aus den I(V)-Kurven

Der senkrechte Gitterparameter stimmt für die Schichten bis 7 ML Dicke hervorragend mit dem des Cu_3Au überein. Die Geradenanpassung ergibt ein inneres Potential von 8.7 eV sowie $d_s = 3.75 \text{ \AA}$. Für Cu_3Au erhält man $U_0 = 11.4 \text{ eV}$ und $d_s = 3.76 \text{ \AA}$.

Die Schichten von 250 ML und 450 ML Dicke haben einen senkrechten Gitterparameter von $2.91 \text{ \AA}$, der gut dem des bcc-Fe von $2.85 \text{ \AA}$ entspricht. Das innere Potential ist 5.5 eV.

Die Schichten im Übergangsbereich zwischen den beiden Strukturen haben stark verrauschte $I(V)$ -Kurven. Die besten Anpassungen ergeben für eine 25 ML dicke Schicht einen senkrechten Gitterparameter von $3.87 \text{ \AA}$ und für eine 33 ML dicke Schicht einen von $3.99 \text{ \AA}$. Da zwischen den Peaks aber der Untergrund sehr hoch ist, kann man davon ausgehen, daß man es mit einer Mischung aus unterschiedlichen Gitterparametern zu tun hat. Daher ist die Struktur in diesem Bereich mit den hier durchgeführten Messungen nicht eindeutig bestimmbar.

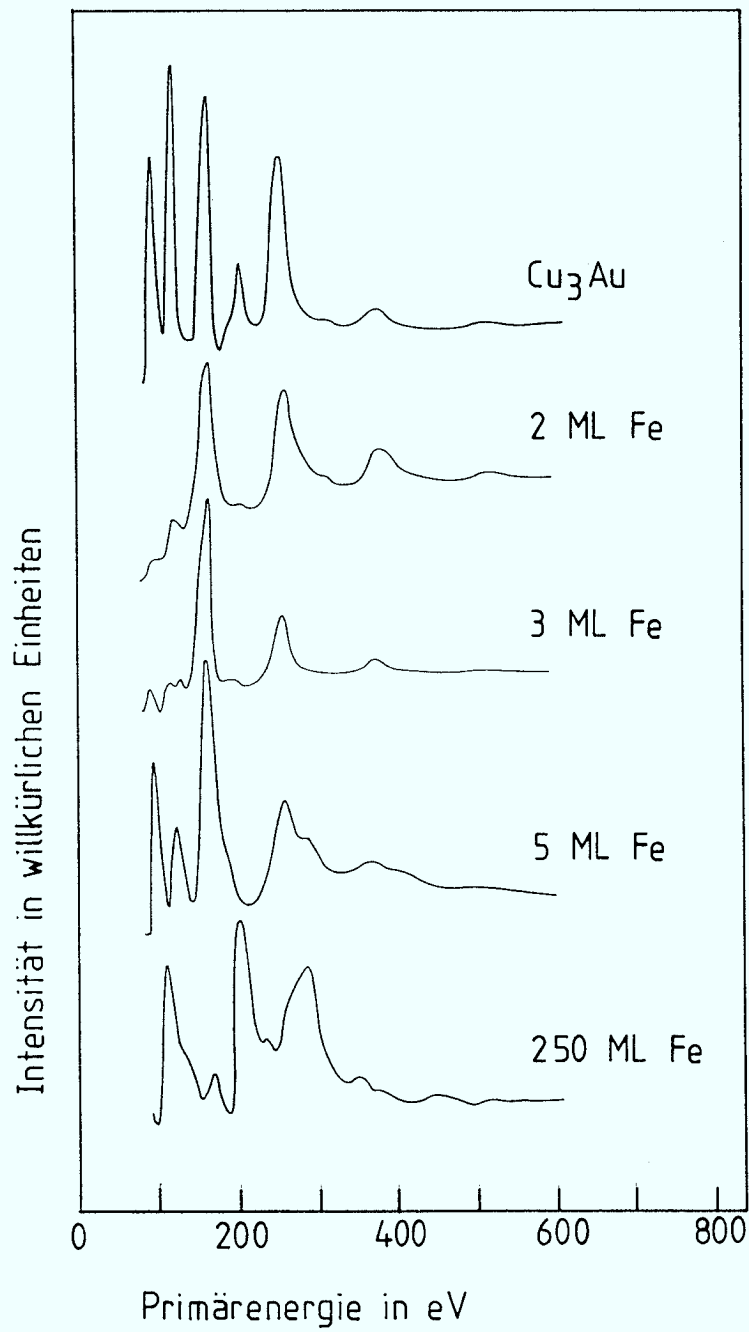


Bild 3.8 I(V)-Kurven für Cu_3Au und verschiedene Fe-Schichten

3.3 BESTIMMUNG DES AUFWACHSMODUS

Das Wachstumsverhalten der Filme wurde über eine Messung der Auger-Signale des Fe bei 47 eV, des Cu bei 59 eV und des Au bei 67 eV kontrolliert, wie es bei Chang /30/ und Seah /31/ beschrieben ist. Dazu wurden die Auger-Signale als Funktion der Aufdampfzeit bei konstanter Aufdampfrate gemessen. Die Signale wurden anschließend normiert, wie es bei Chang /30/ angegeben ist. Das normierte Fe-Signal muß dann, falls Lagenwachstum vorliegt, exponentiell zunehmen:

$$f_{\text{Fe}}(d) = 1 - e^{-d/D}$$

wobei d die aufgedampfte Dicke in Å und D die Austrittstiefe der 46 eV-Augerelektronen des Fe ist. D wird von U.Gradmann /1/ für die fcc-Fe(111)-Oberfläche zu 6.8 Å angegeben, was etwa 3 ML entspricht. 3 ML wurden auch von Ridgway und Hanemann /32/ für Fe auf Si gemessen. Da der Netzebenenabstand der (111)-Ebenen $a/\sqrt{3}$ ist, wenn a den Gitterparameter darstellt, die (100)-Ebenen aber nur einen Netzebenenabstand von $a/2$ haben, gilt hier:

$$D = 6.8 \text{ Å} \cdot \frac{a/2}{a/\sqrt{3}} = 5.89 \text{ Å}$$

Zusätzlich muß nach Seah /31/ der Winkel φ des Analysators zur Oberflächennormale berücksichtigt werden, was nach seinen Rechnungen für unsere Geometrie mit $\varphi = 32.5^\circ$ zu einem Faktor 0.74 im Nenner des Exponenten führt. Insgesamt ergibt sich:

$$f_{\text{Fe}}(d) = 1 - e^{-d/4.36}$$

Die theoretische Kurve wurde in Bild 3.9 als Funktion der Schichtdicke geplottet. In diese Abbildung wurden gleichzeitig die Meßpunkte eingetragen. Die Rate wurde dabei so festgelegt, daß die Meßwerte am besten mit der theoretischen Funktion übereinstimmen. Über die so ermittelte Rate konnte dann die am Schichtdickenmeßgerät angezeigte Rate kalibriert werden. Der exponentielle Verlauf der Kurve, der Lagenwachstum anzeigt, wird von den Meßpunkten gut wiedergegeben, wie man in Bild 3.9 sehen kann. Ein Abflachen der Meßkurve oder ein zeitweise konstanter Verlauf, wie man ihn für Inselwachstum erwarten würde, kann nicht festgestellt werden. Das stimmt mit Untersuchungen von Gradmann und Mitarbeitern /1/ überein, die für fcc-Fe auf Cu(111) bei 393 K und Aufdampfraten zwischen 1 Å/min und 0.37 Å/s Lagenwachstum fanden.

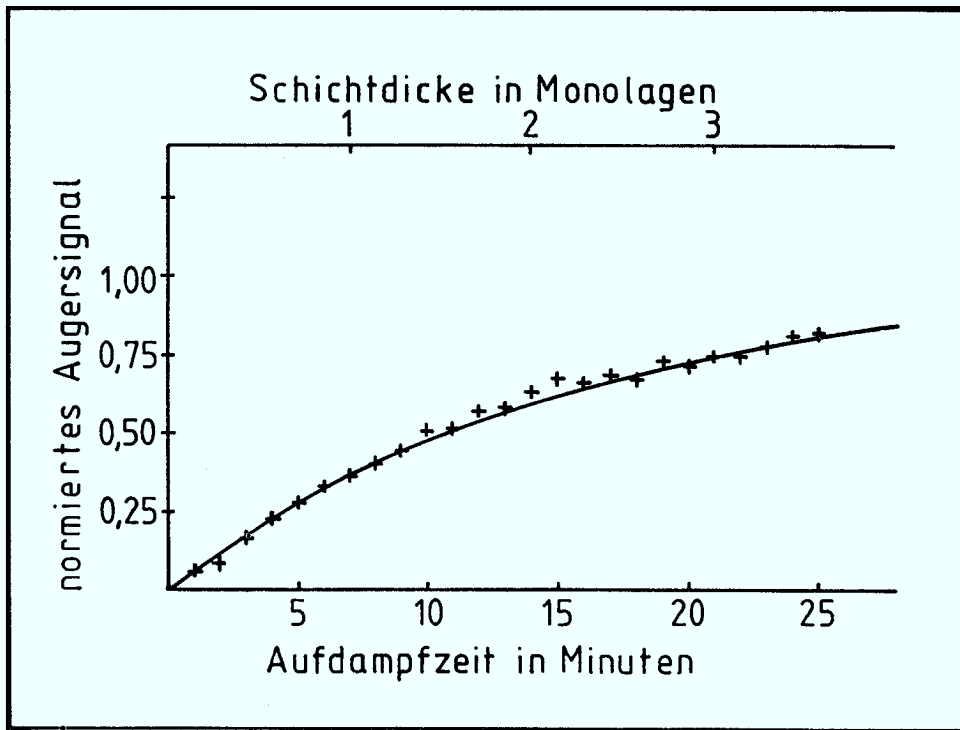


Bild 3.9 normiertes Augersignal des Fe als Funktion der Schichtdicke

4. SPINPOLARISATION IN DER INELASTISCHEN ELEKTRONENSTREUUNG

Werden Elektronen an einer ferromagnetischen Kristalloberfläche gestreut, so treten neben der elastischen Streuung, die zu einer Polarisation des gestreuten Elektronenstrahls führen kann /33,35,36/ auch inelastische polarisierende Streuprozesse auf. Die inelastischen Streuprozesse führen i.a. nur zu kleinen Winkeländerungen /34/, sodaß die gestreuten Elektronen, die man in Rückwärtsstreuung mißt, einen elastischen Streuprozess am Kristallgitter und einen inelastischen Streuprozess erfahren haben. Den größten Teil der inelastisch gestreuten Elektronen mißt man daher in Winkeln in der Nähe der Bragg-Reflexe. Die durch elastische Streuung hervorgerufene Polarisation ist der inelastischen überlagert.

Bei der inelastischen Streuung erleiden die gestreuten Elektronen einen Energieverlust durch Erzeugung elementarer Anregungen wie Phononen, Plasmonen, Magnonen oder Bandübergänge im Kristall. Magnonen- und Phononenstreuquerschnitte sind sehr klein und können deshalb vernachlässigt werden /37,38/.

Plasmonen in einem Ferromagneten sind kollektive Anregungen der Elektronen beider Spinrichtungen. Die Streuung an Plasmonen sollte im wesentlichen spinunabhängig sein /38/, was auch experimentell gezeigt wurde /33/. Der Streuprozess wird in der kinematischen Theorie durch Coulombwechselwirkung der einfallenden Elektronen mit langreichweitigen, zeitlich veränderlichen Dipolfeldern weit außerhalb des Kristalls ausgelöst /39,40/. Diese Felder werden durch elementare Anregungen im Kristall hervorgerufen. Die Streuquerschnitte sind in 1.Born'scher Näherung für Volumenverluste proportional zu /39,40/

$$\frac{d^2S}{d\Omega \cdot d\hbar\omega} = \text{Im} \left\{ -\frac{1}{\epsilon} \right\}$$

Für Oberflächenverluste gilt:

$$\frac{d^2S}{d\Omega \cdot d\hbar\omega} = \text{Im} \left\{ -\frac{1}{\epsilon + 1} \right\}$$

ϵ ist die komplexe dielektrische Funktion des Volumens .

Die Spinpolarisation der inelastisch gestreuten Elektronen wird durch die Anregung von Bandübergängen bzw. Elektron-Loch-Paaren hervorgerufen. Yin und Tosatti zeigten /22/, daß in Ferromagneten Interbandübergänge mit Spin-flip möglich sind. Die Streuwahrscheinlichkeiten für einfallende Majoritätsspin-Elektronen ($\uparrow$) und Minoritätsspin-Elektronen ($\downarrow$) sind dabei verschieden:

$$R_F^\uparrow \neq R_F^\downarrow$$

F bedeutet , daß es sich um einen Spin-flip-Prozeß handelt und der Pfeil gibt den Spinzustand des einfallenden Elektrons an. Solche Prozesse können auch bei unpolarisiertem Primärstrahl zu Spinpolarisation im gestreuten Strahl führen. Die Prozesse, die dafür verantwortlich sind,

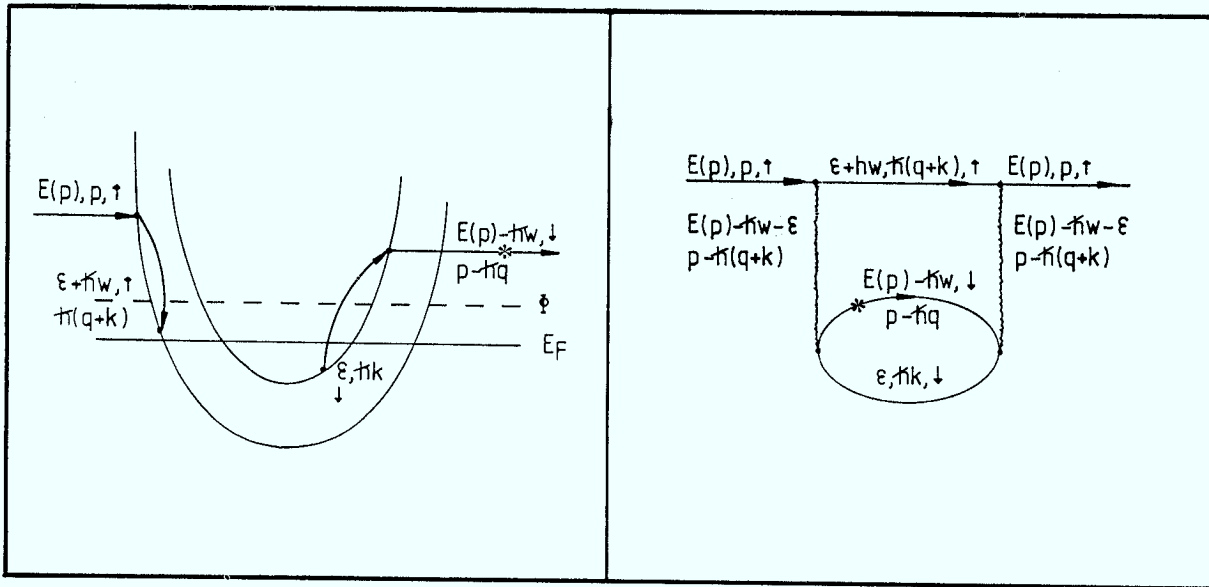


Bild 4.1 Spin-flip-Prozeß bei einfallendem Minoritätsspin-Elektron nach /22/

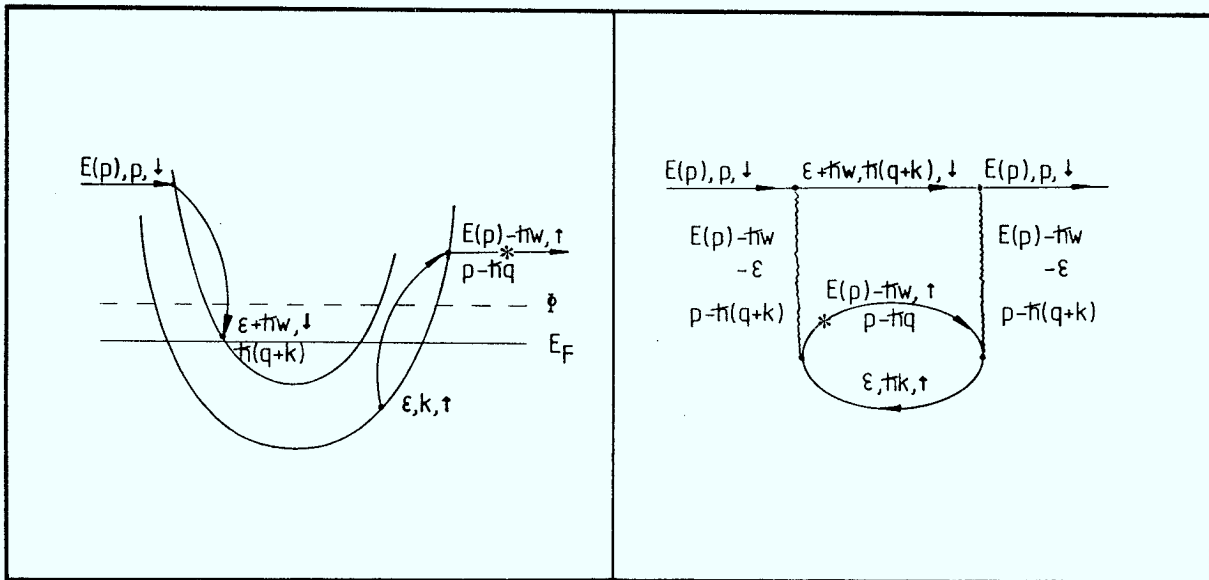


Bild 4.2 Spin-flip-Prozeß bei einfallendem Majoritätsspin-Elektron nach /22/

sind in Bild 4.1 und Bild 4.2 dargestellt. In beiden Bildern sind die spinaufgespaltenen Bänder von Majoritäts- und Minoritätselektronen zu sehen. Die Fermienergie sowie das Vakuumniveau sind eingezeichnet. Daneben werden die entsprechenden Feynman-Diagramme gezeigt.

