

**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK**  
**GARCHING BEI MÜNCHEN**

**Spinpolarisierte Elektronen zur Untersuchung  
ferromagnetischer Materialien mit Inverser Photoemission**

Spin-Polarized Electrons for Analysis of  
Ferromagnetic Materials with Inverse Photoemission

**Ulrich Hans Reinhard Kolac**

IPP 9/70

August 1988

*Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem  
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die  
Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.*

August 1988

Abstract

In this work the experimental setup of a source for spin-polarized electrons is described, which is suitable for spin-resolved analysis of ferromagnets with inverse photoemission. The parameters of operation of a photoemission source from GaAs and GaAsP were worked out. The origin of an unexpected energy broadening of the electron beam using HeNe gas-lasers is cleared and the mechanism of broadening is discussed. With a GaAlAs solid state laser and an effective electron transport optics it was possible to do inverse photoemission measurements with polarized electrons at sample currents as high as in the unpolarized case. The degree of polarization of the source is approximately 30%.

With polarized electrons, the unoccupied bands of Ni(110) were mapped in the crystal azimuth  $\Gamma K W X$ . It is shown, that one can use the asymmetry of radiative transitions into the unoccupied  $d$ -band at  $\theta=25^\circ$  as a spin detector. All observed transitions could be identified within the scope of non-spin-resolved measurements done before. The spin-resolved spectra for the first time show an exchange-splitting of the unoccupied  $sp$ -bands as well as of a crystal-induced surface state. This splitting is a result of the hybridisation of delocalized  $sp$ -states with  $d$ -states and confirms relativistic band-structure calculations.

\* This report is identical with a dissertation under the same title, which was submitted to the Bayerische Julius-Maximilians-Universität Würzburg in march 1988.

August 1988

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde der Aufbau einer Quelle für spinpolarisierte Elektronen beschrieben, die für spinabhängige Untersuchungen an Ferromagneten mit Inverser Photoemission geeignet ist. Dazu wurden die Betriebsbedingungen einer Photoemissionsquelle aus GaAs bzw. GaAsP erarbeitet. Die Herkunft von unerwarteten Energieverbreiterungen des Elektronenstrahls bei Verwendung von HeNe Gaslasern wurde geklärt und der Verbreiterungsmechanismus diskutiert. Unter Verwendung von GaAlAs Halbleiter-Lasern und einer effektiven Elektronen-Transport-Optik ist es gelungen, Inverse Photoemissionsmessungen mit polarisierten Elektronen bei vergleichbaren Probenströmen wie im unpolarisierten Fall durchzuführen. Der Polarisationsgrad der Quelle beträgt ca. 30%.

Mit polarisierten Elektronen wurden die unbesetzten Bänder von Ni(110) im Kristallazimuth  $\Gamma K W X$  vermessen. Es wurde gezeigt, daß die Asymmetrie der Strahlungsübergänge ins unbesetzte  $d$ -Band bei  $\theta=25^\circ$  als Spin-Detektor verwendet werden kann. Alle beobachteten Übergänge konnten in Bild vorausgehender nicht-spinaufgelöster Messungen identifiziert werden. Die spinaufgelösten Messungen zeigen zum ersten mal eine Aufspaltung der unbesetzten  $sp$ -Bänder sowie eines Kristall-induzierten Oberflächenzustandes. Diese Aufspaltung ist Ausdruck der Hybridisierung von delokalisierten  $sp$ -Zuständen mit  $d$ -Zuständen und bestätigt relativistische Bandstrukturechnungen.

\* Diese Arbeit ist identisch mit einer Dissertation gleichen Titels, die im März 1988 bei der Bayerischen Julius-Maximilians-Universität in Würzburg eingereicht wurde.

<u>Inhalt</u>	Seite
1. Einleitung	1
2. Quellen zur Erzeugung spinpolarisierter Elektronen	3
2.1 Historische Entwicklung	
2.2 Prinzip der Erzeugung polarisierter Elektronen aus GaAs	
3. Aufbau und Funktionsweise der Apparatur	14
3.2 Quellenkammer und Präparation des GaAs Kristalls	
3.3 Elektronen-Transport-Optik	
3.4 Nachweiskammer und Probe	
4. Eigenschaften der Elektronenoptik und der Elektronenquelle	31
4.1 Vermessung der Elektronen-Transport-Optik	
4.2 Photoströme aus GaAs	
4.3 Polarisationsgrad der Quelle	
5. Inverse Photoemission an Nickel (110)	49
5.1 Vergleich mit unpolarisierten Elektronen	
5.2 Spinaufgelöste Messungen	
6. Zusammenfassung	61
7. Anhang: Berechnung der Elektronen-Transferoptik	64
8. Verzeichnis der Referenzen	69
8.1 Literatur	
8.2 Materialien und Firmen	



## 1. Einleitung

*Die Bedeutung spinpolarisierter Elektronenquellen in der Oberflächenphysik zur analytischen Untersuchung des magnetischen Verhaltens von Ferromagneten wird dargestellt.*

Die Entwicklung der Oberflächenphysik, die sich mit der Untersuchung und Charakterisierung oberflächennaher Strukturen von Festkörpern beschäftigt, ist bestimmt durch die fortschreitende Entwicklung der hierbei verwendeten Elektronenspektroskopien. Diese liefern die Möglichkeit, auf Grund der geringen Eindringtiefe der Elektronen in den Festkörper bei niedrigen Energien, Oberflächen von Materialien zu charakterisieren und ihre Eigenschaften zu messen. Photoemission und Inverse-Photoemission stellen dabei zwei komplementäre Spektroskopien dar, die die zentrale Aufgabe übernehmen, die elektronischen Zustände im Festkörper an seiner Oberfläche nach Energie und Impuls zu vermessen, und zwar im besetzten respektive im unbesetzten Teil des Valenz- und des Leitungsbandes.

Neben Energie und Impuls ist der Zustand eines Elektrons durch seinen Eigendrehimpuls, den Spin charakterisiert. Die Austauschwechselwirkung der Elektronen führt in ferromagnetischen Materialien zu einer ungleichen Besetzung der elektronischen Zustände der beiden Spinsorten, so daß das resultierende magnetische Moment pro Volumeneinheit unter der Curie-Temperatur  $T_c$  nicht verschwindet. Das Modell von *Heisenberg (1928)* erklärt Ferromagnetismus durch die Wechselwirkung lokaler magnetischer Momente und liefert daher für  $4f$ -Ferromagneten eine gute Beschreibung. In den Metallen Eisen, Cobalt und Nickel sind die  $3d$ -Elektronen Träger der magnetischen Momente. Da diese weder streng lokalisiert, noch völlig frei beweglich sind, ist die theoretische

Beschreibung des Band-Ferromagnetismus besonders schwierig und immer noch unvollständig.

Die experimentelle, spinaufgelöste Untersuchung der elektronischen Zustände im Valenz- und Leitungsband verspricht neue Informationen über das magnetische Verhalten zu liefern, die zur Erklärung des Band-Ferromagnetismus itineranter (=nicht lokalisierter) Elektronen beitragen. Für die Durchführung spinaufgelöster Spektroskopien ist es unumgänglich, entweder den Spin emittierter Elektronen mit einem Detektor zu analysieren, oder den Elektronenspin mit einem polarisierten Elektronenstrahl zu Beginn des Experiments zu präparieren. Auf Grund des damit verbundenen experimentellen Aufwands genießt die Untersuchung magnetischer Materialien mit polarisierten Elektronen erst seit wenigen Jahren die erhöhte Aufmerksamkeit verschiedener Autoren [*Feder (1985)*].

Ziel dieser Arbeit war es, eine Quelle für spinpolarisierte Elektronen aufzubauen, um damit Inverse-Photoemissions Messungen durchzuführen. Man hat dadurch die Möglichkeit, die unbesetzten Zustände der Elektronen im Leitungsband ferromagnetischer Materialien spinaufgelöst nach Energie und Impuls vermessen zu können.

## **2. Quellen zur Erzeugung spinpolarisierter Elektronen**

*Von der Entdeckung des Elektronenspins zur Elektronenquelle aus GaAs: Charakteristische Methoden zur Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen werden vorgestellt und diskutiert.*

### **2.1 Historische Entwicklung**

Das Konzept des Elektronenspins wurde von *Uhlenbeck und Goudsmit (1925)* vorgeschlagen, um durch die Einführung einer vierten Quantenzahl die Struktur der von ihnen gemessenen Atomspektren zu erklären. Schon bald nachdem *Dirac (1928)* mit Hilfe der Quantentheorie zeigte, daß der Spin eine notwendige Konsequenz der relativistischen Wellengleichung ist, erregte die Erzeugung spinpolarisierter Elektronenstrahlen das Interesse der Physiker. Dies geschah zum einen, weil die Methodik der analytischen Physik fordert, Experimente möglichst mit Teilchen in reinen (Quanten-) Zuständen durchzuführen. Zum anderen war aus der elementaren Quantenmechanik schon sehr früh klar, daß der Eigendrehimpuls der Elektronen verantwortlich ist für das magnetische Verhalten eines Materials.

Zurückgehend auf eine Diskussion von *Bohr* zeigte *Mott (1933)*, daß die direkte Erzeugung polarisierter Elektronen in einem inhomogenen Magnetfeld, ähnlich wie in der Versuchsanordnung von *Stern und Gerlach*, prinzipiell unmöglich ist. Die Unschärferelation  $\Delta r \cdot \Delta p > h$  sorgt nämlich dafür, daß die räumliche Trennung freier Elektronen nach ihrem Spin, in Zusammenhang mit der auftretenden Lorentzkraft im Magnetfeld, kleiner ist als ihre resultierende Ortsunschärfe. Dieser Sachverhalt ist anschaulich auch bei *Kessler (1976)* dargestellt.

Die Entwicklung von Quellen polarisierter Elektronen war in der

Folgezeit eng verknüpft mit den Methoden, den Polarisationsgrad von Elektronen zu messen. Analyse und Erzeugung polarisierter Elektronen in Verbindung mit Streuung an Atomen war daher der erste und am weitesten verbreitete Ansatz. Insbesondere sind hier die ausführlichen Arbeiten von *Mott (1929, 1932)* zu erwähnen. Er fand, daß die Spin-Bahn-Wechselwirkung hochbeschleunigter Elektronen im Feld von Atomen mit hoher Kernladungszahl  $Z$  (Au  $Z=79$ , Hg  $Z=80$ ), zu einer spinabhängigen Asymmetrie der Streuquerschnitte führt.

Auch heute noch stellt die Mott-Streuung die anerkannteste Methode dar, die Polarisation eines Elektronenstrahls zu messen, weil die dabei auftretenden Streuwahrscheinlichkeiten theoretisch vollständig berechnet werden können und daher eine zuverlässige Eichung möglich ist [z.B. *Garwin et al. (1974 a)*]. Allerdings stellt der experimentelle Aufwand für die Meßmethode mit der höchsten Effektivität (figure of merit) für viele Anwendungen eine sehr hohe Schwelle dar: Dazu müssen die Elektronen auf 100keV beschleunigt werden und an einer dünnen Goldfolie ( $\approx 0.1\mu\text{m}$ ) gestreut werden. Die Asymmetrie (der Intensitätsunterschied) für die unter  $120^\circ$  nach rechts bzw. links rückgestreuten Elektronen ist dann ein Maß für den Polarisationsgrad  $P$ . Allgemein ist die Asymmetrie stets als Quotient aus Differenz und Summe zweier Signalintensitäten definiert:

$$A := (I_1 - I_2) / (I_1 + I_2) \quad (2.1)$$

Die grundlegende Eigenschaft, daß der Drehimpuls eines wechselwirkenden Systems eine Erhaltungsgröße ist, wurde ebenfalls schon sehr früh zur Erzeugung polarisierter Elektronen verwendet. Die Drehimpulseigenzustände von Photonen zum Eigenwert  $\pm 1$  sind bekanntlich gegeben durch die Helizität der Lichtpolarisation. Aus der Drehimpulserhaltung folgt daher unmittelbar die Auswahlregel  $\Delta m_1 = \pm 1$  für Systeme ohne

Spin-Bahn-Wechselwirkung. Koppelt jedoch in einem System der Bahndrehimpuls mit dem Spin der Elektronen, so regt man mit zirkular polarisiertem Licht Übergänge an, die der Auswahlregel  $\Delta m_j = \pm 1$  genügen. Diese Eigenschaft wird beispielsweise verwendet bei der Erzeugung polarisierter Elektronen durch Photoionisation von polarisierten Alkali-Atomen. Da hier die Polarisation des Atoms durch den Spin des Leuchtelektrons gegeben ist, erhält man durch Anregung mit unpolarisiertem Licht aus Lithium, bzw. mit zirkular polarisiertem Licht aus Cäsium, polarisierte Elektronen. Zwar erreicht man in einem solchen Experiment Polarisationsgrade nahe bei 100%, der experimentelle Aufwand ist jedoch ebenfalls beträchtlich: Zunächst muß man den Alkali-Dampfstrahl erzeugen und polarisieren, was auch vakuumtechnisch nicht sehr günstig ist. Trotz Bestrahlung mit einer intensiven Lichtquelle betragen die typischen Emissionsströme nur  $10^{-8}$ A.

Die Entwicklung leistungsfähiger Quellen polarisierter Elektronen wurde in jüngerer Zeit maßgeblich beeinflusst durch die fortschreitende Vakuumtechnik und später durch die Errungenschaften der Halbleitertechnologie. Ein interessantes Konzept stellt auch die Feldemission aus EuS dar. Man benutzt die Spinaufspaltung der elektronischen Bänder in einem halbleitenden Ferromagneten und extrahiert selektiv die Elektronen eines Bandes durch die unterschiedliche Tunnelwahrscheinlichkeit, die auftritt beim Anlegen eines starken elektrischen Abzugsfeldes an der Oberfläche der Feldemissionsspitze. Eine umfassende Abhandlung über die verschiedenen Methoden polarisierte Elektronenstrahlen zu erzeugen findet man zum Beispiel bei *Kessler (1976)* oder bei *Pierce und Celotta (1981)*.

Vor nunmehr über zwanzig Jahren begann die Entwicklung der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Methode zur Erzeugung spinpolari-

sierter Elektronen durch Photoemission aus Gallium-Arsenid (GaAs). Bemerkenswert ist, daß diese Quelle praktisch vollständig "auf dem Reißbrett" entworfen wurde, ausschließlich unter Anwendung erster Prinzipien (first principles). Dies betrifft sowohl die Anregung der Elektronen im GaAs, deren spinabhängiger Wirkungsquerschnitt für den Übergang zwischen zwei Bändern eine Erkenntnis aus der Erforschung der GaAs Bandstruktur war, als auch die Präparation der Oberfläche, um die polarisierten Elektronen aus dem Leitungsbandminimum ins Vakuum zu befördern, indem man die Austrittsarbeit mit einer speziellen Oberflächenschicht absenkt.

Die Entwicklung wurde eingeleitet durch die Untersuchungen von *Scheer und van Laar (1965, 1967)*, die die Emission photoangeregter Elektronen aus *p*-dotiertem GaAs für die Konstruktion einer Photokathode verwendeten. Damals wurde gezeigt, daß sich Halbleiter mit einer direkten Bandlücke (Bandgap), etwa wie GaAs, InP oder CdTe, deren Austrittsarbeit durch das Bedampfen mit Cäsium abgesenkt wurde, als Emitter kalter Elektronen mit hoher Quanteneffizienz verwenden lassen. Ausführliche Untersuchungen [*Turnbull und Evans (1968)*] zeigten, daß mit Hilfe von Cäsium und Sauerstoff die Austrittsarbeit soweit erniedrigt werden kann, daß für GaAs die Elektronenaffinität negativ wird (NEA). Auf *p*-dotiertem GaAs kann also die Austrittsarbeit bis unter die Leitungsbandunterkante abgesenkt werden.

Entsprechend den vorangegangenen Ausführungen sorgen die quantenmechanischen Auswahlregeln dafür, daß die Elektronen in GaAs polarisiert werden durch die optische Anregung zwischen Valenzbandoberkante und Leitungsbandunterkante mit zirkular polarisiertem Licht. Erstmals wurde diese Elektronenpolarisation von *Zakharchenya et al. (1971)* durch Lumineszenz nachgewiesen, analog zu vorangegangenen Untersu-

chungen von *Lampel (1968)* an Si, *Parsons et al. (1969)* an GaSb und *Ekimov und Safarov (1970)* an  $Ga_xAl_{1-x}As$ . Die Kombination beider Methoden, polarisierte Elektronen mit Hilfe einer NEA Oberflächenschicht zu extrahieren, wurde jedoch erst von *Garwin et al. (1974 b)* und *Lampel und Weisbuch (1975)* als effektive Quelle für polarisierte Elektronen vorgeschlagen.

*Pierce, Meier und Zürcher (1975 a,b)* messen schließlich zum ersten mal die Polarisation der aus GaAs emittierten Elektronen in Abhängigkeit von der Photonenenergie. Für eine Temperatur  $T \leq 10K$  ergab sich dabei ein Polarisationsgrad von  $P=43\%$  an der Photoionisationsschwelle bei 1.52 eV. Dieses Experiment zeigte auch, daß befürchtete Depolarisationseffekte beim Durchtritt der Elektronen durch die Cs-O Schicht nur eine untergeordnete Rolle spielen, da auch der mit Lumineszenz gemessene Polarisationsgrad [*Ekimov und Safarov (1971)*] bei  $P=45\%$  lag. Diese Erfahrung wird auch durch die Messungen an Cs-bedecktem Cobalt und Nickel von *Busch et al. (1972)* bestätigt. Die Quelleneffektivität (figure of merit), definiert als:

$$f := P^2 \cdot I \quad (2.2)$$

ist mit  $f \geq 1 \mu A$  die höchste erreichte aller Quellen polarisierter Elektronen. Ein Vergleich der Eigenschaften einiger Quellen für polarisierte Elektronen ist in *Tabelle 2.1* zusammengestellt [nach *Pierce und Meier (1976)*].

Tabelle 2.1: Quellen polarisierter Elektronen

Methode	$P$	$I$ [ $\mu\text{A}$ ]	$P^2 \cdot I$ [ $\mu\text{A}$ ]	$\Delta E$ [eV]	$I/F\Omega$ [ $\text{Acm}^{-2}\text{sr}^{-1}$ ]
Elektronen Streuung an Au-Folie	0.2	$3.5 \cdot 10^{-2}$	$10^{-3}$	$\approx 1$	$5.6 \cdot 10^{-4}$
Photoionisation eines polaris. Li-Strahls	0.85	$2 \cdot 10^9 \text{ e in } 1.5 \mu\text{s}, 180\text{Hz}$	$4 \cdot 10^{-2}$	1500	1.35
Photoionisation von Cs Atomen, Fano Effekt	0.63	$2.5 \cdot 10^{-2}$	$10^{-2}$	3	$4 \cdot 10^{-5}$
Feldemission aus EuS auf W	0.85	$10^{-2}$	$7 \cdot 10^{-3}$	0.1	6400
Photoemission aus GaAs	0.37	10	1.4	0.2	$1.6 \cdot 10^{-2}$

$P$ : Polarisationsgrad,  $I$ : Emissionsstrom,  $P^2 \cdot I$ : figure of merit,  $\Delta E$ : Breite der Energieverteilung (FWHM),  $I/F\Omega$ : Richtstrahlwert

## 2.2 Prinzip der Erzeugung polarisierter Elektronen aus GaAs

Gallium-Arsenid ist ein nichtmagnetischer III-V Halbleiter mit einer sogenannten direkten Bandlücke (Bandgap). Die Aufspaltung zwischen Valenz- und Leitungsband am  $\Gamma$ -Punkt im Zentrum der Brillouinzone beträgt 1.52eV für  $T=0\text{K}$ . Bei Raumtemperatur ( $T=300\text{K}$ ) beträgt die Aufspaltung ca. 1.44eV [Aspnes (1976)]. Die optische Anregung von Elektronen im Festkörper wird beschrieben durch das Matrixelement des Dipoloperators für die beteiligten Anfangs- und Endzustände des Elektrons:

$$I \propto \langle 2 | \mathbf{A} \cdot \mathbf{p} | 1 \rangle \delta(E_2 - \hbar\omega - E_1) \quad (2.3)$$

Auf Grund der Kristallsymmetrie besitzen die elektronischen Zustände am  $\Gamma$ -Punkt der Brillouinzone einen definierten Drehimpulscharakter, so daß man die Auswahlregeln für die Anregung zwischen  $\Gamma_3$  und  $\Gamma_6$  leicht mit Hilfe der Clebsch-Gordan Koeffizienten berechnen kann [D'yakonov und Perel' (1971), Pierce und Meier (1976), Kastner (1985)]. Mit zirkular polarisiertem Licht der passenden Photonenenergie werden selektiv Übergänge vom  $P_{3/2}$ -Zustand bei  $\Gamma_3$  (Valenzbandmaximum) in den  $S_{1/2}$ -Zustand bei  $\Gamma_6$  (Leitungsbandminimum) angeregt. Dies führt zu einer



Bevölkerung des Leitungsbandes im Verhältnis 3:1 spin-up zu spin-down (Abb. 2.1). Der theoretische Polarisationsgrad beträgt 50% :

$$P = \frac{N\uparrow - N\downarrow}{N\uparrow + N\downarrow} = \frac{3 - 1}{3 + 1} = 0.5 \quad (2.4)$$

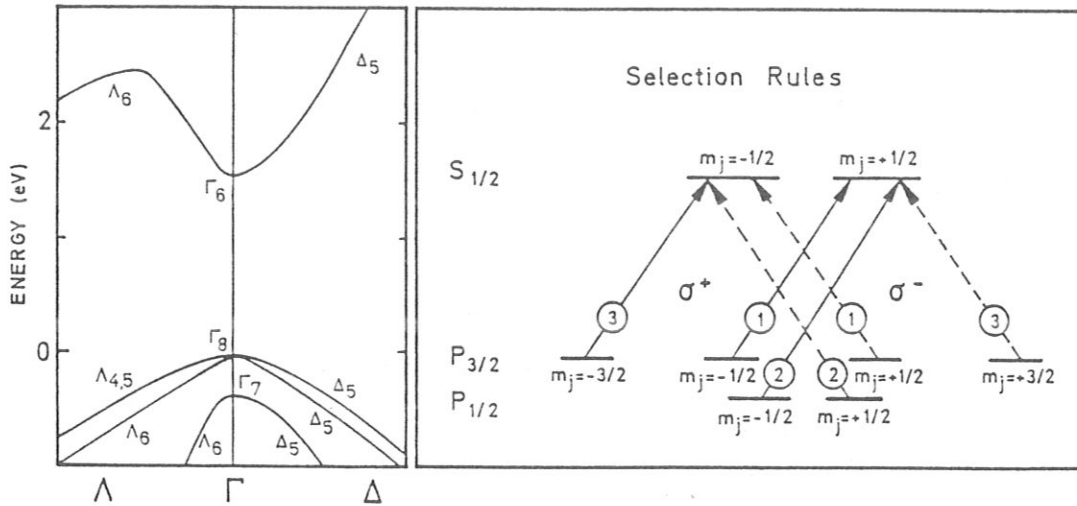


Abb. 2.1 Ausschnitt der Bandstruktur von GaAs in der Nähe des  $\Gamma$ -Punktes [Chelikowski und Cohen (1974)] und Auswahlregeln mit Übergangswahrscheinlichkeiten für die optische Anregung mit zirkular polarisiertem Licht zwischen Valenzband-oberkante und Leitungsbandunterkante.

Wählt man die Photonenenergie größer als die Bandlücke, so werden Elektronen aus dem Valenzband mit  $k \neq 0$  angeregt. Die betrachteten Auswahlregeln gelten dann zwar nicht mehr streng, aber die Abweichung zu den theoretischen Werten am  $\Gamma$ -Punkt bleibt klein, solange sich die Wellenfunktionen der beteiligten Elektronenzustände nur geringfügig ändern. Falls die Energie jedoch ausreicht um den Übergang zwischen  $\Gamma_7$  und  $\Gamma_6$  zu ermöglichen ( $>1.86\text{eV}$ ), sorgen die Auswahlregeln für das Verschwinden der Polarisation. Dieses Verhalten wurde durch die Messungen von *Ekimov und Safarov (1971)*, *Drouhin et al. (1985 b)* und *Erbudak und Reihl (1978)* bestätigt.

Zur Absenkung der Austrittsarbeit bedampft man die reine GaAs Oberfläche mit Cäsium. Die Austrittsarbeit wird minimal bei Bedeckung

mit 1/2 Monolage [Goldstein (1975), Goldstein und Szostak (1975)]. Die verbleibende kleine positive Elektronenaffinität (PEA) erlaubt jedoch nur Emissionsströme unter 1nA (für 2mW Lichtleistung). Bietet man unter weiterem Aufdampfen von Cäsium auch Sauerstoff im Unterschub an, dann erzeugt man auf der Oberfläche Cäsium-Suboxid ( $\text{Cs}_{11}\text{O}_3$ ,  $\text{Cs}_7\text{O}$ ,  $\text{Cs}_4\text{O}$ ,  $\text{Cs}_2\text{O}$ ), das eine weitere Absenkung der Austrittsarbeit bis weit in den Bereich negativer Elektronenaffinität (NEA) bewirkt [Clark (1975), Burt und Heine (1978)].

Da die erzeugte Aktivierungsschicht nur wenige Monolagen dick ist, ist das genaue Verständnis ihrer Wirkungsweise auch heute noch nicht völlig geklärt. Eine Beschreibung in der Sprache der makroskopischen Halbleiterphysik kann daher nur beschränkte Gültigkeit besitzen, dennoch ist das Modell von Bell und Spicer (1970) weitgehend anerkannt, da es mit allen bisher beobachteten Emissionseigenschaften der Quelle im Einklang steht: Die erste Cs-Schicht auf der GaAs Oberfläche senkt die Austrittsarbeit auf ca. 1.6eV und verursacht zusammen mit den Oberflächenzuständen an der Grenzfläche die Bandverbiegung im GaAs.  $\text{Cs}_2\text{O}$  ist ein I<sub>2</sub>-VI Halbleiter mit ca. 0.5eV Elektronenaffinität. Durch den Überschub an Cäsium entsteht aus der Kombination beider Materialien eine Heterojunction aus p-dotiertem GaAs mit verminderter Austrittsarbeit und n-dotiertem  $\text{Cs}_2\text{O}$ . Die Potentialverhältnisse dieses Modells sind in Abb. 2.2 dargestellt.

Durch die so erreichte negative Elektronenaffinität können auch diejenigen Elektronen den Kristall verlassen, die ins Leitungsbandminimum thermalisiert sind und nur eine kinetische Energie  $k_B T$  besitzen. Ihre Austrittstiefe wird daher groß gegen die Dicke der Oberflächenschicht (einige 1000Å). Entscheidend für den Polarisationsgrad der emittierten Elektronen ist jedoch die Zeitkonstante der Spinrelaxation im Vergleich

zu ihrer Austrittszeit. Zur Depolarisation tragen hauptsächlich zwei Mechanismen bei: Die elastische Streuung von Elektronen an Löchern unter Austausch ihrer Spins (Spin-flip) [Bir et al. (1975)] und die Spin-Präzession, verursacht durch das effektive Magnetfeld, das aus der Spin-Aufspaltung des Leitungsbandes außerhalb des  $\Gamma$ -Punktes resultiert [D'yakonov und Perel' (1971)]. Während der erste Effekt thermalisierte Elektronen im Leitungsbandminimum betrifft, tritt der zweite vornehmlich bei höher angeregten Elektronen auf, wenn die Emission in Kristallrichtung [110] erfolgt. Den experimentellen Nachweis dafür lieferten Ekimov und Safarov (1971), Riechert et al. (1984), sowie Riechert und Alvarado (1985). Weiterhin kann der zeitweise Einfang der Elektronen (trapping) in der Bandverbiegungszone an der Oberfläche zur Depolarisation beitragen. Eine zusammenfassende Abhandlung über Depolarisationseffekte findet man bei Fishman und Lampel (1977).

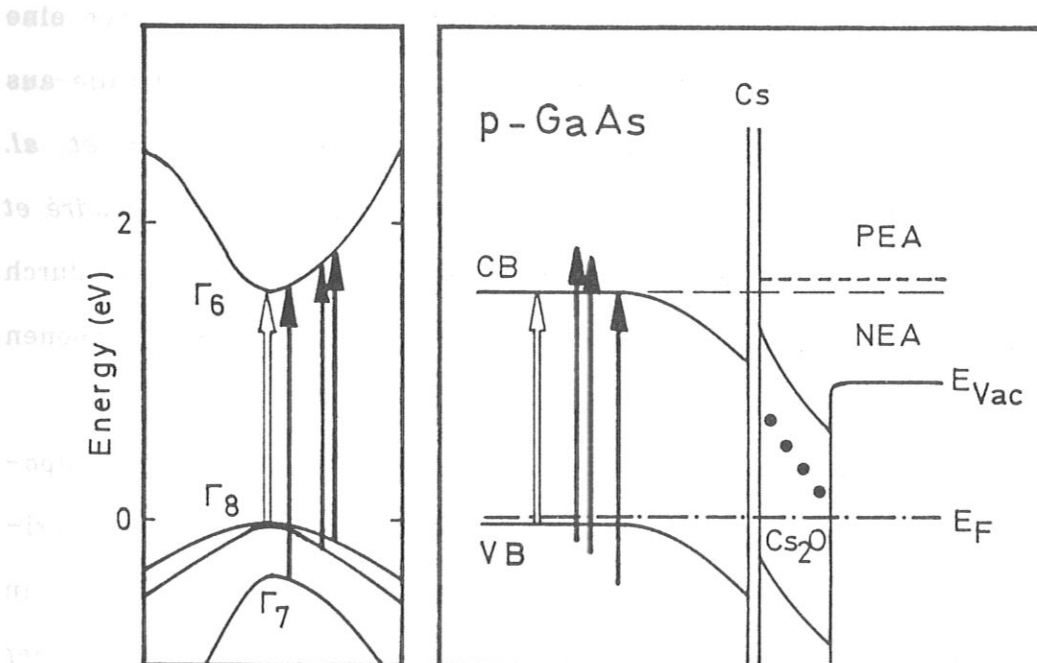


Abb. 2.2 Potentialverhältnisse an der Oberfläche des präparierten p-GaAs Kristalls nach Bell und Spicer (1970). NEA wird durch Cs dotiertes  $\text{Cs}_2\text{O}$  erreicht (Donatorniveaus als Punkte eingezeichnet). Der helle Pfeil entspricht optischer Anregung mit 1.5eV, dunkle Pfeile mit 1.96eV Quantenenergie.

Aus praktischen Gesichtspunkten ist der Umgang mit infraroten Lichtquellen, die für die Anregung im reinen GaAs benötigt werden (1.50eV, 827nm), leider nicht ideal. Aus dem beschriebenen Anregungsmechanismus ist evident, daß zwei Möglichkeiten existieren, polarisierte Elektronen auch unter Verwendung von sichtbarem Licht, etwa aus einem HeNe-Laser (1.96eV, 633nm) zu erzeugen:

1. Man verwendet reines GaAs und senkt die Elektronenaffinität durch die Wahl der Oberflächenpräparation soweit ab (PEA), daß angeregte Elektronen aus dem  $\Gamma_8$ -Band gerade noch genügend Energie besitzen, um die Oberflächenbarriere zu überwinden, der depolarisierende Beitrag von Elektronen aus dem  $\Gamma_7$ -Band jedoch unterdrückt wird (siehe Abb. 2.2). *Reihl et al. (1979)* untersuchten diese Methode und erzielten bei verringerten Emissionsströmen den hohen Polarisationsgrad  $P=43\%$ .

2. Man verwendet, wie von *Pierce und Meier (1976)* vorgeschlagen, ein Material, das vergleichbare Eigenschaften hat wie GaAs, aber eine größere Bandlücke besitzt. Dafür eignen sich ternäre Mischkristalle aus  $\text{GaAs}_{1-x}\text{Px}$  oder  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  [*Conrath et al. (1979)*, *Ciccacci et al. (1982)*, *Reichert und Zähringer (1982)*, *Kirschner et al. (1983)*, *Houdré et al. (1985)*]. Die Energieaufspaltung ihrer direkten Bandlücke kann durch die Wahl von  $x$  angepaßt werden an die Wellenlänge einer gegebenen Lichtquelle.

Trotz der überzeugenden Eigenschaften der GaAs-Quelle für spinpolarisierte Elektronen und der detaillierten Beschreibung eines experimentellen Aufbaus von *Pierce et al. (1980)*, geeignet zum Einsatz in Elektronenspektroskopien im Ultrahochvakuum (UHV), ist die Zahl der existierenden Quellen dieser Art immer noch klein. Viele Benutzer werden offensichtlich von den experimentellen Unbequemlichkeiten abgehalten, die mit dem Betrieb einer solchen Quelle verbunden sind:

Zunächst handelt es sich um ein eigenständiges Photoemissionsexperiment mit dem Bedarf einer kompletten UHV-Apparatur. Die Präparation des GaAs-Kristalls als NEA-Kathode stellt trotz ausführlicher Beschreibung eine Kunst dar, die über die normale Handhabung eines "switch on and work" Gerätes weit hinausgeht. Anfänglich stellte die Verfügbarkeit guter GaAs Kristalle die Experimentatoren vor die Wahl, entweder optimales Material teuer zu kaufen, oder sich GaAs unter hohem Aufwand in situ selbst herzustellen [Allenson und Bass (1976), Wang und Fisher (1977)]. Intensive Laser-Lichtquellen waren bislang unhandlich und teuer. Erst in jüngster Zeit machte die fortschreitende Entwicklung der Halbleitertechnologie geeignete Lichtquellen bei akzeptablem Preis verfügbar. Schließlich ist die Rüstzeit, bis man zu einer zuverlässig funktionierenden Elektronenquelle mit hohen Standzeiten kommt, vom Tag des Einbaus des GaAs-Kristalls ins UHV-System an, mindestens mit einem Monat abzuschätzen, vorausgesetzt man verfügt über eine mechanisch und elektrisch komplette Apparatur. Quellen-Standzeiten in Höhe von 150 Stunden bis zur nächsten Aktivierung wurden in unserer Apparatur erst nach einem halben Jahr unter täglichem Betrieb erreicht.

### **3. Aufbau und Funktionsweise der Apparatur**

*Es wird gezeigt, wie man einen Strahl spinpolarisierter Elektronen durch Photoemission aus Gallium-Arsenid erzeugt. Die dafür benötigte experimentelle Anordnung wird vorgestellt.*

#### **3.1 Quellenkammer und Präparation des GaAs Kristalls**

In Abb. 3.1 ist ein horizontaler Schnitt durch die Mittelebene des Quellenrezipienten dargestellt. Es handelt sich dabei um eine komplette Edelstahl UHV-Kammer mit eigenständigem Pumpsystem. In ihr wurde unabhängig von der Meßkammer ein Basisdruck von  $4 \cdot 10^{-9}$  Pa erreicht. Sie enthält die Elektronenquelle, bestehend aus dem GaAs Kristall und dem Halter, eine zweite thermische BaO Elektronenquelle, den Elektronenabzug mit der Cäsierereinrichtung und die Umlenkeinheit. Die Laser-Lichtquelle und die optischen Elemente wurden außerhalb der Kammer auf einer optischen Bank montiert, so daß der Laserstrahl durch das Fenster und durch eine Bohrung in der Umlenkeinheit senkrecht zur Kristalloberfläche ausgerichtet werden konnte.