Bild 4.1 zeigt ein einfallendes Minoritätselektron ($\downarrow$) mit Energie $E(\underline{p})$ und Impuls $\underline{p}$ sowie ein Elektron im Majoritätsspinband mit Energie $\epsilon_{\underline{k}}$ und Impuls $\hbar \underline{k}$. Das einfallende Elektron überträgt Energie $E(\underline{p}) - \epsilon_{\underline{k}}$ und Impuls $\hbar(\underline{p} - \underline{k})$ an das Majoritätselektron und besetzt dadurch einen freien Zustand unterhalb des Vakuumniveaus im Minoritätsband. Das Majoritätselektron wird über das Vakuumniveau angehoben und gezählt, was durch den Stern angedeutet ist.

Bild 4.2 zeigt einen Flip-Prozeß mit einfallendem Majoritätselektron. Dieser Prozeß ist nur in Ferromagneten möglich, in denen auch das Minoritätsband zum Teil besetzt ist. Verläuft die Fermienergie unterhalb des Bandminimums, so ist die entsprechende Flip-Wahrscheinlichkeit $R_F(w) = 0$.

Auch die Streuwahrscheinlichkeiten für Übergänge ohne Spin-flip, sogenannte Non-flip-Prozesse, sind für einfallende Majoritätselektronen ($\uparrow$) und Minoritätselektronen ($\downarrow$) verschieden:

$$R_{NF}^{\uparrow} \neq R_{NF}^{\downarrow}$$

NF steht für Non-flip-Prozesse. Jede dieser Non-flip-Raten setzt sich additiv aus den Wahrscheinlichkeiten verschiedener Non-flip-Prozesse zusammen.

Die gesamte Spinpolarisation des gestreuten Strahls ist bei unpolarisiertem Primärstrahl

$$P = \frac{(R_{NF}^{\uparrow} + R_F^{\downarrow}) - (R_{NF}^{\downarrow} + R_F^{\uparrow})}{(R_{NF}^{\uparrow} + R_F^{\downarrow}) + (R_{NF}^{\downarrow} + R_F^{\uparrow})}$$

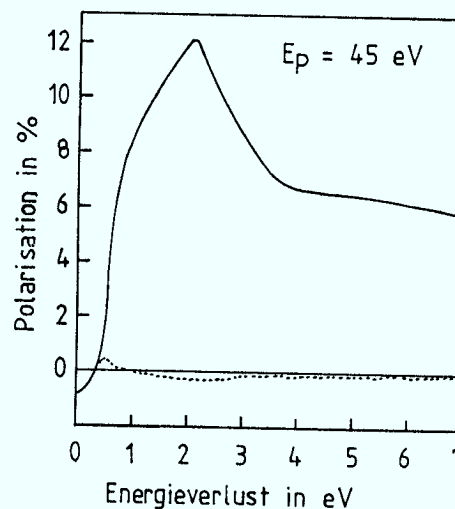
Die gesamte Verlustrate ist

$$R = (1/2) \cdot (R_{NF}^{\uparrow} + R_{NF}^{\downarrow} + R_F^{\uparrow} + R_F^{\downarrow})$$

Glazer und Tosatti zeigten an einem einfachen Modell des Fe /23/, daß der größte Teil der Spinpolarisation durch Übergänge innerhalb der d-Bänder hervorgerufen wird, wie Bild 4.3 zeigt.

Bild 4.3

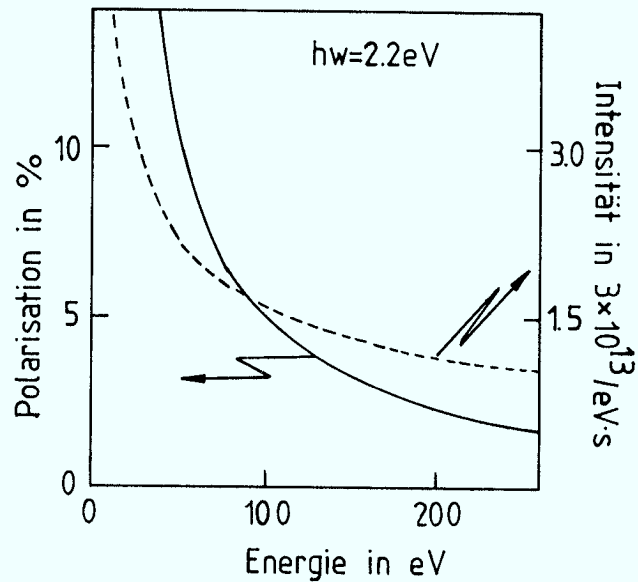
Spinpolarisation durch Übergänge
innerhalb der d-Bänder ———
sowie durch Übergänge ohne Betei-
ligung der d-Bänder ----- nach
theoretischen Rechnungen für Fe /23/



Die größten Polarisationseffekte erhält man für niedrige Primärenergien unter 50 eV. Polarisation und gesamter Streuquerschnitt nehmen mit abnehmender Primärenergie zu, was man in Bild 4.4 sieht.

Bild 4.4

Spinpolarisation der
Stoneranregungen als Funktion
der Primärenergie nach theoretischen
Rechnungen für Fe /23/



Bei allen inelastischen Streuprozessen ist Energieerhaltung sowie Impulserhaltung parallel zur Oberfläche erfüllt. Der Impuls senkrecht zur Oberfläche bleibt infolge der an der Oberfläche unterbrochenen Symmetrie nicht erhalten. Sind $(E_I, \underline{k}_I, \delta_I)$ Energie, Impuls und Einfallswinkel des primären Elektronenstrahls und $(E_S, \underline{k}_S, \delta_S)$ Energie, Impuls und Ausfallswinkel des gesteuerten Elektronenstrahls, so gilt :

$$E_S = E_I - \hbar \cdot \omega$$

Dabei ist $\hbar \cdot \omega$ der Energieverlust beim Streuprozess. Für den parallel zur Oberfläche übertragenen Impuls $\underline{q}^{\parallel}$ gilt :

$$\begin{aligned} |\underline{q}^{\parallel}| &= |\underline{k}_I^{\parallel} - \underline{k}_S^{\parallel}| = |\underline{k}_I| \cdot \sin(\delta_I) - |\underline{k}_S| \cdot \sin(\delta_S) \\ &= \sqrt{(2m/\hbar^2)} \cdot (\sqrt{E_I} \cdot \sin(\delta_I) - \sqrt{E_S} \cdot \sin(\delta_S)) \end{aligned}$$

5. ERGEBNISSE UND DISKUSSION DER STREUEXPERIMENTE

Im folgenden werden die Ergebnisse zum Magnetismus der aufgedampften Schichten zusammengestellt und diskutiert.

5.1 Magnetismus dünner fcc-Fe-Schichten als Funktion der Schichtdicke

Die Abhängigkeit der Magnetisierung parallel zur Schichtebene von der Schichtdicke wurde für Fe-Filme bis 9 ML Dicke über die Polarisation der gestreuten Elektronen bei 46 eV gemessen. Bild 5.1 zeigt Energieverteilung und Polarisation der 46 eV Elektronen für eine 7 ML dicke Fe-Schicht. Der Anteil der 46 eV-Augerelektronen ist schraffiert eingezeichnet.

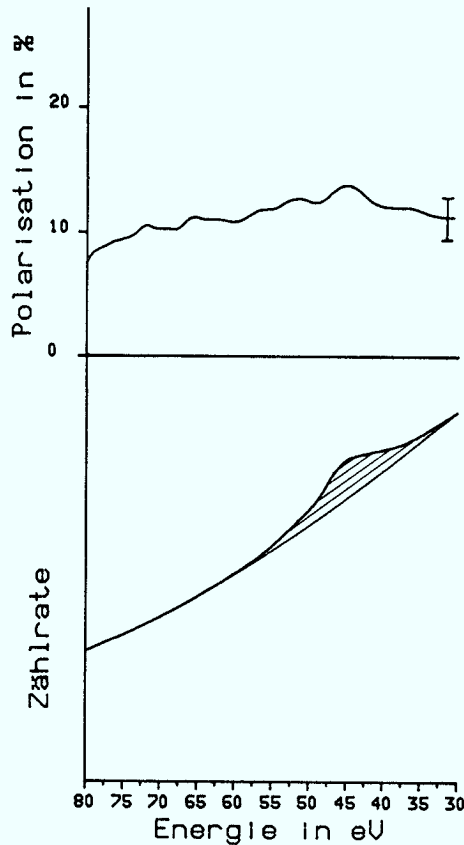


Bild 5.1 Sekundärelektronen-Spektrum und Polarisation im Bereich der 46 eV-Augerlinie des Fe bei 7ML Schichtdicke

In Bild 5.2 ist die Polarisation als Funktion der Schichtdicke aufgetragen. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler an.

Die Polarisation setzt bei 3.6 ML ein, steigt bis 5.3 ML an und verläuft anschließend annähernd konstant bei 9 %. Unterhalb von 3.6 ML konnte bei $T = 293$ K keine remanente Magnetisierung parallel zur Schichtebene gemessen werden. Die maximale Polarisation ist niedriger als die in Bild 5.1 gemessene. Das liegt wahrscheinlich daran, daß bei der Messung der Polarisation als Funktion der Schichtdicke der Fe-

Ofen ständig heiß war und die Messung daher bei einem Vakuum von $4 \cdot 10^{-9}$ mbar ausgeführt werden mußte. Die Spinpolarisation nimmt aber schon bei leichten Verunreinigungen der Oberfläche stark ab.

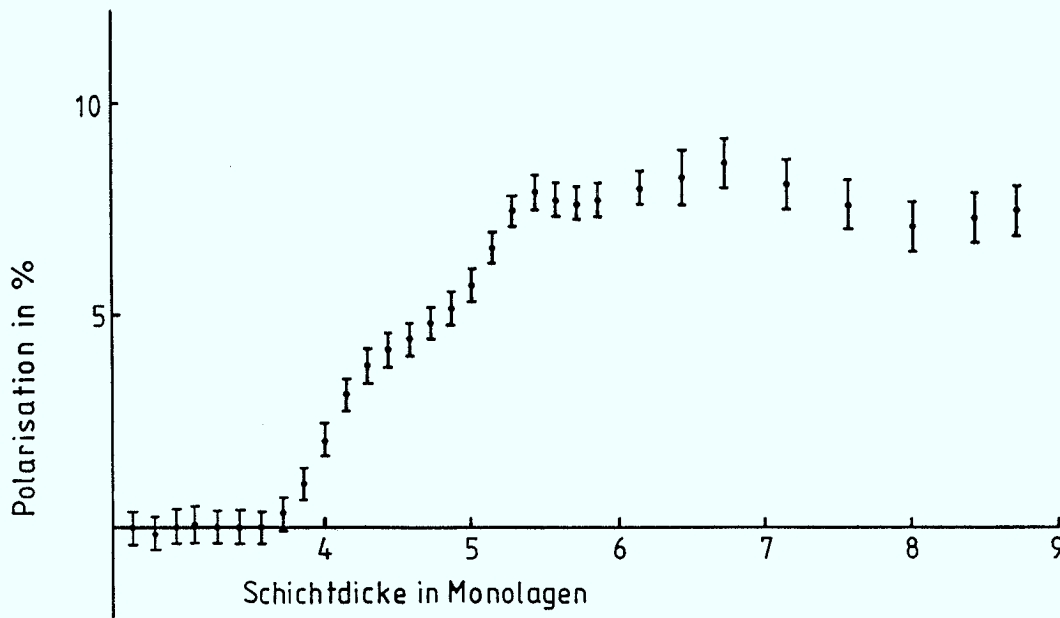


Bild 5.2 Spinpolarisation der Sekundärelektronen des Fe bei 46 eV
als Funktion der Schichtdicke

Weiterhin wurde eine Hysteresekurve für die 7 ML dicke Schicht bestimmt. Dazu wurde die Spinpolarisation der Sekundärelektronen bei 46 eV, die ein Maß für die Magnetisierung der Schicht ist, als Funktion des Magnetfeldes gemessen. Bild 5.3 zeigt die Hysterese. Sie ist rechteckig und die Polarisation bei $H=0$ entspricht der Sättigungspolarisation bei hohem Feld. Auch mit einem Feld von 800 Oersted konnte keine höhere Polarisation erreicht werden. Da das Feld nur zum Magnetisieren als Stromstoß durch die Spule angelegt werden konnte und anschließend in Remanenz gemessen wurde, kann man nicht entscheiden, ob die [110]-Richtung oder die [100]-Richtung die leichte Magnetisierungsrichtung ist. Ist letzteres der Fall, so wird hier nur die Komponente in [110]-Richtung bestimmt und die Sättigungsmagnetisierung in [100]-Richtung wäre um einen Faktor $\sqrt{2}$ höher. Die hier gemessene remanente Polarisation beträgt 14% und ist damit höher als die bei der Schichtdickenabhängigkeit gemessene.

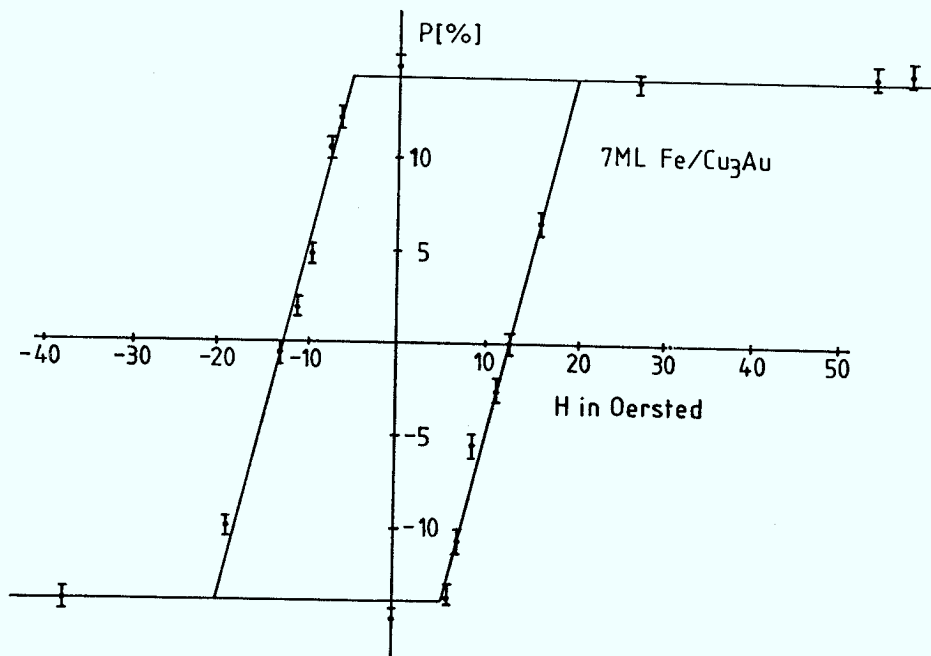


Bild 5.3 Spinpolarisation als Funktion des Magnetfeldes für
7 ML Fe/Cu₃Au

Die hier vorgestellten Messungen an Fe/Cu₃Au lassen sich wegen der vorhergesagten und von Isbert und Gradmann /54/ gefundenen starken Abhängigkeit der Magnetisierung von der Gitterkonstante nur bedingt mit ähnlichen Messungen an Fe/Cu vergleichen. Neueste Untersuchungen von D. Pescia und Mitarbeitern /8/ an fcc-Fe(100) auf Cu(100) zeigen, daß Filme mit 1 ML, 3 ML und 5 ML Dicke bei 30 K ferromagnetisch mit einer leichten Magnetisierungsachse senkrecht zur Oberfläche sind. In Übereinstimmung mit den hier vorgestellten Messungen zeigte der 1 ML dicke Film jedoch keine makroskopische Magnetisierung bei Raumtemperatur. Pescia et al konnten auch keine remanente Magnetisierung bei 30 K messen. Bei 3 ML Dicke finden D. Pescia et al. eine remanente Magnetisierung senkrecht zur Schichtebene bei 30 K, während bei Raumtemperatur keine Remanenz, aber ferromagnetisches Verhalten bei angelegtem Magnetfeld gemessen wurde. Unsere Messungen zeigen, daß bei Raumtemperatur für 3 ML keine Remanenz in der Schichtebene existiert. Es konnten keine Messungen mit eingeschaltetem Feld an Fe/Cu₃Au durchgeführt werden und auch die Komponente der Magnetisierung senkrecht zur Oberfläche konnte nicht bestimmt werden. Geht man davon aus, daß die Richtung der leichten Magnetisierungsachse in Fe auf Cu und Cu₃Au gleich ist, so deuten die Meßergebnisse darauf hin, daß bei Raumtemperatur die bei eingeschaltetem Feld makroskopische Magnetisierung nach dem Abschalten des Feldes wieder in Domänen zerfällt, im Widerspruch zu bisherigen Ergebnissen mit dünnen ferromagnetischen Schichten. Fe- Schichten über 3.6 ML sind auf Cu(100) bei tiefen Temperaturen senkrecht zur Schichtebene, auf Cu₃Au bei Raumtemperatur in der Schichtebene remanent magnetisierbar. Dabei bleibt jedoch noch zu klären, ob die Remanenz bei Raumtemperatur in der Schichtebene auch bei fcc-Fe auf Cu(100) auftritt oder ein Effekt des größeren Gitterparameters des Cu₃Au ist.

Hinsichtlich des Einsatzes der Polarisierung besteht Übereinstimmung zu einigen Messungen an Fe/Cu und Fe/Ag. Rau und Mitarbeitern /6/ fanden langreichweitige magnetische Ordnung für 4 ML fcc-Fe(111) auf Cu(111), aber nur kurzreichweitige ferromagnetische Ordnung für 1 ML und 2 ML dicke Filme. Auch bei Fe/Ag(100) setzt die Spinpolarisation nach Messung von Jonker und Mitarbeitern /53/ erst bei einer Schichtdicke zwischen 2.5 ML und 5.2 ML ein. Fu, Freeman und Oguchi /51/ fanden in theoretischen Untersuchungen für eine Monolage von fcc-Fe auf Cu Anzeichen für eine Reduzierung der langreichweitigen magnetischen Ordnung bei dünnen fcc-Fe-Filmen auf metallischen Substraten, besonders auf Cu, was die fehlende Remanenz für Schichten unter 3.6 ML bei Raumtemperatur erklären könnte.

Die hier vorgestellten Messungen unterscheiden sich von denen von W.Becker et al. /9/ sowie A.Amiri Hezaveh et al. /11/ publizierten Ergebnissen zum Magnetismus von fcc-Fe(100) auf Cu(100), die paramagnetisches Verhalten bei Raumtemperatur feststellten. In der Tat würde man auf Grund der bisherigen Theorie über den Magnetismus von fcc-Fe für Fe/Cu₃Au andere Ergebnisse erwarten als für Fe/Cu. Andererseits wurden obengenannte Messungen aber durch die neuen Ergebnisse von D.Pescia und Mitarbeitern /8/ bereits widerlegt, sodaß auch Meßfehler wie unreine Probe oder der Cu-Überzug der Probe ein Grund für fehlenden Magnetismus bei obigen Experimenten sein könnte.

5.2 ENERGIEVERLUSTSPEKTROSKOPIE AN Fe/Cu₃Au

Zur weitergehenden Untersuchung des Magnetismus wurden Energieverlustspektren bei 30 eV und 20 eV Primärenergie für verschiedene Schichtdicken gemessen. Die Halbwertsbreite der primären Elektronenverteilung betrug etwa 350 meV. Die gestreuten Elektronen wurden nach Spin und Energie mit einer Auflösung von 100 meV analysiert. Die Spektren werden im folgenden zum größten Teil als negative zweite Ableitung der Energieverteilung gezeigt. Diese Art der Darstellung wurde gewählt, weil so ein schwach veränderlicher Untergrund abgezogen wird und schwache Strukturen besser zu erkennen sind. Maxima in der negativen 2. Ableitung entsprechen Maxima in der Energieverteilung.

5.2.1 Energieverlustspektren des Cu₃Au

Die Verlustspektren des Cu₃Au sind in Bild 5.4 dargestellt. Bild 5.8 zeigt die negativen zweiten Ableitungen. Es existieren im wesentlichen Anregungen, die auch in den Verlustspektren des Cu und des Au auftauchen. Das starke Maximum bei 3 eV Energieverlust wird als Oberflächenplasmon der Legierung interpretiert. Nach einer Arbeit von Schlüter /43/ über Au-Ag-Legierungen liegt das Oberflächenplasmon einer Legierung energetisch zwischen denen der Legierungspartner. Das Oberflächenplasmon des Au findet man bei 2.5 eV /43/, das des Cu liegt nach verschiedenen Arbeiten /44/ zwischen 3 eV und 3.6 eV, in Einklang mit dieser Interpretation. Verschiedene Autoren interpretieren Anregungen des Cu bei 3.1 eV auch als Übergänge aus Oberflächenzuständen des Cu in freie Zustände oberhalb der Fermienergie /45/. Das Maximum bei 5.3 eV stellt Interbandübergänge des Cu aus 3d-Zuständen in 4s-Zustände dar /46/. Bei 6.5 eV Energieverlust findet man sowohl Au-Anregungen aus 5d-Zuständen in 6p- und 6s-Zustände /47/ als auch Cu-Übergänge von 3d- in 4p-Zustände /47/. Bei diesem Energieverlust findet man außerdem ein Volumenplasmon des Au /43/. Die Anregung bei 8.4 eV, die nur in der zweiten Ableitung (Bild 5.8) zu erkennen ist, stellt ein Volumenplasmon des Cu dar /46/. Ungeklärt bleibt damit nur der Verlust bei 1.2 eV in der negativen zweiten Ableitung, bei dem es sich um einen Übergang innerhalb der d-Bänder handeln könnte.

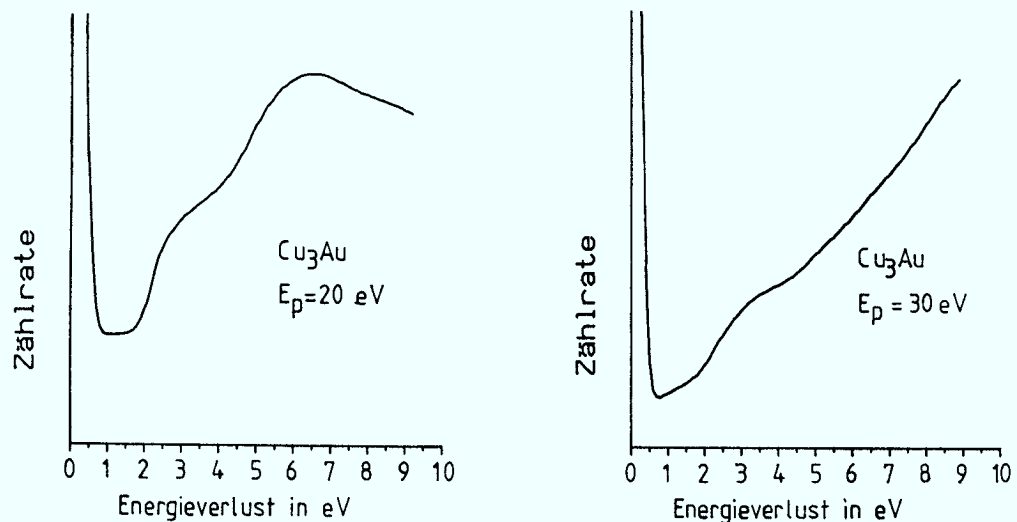
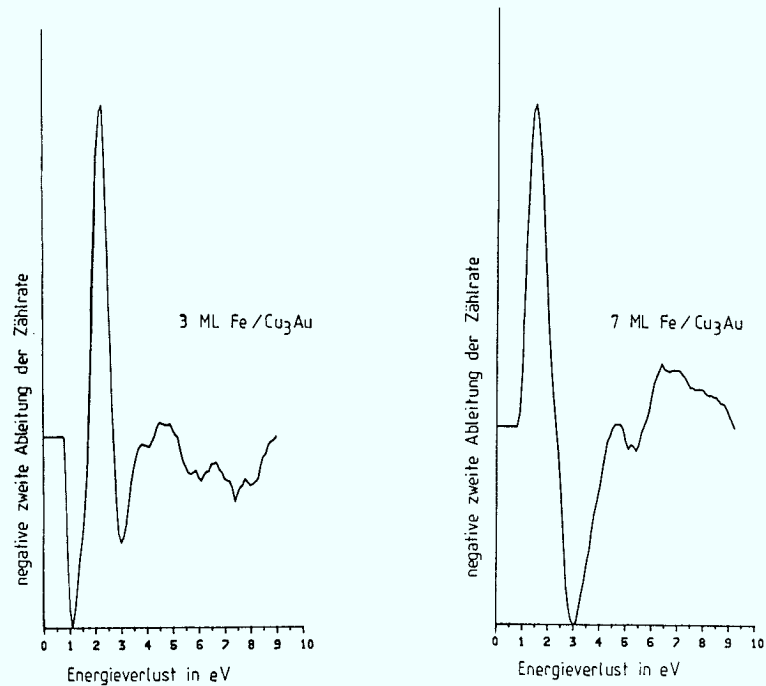


Bild 5.4 Energieverlustspektren des Cu₃Au für Primärenergien $E_p = 20$ eV und $E_p = 30$ eV und einen Ausfallswinkel von 10° außerhalb des (00)-Strahls

5.2.2 Energieverlust-Spektren des fcc-Fe/Cu₃Au(100) bei $q^{\parallel} = 0$

Bild 5.5 zeigt die negative zweite Ableitung der Energieverteilung für 3 ML und 7 ML Fe auf Cu₃Au bei 30 eV Primärenergie und gleichem Ein- und Ausfallswinkel von 37.5°. Unter diesen Bedingungen ist der Impulsübertrag parallel zur Oberfläche für einen Energieverlust von 2 eV $q^{\parallel} = 0.03 \text{ \AA}^{-1}$ und für einen Verlust von 6 eV $q^{\parallel} = 0.09 \text{ \AA}^{-1}$. Da die Ausdehnung der Brillouinzone in ΓX -Richtung etwa $1.18 \text{ \AA}^{-1}$ beträgt und nach den Ausführungen von Kapitel 4 im wesentlichen Übergänge innerhalb der relativ flach verlaufenden d-Bänder auftreten, werden die Spektren in der Näherung $q^{\parallel} = 0$ diskutiert. Die Streuung erfolgt an einer (100)-Oberfläche, sodaß der senkrechte Impulsübertrag $q^{\perp}$ nur Werte entlang der ΓX -Richtung in der Brillouinzone annehmen kann.

Bild 5.5
zweite Ableitung der Energie-
verteilung
für 3 ML und 7 ML Dicke



Beide Spektren zeigen keinerlei Anzeichen mehr für Cu₃Au-Anregungen. Das Spektrum der 3 ML dicken Fe-Schicht hat einen scharfen Peak bei 2.3 eV Energieverlust sowie Anregungen bei 4.5 eV und 6.6 eV. Die gestreuten Elektronen sind unpolarisiert. Das zeigt, daß bei dieser Schichtdicke keine remanente Magnetisierung in der Schichtebene existiert, in Einklang mit den im vorigen Abschnitt vorgestellten Ergebnissen. Bei 7 ML Dicke ist ein Peak bei 1.5 eV Anregungsenergie zu erkennen. Die Polarisation beträgt etwa 9% mit einem Maximum von 12% bei 2.6 eV.

Das Verlustspektrum der 7 ML dicken Schicht wird anhand der von D.Bagayoko und J.Callaway für fcc-Fe mit einem Gitterparameter von $3.71 \text{ \AA}$ gerechneten Bandstruktur und der zugehörigen Zustandsdichte diskutiert. Bild 5.6 zeigt die spinaufgespaltene Bandstruktur, Bild 5.7 die Zustandsdichten /48/.

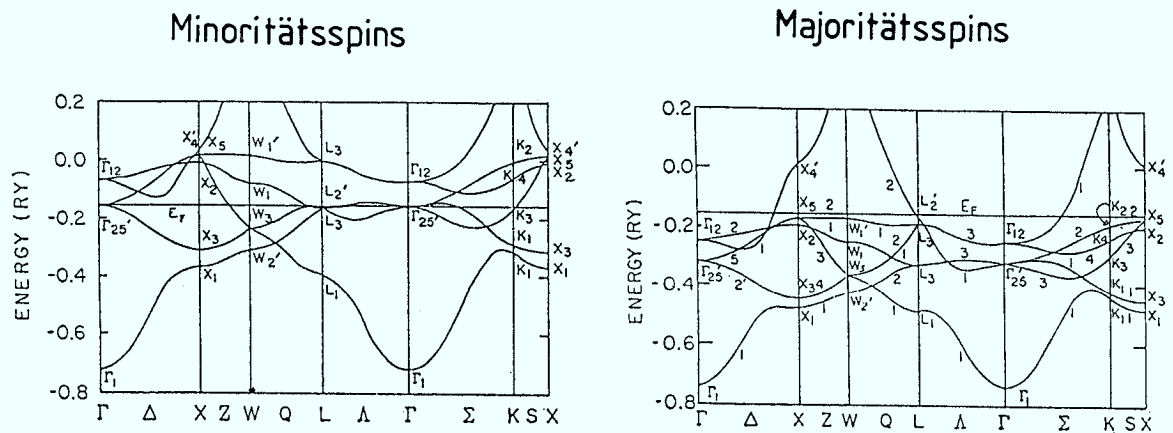


Bild 5.6 spinaufgespaltene Bandstruktur von fcc-Fe mit einem Gitterparameter von 3.71 Å nach Rechnungen von D.Bagayoko und J.Callaway /15/

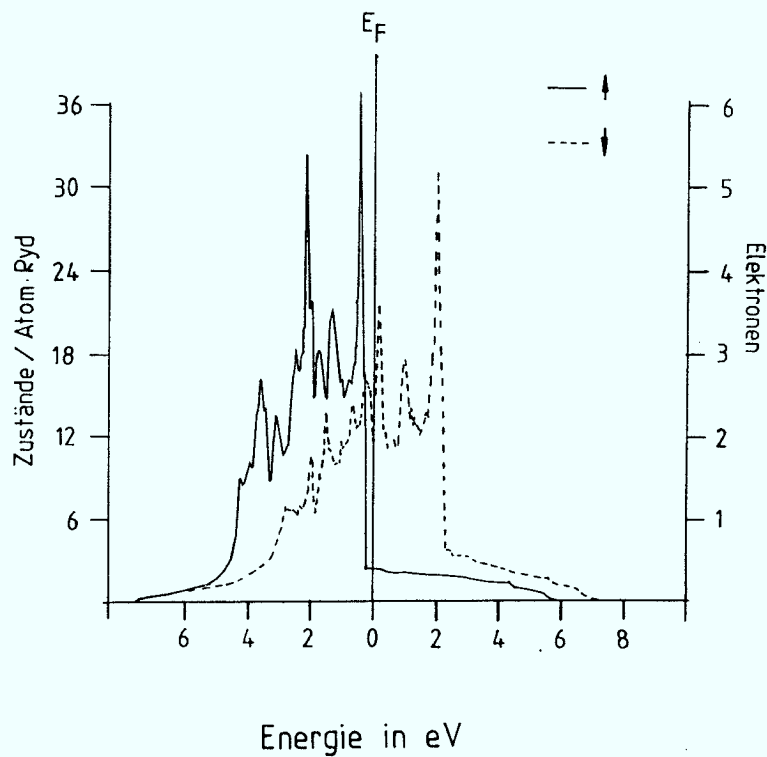
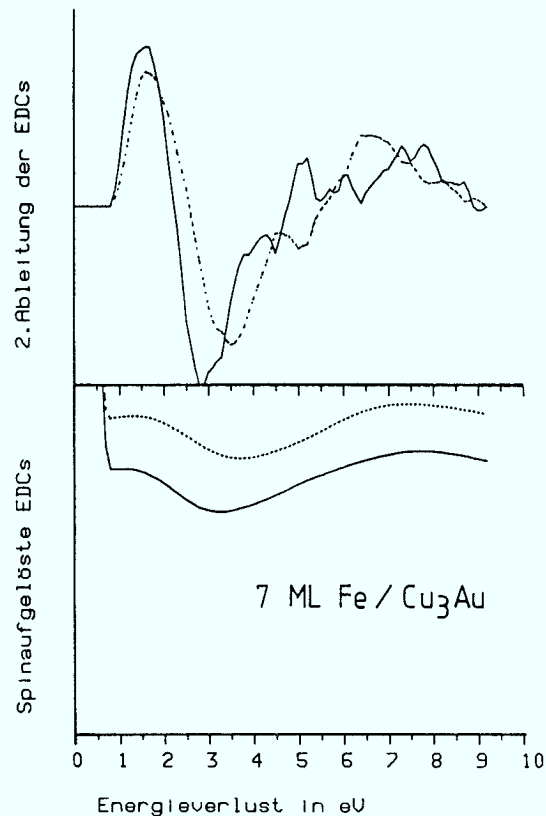