Der GaAs Kristall ist auf einem Halter montiert, der mit Hilfe eines Dreh-Schiebe-Manipulators um eine Achse parallel zur Rezipientenachse geschwenkt werden kann. Damit kann man ihn auf die Achse des Rezipienten positionieren und den Abstand zum Abzug variieren. Der Manipulator trägt außer dem Halter für den GaAs Kristall auch die BaO Kathode, die auf dem gleichen Schwenkkreis montiert ist. Hieraus ergibt sich ein wesentlicher Vorteil dieser Konstruktion: Die GaAs Kathode ist ohne Änderung der elektronenoptischen Bedingungen ersetzbar durch die sehr viel einfachere zu handhabende BaO Kathode. Damit war es möglich, die gesamte Elektronenoptik zu testen, unabhängig von der aufwendigen

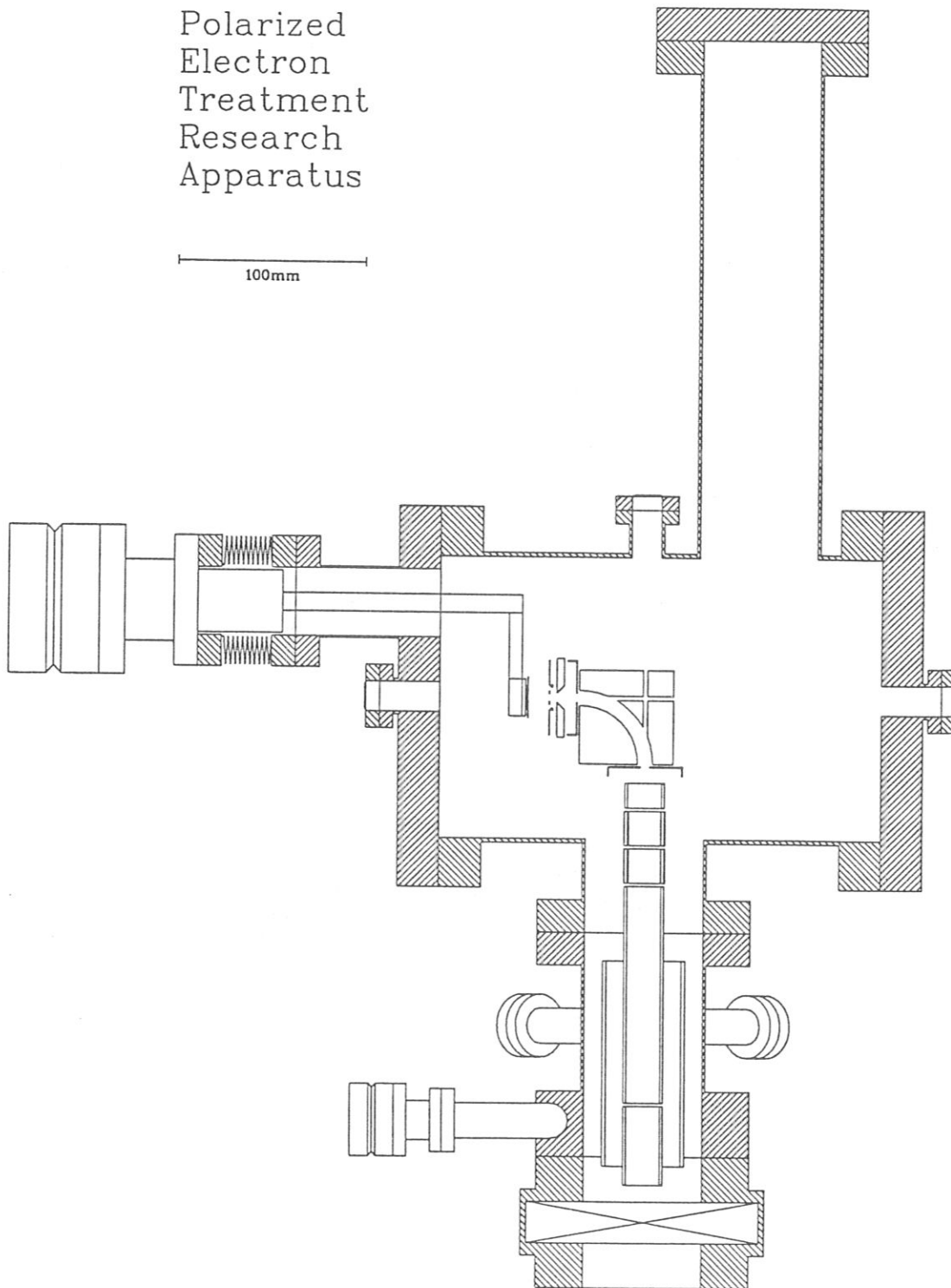


Abb. 3.1

Quellenkammer mit GaAs-Halter, elektrostatische Umlenkung, Beschleunigungsteil der Elektronenoptik und elektrostatische Abschirmung für den Bereich des Balgzug-schiebers.

### Präparation des GaAs.

Vor dem Einbau der GaAs Kristalle ins Vakuum empfehlen einige Autoren ihre Vorbehandlung durch naßchemisches Ätzen mit  $\text{H}_2\text{SO}_4$ ,  $\text{H}_2\text{O}_2$ , HF und NaOH [z.B. *Pierce et al. (1980)*, *Tang et al. (1986)*]. Dadurch wird die Oberfläche der Kristalle von ihrer Kohlenstoff-Kontamination befreit und eine passivierende Oxidschicht erzeugt. Neben dieser aufwendigen Prozedur mit bis zu 10 Ätz- und Spülvorgängen wurde auch einfaches Schwenken in  $\text{NH}_3$  für 1 Minute und anschließendes Spülen in dest. Wasser und Aceton getestet [*Siemens (München)*]. In jedem Fall, auch bei völlig unvorbehandelten Kristallen, wurden erst nach mehreren Reinigungs- und Präparationszyklen im Vakuum, Quellenstandzeiten von mehreren Stunden erreicht, so daß nach unserer Erfahrung keiner Vorbehandlungsmethode ein eindeutiger Vorzug gegeben werden kann.

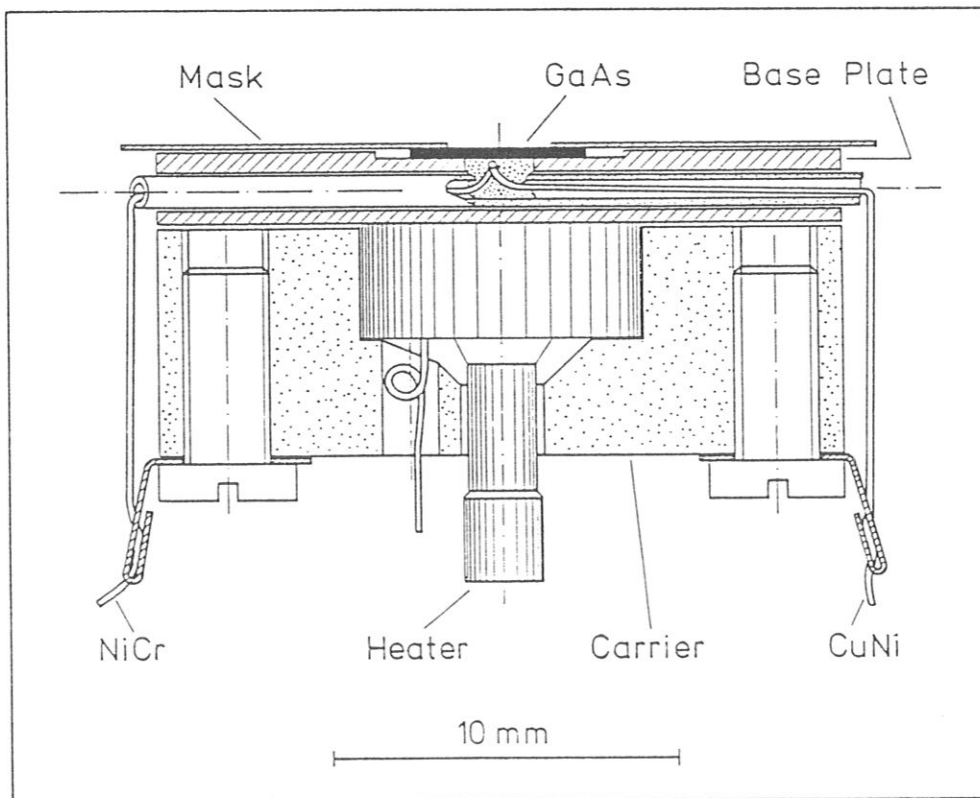


Abb. 3.2 Konstruktion des Probenhalters (Riß)



Die leichte Handhabung der Kristallpräparation hängt wesentlich ab von der Konstruktion des Halters. Der Halter soll den GaAs Kristall mechanisch befestigen und elektrisch kontaktieren, aber gegen Masse isolieren. An ihm soll die Heizung befestigt sein. Thermoelemente zur Temperaturmessung sollen isoliert möglichst nahe an den Kristall herangeführt werden. Der in *Abb. 3.2* gezeigte Aufbau des GaAs-Halters wurde aus einem bei *Kastner (1985)* vorgestellten Vorläufer entwickelt. Der Halter besteht aus einem isolierenden Träger aus *Macor™*, in den ein Heizer der Firma *Spectra-Mat* integriert wurde. Der Kristall wurde damit indirekt beheizt. Eine 2mm dicke Molybdän Platte wird als Unterlage für den GaAs Kristall benutzt, um die Temperatur vom Heizer gleichmäßiger zuzuführen und um eine ebene Auflagefläche zu schaffen. Dies ist besonders hilfreich für die Verwendung dünner Wafer-Kristalle ( $\leq 500\mu\text{m}$ ). Ein Thermoelement aus NiCr-CuNi (Chromel-Konstantan) wurde in die Mo-Platte integriert. Beide Materialien sind unmagnetisch und sind für den gewünschten Temperaturbereich (bis  $800^\circ\text{C}$ ) gut geeignet. Die isolierte Zuführung zum Thermo-Kontakt im Zentrum der Platte erfolgt durch zwei Keramikröhrchen von der Schmalseite her. Der geschweißte Kontaktpunkt wurde mit Hilfe eines thermisch leitenden keramischen Kitts [*Cotronics Corp.*] in der Platte befestigt. Der GaAs Kristall wird von der Vorderseite mit einem 0.2mm dünnen Blech aus Molybdän (oder Platin) auf die Molybdänplatte geklemmt. Dieses Blech spart die Emissionsfläche des GaAs von 3mm Durchmesser aus und erzeugt als erstes elektronenoptisches Element das parallele Abzugsfeld zwischen Kathode und Abzugsblende. Der elektrische Kontakt wurde sichergestellt durch eine ohmsche Kontaktbeschichtung aus Titan (800Å), Platin (800Å) und Gold (3000Å) [*Siemens (München)*] auf der GaAs Oberfläche. Diese wurde zuvor neben der aktiven Emissionsfläche im

Vakuum aufgedampft. Es wurde streng darauf geachtet, daß sämtliche am Halter eingesetzten Materialien unmagnetisch sind (z.B. Verwendung von Titan Schrauben), weil die langsamen Elektronen beim Transport im Kristall und vor der Oberfläche besonders stark durch Streumagnetfelder beeinflußt werden können.

Die hier vorgestellten Untersuchungen wurden zunächst mit verschiedenen Quellenmaterialien durchgeführt. Der erste Ansatz bestand darin, einen ternären Mischkristall aus  $\text{GaAs}_{0.6}\text{Po}_{0.4}(100)$  zu verwenden und mit einem leistungsstarken HeNe Laser anzuregen. Das sichtbare rote Licht vereinfacht die Handhabung der Optik enorm. Die GaAsP Wafers wurden uns von *Siemens (Regensburg)* zur Verfügung gestellt. Es handelte sich dabei um Material aus der laufenden Produktion für Leuchtdioden (LED) und daher um  $n$ -dotiertes Basismaterial (Substrat) mit einer eindiffundierten  $p$ -Schicht ( $2\mu\text{m Zn}$ ,  $2 \cdot 10^{19}\text{cm}^{-3}$ ). Bei der Herstellung werden mittels CVD (Chemical Vapor Deposition) auf ein reines  $n$ -GaAs Substrat sukzessive Schichten von  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  aufgedampft mit wachsendem Phosphor Anteil  $x$  [*Siemens (Regensburg)*]. Dies ist notwendig um den Stress im Kristall durch die strukturelle Fehlanpassung (mismatch) klein zu halten. Zuletzt wird die  $p$ -Dotierung auf der Oberfläche eindiffundiert. Die anfänglich geringen Polarisationsgrade der emittierten Elektronen von  $\lesssim 5\%$  [*Kastner (1985)*] können zurückgeführt werden auf einen zu kleinen Phosphoranteil  $x$  und auf mögliche Stickstoff-Fremdatome im Kristall, die bei der Herstellung von Leuchtdioden zur Erhöhung der Rekombinationsrate und damit der Lichtausbeute eingebracht werden. Vergleichsmessungen der Lumineszenz von Kristallen verschiedener Chargen [*Siemens (München)*] ergaben Abweichungen der Phosphor-Konzentration bis zu 6%. Besonders auffällig waren aber Fehler in der Stöchiometrie der Kristalle, deren Struktur



bereits bei der Betrachtung unter dem Lichtmikroskop deutlich zu erkennen war. Die Elementanalyse\* der Walmdach-förmigen Inseln (salopp "Sargdeckel", *Abb. 3.3, 3.4*) unter dem Raster-Elektronenmikroskop ergab eindeutig, daß es sich um reines GaAs in der GaAsP Umgebung handelt. Zwar war es möglich, diese Oberflächenstrukturen mit der von *Pierce et al. (1980)* vorgeschlagenen Vorbehandlungsmethode durch chemisches Ätzen zu entfernen, dennoch blieb die Polarisation der emittierten Elektronen vermindert.

Trotz einiger erfolgreicher Aktivierungen mit  $\text{GaAs}_{0.6}\text{Po}_{0.4}$  und einer etwas höheren Quanteneffizienz [*Spicer (1977)*] ist aus den beschriebenen Unzulänglichkeiten reines GaAs als Kathodenmaterial eindeutig vorzuziehen, da die Herstellung von GaAs prinzipiell zu stöchiometrisch einwandfreiem Material führt. Über Mischkristalle aus MBE-Anlagen (Molecular Beam Epitaxy) liegen leider keine Erfahrungswerte vor.

Die Kristalle müssen jeweils vor der Aktivierung mit Cäsium und Sauerstoff im Vakuum gereinigt werden. Die atomar reine Oberfläche wurde ausschließlich durch Heizen und unter Verzicht auf Sputtern mit Edelgasen erzeugt, weil die Stöchiometrie der Kristalle dadurch verändert werden könnte [*Pierce et al. (1980), Piaget (1977)*]. Die Untersuchungen von *Goldstein und Szostak (1975)* zeigten, daß Sauerstoff auf der Oberfläche entfernt wird, wenn man GaAs heizt bis knapp unter die maximale Temperatur kongruenten Verdampfens von Arsen und Gallium. Diese liegt für GaAs(100) bei  $663^\circ\text{C}$  [*Goldstein et al. (1976)*]. Dabei dampft auch die Cs-Schicht früherer Aktivierungen ab.

Nach dem Einbau in die Quellenkammer und Erreichen guter Vakuumbedingungen (dazu wurde der Rezipient ca. 2 Tage bei  $250^\circ\text{C}$  ausgeheizt), wurden die Kristalle durch lange Heizperioden gereinigt. Stabile

\* H. Kukral, MPI für Plasmaphysik, Garching

Quellenbedingungen konnten erreicht werden, indem der GaAs Kristall über mehrere Stunden auf hohen Temperaturen (635°C, 46mV) gehalten wurde. Beim Aufheizen wurde darauf geachtet, daß der Druck in der Quellenkammer stets unter  $1 \cdot 10^{-6}$  Pa blieb. Besseres Vakuum verbesserte die Quelleneigenschaften deutlich. Auf Grund der Konstruktion des Halters ist die gemessene Temperatur stets höher als die wahre Kristalltemperatur, was zuverlässig ein Überheizen des Kristalls verhindert. Es scheint jedoch sinnvoll, diese lange Heizprozedur nur bei rein *p*-dotiertem Material anzuwenden, weil dadurch mehr Material von der Oberfläche abdampft und sich deshalb bei Diodenmaterial die Konzentration der Dotierung verändern kann.

Cs-Dispenser [SAES Getters] wurden eingesetzt, um die gereinigten GaAs Kristalle mit Cs zu bedampfen. Diese sehr einfach zu handhabenden Verdampfer haben sich für den Einsatz im UHV bestens bewährt und können hochreines Cäsium in kleinsten Mengen abgeben. Bei der hier vorgestellten Konstruktion wurden zwei Dispenser symmetrisch in das erste elektronenoptische Abzugselement integriert. Dies hat den entscheidenden Vorteil, daß der GaAs Kristall in situ, ohne Veränderung seiner Position, cäsiert bzw. nachcäsiert werden kann. Da die Umgebung des Kristalls und des Abzugselements dadurch in gleicher Weise mit Cs belegt wird, erreicht man eine Homogenisierung der Austrittsarbeiten und eine Erhöhung der Quellenstabilität. Es wurde beobachtet, daß der Strom emittierter Elektronen aus GaAs (oder GaAsP) in der Umgebung neu eingebauter Abzugselemente anfänglich viel instabiler ist, als durch die Kristallpräparation zu erwarten wäre. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die emittierten Elektronen zur Desorption von Atomen und Molekülen beitragen, die auf den unbedampften Oberflächen der elektronenoptischen Abzugselemente sitzen. Diese können als Neutralteilchen,

oder als positive Ionen beschleunigt, die Kathodenoberfläche erreichen und die aktive GaAs Oberfläche kontaminieren [Schade et al. (1972)]. Im Betrieb wird die Quellenstabilität bestimmt durch den Restgasdruck. Bei hohen Emissionsströmen spielt die stimulierte Desorption von Cs Atomen durch emittierte Elektronen eine nicht vernachlässigbare Rolle [Schade (1976)].