Bild 5.7 spinaufgelöste Zustandsdichten von fcc-Fe mit einem Gitterparameter von 3.71 Å nach Rechnungen von D.Bagayoko und J.Callaway /15/

Die spinaufgelösten Energieverteilungen sowie die zweiten Ableitungen sind in Bild 5.8 zu sehen. Das Maximum bei 1.5 eV setzt sich sowohl aus Majoritätsspin- als auch aus Minoritätsspin-Elektronen zusammen. Eine Schulter der Majoritätselektronen liegt bei 2.5 eV. Sie wird als Übergang zwischen den austausch aufgespaltenen Γ_{12} -Bändern interpretiert. Bei diesen Spin-Flip-Übergängen befindet sich im Anfangszustand ein Kristallelektron im Majoritätsband unterhalb der Fermienergie, während im Endzustand ein Minoritätselektron oberhalb der Fermienergie existiert. Die Aufspaltung beträgt nach Rechnungen von D.Bagayoko und J.Callaway /15/ 2.47 eV für einen Gitterparameter von 3.71 Å. Das stimmt gut mit der Position dieses Peaks überein.

Bild 5.8
spinaufgelöste Energieverteilung
und zweite Ableitung für
7 ML Fe/Cu₃Au bei einer Primärenergie
von $E_p = 30$ eV und gleichen
Ein- und Ausfallswinkel



Maxima in der Zustandsdichte existieren für Non-Flip-Übergänge aus Minoritätsspin-Zuständen unter E_F in Minoritätsspin-Zustände über E_F bei Anregungsenergien von 1.35 eV und 1.7 eV. Diese Übergänge erklären den Minoritätsspin-Peak bei 1.5 eV Verlustenergie. Das Majoritätsspin-Maximum könnte durch Spin-Flip-Übergänge aus Majoritätsspin-Zuständen unter E_F in Minoritätsspin-Zustände über E_F hervorgerufen werden. Für solche Übergänge existieren Zustandsdichte-Maxima bei 1.5 eV und 1.7 eV Energieverlust.

Es gibt folgende Möglichkeiten für Übergänge mit Impulsübertrag $q \perp$, die das Maximum zwischen 4 eV und 5 eV erzeugen. Aufgrund des energetischen Abstands der Bänder könnte es sich um Spin-Flip-Übergänge von Γ_{25} nach X_5 handeln. Die Zustandsdichte zeigt ein

starkes Maximum im Majoritätsband 2.3 eV unter E_F und ein weiteres Maximum im Minoritätsband 2 eV über E_F , also im Bereich der genannten Übergänge. Allerdings liegt das Majoritätsspin-Maximum der Zählrate bei 4.6 eV und damit 0.3 eV zu höheren Energien verschoben. Außerdem sind von Energiedifferenz und Zustandsdichte her auch Non-Flip-Übergänge von Minoritätsspin-Elektronen von X_3 nach X_5 sowie von X_1 in das Γ_{12} -Band am Δ -Punkt möglich. Diese Übergänge müßten, korreliert mit Maxima in der Zustandsdichte, bei 4.0 eV Energieverlust liegen. Man findet sie im Spektrum bei 4.3 eV, also wieder um 0.3 eV zu höherer Energie verschoben.

Das Maximum bei 6.6 eV könnte durch Spin-Flip-Übergängen aus Majoritätszuständen bei X_1 4.4 eV unter E_F in Minoritätszustände bei X_5 2.3 eV über E_F erzeugt werden. Die Zustandsdichten für diese Anregung sind jedoch gering. Der leichte Anstieg der Polarisation in diesem Energiebereich deutet darauf hin, daß solche Übergänge vorkommen. Der Minoritätspeak bei dieser Energie kann nicht mit Interbandübergängen erklärt werden, da die Zustandsdichten dafür gering sind. Deshalb wird angenommen, daß bei etwa 7.5 eV ein Volumenplasmon des fcc-Fe existiert. Damit ließe sich auch die Breite dieses Peaks erklären. Eine Anregung in Fe/Cu(100) bei 7.5 eV wurde auch von Y.C.Lee und Mitarbeitern /49/ beobachtet. Sie interpretierten sie als Interbandübergang. Da aber bcc-Fe ein Volumenplasmon bei 6.3 eV Anregungsenergie hat /50/, könnte die Anregung bei 7.5 eV auch ein Volumenplasmon des fcc-Fe darstellen, das aufgrund der höheren Dichte des fcc-Fe zu höheren Energien verschoben ist.

5.2.3 Energieverlustspektren des fcc-Fe/Cu₃Au(100) bei $q \neq 0$

Bild 5.9 zeigt die negative 2. Ableitung der Energieverteilung für verschiedene Schichtdicken bei 30 eV Primärenergie, Bild 5.10 bei 20 eV Primärenergie. Die Messungen wurden mit einem Einfallswinkel von 32.5° und einem Ausfallswinkel von 42.5° durchgeführt. Dadurch sind Anregungen mit $q_{\parallel} \neq 0$ möglich.

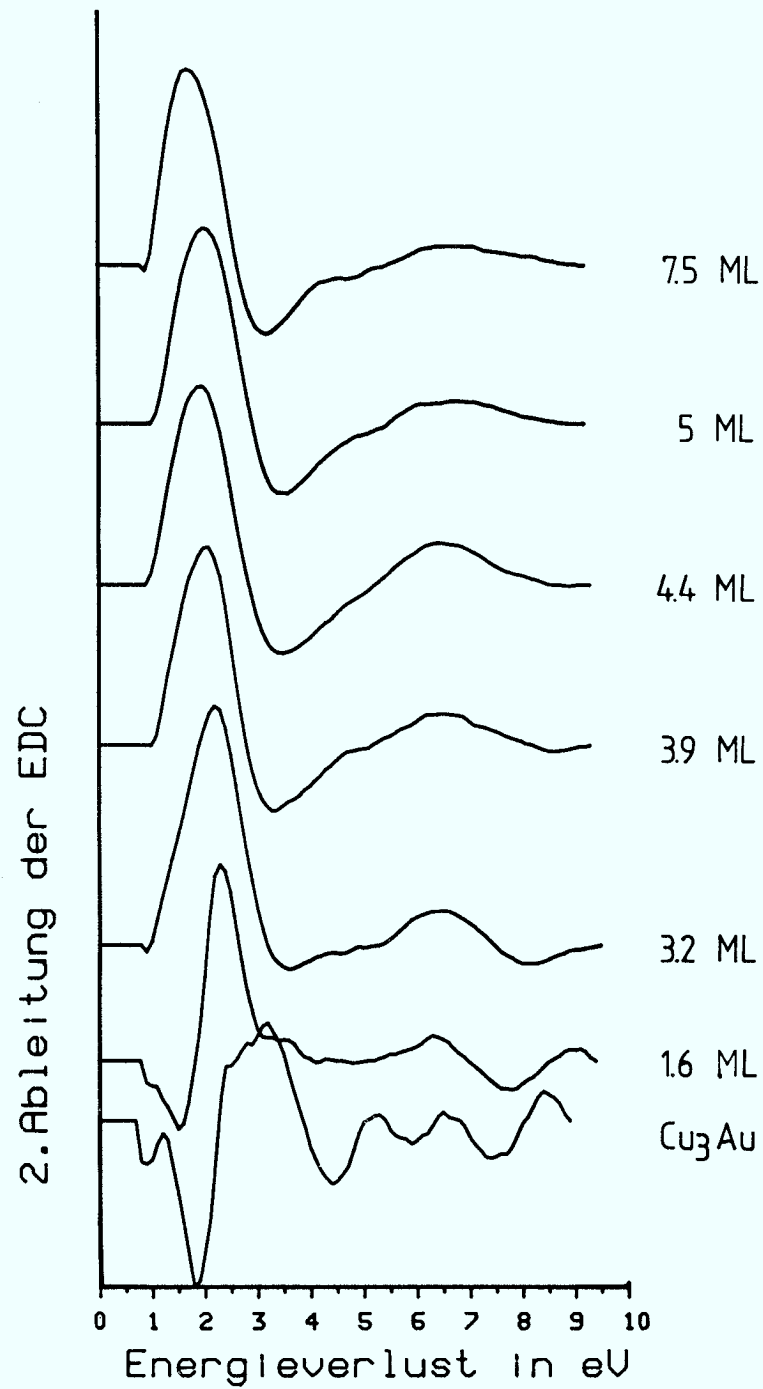


Bild 5.9 zweite Ableitungen der Energieverlustspektren bei 30 eV Primär-
energie für verschiedene Schichtdicken

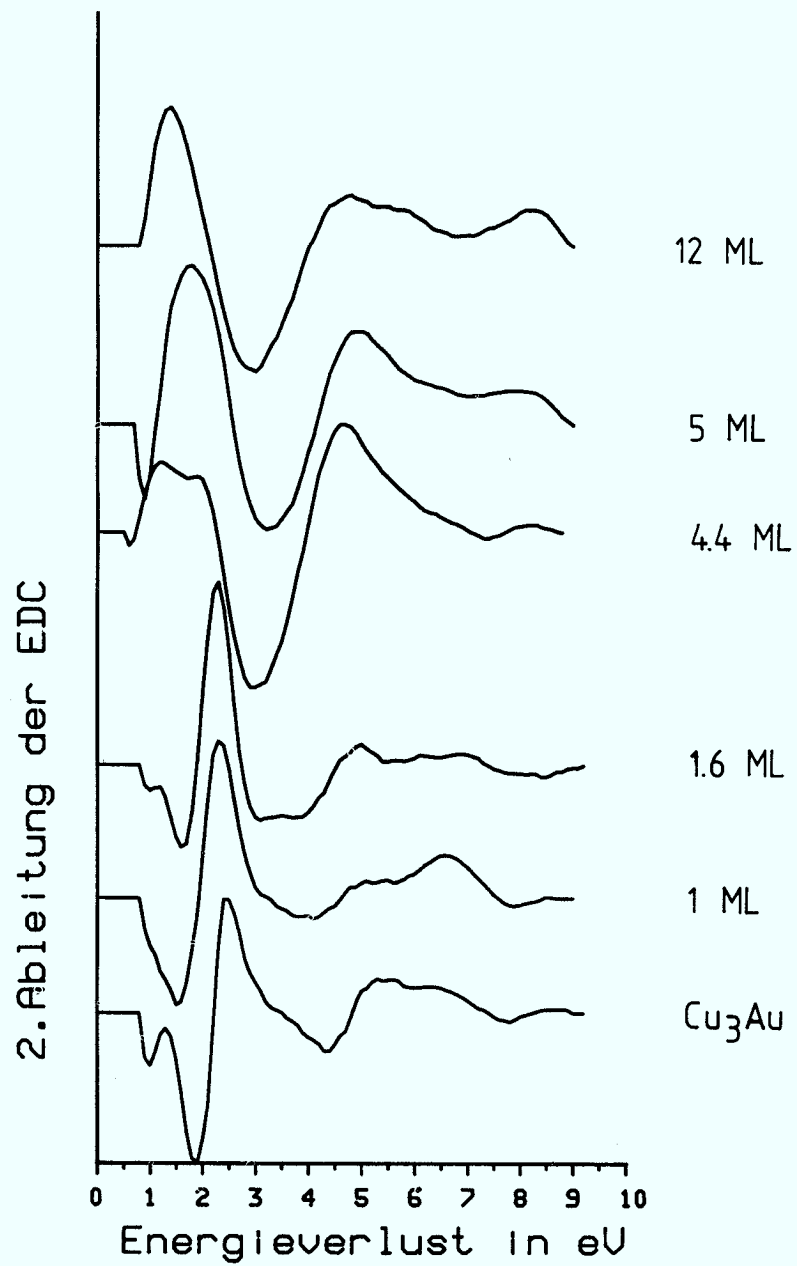


Bild 5.10 zweite Ableitung der Energieverlustspektren bei 20 eV Primärenergie für verschiedene Schichtdicken

Bei einer Bedeckung mit 1.6 ML Fe sind noch Reste der Cu_3Au -Anregungen als Schultern bei 1.2 eV und 3.2 eV zu sehen. Die Maxima bei 2.3 eV, 6.3 eV und 9.1 eV für 30 eV Primärenergie und 2.3 eV, 5 eV und 6.7 eV für 20 eV Primärenergie werden dem Fe-Film zugeordnet.

Lee und Mitarbeiter /49/ fanden für Fe auf Cu(100) bei einer Schichtdicke von 1.4 ML und 1.7 ML eine Anregung bei 9.3 eV, die bei dickeren Schichten verschwand, also mit dem hier gemessenen Verlust bei 9.1 eV übereinstimmen könnte. Es könnte sich dabei um eine Anregung des Cu_3Au -Fe-Interfaces handeln.

Bei den Peaks bei 2.3 eV und 6.3 eV könnte es sich um Oberflächenübergänge des fcc-Fe handeln. Sie verbreitern sich mit zunehmender Schichtdicke. Derjenige bei 2.3 eV verschiebt außerdem sein Maximum zu niedrigeren Energien. Die Verschiebung ist damit zu erklären, daß erst bei dickeren Schichten über 3 ML die Volumenbandstruktur des fcc-Fe vollständig ausgebildet ist und sich damit die Zustandsdichte verbreitert. Mit zunehmender Schichtdicke überlagern sich den Oberflächenanregungen Volumenübergänge. Da die Impulsüberträge parallel zur Oberfläche nicht mehr vernachlässigt werden können, sind auch Anregungen außerhalb der ΓX -Richtung möglich, sodaß man Peaks bei anderen Energien als bei $q_{\parallel} = 0$ erhalten kann. Die Maxima verbreitern und verschieben sich, da aufgrund der Breite der Primärverteilung die einzelnen Anregungen nicht aufgelöst werden können. Bei den 20 eV-Spektren sieht man deutlich, daß sich ein neuer Peak bei 1.3 eV Verlustenergie bildet, der mit der Schichtdicke zunimmt und das gemeinsame Maximum dieser Gruppe von Anregungen zu niedrigeren Energien verschiebt.

Alle auftretenden Anregungen lassen sich durch Übergänge innerhalb der d-Bänder des fcc-Fe aus besetzten Zuständen unterhalb der Fermienergie E_F in unbesetzte Zustände über E_F erklären, wenn man die von D.Bagayoko und J.Callaway für einen Gitterparameter von 3.71 Å gerechnete Bandstruktur und 3d-Zustandsdichte zugrunde legt /15/.

Zur Auswertung der Spinpolarisation sind in den Bildern 5.11 und 5.12 die spinaufgelösten Energieverteilungen und die zugehörigen negativen zweiten Ableitungen für einige Schichtdicken gezeigt. Die Minoritätsspins werden durch durchgezogene, die Majoritätsspins durch gepunktete Linien dargestellt.