### 3.2 Elektronen-Transport-Optik

Bedingt durch die getrennte Unterbringung der Elektronenquelle in einer eigenständigen Vakuumkammer, war es nötig, ein elektronenoptisches System zu entwerfen, das den polarisierten Elektronenstrahl zur Nachweiskammer transferiert. Quellenrezipient und Nachweiskammer sind beide durch eine Auskleidung mit *Co-Netic*<sup>TM</sup> gegen Störmagnetfelder nach außen abgeschirmt. An der Schnittstelle zwischen beiden Teilapparaturen kann diese Abschirmung jedoch zwangsläufig nur unvollständig sein. Deshalb lag die Entscheidung nahe, eine Elektronen Transportoptik zu verwenden, die den Elektronenstrahl hochenergetisch in die Nachweiskammer führt und erst unmittelbar vor der Probe einen niederenergetischen Parallelstrahl erzeugt. Ein ähnliches System wurde bereits von *Pierce et al. (1980)* eingesetzt, schien aber wegen seiner aufwendigen Konstruktion ungeeignet.

Im hier vorgestellten Design wird der Elektronenstrahl vom GaAs hochenergetisch (500eV) abgezogen, um Raumladungseffekte vor der Quellenoberfläche zu verhindern. Diese können wie Streumagnetfelder zur Depolarisation des Elektronenstrahls führen. Die Quantisierungsachse für die Polarisation der emittierten Elektronen ist durch die Einfallrichtung des anregenden Laserlichts gegeben und daher longitudinal zur Ausbreitungsrichtung. Die Richtung des Elektronenspins in ferromagne-

tischen Materialien ist jedoch durch die Magnetisierungsrichtung gegeben, die sich am leichtesten parallel zur Oberfläche des Materials einstellen läßt. Deshalb wird ein elektrostatischer Kugelkondensator eingesetzt, der den Elektronenstrahl um  $90^\circ$  ablenkt, wobei aber die Richtung der Polarisierung erhalten bleibt [Kessler (1976)]. So ist der Elektronenstrahl nach der Ablenkung transversal polarisiert und erlaubt außerdem eine einfachere geometrische Anordnung der Lichtquelle. Der doppelfokussierende Kugelkondensator erzeugt ein Zwischenbild der Quelle, das durch eine sogenannte "Einzellinse" in die Nachweiskammer abgebildet wird. Dieses Bild im Brennpunkt der Abbremslinse erzeugt den niederenergetischen Parallelstrahl auf der Probe.

Aus den gewünschten Betriebsbedingungen kommen zwei weitere Forderungen an das Design der Elektronenoptik: Der Raum vor der Probe soll feldfrei sein, damit der Elektroneneinfall unabhängig vom eingestellten Probenwinkel ist, und die erwähnte Abbildung soll unabhängig sein von der eingestellten Kathodenenergie im Bereich 3-25 eV. Herr Dr. Liebl\* konnte uns zeigen, wie man dieses Problem mit einem einzigen zusätzlichen Rohrlinsenelement löst: Es wird das Prinzip benutzt, daß das Bild eines Gegenstandes in der Hauptebene einer Linse in sich selbst (genauer in die bildseitige Hauptebene) abgebildet wird. Das zusätzliche Element bildet mit dem vorhergehenden Hochenergieelement die erste Abbremslinse mit variablem Abbremsverhältnis 5:1 bis 33:1. Für diese Werte ändert sich die Lage der Hauptebene nur geringfügig. Zusammen mit dem Endstück entsteht die zweite Abbremslinse, die nun mit festem Abbremsverhältnis 5:1 aus dem Bild in der Hauptebene des Zwischenstücks stets einen Parallelstrahl auf der Probe erzeugt. Die Konstruktion dieser Elektronenoptik ist in Abb. 3.5 dargestellt. Die

\* Dr. H. Liebl, MPI für Plasmaphysik, Garching

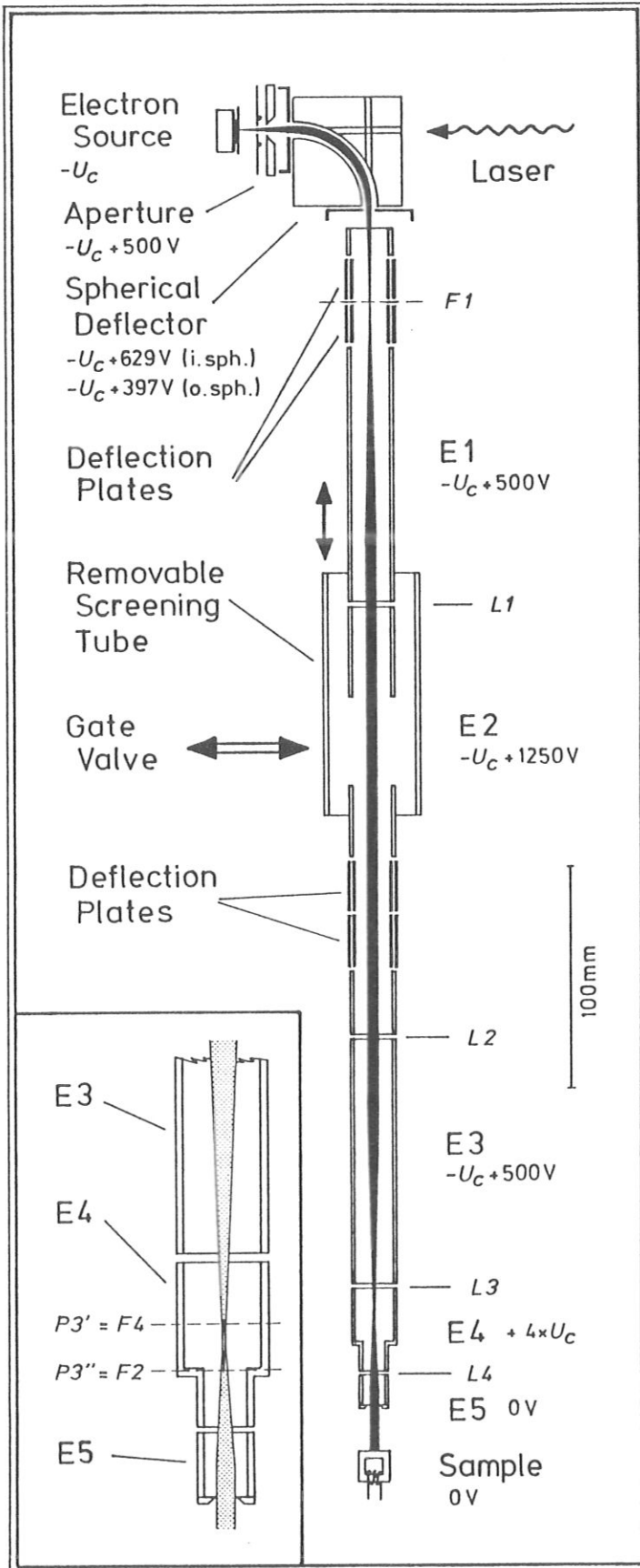


Abb. 3.5

Aufbau der Elektronen-Transport-Optik. Der Verlauf des Elektronenstrahls ist schematisch eingezeichnet. E1 bis E5 bezeichnen die Elemente, L1 bis L4 die elektronenoptischen Linsen des Systems. F1, F2 und F4 sind fokale Ebenen der entsprechenden Linsen. P3' und P3'' sind die Hauptebenen der Linse L3.



Berechnung ihrer Elemente und Abbildungseigenschaften wird im Anhang dieser Arbeit (Kapitel 7) vorgeführt.

Sämtliche Elemente der Elektronenoptik wurden aus Aluminium hergestellt und auf der Innenseite graphitisiert, um eine homogene, leitfähige Oberfläche konstanter Austrittsarbeit zu erzeugen. Die Elemente sind in einer Röhrenkonstruktion isoliert befestigt und zentriert, die auf jeder Seite des Ventils durch die Flansche der Verbindungsstücke gehalten wird. Bei der Konstruktion wurde darauf geachtet, daß alle Keramikteile gegen den Elektronenstrahl verdeckt sein müssen, um Aufladungseffekte zu vermeiden. Hochenergetische Elektronen können auf die Innenwände der Elektronenoptik treffen und dabei Bremsstrahlungsquanten der passenden Energie auslösen, die durch Reflexionen in die Zählrohre für das IPE Experiment gelangen können und zu einem unerwünschten Untergrundanteil führen. Um Reflexionen innerhalb der Elektronenoptik zu vermeiden, wurden deshalb alle Rohrelemente innen mit einem Sägezahn- gewinde versehen, bei dem die Steilseite zur Elektronenquelle zeigt. Der Elektronenstrom auf jedes Element ist mit Hilfe von fest installierten, passiven Messinstrumenten kontrollierbar.

Zur elektrostatischen Abschirmung des Massepotentials im Bereich des Ventils dient ein Rohrstück, das mit Hilfe einer Drehdurchführung durch das geöffnete Ventil geschoben werden kann. Es wird mitsamt seiner mechanischen Führung und dem Zahnradantrieb auf das Potential der beiden Rohrlinsen-Endstücke gelegt. Die elektronenoptischen Eigenschaften entsprechen daher denen eines durchgehenden Rohres. Zur Verbesserung der Gleitfähigkeit der bewegten Teile wurde MoS<sub>2</sub>-Puder verwendet.

Durch die vorgestellte Konzeption war es möglich, die Elektronenoptik mit einer sehr kleinen Anzahl von Netzgeräten zu betreiben: Ein

Netzgerät dient zur Einstellung des Kathodenpotentials und als Referenz. Ein zweites Netzgerät versorgt das Abbremssteil, dessen Spannung proportional zur Kathodenspannung ist. Alle anderen Spannungen sind fest bezüglich des Kathodenpotentials und können daher durch Spannungsteiler von einem dritten Netzgerät geliefert werden. Spannungsschwankungen (etwa Netzbrumm) haben dadurch praktisch keinen Einfluß. Zur Korrektur einer möglichen Achsenfehlانpassung der beiden Teile der Elektronenoptik wurden zusätzlich zwei Sätze Ablenkplattenpaare eingebaut, die einen Strahlversatz vor und nach dem Ventil, horizontal und vertikal ausgleichen können. Dazu ist jeweils ein zusätzliches Netzgerät erforderlich, das die Offsetspannung zum Potential der umgebenden Rohrelemente liefert. Die Ablenkplattenpaare werden durch Tandem-Potentiometer symmetrisch angesteuert.

### **3.4 Nachweiskammer und Probe**

Bei der Nachweiskammer handelt es sich, wie bei der Quellenkammer, um einen Edelstahl UHV-Rezipienten, der durch seine hohe Pumpleistung für Adsorptions- und Hochtemperaturexperimente gut geeignet ist. Mit einer 400l/s Ionengetterpumpe sowie einem Titan-Verdampfer erreicht man einen Basisdruck von  $8 \cdot 10^{-9}$  Pa. Zur Präparation und Charakterisierung von Einkristalloberflächen stehen folgende Einrichtungen zur Verfügung: Eine Ionenkanone zum Reinigen der Oberflächen durch Beschuß mit Edelgasionen, ein Back-View LEED-System zur Untersuchung der Kristallstruktur durch Beugung niederenergetischer Elektronen und eine Elektronenkanone (glancing incidence) zur Elementanalyse von Adsorbatatomen mittels Auger-Elektronen Spektroskopie (AES) in Verbindung mit dem Gegenfeld-Analysator des LEED-Systems. Mit einem Quadrupol Massenspektrometer kann die Zusammensetzung des Restgases

Spin  
 aufgelöstes  
 Bremsstrahlungs  
 Isochromaten  
 Nachweis  
 Experiment

100mm

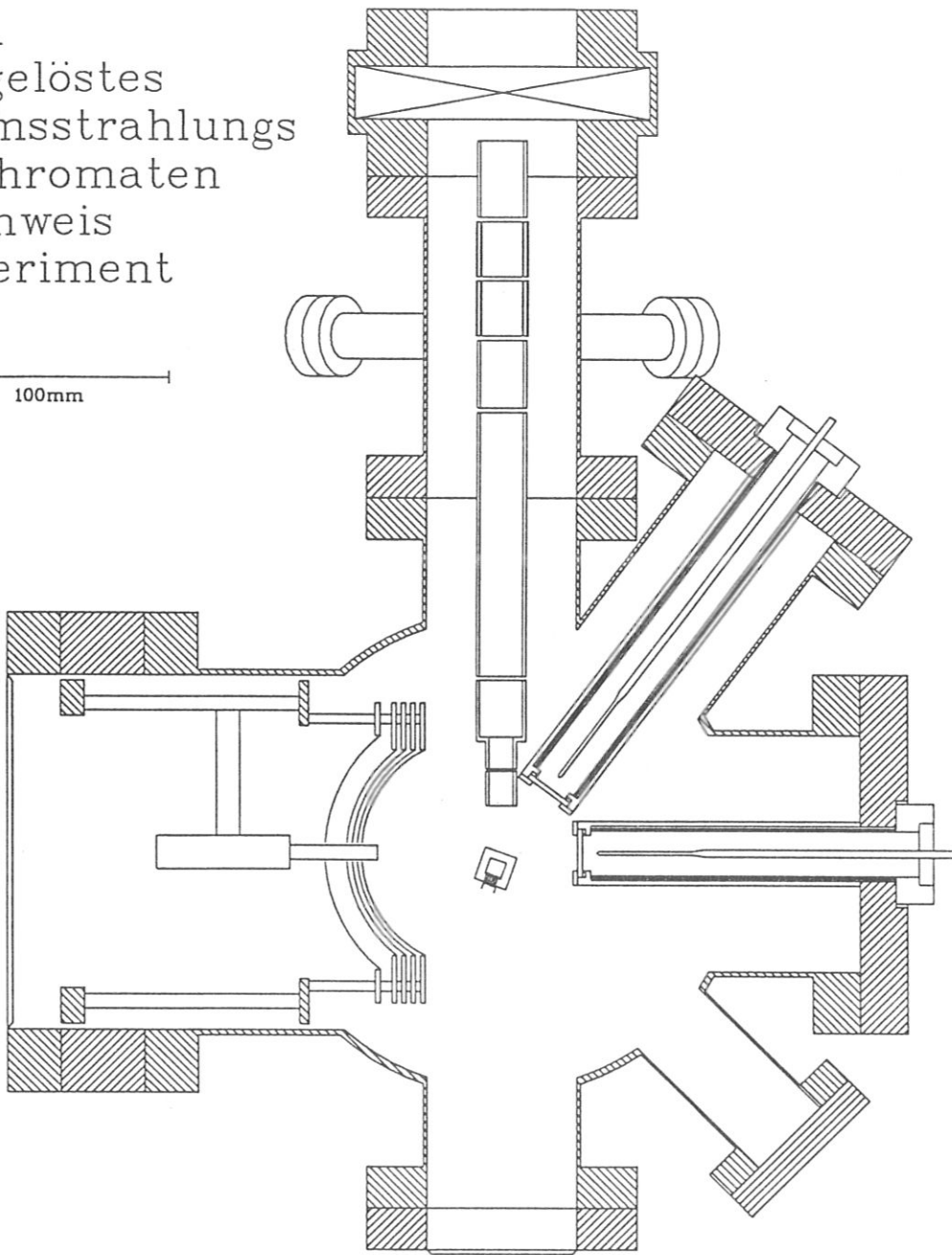


Abb. 3.6 Nachweiskammer mit Abbremssteil der Elektronenoptik, zwei Zählrohreinheiten, Nickel Rahmen-Einkristall und 4-Gitter Back-View LEED-Optik.

analysiert werden.

Diese Kammer wurde bereits in vorangegangenen Experimenten zur Inversen Photoemissions Spektroskopie verwendet [Senftinger (1986)], Abb. 3.6 zeigt einen horizontalen Schnitt durch die Probenebene. Sie ist

mit zwei Geiger-Müller Zählrohren zum Nachweis der UV-Photonen ausgerüstet, die die Probe unter  $37^\circ$  und  $90^\circ$  relativ zur Elektronen-Einfallrichtung betrachten (bezeichnet als Zählrohr 1 beziehungsweise Zählrohr 2). Damit ist es möglich, durch die Empfindlichkeit auf unterschiedliche Lichtpolarisation, zusätzliche Information über die beobachteten Übergänge und die Symmetrie der beteiligten Bänder des untersuchten Kristalls zu gewinnen [Donath et al. (1986)].

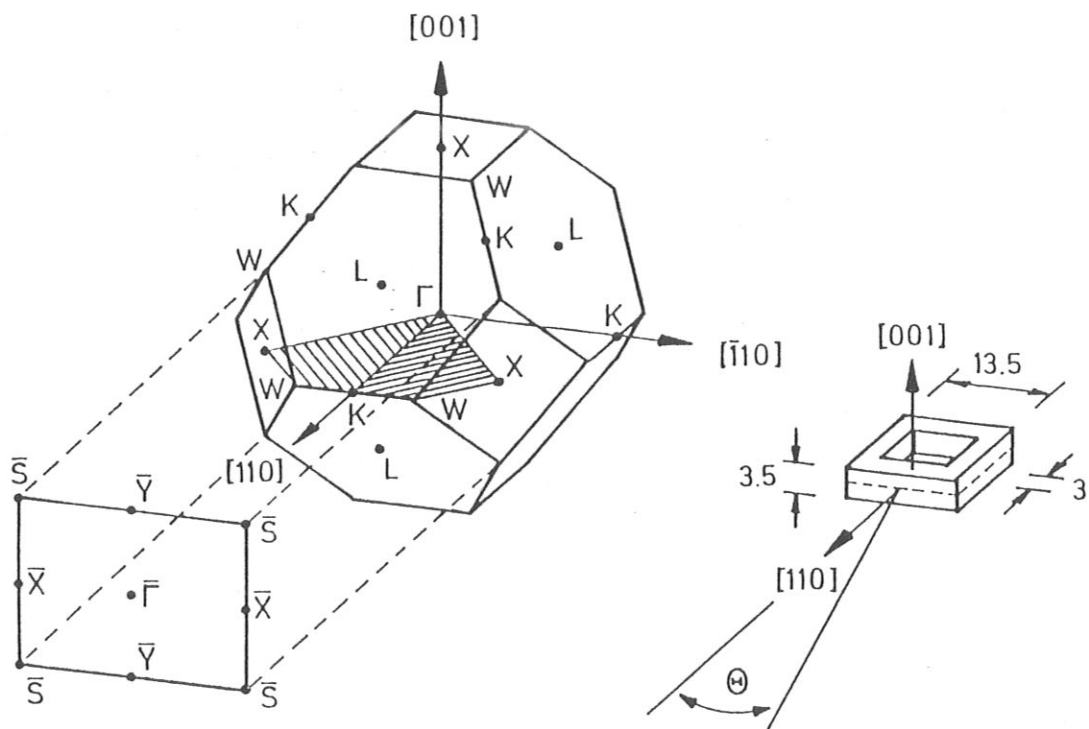


Abb. 3.7 Die vier Oberflächen des Nickel Rahmenkristalls in der Rahmenebene weisen in eine  $\langle 110 \rangle$  Richtung. Daneben ist die Brillouinzone in gleicher Orientierung dargestellt. Durch Variation des Einfallswinkels  $\theta$  erreicht man die Kristallebene  $\Gamma K W X$  bzw. die Richtung  $\bar{\Gamma} \bar{X}$  der Oberflächen-Brillouinzone. Angegebene Maße in Millimeter.

Der zu untersuchende Nickel Einkristall ist in Form eines Fensterrahmens geschnitten, seine Abmessungen und die Kristallorientierung sind in Abb. 3.7 dargestellt. Diese spezielle Geometrie hat den unübertroffenen Vorzug, daß der magnetische Fluß im Kristall geschlossen ist

und daher, trotz Magnetisierung, in Remanenz kein magnetisches Streufeld auftritt. In der verwendeten Halterkonstruktion (Abb. 3.8) wird der Kristall von zwei Halteklammern aus Tantalblech seitlich kräftefrei gehalten und mit angepunkteten Drähten gegen Herausfallen gesichert.

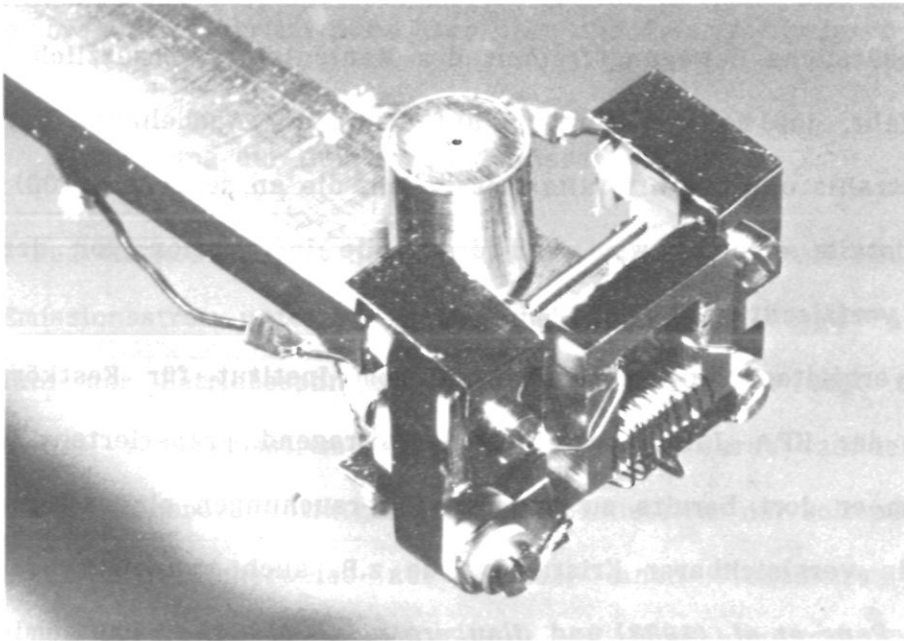


Abb. 3.8 Das Foto zeigt den Rahmenkristall in seiner Halterung, befestigt am Drehschiebemanipulator. Die verwendete Meßfläche weist nach oben. 12 mm oberhalb der Kristallebene wurde ein Faradaybecher isoliert angebracht. Seine Einrittsöffnung hat 0.5mm $\phi$ .

Eine Drahtwendel aus Wolfram sitzt oberhalb der Untersuchungsfläche des Rahmens. Mit ihr kann der Kristall durch Strahlung oder durch Elektronenbeschuß bis 900°C geheizt werden. Zur Temperaturkontrolle wurde ein Thermoelement aus Fe-CuNi auf der Innenseite des Rahmens angepunktet. Ein u-förmiger Träger aus Titan dient als Stützkonstruktion zur mechanischen Befestigung der Halteklammern, der Heizwendel, der Thermoelemente und der Magnetisierungsspule. Letzte wurde in zehn Windungen freitragend um den hinteren Schenkel des Rahmens gewickelt. Nickel-Kristall und Träger wurden in horizontaler Lage an einem Dreh-Schiebe-Manipulator mit vier Freiheitsgraden (X,Y,Z, $\theta$ ) befestigt.

Durch Drehen um die vertikale Achse in der Probenoberfläche erreicht man die Kristallebene  $\Gamma K W X$ . Man nimmt dabei in Kauf, daß die Polarisationseffekte mit dem Cosinus des Einfallswinkels  $\theta$  für große Winkel abnehmen. Die alternative Methode, die Winkelvariation um eine horizontale Achse in der Kristalloberfläche durchzuführen, erfordert nämlich eine zusätzliche Bewegungsfreiheit des Manipulators. Zusätzlich besteht die Gefahr, daß bei der Kippung, auf Grund der Ausdehnung des Elektronenstrahls und der Kristallabmessungen, die angrenzende (100) Fläche des Kristalls erreicht wird und damit die Information von der (110) Fläche verfälscht wird.

Wir erhielten den Rahmenkristall vom Institut für Festkörperforschung der KFA Jülich in einem hervorragend präparierten Zustand, nachdem er dort bereits zu anderen Untersuchungen eingesetzt worden war. Ein vergleichbarer Kristall wurde z.B. auch von *Alvarado et al. (1982)*, *Raue et al. (1983)* und *Clauberg et al. (1984)* zu Photoemissionsmessungen benutzt. Bereits nach wenigen Zyklen der Präparation - durch Sputtern des heißen Kristalls und anschließendes Heizen auf 500°C (annealing), die Technik ist z.B. bei *Donath (1984)* ausführlich dargestellt - zeigte die zu untersuchende Fläche des Kristalls ein sehr scharfes LEED-Bild. Die Auger-Spektroskopie ergab, daß das Volumenmaterial frei war von Schwefel- und Kohlenstoff-Verunreinigungen. Durch die außergewöhnlich gute kristallographische Ordnung und die hohe chemische Reinheit ergaben sich sehr hohe Standzeiten und daher ideale Voraussetzungen für spinaufgelöste Messungen mit Inverser Photoemission.

#### 4. Eigenschaften der Elektronenoptik und der Elektronenquelle

*Die elektronenoptischen Eigenschaften der Transfer-Optik werden vermessen. Die spinpolarisierte Elektronenquelle wird charakterisiert. Man findet unerwartet breite Energieverteilungen für hohe Emissionsströme. Die Quelle besitzt hohe Stabilität und Polarisationsgrad  $\geq 30\%$ .*

##### 4.1 Vermessung der Elektronen-Transport-Optik

Die BaO Kathode liefert nach dem Formieren (1 Min. auf 10V) bis zu 2mA Emissionsstrom unter guten Vakuumbedingungen ( $\leq 5 \cdot 10^{-8}$ Pa). Durch die Wahl der Betriebsspannung zwischen 4V und 7V läßt sich der gewünschte Emissionsstrom einstellen. Damit wurde zunächst die Elektronen-Transport-Optik getestet. Nach Einstellen der Sollspannungen gelang es erfreulicherweise auf Anhieb, einen Probenstrom in der Nachweiskammer zu messen, der sich durch Abgleich an den Elementen der 90°-Umlenkeinheit und den Korrekturplatten optimieren ließ. Die (totale) Transmission, definiert als das Verhältnis von Probenstrom zu Emissionsstrom, beträgt bis zu 65% für Emission aus BaO und bis zu 85% für die Photoemitter. Abb. 4.1 zeigt die Transmissionskurve der Optik für Solleinstellung der Passenergie (500eV) und der Abbremsung.

Zwangsläufig ist die Abbremsung und die Erzeugung eines parallelen Elektronenstrahls verbunden mit einer Strahlaufweitung im Endstück der Elektronenoptik. Raumladung im Bereich der niederenergetischen fokalen Ebenen führt daher bei hohen Emissionsströmen zu einer reduzierten Transmission der Optik (Abb. 4.2). Es läßt sich nachvollziehen, daß dabei ein erhöhter Anteil des Elektronenstroms von den beiden letzten Elementen der Elektronenoptik absorbiert wird.

Am Probenhalter für den Nickel Kristall war zusätzlich ein Faraday-

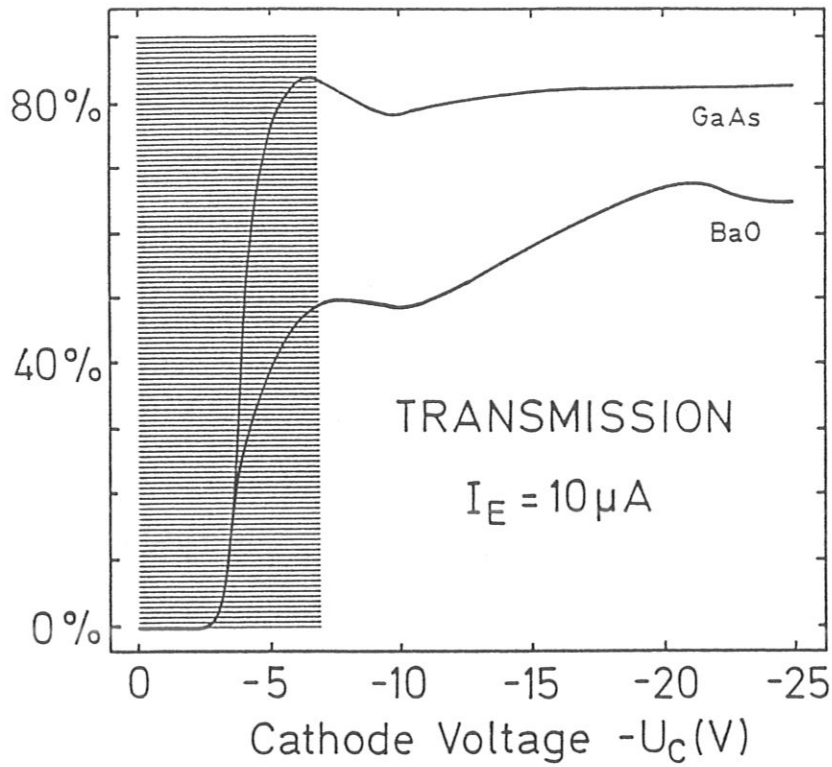


Abb. 4.1 Transmission der Elektronenoptik bei festem Emissionsstrom für BaO und Photoemission aus GaAs. Der Einsatz der IPE Spektren an Nickel liegt nicht unter 7V Kathodenspannung (schraffierter Bereich).

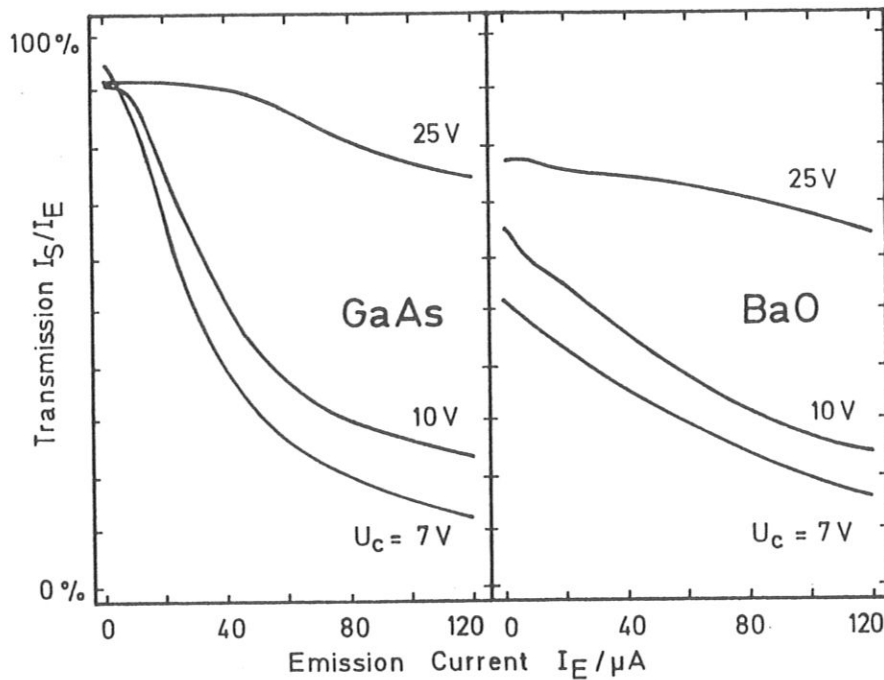


Abb. 4.2 Das Transmissionsverhältnis (Probenstrom zu Emissionsstrom) für GaAs Photoemitter und BaO bei verschiedenen Kathodenspannungen ist bestimmt durch die Elektronenoptik und die Strahlcharakteristik.



becher aus Tantalblech montiert (siehe *Abb. 3.8*). Dieser wurde benutzt, um das Strahlprofil der Elektronen aus der Transport-Optik an der Meßposition der Probe festzustellen. Die Vermessung ergab eine ovale Kontur der Linie halber Intensität, ihre horizontale Achse ist 3.2mm lang, ihre vertikale Achse mißt 2.4mm. Damit paßt die Form des Strahlquerschnitts günstig zu dem horizontal montierten Nickel-Rahmenkristall, und überschreitet dessen Ausdehnung vertikal nur geringfügig.

Die Strahlparallelität kann abgeschätzt werden, indem man das Profil in verschiedenen Abständen vom Austritt der Elektronenoptik aufzeichnet, eine zusätzliche Aussage erhält man aus den Inversen Photoemissions Messungen [*Kolac (1984)*]. Die Dispersion der in den Spektren beobachteten Strukturen, gemessen für verschiedene Kippwinkel  $\theta$  der Probe gegen die Elektronenstrahlrichtung, sowie das Auftauchen von Strukturen in diesen Spektren bei einem bestimmten Winkel (appearance angle) zeigen, daß die relative Winkelunsicherheit  $\Delta\theta \lesssim 2^\circ$  beträgt. Dies steht im Einklang mit den berechneten Werten der Elektronenoptik (Kapitel 7).

Die elektronenoptischen Ablenkplatten können einen Versatz des zweiten Zwischenbildes der Quelle im Abbremsteil bewirken. Dadurch verläßt der Parallelstrahl die Elektronenoptik unter einem Winkel  $\beta$ , der als absoluter Winkeloffset zu berücksichtigen ist. Die Emissionsrichtung der Optik kann ebenfalls mit Hilfe des Faradaybechers ermittelt werden indem man das Intensitätsmaximum für verschiedene Abstände zum Endstück verfolgt. Der Winkelfehler in vertikaler Richtung war regelmäßig vernachlässigbar klein ( $\lesssim 2^\circ$ ). Zur Bestimmung des horizontalen Winkeloffsets konnten wieder die IPE Spektren herangezogen werden, denn auf Grund der  $C_{2v}$  Symmetrie der (110) Oberfläche müssen die Strukturen in den Spektren zu betragsgleichen positiven und negativen Kippwinkeln  $\theta$

bei der gleichen Energie auftreten.

Wesentliche Eigenschaft einer Elektronenquelle ist die Energieverteilung der aus ihr emittierten Elektronen, denn sie bestimmt die erzielbare spektroskopische Auflösung. Eine einfache Methode, die Energieverteilung zu ermitteln, stellt die Aufnahme des Probenstromes in Abhängigkeit von einer angelegten Gegenfeldspannung dar. Sie liefert eine obere Schranke für die Breite der Verteilung, die man aus der ersten Ableitung der Stromkurve nach der Gegenfeldspannung ermittelt. Die Faltung einer experimentellen, mit statistischem Fehler behafteten Verteilung mit einer differenzierten Gaußfunktion ist nach dem Faltungstheorem äquivalent zur Glättung (Faltung) der Verteilung mit einer Gaußfunktion und anschließender Differentiation. Mit diesem Ein-Schritt-Verfahren kann man die Ableitung der Stromkurven noch während der Messung (on line) berechnen. Die so ermittelten Energieverteilungsspektren zeigen für BaO eine minimale Halbwertsbreite (FWHM) von 0.3eV für kleine Emissionsströme (0.1 $\mu$ A). Der Vergleich mit den Werten von *Dose et al. (1986)* zeigt, daß die intrinsische Verbreiterung durch die Meßmethode 0.2eV beträgt. Die Spektren für die BaO Kathode (*Abb. 4.3a*) sind für höhere Emissionsströme verbreitert. Der hochenergetische Anteil ist zurückzuführen auf die breitere Energieverteilung des thermischen Emitters bei höheren Betriebstemperaturen, während der niederenergetische Anteil durch Energieverluste im Abbremsenteil der Elektronenoptik (s.o.) zu erklären ist.