Bild 5.11 zeigt, daß bei den 30 eV-Spektren der 2 eV-Peak der Majoritätsspinelektronen breiter als der der Minoritätsspinelektronen ist. Durch diese unterschiedliche Breite entsteht ein Polarisationsmaximum bei einer Energie, bei der die Minoritätszählrate schon wieder abfällt, die Majoritätsspin-Zählrate jedoch nicht. Die Verschiebung der Zählratenmaxima zu niedrigerer Energie mit zunehmender Schichtdicke ist dadurch mit einer Verschiebung des Polarisationsmaximums zu niedrigerer Energie gekoppelt. Die Maxima der 4 ML und 4.5 ML dicken Schichten liegen bei 2.0 eV für die Minoritätsspins und bei 2.2 eV für die Majoritätsspins. Bei den 7 ML und 11 ML dicken Schichten verschieben sie sich zu 1.8 eV. Die Maxima der Polarisation verlagern sich, wie Bild 5.13 zeigt, von 2.7 eV bei 4 ML Dicke über 2.5 eV bei 4.5 ML bis zu 2.2 eV bei 5 und mehr Monolagen Dicke. Das Polarisationsmaximum wird bei diesen Spektren nicht nur durch senkrechte Übergänge wie im Fall gleichen Ein- und Ausfallswinkels, sondern auch durch Übergänge mit Impulsübertrag hervorgerufen. Seine Lage gibt also nicht unbedingt die Austauschspaltung an.

Die Energieverteilung der Minoritätsspins hat geringere Zählraten als die der Majoritätsspins über den gesamten Energiebereich, in dem gemessen wurde.

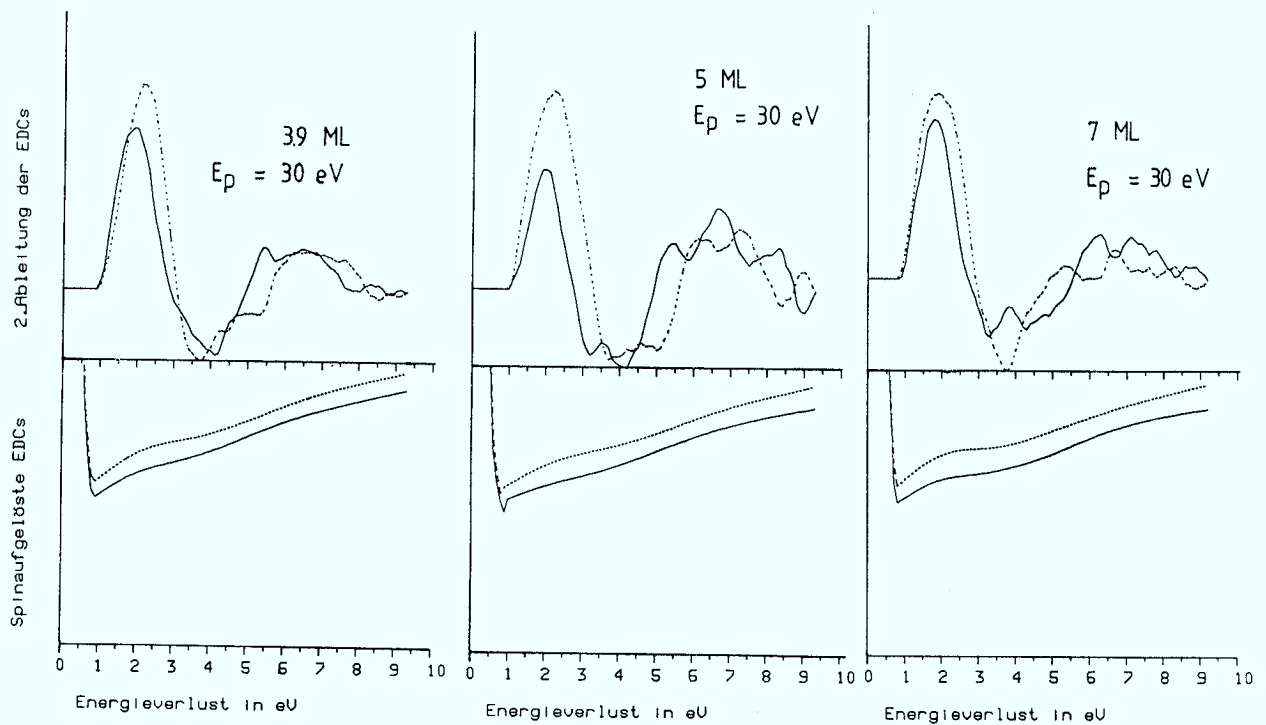


Bild 5.11 spinaufgelöste Energieverteilung und zweite Ableitung für einige Schichtdicken bei 30 eV Primärenergie

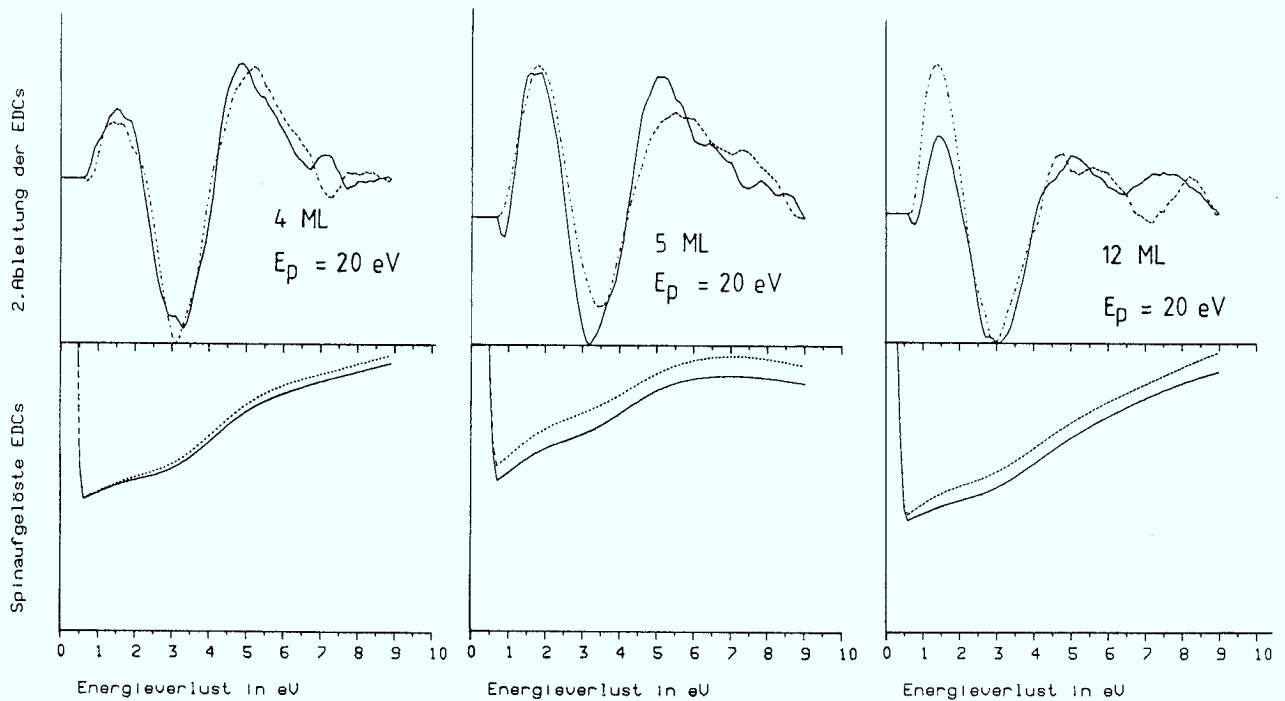


Bild 5.12 spinaufgelöste Energieverteilung und zweite Ableitung für einige Schichtdicken bei 20 eV Primärenergie

In Bild 5.12 sieht man, daß für 20 eV Primärenergie der 2 eV-Peak der Majoritätsspins nur wenig breiter ist als der der Minoritätsspins. Das zeigt, daß unter diesen Voraussetzungen andere Übergänge angeregt werden als bei 30 eV. Für die 4 ML Schicht existieren Minoritätsmaxima bei 1.5 eV und 1.8 eV sowie Majoritätsmaxima bei 1.5 eV und 2.2 eV. Bei der 5 ML dicken Schicht liegen beide Maxima bei 1.8 eV. Schultern in der negativen zweiten Ableitung der spinaufgespaltenen Zählraten bei der 4 ML dicken Schicht bei 1.3 eV, 2.1 eV, 4.3 eV und 6.3 eV sind mit Spin-Flip-Übergängen in der Zustandsdichte korreliert. Die 5 ML dicke Schicht hat außerdem ein ausgeprägtes Polarisationsmaximum bei 2.9 eV. Es wird Flip-Übergängen aus Majoritätsspin- Zuständen 1.9 eV unter E_F in Minoritätsspin-Zustände 1 eV über E_F

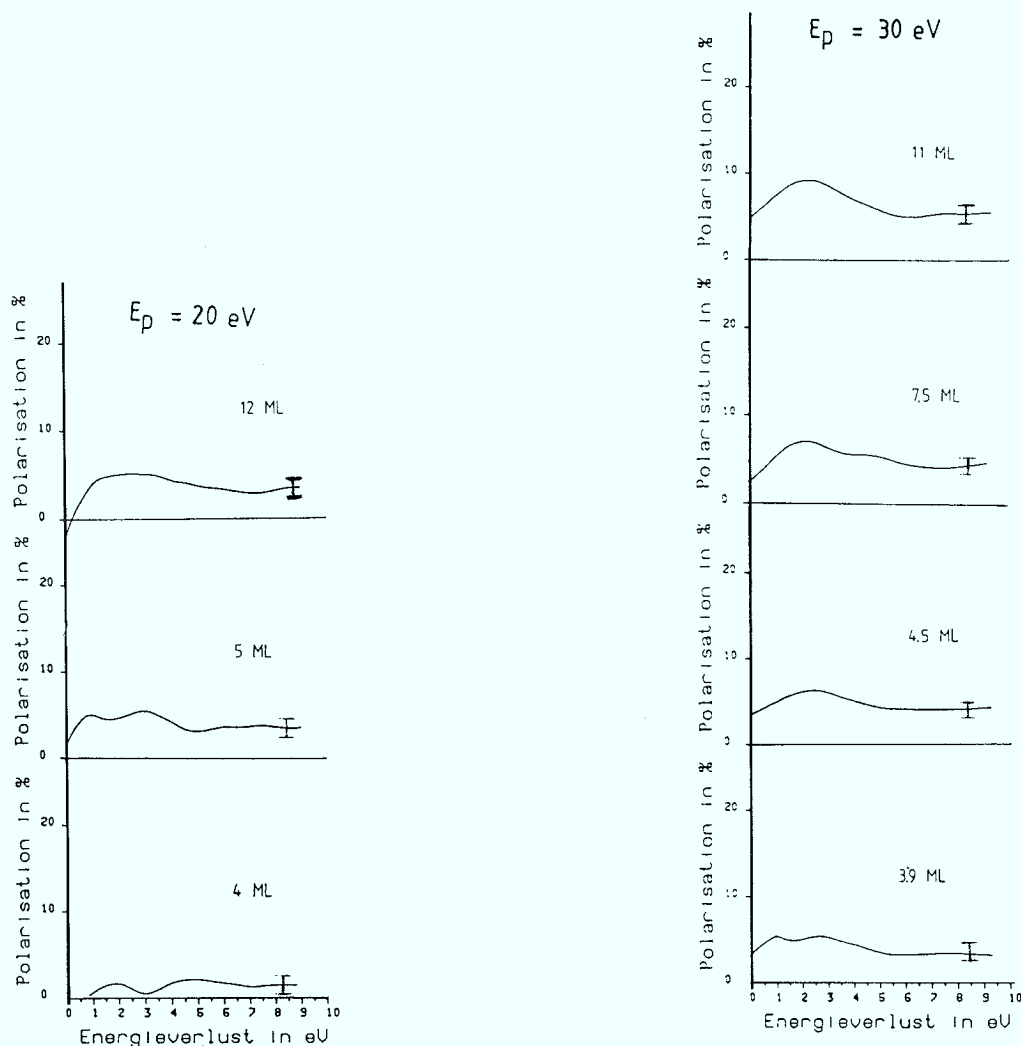


Bild 5.13 Spinpolarisation bei verschiedenen Schichtdicken

5.2.4 Energieverlustspektren des bcc-Fe

Um einen Vergleich zum kubisch-raumzentrierten Fe zu erhalten, wurden für Schichten von 250 ML und 450 ML Dicke Energieverlustspektren gemessen. Die Messungen wurden 10° außerhalb des (00)-Strahls mit 20 eV und 30 eV Primärenergie durchgeführt. Da die Ergebnisse im wesentlichen für beide

Schichtdicken gleich waren, werden nur diejenigen der 450 ML dicken Schicht diskutiert. Bild 5.14 zeigt die zweiten Ableitungen der Zählrate. Zählrate und Polarisation sind in Bild 5.15 dargestellt.

Bild 5.14 Zweite Ableitung der Energieverteilung für 450 ML Fe/Cu₃Au

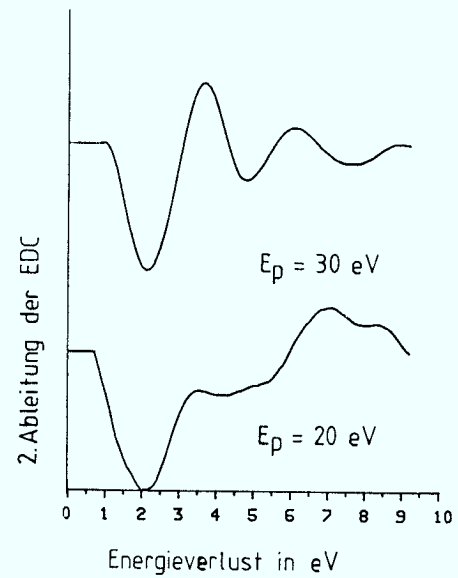
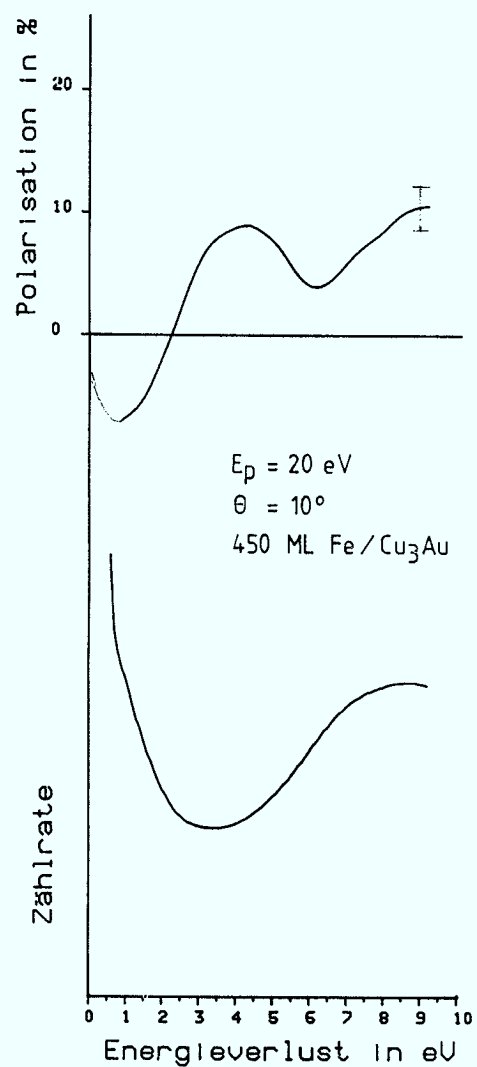
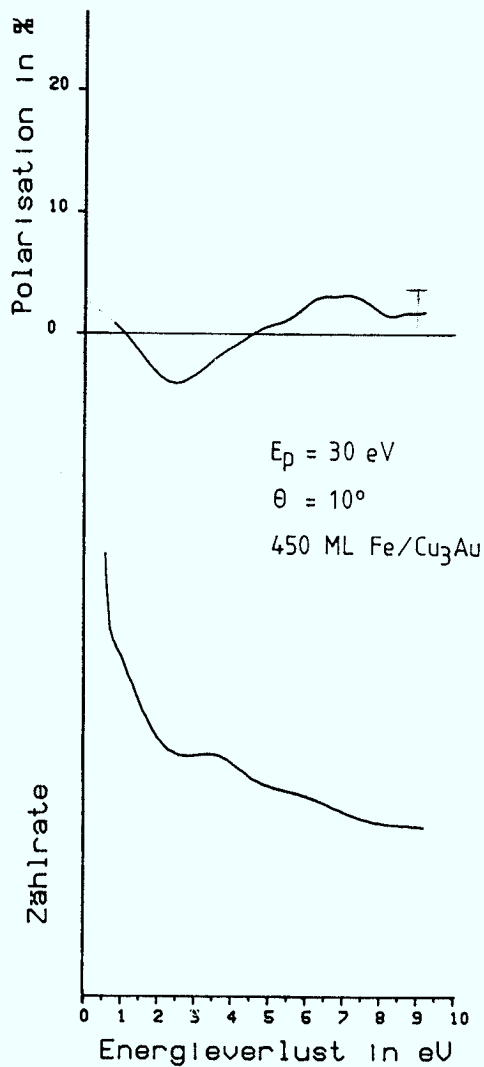


Bild 5.15 Polarisation und Energieverteilung für 450 ML Fe/Cu₃Au



Die mit 30 eV Primärenergie aufgenommenen Spektren zeigen Verluste bei 1.0 eV, 3.7 eV und 6.2 eV. Im Bereich der starken Anregung des fcc-Fe bei 1.8 eV sieht man ein ausgeprägtes Minimum. Die Polarisation nimmt unterhalb von 4 eV Energieverlust negative Werte an. Das bedeutet, daß in diesem Energiebereich die Wahrscheinlichkeit für Non-Flip-Prozesse von Minoritätsspin-Elektronen größer als die Flip-Wahrscheinlichkeit für Prozesse mit einfallendem Minoritäts- und ausfallendem Majoritätselektron ist. Es könnte auch darauf hindeuten, daß im bcc-Fe eine höhere Wahrscheinlichkeit für Flip-Prozesse R_F besteht, bei denen sich im Anfangszustand ein Kristallelektron im Minoritätsband unterhalb von E_F befindet, während der Endzustand ein Kristallelektron im Majoritätsband aufweist. Solche Flip-Übergänge sollten in einem schwachen Ferromagneten mit freien Majoritätszuständen über E_F möglich sein.