Die überzeugenden Eigenschaften der Elektronen-Transport-Optik zeigen, daß es gelungen ist, die gestellten Anforderungen für Messungen mit Inverser Photoemission in hervorragender Weise zu erfüllen:

Transmission	50% bis 80%
bei Probenströmen	bis 25 $\mu$ A
für Elektronenenergien	von 5eV bis 25eV
mit Strahldivergenz	kleiner 2°

Aus dem Konstruktionskonzept ergab sich unerwartet ein weiterer, nicht unerheblicher Vorteil für Inverse Photoemission: Durch die lokale und vakuumseitige Trennung von Kathode und Probe wird die Probenoberfläche deutlich weniger durch Fremdatome aus dem Kathodenraum verunreinigt. Ferner wird der Einfluß von UV Lichtquanten aus der Elektronenquelle völlig unterdrückt. Aus der Verbesserung des Restgasdrucks unmittelbar vor der Probenoberfläche ergab sich eine Erhöhung der Probenstandzeit um eine volle Größenordnung. Dies legt insbesondere auch für nicht spinaufgelöste Messungen die Anregung nahe, ebenfalls Kathode und Probe räumlich voneinander zu trennen, vielleicht mit einer abgemagerten Version der hier vorgestellten Transport-Optik.

#### 4.2 Photoströme aus GaAs

Nach erfolgreicher Präparation des Photoemitters erhält man folgende, vielversprechende Emissionsströme und Quanteneffizienzen ( $\gamma$ ):

Kathode	Laser	$I_e$	$\gamma$
GaAs <sub>0.6</sub> P <sub>0.4</sub>	HeNe 30mW	bis 250 $\mu$ A	2%
GaAs	HeNe 30mW	bis 1mA	7%
GaAs	GaAlAs 25mW	bis 250 $\mu$ A	1%

Bei Verwendung der Photokathoden läßt der Anregungsmechanismus theoretisch hervorragende Eigenschaften des erzeugten Elektronenstrahls erwarten, die weit über die Qualität eines herkömmlichen thermischen Emitters hinausgehen. Die emittierten Elektronen sollten eine schmale Energieverteilung aufweisen, deren Breite durch die optische Anregungsenergie des Laserlichts und die Schwelle der Austrittsarbeit des Halbleiters bestimmt ist. Die Verteilung ist verbreitert durch die Fermiverteilung der Elektronen bei der Kristalltemperatur (hier:  $k_B T = 25 \text{ meV}$ ) und die vernachlässigbare Lebensdauererweiterung der Zustände an der Unterkante des Leitungsbandes. Tatsächlich berichteten *Drouhin et al.*

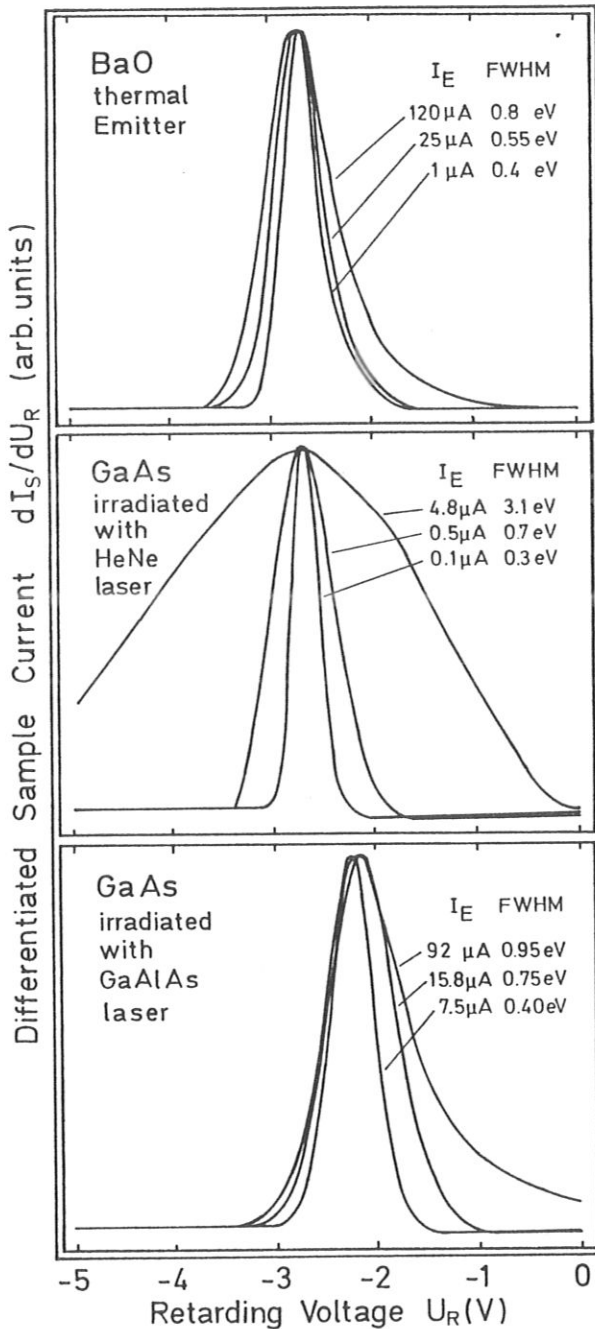


Abb. 4.3

Differenzierte Gegenfeldspektren geben die Energieverteilung der transmittierten Elektronen wieder bei a) thermischer Emission aus BaO, b) Photoemission aus GaAs, angeregt mit HeNe Laser, c) Photoemission aus GaAs, angeregt mit GaAlAs Laserdiode.

(1983a) über gemessene Halbwertsbreiten von 0.1 eV für Anregung von GaAs mit Quantenenergie 1.96 eV (HeNe) bei  $T=300\text{K}$ . Für  $T=120\text{K}$  werden an der Anregungsschwelle und für geeignete Präparation der Austrittsarbeit sogar 30 meV FWHM erreicht. Leider übersieht man dabei häufig, daß die gemessenen Verteilungen bei Emissionsströmen im Bereich weniger nA gewonnen wurden. Einige Autoren schlagen explizit

vor, hohe Ausgangsströme durch den Einsatz leistungsfähigerer Lichtquellen zu erreichen [Pierce und Celotta (1983)], wobei man vergleichbare Ergebnisse erwartet.

Die mit der Gegenfeldmethode gewonnenen Energieverteilungen, zuerst vermessen für  $\text{GaAs}_{0.6}\text{Po}_{0.4}$  angeregt mit dem 30mW HeNe Laser, ergaben auch bei mäßig hohen Emissionsströmen (Microampere) bereits völlig unverständlich große Breiten. Bei Anregung von reinem GaAs mit dem 30mW HeNe Laser ließen sich diese Beobachtungen reproduzieren (Abb. 4.3b). Für über  $100\mu\text{A}$  beträgt die Halbwertsbreite der Verteilung mehr als 10eV, insbesondere mißt man auch einen nicht vernachlässigbaren Probenstrom für Gegenspannungen bis über 20V (Abb. 4.4). Das bedeutet, daß die emittierten Elektronen zwischen der Anregung im Halbleiter und der Probe beträchtliche Energie gewinnen müssen. Im Gegensatz dazu sind die ermittelten Halbwertsbreiten für Emissionsströme

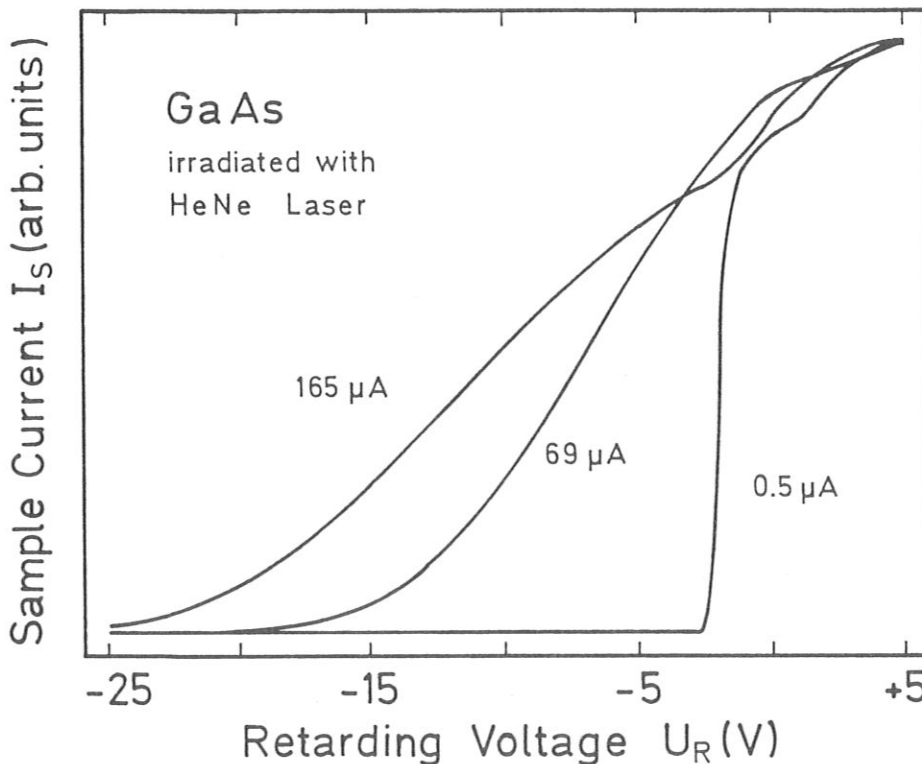


Abb. 4.4

Gegenfeldspektren für hohe Emissionsströme aus GaAs, angeregt mit HeNe Laser, zeigen extreme Verbreiterungen der Energieverteilung.

unter  $0.5\mu\text{A}$  sehr schmal ( $\lesssim 0.3\text{eV}$ ) und durchaus verträglich mit den Messungen anderer Autoren.

Es war Ziel der folgenden Untersuchungen, die Ursache für die beobachteten Energieverbreiterungen herauszufinden, da die Quelle für polarisierte Elektronen sonst nur bei Probenströmen unter  $1\mu\text{A}$  für Inverse Photoemission einsetzbar wäre. Die anfängliche Vermutung, daß die Verbreiterung innerhalb der Elektronenoptik auftritt, erweist sich als gegenstandslos: Randstrahlen, die auf Linsenelemente in der Elektronenoptik treffen, können auf Grund der anliegenden Potentiale nur zu Energieverlusten, niemals zu Energiegewinnen führen. Der Einfluß des Boersch-Effekts (Elektron-Elektron Wechselwirkung im Strahl) [Boersch (1954)], wie er von Pierce et al. (1980) schon für sehr viel kleinere Emissionsströme vermutet wird, ist wegen der auftretenden geringen Stromdichten in der Elektronenoptik vernachlässigbar. Verschiebungen des Kathodenpotentials durch mögliche Kontaktwiderstände oder eindringendes Abzugsfeld in den Halbleiter bewirken ebenfalls nur Verschiebungen zur Verlustseite der Energieverteilung. Schließlich läßt sich jederzeit mit der BaO Kathode nachvollziehen, daß auch für noch höhere Emissionsströme keine derartigen Effekte auftreten.

Die Meßergebnisse zeigten, daß die Halbwertsbreiten eine starke Abhängigkeit vom Emissionsstrom aufweisen. Bei Verwendung der gleichen Lichtquelle wurde der Emissionsstrom variiert durch Abschwächen der tatsächlichen Lichtleistung auf dem Kristall. Folgende Methoden erbrachten das gleiche experimentelle Ergebnis:

- a) Gekreuzte Linearpolarisatoren
- b) Optisch neutrale Graufilter
- c) Lochblenden verschiedenen Durchmessers
- d) Reduktion der Laserverstärkung durch Verdrehen der Auskoppelspiegel

Reduktion des Emissionsstromes durch unterschiedliche Kristallpräpara-

tion, speziell "Altern" durch zusätzliche Belegung mit Sauerstoff, ergab ebenfalls eine vergleichbare Verringerung der Halbwertsbreiten, die jedoch mit einer Verschiebung des Schwerpunkts der Verteilung verbunden ist, weil man dabei die Austrittsarbeit der Quelle verändert.

Mit Hilfe von optischen Linsen ist es möglich, den anregenden Lichtstrahl auf die Photokathode zu fokussieren oder ihn aufzuweiten. Qualitativ wurde mit fokussiertem Lichtstrahl ebenfalls eine Verbreiterung der Energieverteilung beobachtet. Sicher spielt daher die Lichtstärke pro Flächeneinheit eine Rolle beim Verbreiterungsmechanismus.

In sämtlichen bisherigen Veröffentlichungen anderer Autoren wird das beobachtete Phänomen nicht erwähnt, obwohl die Wahl der Meßmethode mit reduzierten Strömen nicht ausschließt, daß entsprechende Beobachtungen gemacht wurden. Lediglich *Oepen (1981)* berichtet über eine gemessene Energiebreite von 1eV bei 10 $\mu$ A Emission, die aber für höhere Emissionsströme nicht kontrolliert wurde und bei den folgenden Messungen unberücksichtigt blieb. Die breiten Energieverteilungen sind sicher auch Ursache für das zuvor bei APS\*-Messungen beobachtete ungewöhnlich hohe Stromrauschen [*Kastner (1985)*].

Während das Verstellen an den Potentialen der Elektronenoptik (Ablenkplatten, Abbremsfaktor, Einzellinse) keinen nennenswerten Einfluß auf die Energieverteilungen hatte, konnte ein modus vivendi für einen Teil der Messungen durch Reduzieren der Abzugsspannung und damit der gesamten Transferenergie gefunden werden. Unter allen Vorbehalten für die veränderten Eigenschaften der Elektronenoptik, war es bei 50eV Transferenergie immerhin möglich, einen polarisierten 2 $\mu$ A Elektronenstrahl auf die Probe zu transportieren bei einer Halbwertsbreite unter 0.7eV. Die drastisch verringerten Energiebreiten bei Re-

\* Appearance Potential Spectroscopy

duktion der Transferenergie sind durch die Tatsache zu erklären, daß die Dispersionseigenschaften des Kugelkondensators als Energiefilter wirken. Die reduzierte Abzugsspannung bewirkt eine Strahlaufweitung vor der Eintrittsblende der Transport-Optik. Dadurch werden Randstrahlen abgefangen, die zur Energieverbreiterung wesentlich beitragen. Der gleiche Effekt wird durch die Vergrößerung des Abstandes der Kathode vor der Eintrittsblende erreicht.

Alle bis dahin gewonnenen Erkenntnisse ließen nur den Schluß zu, daß die Energieverbreiterungen eine Konsequenz des Anregungsmechanismus selbst sein müssen und durch die verwendete Lichtquelle oder die Anregungsvorgänge im Kristall selbst erzeugt werden. Der entscheidende Hinweis zur Lösung kam durch den Einsatz einer 2mW GaAlAs Laserdiode als Lichtquelle [Valvo]. Die damit erzielbaren Emissionsströme bis zu 20 $\mu$ A zeigten Energieverteilungen so schmal wie von BaO gewohnt. Für 0.1 $\mu$ A Emission wurden die schmalsten Halbwertsbreiten mit 0.22eV gemessen. Der Vergleich mit anderen HeNe Lasern verschiedener Nennleistung und mit einem 25mW GaAlAs Laser zeigte schließlich, daß weder die Anregungsenergie noch die (Nenn-) Lichtleistung verantwortlich sein kann (Abb. 4.5).

Die verwendeten Laser-Lichtquellen unterscheiden sich durch ihre Baulänge und die damit verbundene Zahl der longitudinalen Resonatormoden. Die Länge des Resonators  $L$  eines Lasers bestimmt den Abstand longitudinaler Moden:

$$\Delta\nu = c / 2L \quad (4.1)$$

Aus der Breite des Verstärkungsprofils folgt die Zahl der verstärkten Moden im Laser. Durch kohärente Überlagerung der Amplituden aus verschiedenen Moden erzeugt man Schwebungen, die als hochfrequente Intensitätsschwankungen des Laserlichts in Erscheinung treten. Für die



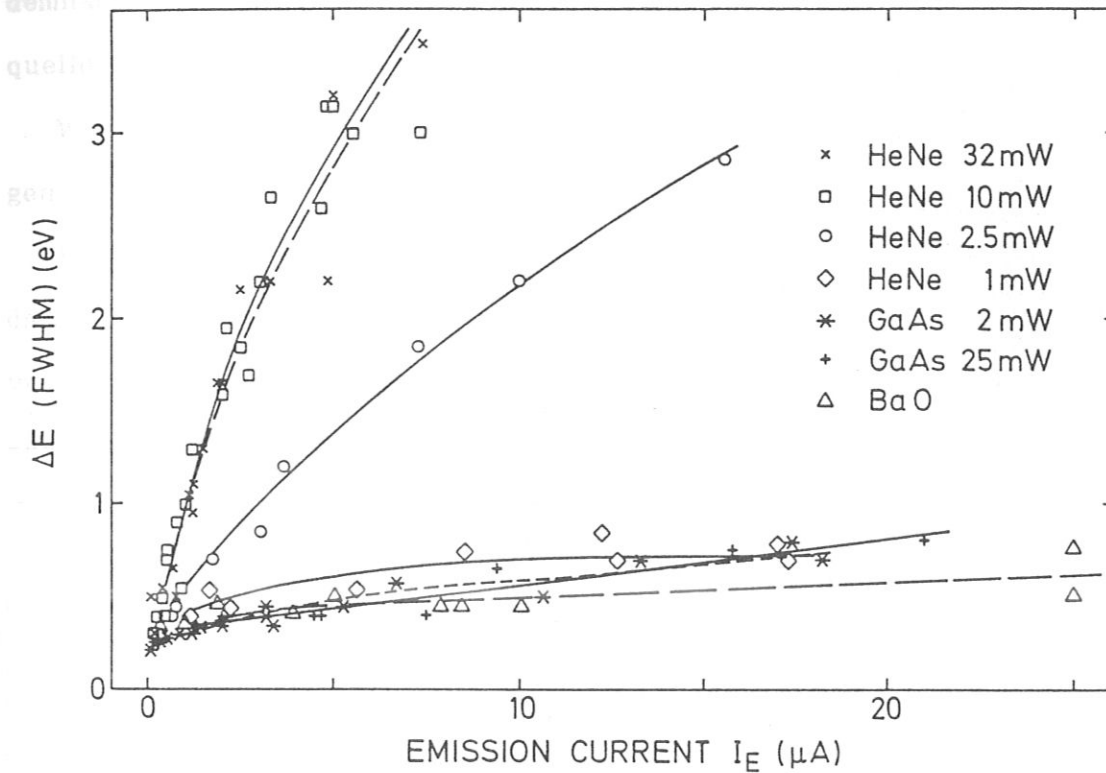


Abb. 4.5 Vergleich der gemessenen Energiebreiten  $\Delta E$  für Photo-emittierte Elektronen aus GaAs bei Anregung mit verschiedenen Laser-Lichtquellen und für BaO.

Zeitpunkte konstruktiver Überlagerung beträgt die maximale Lichtintensität das  $n^2$ -fache der Intensität der einzelnen Mode für  $n$  beteiligte Moden. Die Resonatorlänge des 30mW HeNe Lasers beträgt 94cm, deshalb ist  $\Delta\nu=160\text{MHz}$  und die Zahl der Moden  $n \geq 10$  (Verstärkungsprofil mit  $\text{FWHM} \approx 1.5\text{GHz}$  [Demtröder (1977)]). Im Vergleich dazu handelt es sich bei beiden Laserdioden um Monomodenlaser, ebenso wie bei dem HeNe Laser mit 1mW Ausgangsleistung. Mit Unterstützung von Herrn Dr. Volk\* wurde der Versuch unternommen, die zeitlichen Intensitätsschwankungen der verwendeten HeNe Laser experimentell zu verifizieren. Leider war die maximale Auflösung auf Strukturen von 500MHz beschränkt, dennoch zeigt die gemessene Lichtintensität des 32mW HeNe Lasers (Abb. 4.6) bereits eine Variation von 70% des nominellen Wertes.

\* Dr. R. Volk, MPI für Quantenoptik, Garching

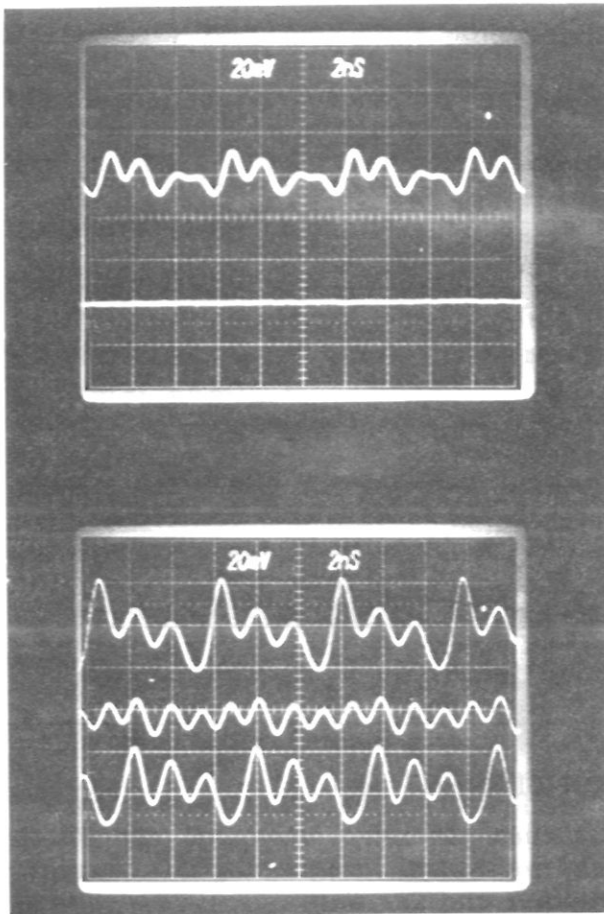


Abb. 4.6

Bereits bei einer zeitlichen Auflösung von 2ns zeigt die Laserintensität des 32mW HeNe Lasers kräftige Variationen. a) Aufnahme im dc mode mit Nulllinie. b) Signal zu verschiedenen Zeitpunkten, aufgenommen im ac mode (Nulllinie unterdrückt).

Die beobachteten Intensitätsüberhöhungen des Laserlichts für sehr kurze Zeiten (GHz-Bereich) auf Grund der longitudinalen Moden können zweifelsfrei als Ursache für die gefundenen Energieverbreiterungen betrachtet werden. Der Mechanismus der dem Effekt zugrunde liegt und den Elektronen eine erhöhte kinetische Energie verleiht, konnte jedoch nicht vollständig geklärt werden, da hierfür Meßmethoden mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung erforderlich wären, die jedoch nicht zur Verfügung standen. Leider sind auch die dynamischen Vorgänge im Halbleiter auf der erforderlichen Zeitskala nur unvollständig beschrieben. Für die Anwendung dieser Photokathoden als Quelle polarisierter Elektronen, spielt andererseits der pragmatische Gesichtspunkt die entscheidende Rolle, mit welcher Lichtquelle man die günstigsten Resultate erzielt. Auf Grund der experimentellen Feststellung sollte

demnach unbedingt ein Monomodenzlaser oder eine inkohärente Lichtquelle zur Anregung verwendet werden.

Mögliche Erklärungsansätze ergeben sich aus folgenden Betrachtungen:

1. *Lecompte et al. (1974, 1975)* zeigten durch ihre Untersuchungen, daß bei der optischen Anregung von Kr Atomen die Wahrscheinlichkeit von Multiphotonen Prozessen um mehrere Größenordnungen zunehmen kann, wenn man dazu Laser mit mehreren Longitudinalmoden verwendet. Für dieses Verhalten sind ebenfalls die temporären Intensitätsüberhöhungen des Laserlichts verantwortlich. Bei optischer Anregung im Leitungsband von GaAs existieren keine diskreten Energieniveaus, so daß Multiphotonenanregung immer durch die kontinuierlichen Bänder des Halbleiters, verbunden mit effizienten Abregungsmechanismen, energetisch "verschmiert" wäre. Die Untersuchungen verdeutlichen jedoch, daß bei Verwendung von Multimodenlasern sonst unberücksichtigte Effekte auftreten können. Zwei Beobachtungen sprechen gegen den Einfluß von Multiphotonenprozessen: Unpräpariertes GaAs emittiert keine Elektronen und die emittierte Intensität folgt nicht dem zu erwartenden Potenzgesetz.

2. Der Boersch Effekt, der als Verbreiterungsmechanismus der Energieverteilung von Elektronenstrahlen hoher Dichte z.B. von *Rose und Spehr (1983)* ausführlich beschrieben wurde, könnte für die hohen Intensitätsspitzen unmittelbar vor der Kathode oder im Abbremssteil der Elektronenoptik eine Rolle spielen. Dort besitzen die Elektronen kinetische Energien von  $\lesssim 3\text{eV}$  (für  $-6\text{V}$  Kathodenspannung). Einen Einfluß im Abbremssteil kann man jedoch ausschließen, da die Verbreiterung keine Abhängigkeit von der Wahl des Kathodenpotentials zeigt. Möglicherweise spielt die Wechselwirkung der Elektronen bereits innerhalb des GaAs

Halbleiters, oder in der Cs-O Schicht eine Rolle, da die Dichte der optisch angeregten Elektronen hier am größten ist.

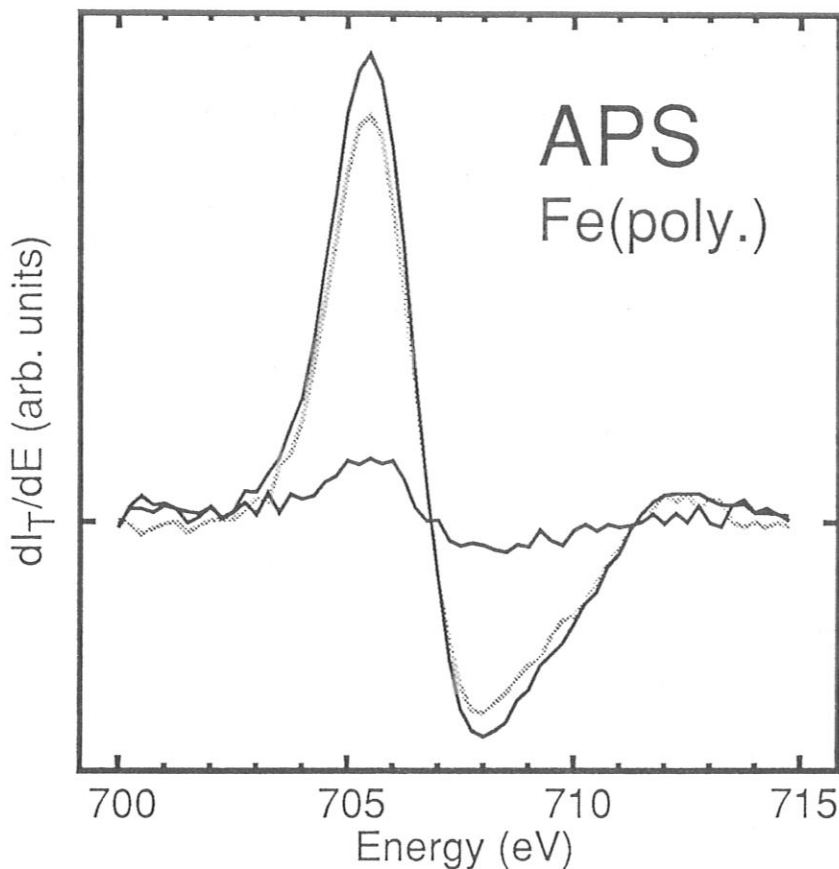
3. Bei einer großen Zahl angeregter Elektronen im Leitungsband von GaAs können Elektronen durch Stöße mit anderen angeregten Elektronen Energie gewinnen. In einer Art Auger-Prozeß kann die Energie eines Elektrons bei seiner Abregung ins Valenzband auf den Stoßpartner übertragen werden. Da die Lebensdauer der Elektronen an der Leitungsbandunterkante hoch ist verglichen mit der Zeit zum Verlassen des Kristalls, erklärt dies eine Stufe der Anregung. Die Lebensdauer höher angeregter Zustände ist jedoch erheblich kleiner, so daß die sukzessive Bevölkerung höherer Niveaus unterbleibt. Wie bei den Multiphotonenprozessen (1.) erwartet man auch für diesen Prozeß Emission aus unpräpariertem GaAs, die jedoch nicht beobachtet wird.

4. Die beobachtete Energieverbreiterung für hohe Emissionsströme über  $100\mu\text{A}$  bei Anregung mit der  $25\text{mW}$  GaAlAs Laserdiode (*Abb. 4.3c*) zeigt, daß der gleiche Verbreiterungseffekt auch bei Monomodenasern auftritt, wenn auch in viel geringerem Umfang. Daraus ist zu schließen, daß der zu Grunde liegende Mechanismus nicht notwendigerweise durch das dynamische Verhalten der Laserintensität bestimmt wird, sondern eine grundsätzliche Eigenschaft dieser Photoanregung darstellt.

### 4.3 Polarisationsgrad der Quelle

Zur Beurteilung der vorgestellten Quelle für spinpolarisierte Elektronen ist der Polarisationsgrad der emittierten Elektronen maßgebliches Bewertungskriterium. Leider stand zur Messung des Polarisationsgrad für dieses Experiment keine Standardmethode (Mott-Detektor) zur Verfügung, so daß auf eine indirekte Eichung im Vergleich mit anderen Autoren zurückgegriffen werden mußte. Der erste Ansatz bestand in der bei

*Kirschner (1984)* vorgestellten Methode: Das APS-Signal von Polykristallinem Eisen zeigt eine Asymmetrie für die Anregung mit Elektronen unterschiedlicher Spin-Richtungen. Die ersten Meßergebnisse von dieser Quelle, vorgestellt bei *Kastner (1985)*, ergaben nur sehr geringe Polarisation ( $\leq 5\%$ ), die jedoch auf die zu geringe Phosphor Konzentration im verwendeten Ga(AsP)-Kristall zurückzuführen waren. Mit einem anderen  $\text{GaAs}_{0.6}\text{Po}_{0.4}$  Kristall gelang es auf Anhieb, die bei *Kirschner (1984)* gemessenen Spektren zu reproduzieren (*Abb. 4.7*). Die hierbei abzulesende Asymmetrie von 6.8% läßt auf einen Polarisationsgrad von



*Abb. 4.7* Spinaufgelöstes (Auger-Elektronen) Appearance Potential Spektrum von Eisen, aufgedampft auf einem magnetisierten Vacoflux™ Joch (Beteiligung des  $L_1$ -Rumpfniveaus). Dargestellt sind die Spektren zu beiden Spinrichtungen und die Differenz.

27% schließen, im Vergleich mit den Spektren von *Kirschner*, deren

Asymmetrie 6.0% beträgt bei einer angegebenen Polarisation von 24%. Der so abgeschätzte Polarisationsgrad ist nicht besser als auf  $\pm 3\%$  bestimmbar.

Die Inversen-Photoemissions Messungen an reinem Ni(110) bieten selbst auch eine Methode zur Bestimmung des Polarisationsgrades des einfallenden Elektronenstrahls. Diese Methode, zum erstenmal von *Unguris et al. (1982)* vorgestellt, dient als möglicher Spin-Detektor auf Grund der Tatsache, daß die für den Ferromagnetismus verantwortlichen Nickel  $d$ -Bänder der Majoritäts-Spin-Richtung (Spin-up nach Konvention) vollständig im besetzten Teil des Leitungsbandes liegen. Nur ein Teil des Minoritäts  $d$ -Bandes (down) ragt über das Fermi-niveau  $E_F$  und ist damit für Inverse Photoemission zugänglich. Für einfallende Spin-up Elektronen läßt die Bandstruktur im gleichen Energiebereich keinen direkten Übergang erwarten, sondern nur Beiträge aus einem strukturalarmen Untergrund. Daraus erwartet und findet man eine kräftige Asymmetrie der Spektren für den strahlenden Übergang ins  $d$ -Band knapp über  $E_F$ , die stets als Referenz herangezogen werden kann.

In Analogie zu IPE Spektren an polykristallinen Materialien, z.B. an Gold [*Dose et al. (1986)*], oder an Einkristallen, z.B. Cu(210)  $\Gamma$ WK bei Einfallswinkeln  $\theta \gtrsim 33^\circ$  [*Kolac (1984)*], ist die Annahme eines konstanten Untergrundes mit stufenförmigen Einsatz bei  $E_F$  für das Spin-up Spektrum sicher gerechtfertigt. Zur physikalischen Interpretation der spin aufgelösten IPE Spektren rechnet man das gemessene Signal üblicherweise hoch auf eine (hypothetische) Strahl-Polarisation von 100%. Diese bei *Glöbl (1985)* beschriebene Methode beruht auf dem eindeutigen Zusammenhang zwischen den theoretischen spinabhängigen Signalintensitäten  $S^\uparrow$  und  $S^\downarrow$ , dem Polarisationsgrad der Quelle  $P$ , und den tatsächlich gemessenen Intensitäten  $M^\uparrow$  und  $M^\downarrow$ :

$$M\uparrow(\pm) = \frac{1}{2} [(S\uparrow + S\downarrow)_{\pm}, (S\uparrow - S\downarrow) \cdot (P \cdot \cos\theta)] \quad (4.2)$$

$$S\uparrow(\pm) = \frac{1}{2} [(M\uparrow + M\downarrow)_{\pm}, (M\uparrow - M\downarrow) / (P \cdot \cos\theta)] \quad (4.3)$$

Dabei wird der Faktor  $\cos\theta$  aus dem Skalarprodukt des Polarisationsvektors  $P$  mit der Magnetisierungsrichtung  $M$  des Kristalls bei der hier verwendeten Anordnung berücksichtigt. Mit Hilfe der Gleichung 4.3 ist es möglich, den unbekanntem Polarisationsgrad zu bestimmen. Man rechnet die gemessenen Spektren hoch mit verschiedenen, angenommenen Polarisationsgraden und wählt denjenigen Fall aus, bei dem das resultierende Spin-up Spektrum den stufenförmigen Untergrund am sinnvollsten wiedergibt (Abb. 4.8).