Um quantitative Aussagen darüber machen zu können, muß man analysieren, wie sich die Anregungsrate R der Minoritätsspins aus der Non-Flip-Rate R_{NF} und der Flip-Rate R_F zusammensetzt. Das ist nur möglich, wenn polarisierte Primärelektronen zur Streuung benutzt werden, was für die Zukunft geplant ist. Eine qualitative Analyse ist jedoch auch anhand der in Bild 5.18 und Bild 5.19 dargestellten Zustandsdichte des bcc-Fe /41/ möglich. Bild 5.16 zeigt die spinaufgelösten Energieverteilungen und die zweiten Ableitungen für 20 eV und 30 eV Primärenergie. In Bild 5.17 ist die Bandstruktur für bcc-Fe nach Rechnungen von J.Callaway und C.S.Wang /41/ dargestellt.

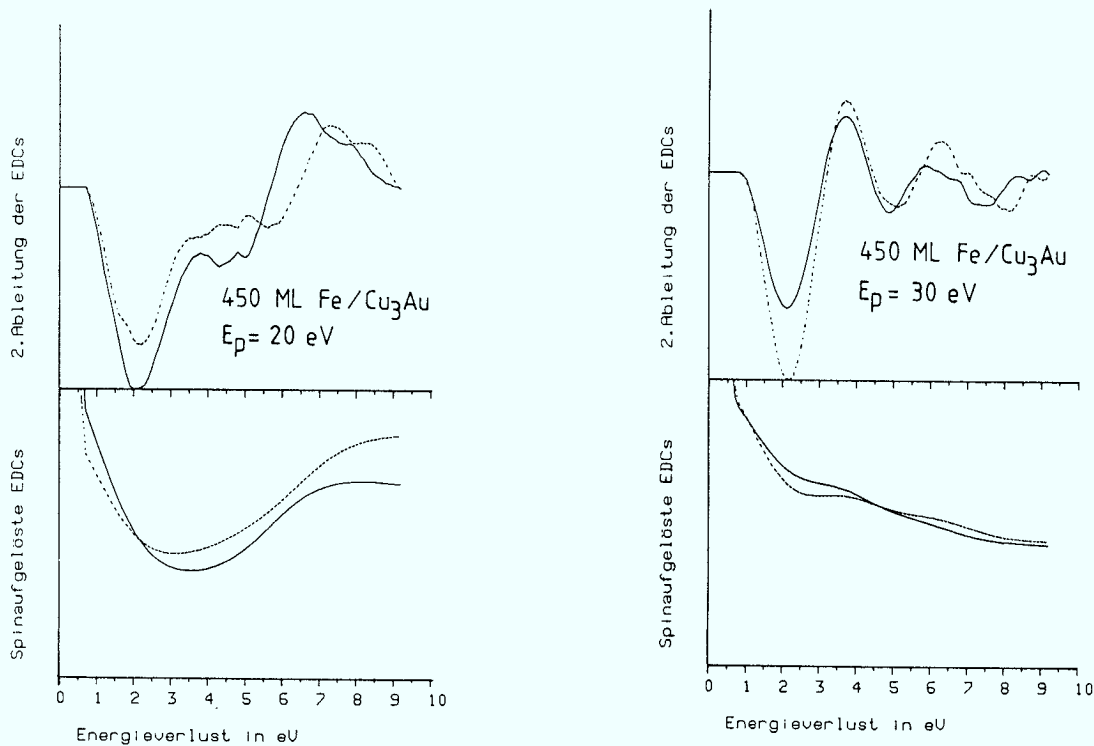


Bild 5.16 Spinaufgelöste Zählraten und negative zweite Ableitungen für Primärenergien von $E_p = 20$ eV und $E_p = 30$ eV
 — : Minoritätsspins - - - : Majoritätsspins

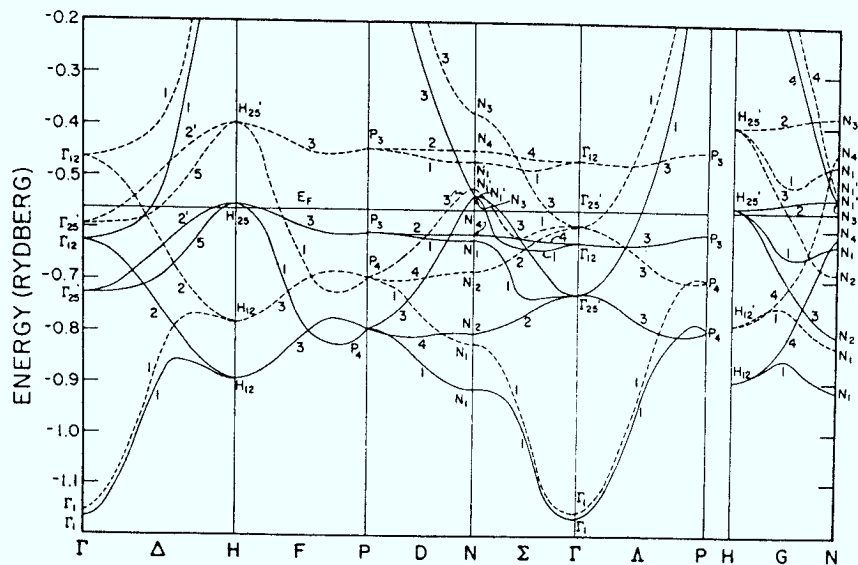


FIG. 1. Energy bands in ferromagnetic iron along some lines of high symmetry according to the vBH potential. Solid lines are majority-spin states, dashed are minority-spin states.

Bild 5.17 Spinaufgelöste Bandstruktur von bcc-Fe nach Rechnungen von J.Callaway und C.S.Wang /41/
 ----- : Minoritätsspins ——— : Majoritätsspins

Alle im folgenden benutzte Bezeichnungen von Übergängen sind in den Bildern 5.18 und 5.19 erläutert. Die schwach positive Polarisation unter 0.7 eV Energieverlust läßt sich durch Übergänge NF1 aus dem starken Majoritätsmaximum der Zustandsdichte in leere Majoritätszustände direkt über E_F erklären. Da im Energiebereich der Austauschspaltung des bcc-Fe die Polarisation negativ ist, finden keine Spin-Flip-Übergänge aus dem Majoritätsmaximum direkt unter E_F in das Minoritätsmaximum über E_F statt. Die Breite und Lage des Polarisationsminimums zeigt, daß es sich um Non-Flip-Übergänge NF2 aus dem Maximum der Minoritätszustandsdichte direkt unter E_F in das Minoritätsmaximum über E_F handelt. Der minimale Abstand dieser beiden Maxima beträgt 1.1 eV, der maximale etwa 4 eV. Das entspricht genau der Lage des Minimums in der Polarisation. Der Peak bei 3.7 eV tritt in den spinaufgelösten Zählraten in Bild 5.16 sowohl bei den Minoritätsspins als auch bei den Majoritätsspins auf. Das Minoritätsmaximum wird durch die oben erwähnten Übergänge NF2 hervorgerufen. Das Majoritätsmaximum, das auch als schwaches Maximum bei 3.7 eV in der Polarisation auftritt, entsteht durch Übergänge NF3 zwischen dem scharfen Majoritätsmaximum 3.5 eV unter E_F in leere Majoritätszustände direkt über E_F . Das letzte Maximum für Non-Flip-Übergänge NF4 für Minoritätsspins liegt bei einer Verlustenergie von 4.7 eV für Übergänge zwischen dem Minoritätsmaximum 3.0 eV unter E_F in das Maximum über E_F . Daher wechselt bei 4.7 eV die Polarisation ihr Vorzeichen. Die drei Peaks, die man in der Polarisation bei 5 eV, 6.4 eV und

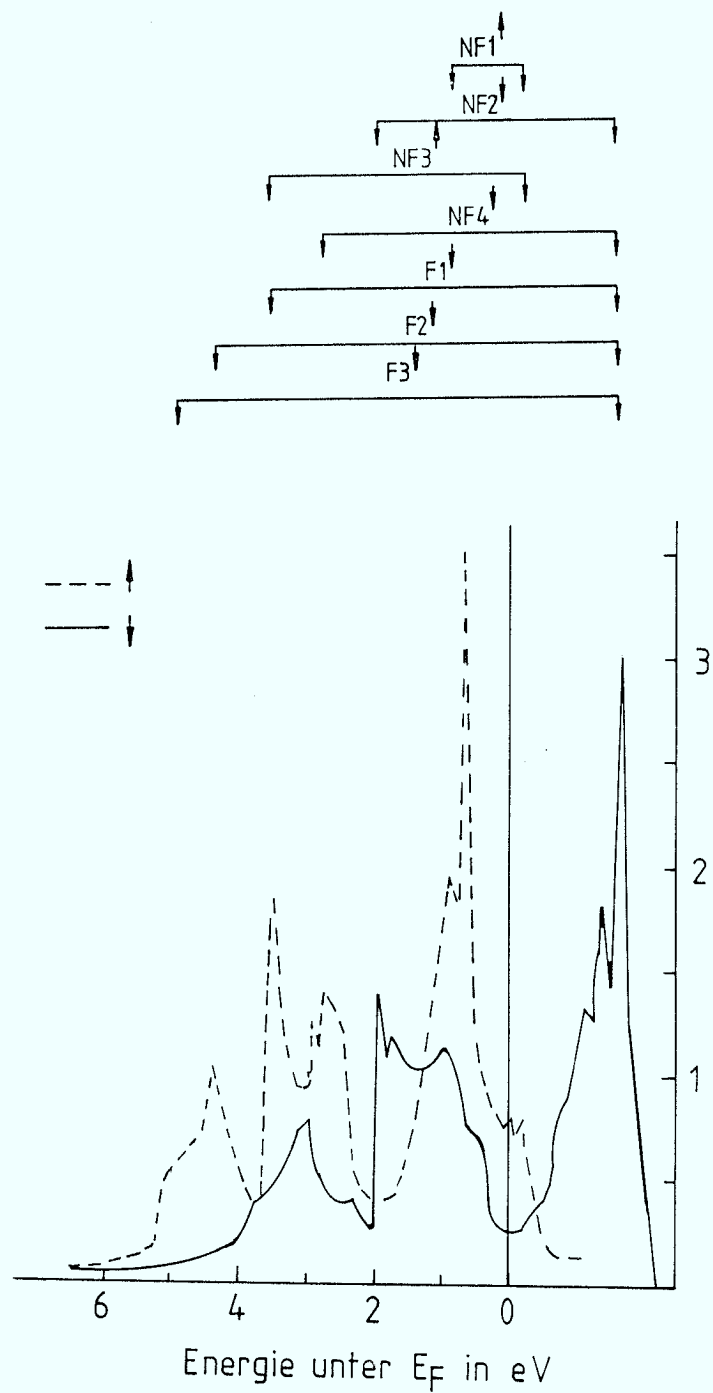


Bild 5.18 Spinaufgelöste Zustandsdichte für bcc-Fe nach /56/ sowie Bezeichnung der möglichen Übergänge für 30 eV Primärenergie

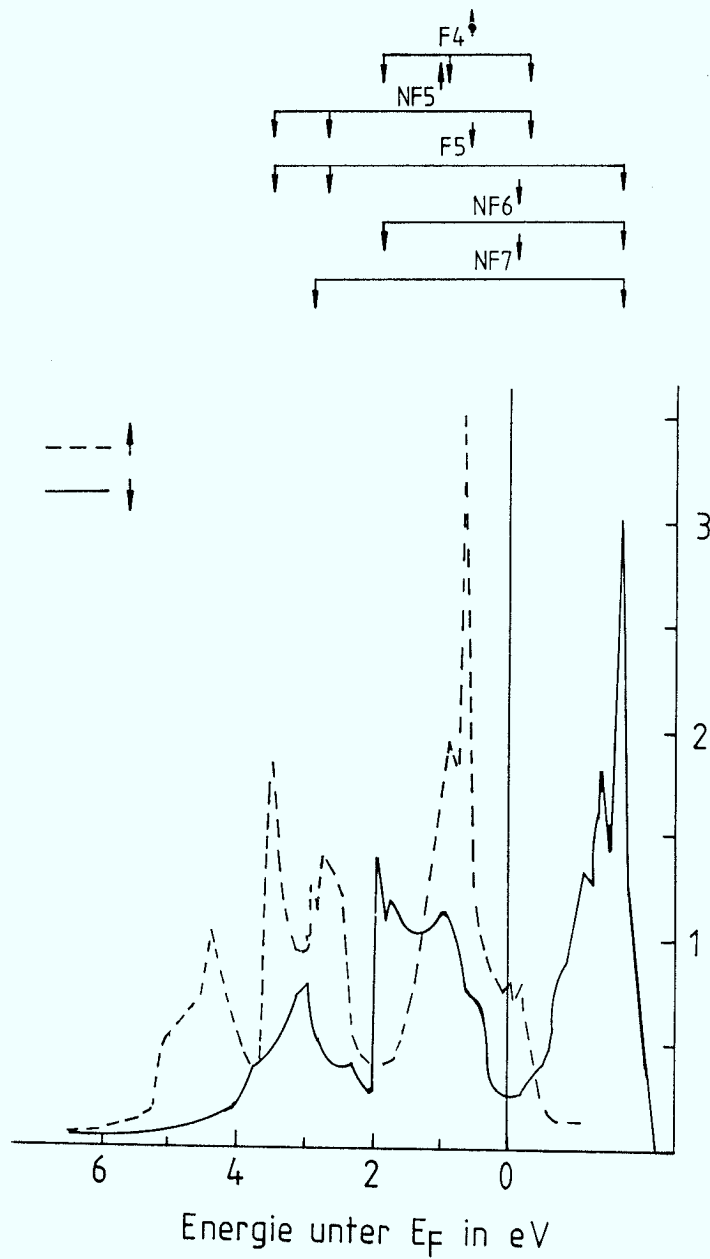


Bild 5.19 Spinaufgelöste Zustandsdichte des bcc-Fe nach /56/ sowie mögliche Übergänge bei 20 eV Primärenergie

7.4 eV findet, werden durch Flip-Übergänge zwischen den Majoritätsmaxima 3.5 eV (F1) und 4.5 eV (F2) bzw. 4.8 eV (F3) unter E_F in das Minoritätsmaximum über E_F hervorgerufen. Bei 6.3 eV Energieverlust findet man auch einen Peak in der Minoritätszählrate. Diese Anregung wird als Volumenplasmon des bcc-Fe interpretiert. Dieses Plasmon wurde schon von Colavita und Mitarbeitern beobachtet /50/. Da das Plasmon unpolarisiert ist, tritt es in beiden Spinzuständen als Maximum in der Zählrate auf. Diesem Maximum sind in der Majoritätszählrate die oben genannten Spin-Flip-Übergänge F1, F2 und F3 überlagert, sodaß sich eine positive Polarisierung ergibt.

Die mit 20 eV Primärenergie aufgenommenen Spektren zeigen Maxima in der Zählrate bei 1 eV, 3.5 eV, 5.0 eV, 7.1 eV und 8.4 eV. Unterhalb von 2.2 eV Verlustenergie ist die Polarisierung negativ, darüber ist sie positiv. Die stark negative Polarisierung unterhalb von 2.2 eV wird durch Übergänge aus dem Minoritätsmaximum zwischen 0.3 eV und 2.0 eV unter E_F interpretiert, die mit hoher Wahrscheinlichkeit erfolgen müssen. Solche Übergänge F4 sollten bei 0.3 eV einsetzen und bis 2.3 eV negative Polarisierung erzeugen. Non-Flip-Übergänge von Minoritätsspins aus obigen Zuständen sollten erst bei 1 eV Verlustenergie einsetzen und bis etwa 4 eV negative Polarisierung verursachen, was hier nicht der Fall ist. Zwischen 2.4 eV und 4 eV sind Non-Flip-Übergänge NF5 aus Majoritätszuständen 2.5 eV bis 4 eV unter E_F in leere Zustände direkt über E_F möglich. Diese Übergänge erklären das Maximum der Polarisierung bei 3.5 eV sowie das Maximum in der Majoritätszählrate bei 3.5 eV. Die Maxima bei 4.3 eV und 5.2 eV in der Majoritätszählrate und der hohe Peak bei 4.3 eV in der Polarisierung kann durch Übergänge F5 mit Spin-Flip zwischen diesem Majoritätsmaximum unter E_F und dem Minoritätsmaximum über E_F erklärt werden. Die Maxima bei 4.8 eV und 3.7 eV in der Minoritätszählrate geben Non-Flip-Übergänge NF6 und NF7 aus Minoritätszuständen unter E_F in Minoritätszustände über E_F wider. Die Wahrscheinlichkeit für diese Übergänge ist aber geringer als die Summe der Wahrscheinlichkeiten für Spin-Flip-Übergänge R_F und Non-Flip-Übergänge R_{NF} für Majoritätsspin-Elektronen. Das ausgeprägte Minimum in der Polarisierung bei 6.2 eV wird auf die Anregung eines Volumenplasmons zurückgeführt. Bei 6.6 eV existiert zusätzlich ein Minoritätsspin-Peak, der nicht anhand der Zustandsdichte interpretiert werden kann. Die beiden Majoritätsmaxima bei 7.3 eV und 8.5 eV Energieverlust werden als Interbandübergänge von N_1 und Γ_1 in freie Zustände über E_F interpretiert. Nach einer Zusammenstellung von Non-Flip-Übergängen in bcc-Fe von Colavita et al. /50/ sind im Energiebereich zwischen 6 eV und 9 eV Verlust hauptsächlich Majoritätsspin-Übergänge möglich, sodaß die positive Polarisierung erklärbar ist.

5.2.5 Vergleich von fcc-Fe und bcc-Fe

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß im bcc-Fe im Gegensatz zum fcc-Fe auch negative Polarisierungen, verursacht durch d-Band-Übergänge auftreten. Diese negativen Polarisierungen lassen sich durch Spin-Flip-Übergänge erklären, bei denen der Anfangszustand ein Kristallelektron in einem Minoritätsband unter E_F und der Endzustand ein Majoritätselektron über E_F besitzt. Solche Übergänge charakterisieren bcc-Fe als schwachen Ferromagneten.

Im fcc-Fe traten nur positive Polarisierungen auf. Alle beobachteten Anregungen konnten durch Spin-Flip-Übergänge aus Majoritätszuständen unter E_F in Minoritätszustände über E_F oder Non-Flip-Übergänge von Minoritätsspin-Elektronen erklärt werden. Diese ersten Untersuchungen sind ein Indiz dafür, daß fcc-Fe/Cu₃Au ein starker Ferromagnet ist.

5.2.6 Energieverlustspektren im Bereich zwischen fcc- und bcc-Struktur

Die Spektren im Bereich zwischen fcc- und bcc-Struktur sollen im folgenden kurz diskutiert werden. Da die Struktur nicht bekannt ist, kann keine detaillierte Interpretation durchgeführt werden. Bild 5.20 und Bild 5.21 zeigen die zweiten Ableitungen der EDCs.

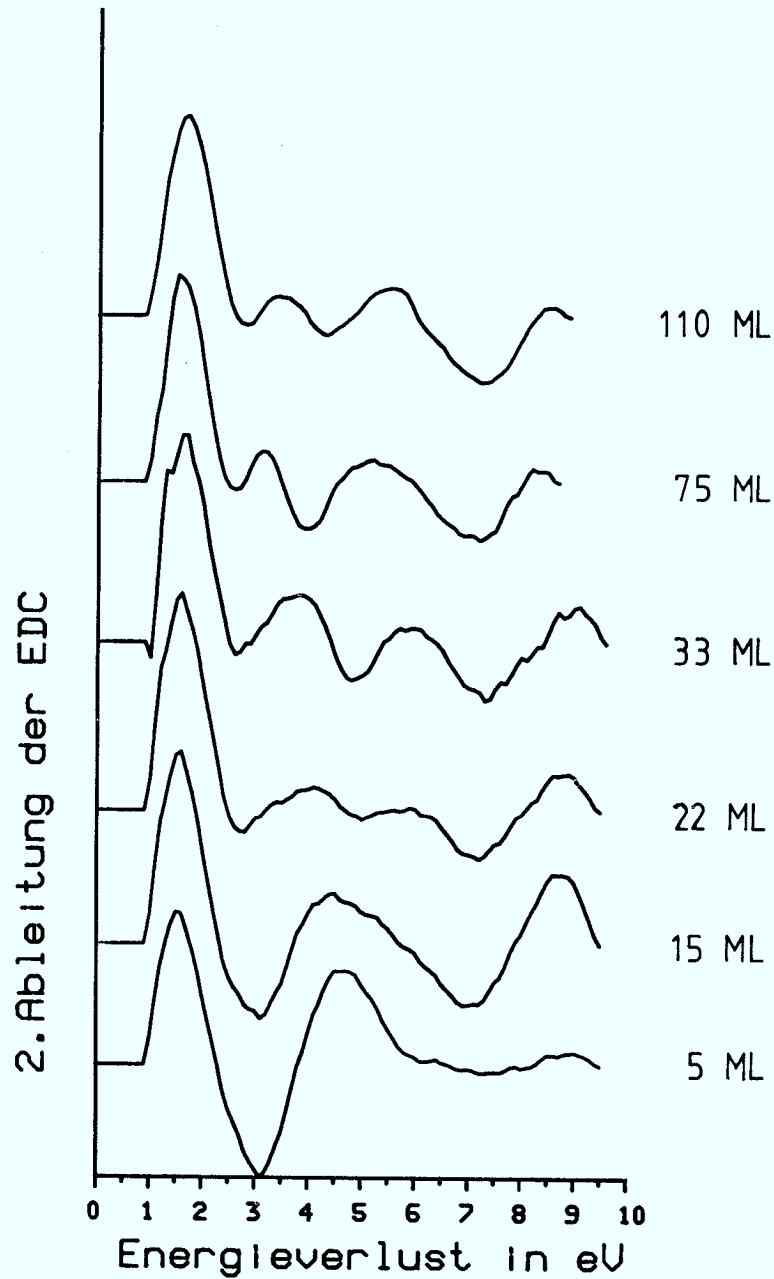


Bild 5.20 zweite Ableitung der Energieverteilung für verschiedene Schichtdicken bei 20 eV Primärenergie

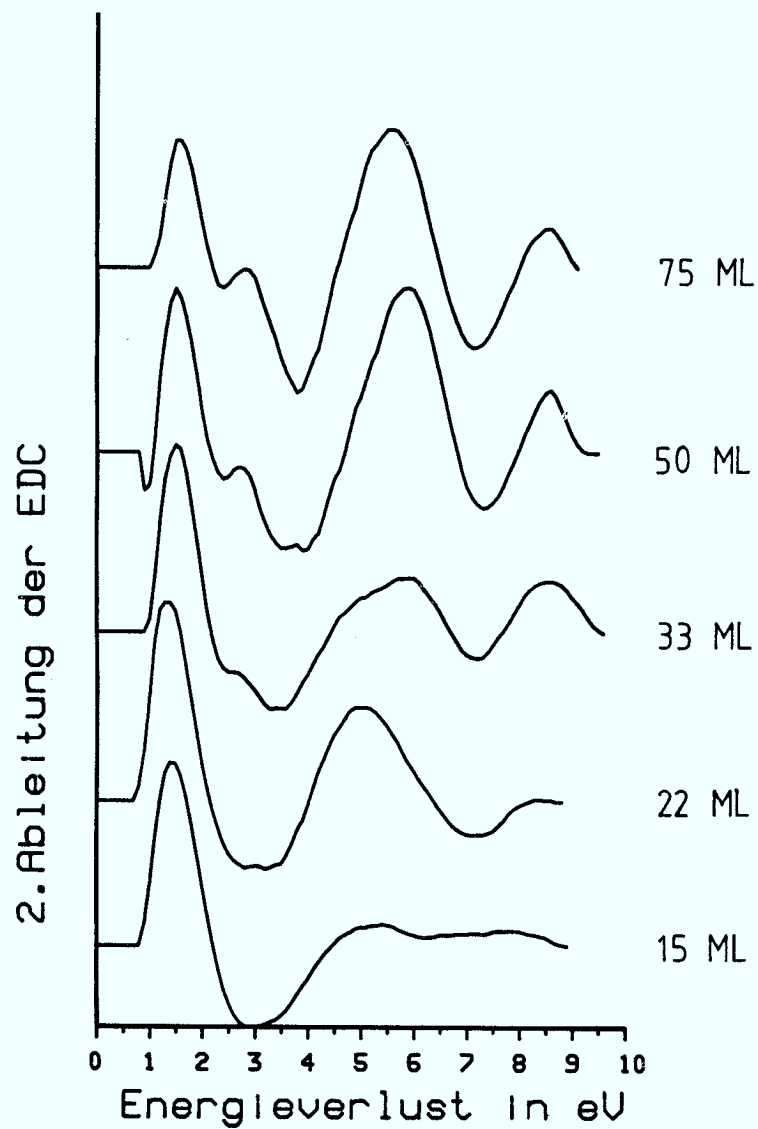


Bild 5.21 zweite Ableitung der Energieverteilung für verschiedene Schichtdicken bei 30 eV Primärenergie

Bei 20 eV Primärenergie existieren bei der 15 ML dicken Schicht Verlustpeaks bei 1.6 eV, 4.7 eV und 9 eV. Anstelle des 4.7 eV-Verlusts treten mit zunehmender Schichtdicke zwei Maxima, die sich zu niedrigeren Energien verschieben. Bei 110 ML Schichtdicke liegen sie bei 3.4 eV und 5.5 eV. Das Maximum der Polarisation befindet sich bei 2.9 eV. Es beträgt 25% und ist damit erheblich höher als bei den dünnen fcc-Fe-Schichten und den bcc-Schichten. Der ausgeprägte Peak bei 1.6 eV, der in beiden Spinzuständen vorhanden ist, könnte mit dem Peak des fcc-Fe bei 1.8 eV übereinstimmen. Durch wachsendes Gewicht der fcc-Anregung bei 1.3 eV mit zunehmender Schichtdicke könnte er zu niedrigeren Energie verschoben sein. Möglicherweise handelt es sich auch um den 1.3 eV-Peak, der durch eine vergrößerte Austauschspaltung zu höheren Energien verschoben ist. Die Schulter im Majoritätsspin-Peak bei 2.9 eV, die das Polarisationsmaximum hervorruft, könnte durch Spin-Flip-Übergänge zwischen austauschaufgespaltenen Bändern hervorgerufen werden. Nach Rechnungen von D.Bagayoko und J.Callaway wird die Austauschspaltung mit wachsendem Gitterparameter größer, und das LEED-Bild zeigt für diese Schichten einen gegenüber den dünnen Schichten gedehnten Gitterparameter. Da das gedehnte Gitter auch ein höheres magnetisches Moment aufweist, könnte damit auch die hohe Polarisation erklärt werden.

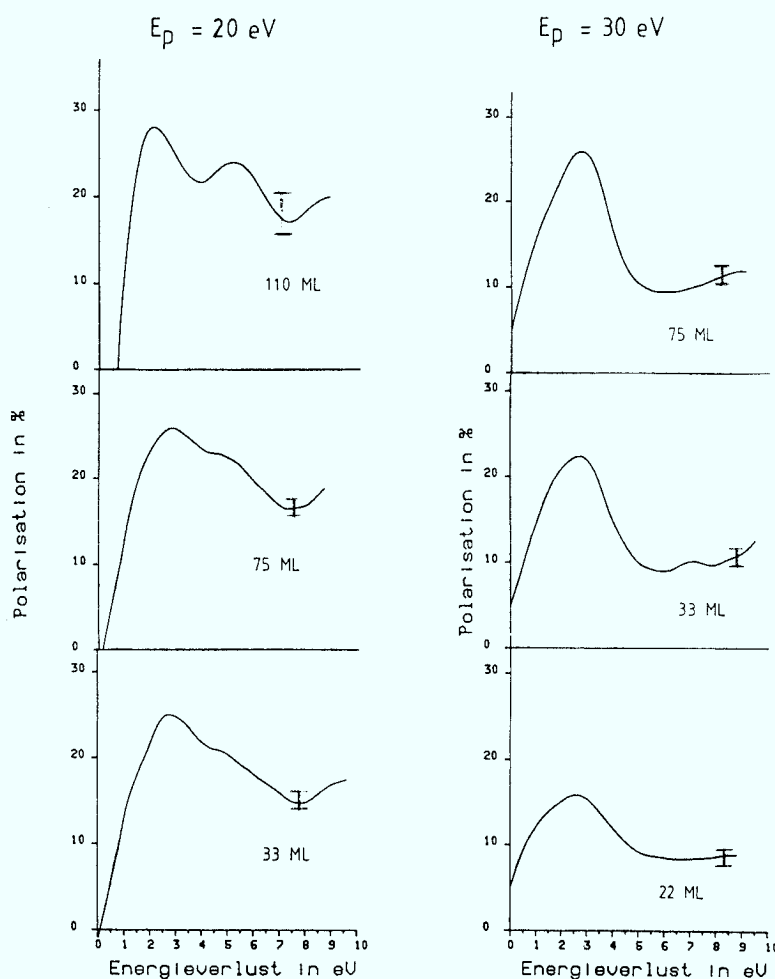


Bild 5.22 Polarisation für verschiedene Schichtdicken und Primärenergien

Bei 30 eV Primärenergie liegen die Maxima bei 1.6 eV, 2.8 eV, 5.6 eV und 8.6 eV. Die Anregung bei 2.8 eV ist mit dem Polarisationsmaximum bei 2.9 eV korreliert, während die anderen Maxima weder bei

den dünnen fcc-Fe-Schichten noch bei den bcc-Fe-Schichten auftreten. Die Anregung bei 5.6 eV könnte mit derjenigen bei 5.5 eV im 20 eV-Spektrum übereinstimmen. Möglicherweise handelt es sich dabei um ein Plasmon, das in einem Gitter mit gedehntem Parameter aufgrund der niedrigeren Dichte bei niedrigerer Energie liegen müßte.

Zur eingehenderen Interpretation dieser Spektren ist jedoch eine genaue Strukturuntersuchung nötig. Es kann nicht ausgeschlossen werden, daß es sich um eine Mischung aus fcc- und bcc-Strukturen handelt. Auch ein verzerrtes, nichtkubisches Gitter wäre möglich.

5.3 AUSBLICK

Die hier vorgestellten Messungen können nur erste Schritte auf dem Weg zur Bestimmung des magnetischen Verhaltens dünner fcc-Fe-Schichten auf Cu_3Au darstellen.

Temperaturabhängige Messungen, bei denen sowohl die Komponente senkrecht als auch die parallel zur Oberfläche gemessen werden soll, sind für die Zukunft geplant. Dabei soll untersucht werden, wie sich das magnetische Verhalten mit der Temperatur ändert. Weiterhin kann man feststellen, ob für Schichten unter 3.6 ML ferromagnetisches Verhalten bei tieferen Temperaturen als Raumtemperatur vorhanden ist und wie die Curietemperatur von der Schichtdicke abhängt. Es soll auch untersucht werden, ob sich die leichte Magnetisierungsachse in Abhängigkeit von Temperatur und Schichtdicke ändert. Vergleicht man diese Ergebnisse an $\text{Fe/Cu}_3\text{Au}$ dann mit solchen an Fe/Cu , so sollte man Informationen über den Einfluß des Gitterparameters auf das magnetische Verhalten gewinnen. Für diese Experimente wird zur Zeit in unserer Apparatur die Möglichkeit geschaffen, die Probe zu kühlen und auch die senkrechte Magnetisierungskomponente zu messen.

Zur quantitativen Auswertung der spinpolarisierten Energieverlustspektren werden in Zukunft Messungen mit spinpolarisiertem Primärstrahl durchgeführt. Damit wird es möglich, alle vier Übergangsraten zu bestimmen und zu entscheiden, ob fcc-Fe ein starker Ferromagnet ist oder nicht.

Viele ungeklärte Fragen wirft der Bereich zwischen fcc- und bcc-Struktur auf. Voraussetzung für weitere Untersuchungen wäre hier allerdings die genaue Bestimmung der Struktur.

6. ZUSAMMENFASSUNG

Ziel der vorliegenden experimentellen Arbeit war, dünne, kubisch flächenzentrierte Fe-Schichten in der ferromagnetischen γ -Phase mit einem Gitterparameter von mehr als 3.66 Å herzustellen und deren Magnetismus zu untersuchen.

Eine Sonde für den Magnetismus dünner Schichten muß oberflächenempfindlich sein und ein magnetisches Signal liefern. Beide Forderungen werden von niederenergetischen Elektronen erfüllt. Deshalb wurde die neue Technik der inelastischen Streuung niederenergetischer Elektronen mit Spinanalyse sowie die spinpolarisierte Sekundärelektronenspektroskopie als Untersuchungsmethode gewählt. Die erstgenannte Methode gestattet es, ferromagnetische Anregungen, sogenannte Stoneranregungen, zu messen.

Dazu mußte im Rahmen dieser Arbeit eine Apparatur entwickelt und aufgebaut werden, die es ermöglicht, in situ dünne epitaktische Schichten aufzudampfen, zu charakterisieren und an ihnen inelastische Streuexperimente mit Spinanalyse durchzuführen. Diese Aufgabe wurde erfolgreich gelöst:

Als Substrat für die dünnen fcc-Fe-Schichten wurde Cu₃Au gewählt, das mit 3.75 Å einen größeren Gitterparameter hat als die γ -Phase des fcc Fe mit 3.66 Å.

Zunächst wurde eine eingehende Strukturuntersuchung der aufgedampften Schichten durchgeführt. Anhand von LEED-Aufnahmen und I(V)-Kurven konnte gezeigt werden, daß Fe-Schichten bis zu einer Dicke von 7 ML epitaktisch und in kubisch flächenzentrierter Struktur mit dem Gitterparameter des Cu₃Au von 3.75 Å auf die Cu₃Au(100)-Oberfläche aufwachsen. Durch Messung der Fe- und Cu₃Au-Augersignale als Funktion der Schichtdicke wurde gezeigt, daß die Schichten in Lagen und nicht in Inseln aufwachsen. Schichten mit einer Dicke von 500 Å und 900 Å wurden mit den gleichen Methoden als eindeutig kubisch-raumzentriert mit einem Gitterparameter von 2.85 Å in und 2.91 Å senkrecht zur Schichtebene charakterisiert. Die [100]-Richtung des Fe ist gegenüber der [100]-Richtung des Cu₃Au um 45° gedreht. Der Übergangsbereich zwischen der fcc- und der bcc-Struktur ist durch LEED Bilder mit unscharfen Punkten und I(V) Kurven mit hohem Untergrund gekennzeichnet, weshalb keine eindeutige Strukturanalyse möglich war.

Danach wurden die magnetischen Eigenschaften der dünnen fcc Fe-Schichten durch inelastische Streuung niederenergetischer Elektronen mit Spinanalyse charakterisiert. Die Spinpolarisation der Sekundärelektronen des Fe bei 46 eV wurde als Funktion der Schichtdicke gemessen. Ihre Komponente parallel zur Oberfläche ist ab einer Dicke von 3.6 ML von Null verschieden. Sie erreicht bei 5.5 ML ihr Maximum von 9%. Das ist im Einklang mit neuesten Messungen von D.Pescia und Mitarbeitern /8/, die für fcc-Fe auf Cu(100) bei Schichten bis zu 5 ML eine Magnetisierung senkrecht zur Schichtebene detektierten. Für die 7 ML dicke Schicht wurde die Polarisation der 46-eV-Sekundärelektronen als Funktion des Magnetfeldes gemessen. Es ergab sich eine rechteckige Hysterese mit einer remanenten Polarisation von 14 %. Das Koerzitivfeld betrug 12.5 Oersted.

Für verschiedene Schichtdicken zwischen 1 ML und 450 ML wurden spinpolarisierte Energieverlustspektren mit 20 eV und 30 eV Primärenergie und 10° außerhalb des

00-Strahls für Verluste bis etwa 9.5 eV aufgenommen. Bis 7 ML Dicke sind die Resultate im Einklang mit der von D.Bagayoko und J.Callaway gerechneten spinaufgelösten Bandstruktur des fcc-Fe und den entsprechenden d-Band-Zustandsdichten /15/. Unter oben genannten Bedingungen werden im wesentlichen Übergänge aus Zuständen des d-Bandes unterhalb der Fermienergie E_F in leere Zustände oberhalb von E_F angeregt. Das gemessene Maximum der Polarisation beträgt 6.5%. Es liegt bei 2.5 eV Energieverlust. Das entspricht der Energieaufspaltung zwischen Majoritäts- und Minoritätsband des am F-Punkt mit Γ_{12} bezeichneten Bandes, sowie dem Abstand des Maximums der d-Band-Zustandsdichte unter E_F zum Maximum der Zustandsdichte über E_F für fcc-Fe.

Für Schichten mit 250 ML und 450 ML Dicke stimmen die beobachteten Energieverluste und der Verlauf der Polarisation gut mit der von J.Callaway und C.S.Wang /41/ berechneten spinaufgelösten Bandstruktur und der 3d-Zustandsdichte des bcc-Fe überein. Sie nimmt bei den Spektren mit 30 eV Primärenergie Werte zwischen -4% und +3% an. Bei den Spektren mit 20 eV Primärenergie liegt sie zwischen 0% und +10%. Die negative Polarisation läßt sich durch Spin-flip-Übergänge erklären, bei denen der Anfangszustand ein Elektron unter E_F im Minoritätsband hat, während sich im Endzustand ein Elektron im Majoritätsband über E_F befindet. Solche Übergänge sollten nur in schwachen Ferromagneten möglich sein.

Im Bereich zwischen fcc- und bcc-Struktur bei Dicken von 10 ML bis 100 ML liegen einige der Verlustmaxima bei den gleichen Energien wie bei den Schichten bis zu 7 ML Dicke. Auch der Verlauf der Polarisation stimmt mit dem dieser Schichten überein. Das Maximum liegt bei 2.9 eV und damit bei höherer Energie als bei den dünnen Schichten. Sie erreicht bei einer Schicht von 10 ML Dicke maximal +10%, bei einer Schicht von 100 ML über 20%. Da die Strukturbestimmung in diesem Bereich nicht eindeutig ist, können die Streuexperimente nicht umfassend interpretiert werden. Dazu sind weitere Strukturuntersuchungen nötig.

Die hier vorgestellten Ergebnisse zur Struktur und zum Magnetismus dünnster Fe Schichten auf Cu_3Au stellen gleichzeitig die notwendige Vorarbeit für weitere Untersuchungen dar. Geplant sind Energieverlustmessungen mit spinpolarisiertem Primärstrahl sowie Photoemissionsexperimente am Synchrotron bei BESSY in Berlin.

7. LITERATUR

- 1 U.Gradmann, W.Kümmerle, P.Tillmanns
Thin Solid Films 34 249 1976
- 2 W.A.Jesser, J.W.Matthews
Phil. Mag. 17 595 1968
- 3 M.Hansen, K.Anderko
Constitution of Binary Alloys
New York 1958
- 4 L. Kaufman, E.V.Clougherty, R.J.Weiss
Acta Metallurgica 11 323 1963
- 5 W.Kümmerle, U.Gradmann
Phys. Stat. Sol. (a) 45 171 1978
- 6 C.Rau, C.Schneider, G.Xing, K.Jamison
Phys. Rev. Lett. 57, No 25 3221 1986
- 7 J.G.Wright
Phil. Mag. 24 217 1971
- 8 D.Pescia, M.Stampanoni, G.L.Bona,
A.Vaterlaus, R.F.Willis, F.Meier
wird veröffentlicht in:
Phys. Rev. Lett. 1987
- 9 W.Becker, H.D.Pfannes, W.Keune
J. Magn. Magn. Mater. 35 53 1983
- 10 R.Halbauer, U.Gonser
J. Magn. Magn. Mater. 35 55 1983
- 11 A.Amiri Hezaveh, C.Jennings, D.Pescia,
R.F.Willis, K.Prince, M.Surman, A.Bradshaw
Solid State Commun. 57, No 5 329 1986
- 12 R.J.Weiss
Proc. Phys. Soc. 82 281 1963
- 13 J.Madson, O.K.Andersen, U.K.Poulsen, O.Jepsen
Proc. Conf. Magn. and Magn. Mater. AIP
New York 327 1975
- 14 O.K.Andersen, J.Madson, U.K.Poulsen,
O.Jepsen, J.Kollar
Physica 86-88 B 249 1977
- 15 D.Bagayoko, J.Callaway
Phys. Rev. B 28 5419 1983

- 16 G.Ertl, J.Küppers
Low Energy Electrons and Surface Chemistry
Verlag Chemie Weinheim 1974
- 17 S.Alvarado, M.Campagna, H.Hopster
Phys. Rev. Lett. 48, No 1 51 1982
- 18 U. Gradmann, G.Waller, R.Feder, E.Tamura
J. Magn. Magn. Mater. 31-34 883 1983
- 19 E. Kisker, K.Schröder, W.Gudat, M.Campagna
Phys. Rev. B 31, No 1 329 1985
- 20 E.Kisker, K.Schröder, M.Campagna, W.Gudat
Phys. Rev. Lett. 52, No 25 2285 1984
- 21 E.Kisker
J. Phys. Chem. 87 3597 1983
- 22 S.Yin, E.Tosatti
International Center for Theoretical Physics,
Trieste, Report No IC/81/129 1981
unpublished
- 23 J.Glazer, E.Tosatti
Solid State Commun. 52, No 11 905 1984
- 24 H.Hopster, R.Raue, R.Clauberg
Phys. Rev. Lett 53, No 7 695 1984
- 25 H.Wollnik
Focusing of Charged Particles 2, Ch.4
ed. by H.Septier
Academic Press New York London 1967
- 26 E.M.Purcell
Phys. Rev. 54 818 1938
- 27 J.Kessler
Polarized Electrons
Springer Berlin Heidelberg New York 1976
- 28 W.Eckstein
Polarisationseffekte bei der
elastischen Elektronenstreuung
Institut für Plasmaphysik Garching 1970
- 29 J.B.Pendry
Low Energy Electron Diffraction
Academic Press London 1974
- 30 C.C.Chang
Surface Science 48 9 1975

- 31 M.P.Seah
Surface Science 32 703 1972
- 32 J.W.Ridgway, D.Haneman
Surface Science 24 451 1971
- 33 H.C.Siegmann, D.T.Pierce, R.J.Celotta
Phys. Rev. Lett. 46 452 1981
- 34 L.A.Vredevoe, R.De Wames
Phys. Rev. 176 No.2 684 1968
- 35 M.Campagna
Handbook of Surfaces and Interfaces I
ed. by L.Dobrzynski 199
Garland STPM Press New York 1978
- 36 R.Feder
Solid State Commun. 37 827 1979
- 37 A.Bringer, M.Campagna, R.Feder, W.Gudat
E.Kisker, K.Kahlmann
Phys. Rev. Lett. 42 1705 1979
- 38 J.S.Helman, W.Baltensperger
Phys. Rev. B 22 1300 1980
- 39 H.Ibach, D.L.Mills
Electron Energy Loss Spectroscopy and
Surface Vibrations
Academic Press New York 1982
- 40 H.Raether
Excitations of Plasmons and
Interbandtransitions by Electrons
Springer Tracts 1980
- 41 J.Callaway, C.S.Wang
Phys. Rev. B 16 No.5 2095 1977
- 42 M.Landolt, R.Allenspach, D.Mauri
J. Appl. Phys. 57 (1) 3626 1985
- 43 M.Schlüter
Z. Phys. 250 87 1972
- 44 C.Bennfeld, B.Egert, G.Keller, F.Thieme
Surf. Sci. 74 216 1978
- 45 H.Papp
Surf. Sci. 63 182 1977
- 46 A.L.Moss, B.H.Blott
Surf. Sci. 17 240 1969

- | | | |
|----|--|--------------|
| 47 | D.L.Misell, A.J.Atkins
Proc. Phys. Soc.???? 95 | 1972 |
| 48 | J.Thirlwell
Proc. Phys. Soc. 91 552 | 1967 |
| 49 | D.Bagayoko, J.Callaway
unveröffentlicht | |
| 50 | Y.C.Lee, H.Min, P.A.Montano
Surf. Sci. 166 391 | 1986 |
| 51 | E.Colavita, M.DeCrecenzi, L.Papagno
R.Scarmozzino, L.S.Caputi, R.Rosei
Phys. Rev. B 25 No.4 2490 | 1982 |
| 52 | C.L.Fu, A.J.Freeman
Phys. Rev. B 35 No.3 925 | 1987 |
| 53 | J.Kirschner, D.Rebenstorff, H.Ibach
Phys. Rev. Lett.53 No.7 698 | 1984 |
| 54 | B.T.Jonker, K.-H.Walker, E.Kisker,
G.A.Prinz, C.Carbone
Phys. Rev. Lett. 57 142
siehe auch: K.-H.Walker
Dissertation, Universität Köln | 1986
1986 |
| 55 | H.-O.Isbert
Diplomarbeit, Universität Marburg | 1979 |
| 56 | V.L.Maruzzi, J.F.Janak, A.R.Williams
Calculated Electronic Properties of Metals
Pergamon Press New York | 1978 |

DANKSAGUNG

Zum Schluß möchte ich allen herzlich danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

Herr Prof. Dr. M. Campagna gab mir die Möglichkeit, die Arbeit in seinem Institut durchzuführen. Seine Anregungen und seine Unterstützung haben viel zu ihrem erfolgreichen Abschluß beigetragen.

Herr Priv. Doz. Dr. E. Kisker hat die Durchführung der Experimente durch seine Erfahrung und viele Anregungen unterstützt. In zahlreichen Diskussionen hat er wertvolle Beiträge zur Interpretation der Meßergebnisse geleistet.

Herr Dipl. Phys. Th. Dodt, Herr Prof. Dr. H. Hopster und Herr Dipl. Ing. F.P. Johnen waren an Planung und Aufbau der Apparatur beteiligt. Ihre Erfahrung und ihr Engagement haben sehr dazu beigetragen, daß die Apparatur erfolgreich in Betrieb genommen wurde. Herr Dipl. Phys. Th. Dodt und Herr Dipl. Ing. F.P. Johnen haben mich außerdem jederzeit bei der Durchführung der Experimente unterstützt. Die Zusammenarbeit mit ihnen hat wesentlich dazu beigetragen, daß die Arbeit im Labor nicht nur interessant war sondern viel Spaß gemacht hat.

Die vielen Diskussionen über physikalische Probleme und nicht zuletzt die vielen privaten Gespräche mit meinen Kollegen B.H. Dauth, Th. Dodt, W. Dürr, R. Germer, W. Heinen, F.P. Johnen, T. Kachel, J. Krewer, D. Pescia, W. Piepke, H. Riechert, H. Sommer, W. Speier, D. Tillmann, D. Weller und Th. Woike haben für eine anregende und gute Arbeitsatmosphäre gesorgt, in der man sich wohlfühlen konnte.

Herr Dr. G. Prince (IGV) überließ mir zur Strukturbestimmung der Schichten ein Spotphotometer und führte mich in seine Bedienung ein.

Herr R. Otto und seine Mitarbeiter in der Elektronikwerkstatt haben die elektrische Versorgung der Apparatur sichergestellt und auch Sonderwünsche stets schnell erfüllt. Durch ihren Einsatz und ihre Hilfe konnten alle elektronischen Probleme, von denen es beim Aufbau einer neuen Apparatur meistens mehr als genug gibt, im Nu gelöst werden.

Die Vakuumkammern und elektronischen Bauteile wurden in der Institutswerkstatt hergestellt. Obwohl die technischen Zeichnungen nicht immer den Normen entsprachen, wurden alle Aufträge prompt und zufriedenstellend ausgeführt.

Mein ganz besonderer Dank gilt meiner Familie und meinen Freunden, die immer großes Verständnis für meine Arbeit aufgebracht und mich mit viel Geduld und persönlichem Einsatz auch in schwierigen Phasen unterstützt haben.