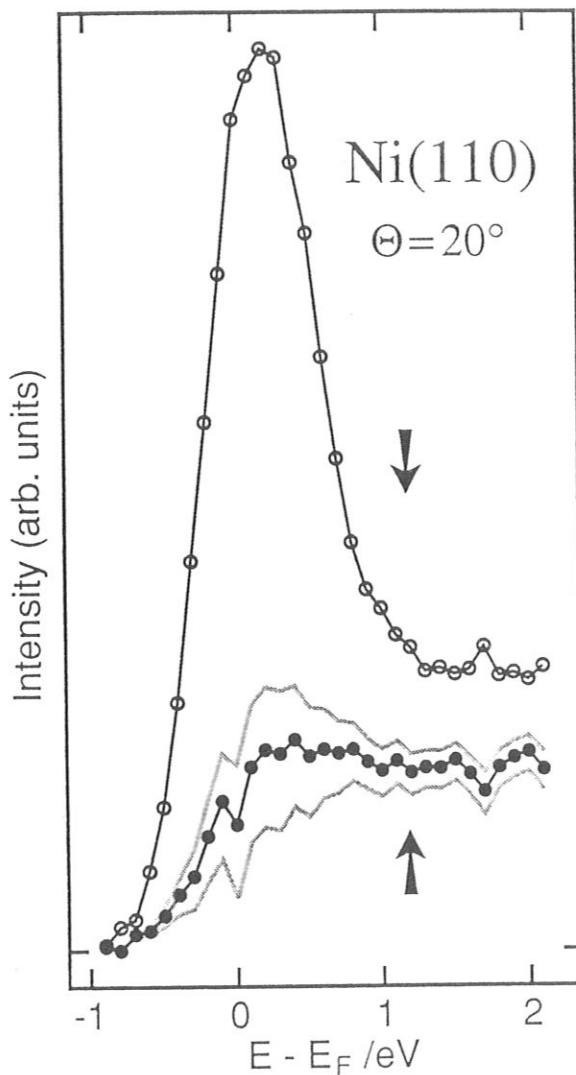


Abb. 4.8

Das IPE Spektrum von Ni(110) bei  $\Theta = 25^\circ$  zeigt eine maximale Asymmetrie des Übergangs ins unbesetzte d-Band von 67%. Diese kann als Spin Detektor verwendet werden. Man ermittelt einen Polarisationsgrad von  $30\% \pm 3\%$ . Zum Vergleich sind hochgerechnete Spin-up Spektren für 25% und 35% angenommene Polarisation eingezeichnet, deren Form die erwartete Stufe nicht korrekt wiedergibt.

Man kann sich leicht davon überzeugen, daß der Polarisationsgrad des Elektronenstrahls auf diese Weise ebenfalls auf  $\pm 3\%$  bestimmbar ist. Für die physikalische Interpretation der spinaufgelösten IPE Spektren reicht diese Genauigkeit völlig aus. Leider ist diese Methode nur anwendbar bei Ni(110) auf Grund der speziellen Eigenschaft der Bandstruktur und auch dort nur bei Spektren kleiner Einfallswinkel  $\theta \lesssim 30^\circ$ . Nur in diesem Fall sind nämlich in der Nähe des Übergangs ins *d*-Band keine andere Strukturen im Spektrum anwesend, so daß die benutzte einfache Abschätzung der Untergrundintensität gültig ist. Am besten eignet sich das Spektrum bei  $\theta = 25^\circ$ , da der Übergang bei diesem Winkel die höchste Intensität aufweist.



## 5. Inverse Photoemission an Nickel (110)

*Spinintegrierte Messungen werden benutzt um einen Überblick über die zu erwartenden Übergänge im IPE Spektrum zu erhalten. Spinaufgelöste Messungen zeigen eine deutliche Asymmetrie des d-Bandes und des Untergrunds. Erstmals wird die Spin-Aufspaltung eines sp-artigen Volumenbandes und eines Oberflächenbandes beobachtet und vermessen.*

### 5.1 Vergleich mit unpolarisierten Elektronen

Vor dem Einsatz der spinpolarisierten Elektronenquelle zur Inversen Photoemission (IPE) an Ni(110) war es sinnvoll, die zu erwartenden Strukturen der Spektren mit Hilfe der BaO Kathode zu vermessen. Diese Messungen ließen sich zunächst sehr viel schneller durchführen als mit den geringen Emissionsströmen aus GaAs unter Anregung mit dem HeNe Laser. Außerdem unterscheidet sich die Geometrie der Probe und des Photonennachweises von früheren Untersuchungen und die bisher verfügbaren Messungen zu Ni(110) im  $\Gamma$ KWX Azimuth stellen nur unzureichendes Datenmaterial dar, um sämtliche auftretenden Strukturen zu identifizieren [Donath (1984), Goldmann et al. (1985)]. Der Photonenachweis in zwei Zählrohren unter verschiedenen Winkeln wurde hier benutzt als Möglichkeit, Strukturen in den Spekten besser voneinander separieren zu können und zur Identifikation der Übergänge. Die auftretenden Intensitätsunterschiede entstehen aus der unterschiedlichen Emissionscharakteristik für Lichtemission verschiedener Polarisationsrichtungen [Donath et al. (1986), Senftinger (1986)]. Für ein genaues Verständnis der Intensitätsabhängigkeit sind weitere Untersuchungen erforderlich, die zur Zeit an anderer Stelle\* durchgeführt werden mit

\* Dr. Th. Fauster und Mitarbeiter, MPI für Plasmaphysik, Garching

einem Aufbau, bei dem der Photonennachweiswinkel frei variiert werden kann.

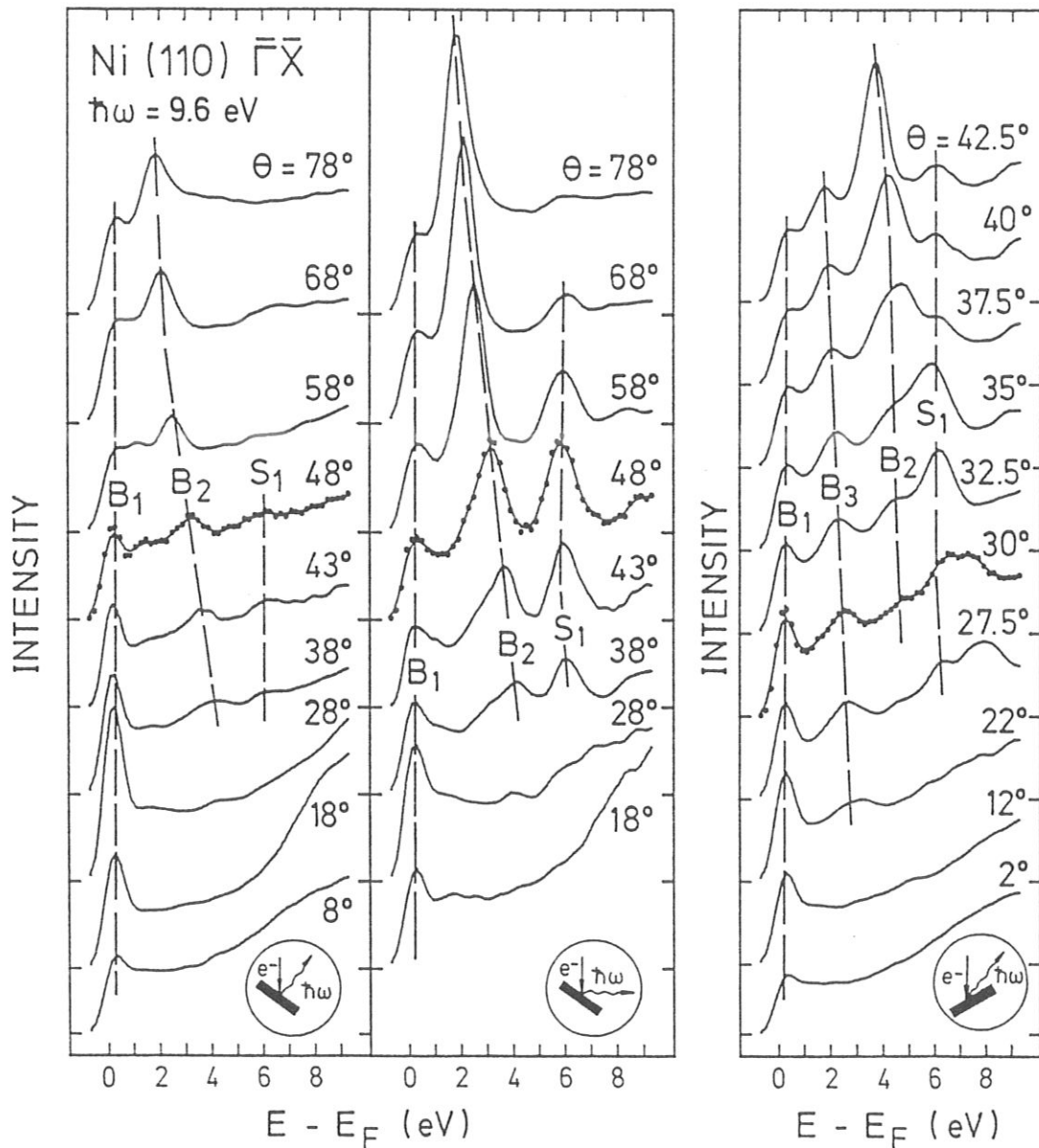


Abb. 5.1 IPE Spektren an Ni(110) für verschiedene Elektronen-Einfallswinkel  $\theta$  (Spin-integriert). Die Serien unterscheiden sich durch verschiedenen Photonennachweiswinkel für die beiden Zählrohre bzw. für unterschiedliche Kipprichtung der Probe. Linke und mittlere Serie wurden simultan aufgezeichnet.

Die gemessene Spektrenserie zu verschiedenen Einfallswinkeln  $\theta$  ist in Abb. 5.1 dargestellt. Zum Vergleich mit einer gerechneten Bandstruktur wurden die beobachteten Übergänge eingetragen in eine projizierte

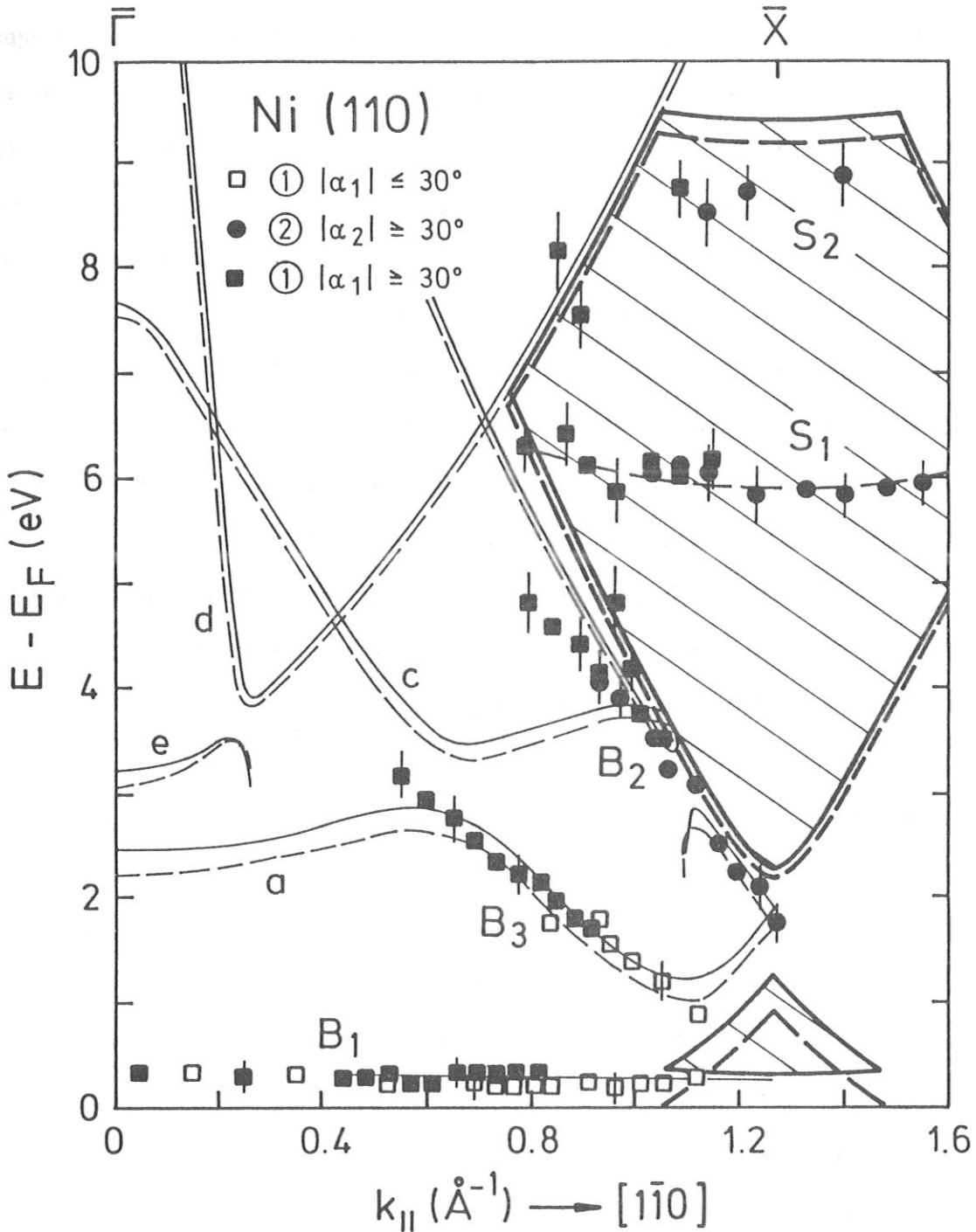


Abb. 5.2

Projizierte Bandstruktur der Kristallebene  $\Gamma\bar{K}\bar{X}$  von Ni(110). Experimentell ermittelte Übergänge stimmen gut überein mit den erwarteten Übergängen aus einer relativistischen Volumen-Bandstruktur. Kinematisch erlaubte Übergänge sind als Kurven eingezeichnet, ohne Berücksichtigung von Ankopplungsbedingungen oder Auswahlregeln. Spin-down Zustände sind mit ausgezogenen Linien, Spin-up Zustände mit gestrichelten Linien dargestellt. Schraffierte Bereiche sind Bandlücken der Volumen-Bandstruktur.

Bandstruktur dieser Ebene, in der man die Endzustandsenergie  $E$  gegen  $k_{\parallel}$  des zugehörigen Übergangs aufträgt (Abb. 5.2). Die Übergänge in unbesetzte Endzustände lassen sich mit folgenden Zuständen im Kristall identifizieren: B1 ist der Übergang ins Ni  $d$ -Band ca. 0.3eV über  $E_F$ , der praktisch keine Dispersion zeigt. Für  $\theta=0^\circ$  verschwindet streng genommen das Übergangsmatrixelement, da der Übergang vom  $\Sigma_1$  Anfangsband ins  $\Sigma_2$   $d$ -Band dipolverboten ist [Eberhardt und Himpsel (1980,1981)]. Dennoch weist der Übergang auch hier eine verbleibende Restintensität auf, die aus der Strahldivergenz der einfallenden Elektronen und aus Beiträgen der Zustandsdichte resultiert.

Zwei  $sp$ -artige Bänder B2 und B3 zeigen deutliche Dispersion, die für die Winkeleichung benutzt wurde, indem man die Spektren zu positiven und negativen Einfallswinkeln  $\theta$  vergleicht. Trägt man beide Zweige der Übergänge ins Endband  $a$  in ein  $k$ -Raum Diagramm ein, so fällt auf, daß es sich um äquivalente Endzustände handelt. B2 zeigt gegenüber B3 eine höhere Intensität, da sein Anfangsband sehr starken Charakter einer freien Elektronenparabel besitzt und einfallende Elektronen daher leichter ankoppeln können. Die Kristallsymmetrie schließt eine direkte Ankopplung an das Anfangsband von B3 aus. Diese Übergänge sind nur zu beobachten, weil sie unter Beteiligung eines Umklapp-Prozesses stattfinden, was sich auch in der beobachteten Emissionscharakteristik äußert.

Weiterhin sind zwei Oberflächenzustände S1 und S2 in der Volumenbandlücke zu identifizieren. S1 wurde bereits von *Goldmann et al.* (1985) gefunden und charakterisiert als Volumenband-abgeleiteter Oberflächenzustand im Sinne der Beschreibung von *Dose et al.* (1984). S2 stellt einen Ausläufer des Bildkraftzustandes dar, der für kleine  $k_{\parallel}$  nicht in Erscheinung tritt, weil dort keine Bandlücke existiert. Sein

Verhalten gegenüber Adsorbaten, die Lage in der Bandlücke und seine stufenförmige Erscheinung legen diese Interpretation jedoch besonders nahe. Seine Dispersion wird in der Umgebung des  $\bar{X}$ -Punktes sehr klein. Dies läßt sich, in Analogie zum Verhalten von Volumenbändern, erklären durch eine Aufspaltung der Oberflächenbänder am Zonenrand der Oberflächen-Brillouinzone, bewirkt durch das periodische Potential an der Oberfläche.

## 5.2 Spinaufgelöste Messungen

Für spinaufgelöste Inverse Photoemission ist die Normierung der pro Meßpunkt aufgesammelten Zählpulse auf konstante Ladung, die im Meßzeitraum auf die Probe trifft, von besonderem Vorteil. Dadurch werden Intensitätsunterschiede der Quelle automatisch korrigiert. Spinaufgelöste Spektren wurden wie bei *Glöbl (1985)* aufgezeichnet, indem die Polarisationsrichtung des Elektronenstrahls mit Hilfe der Pockelszelle nach jedem Meßpunkt umgeschaltet wurde. Driften in der Intensität der emittierten Photonen während der Messung, hervorgerufen durch Empfindlichkeitsänderungen des Zählrohrs oder Änderungen des Probenzustandes, spielen durch die Wahl kurzer Meßzeiten keine Rolle. Im Folgenden werden jeweils die auf 100% Strahlpolarisation hochgerechneten Spektren diskutiert.

*Abb. 5.3* zeigt eine spinaufgelöste Spektrenserie für Einfallswinkel  $\theta \geq 30^\circ$ . Außer dem Übergang ins *d*-Band B1 findet man Übergänge in das unbesetzte Volumenband B2, sowie in den Oberflächenzustand S1. Die Spektren zeigen in beiden Zählrohren eine spinabhängige Energieaufspaltung sowohl des B2 Volumenbandes als auch des S1 Oberflächenbands. Man beobachtet, daß die Spin-down Bänder in beiden Fällen zu höheren Energien gegenüber den Spin-up Bändern verschoben sind, also

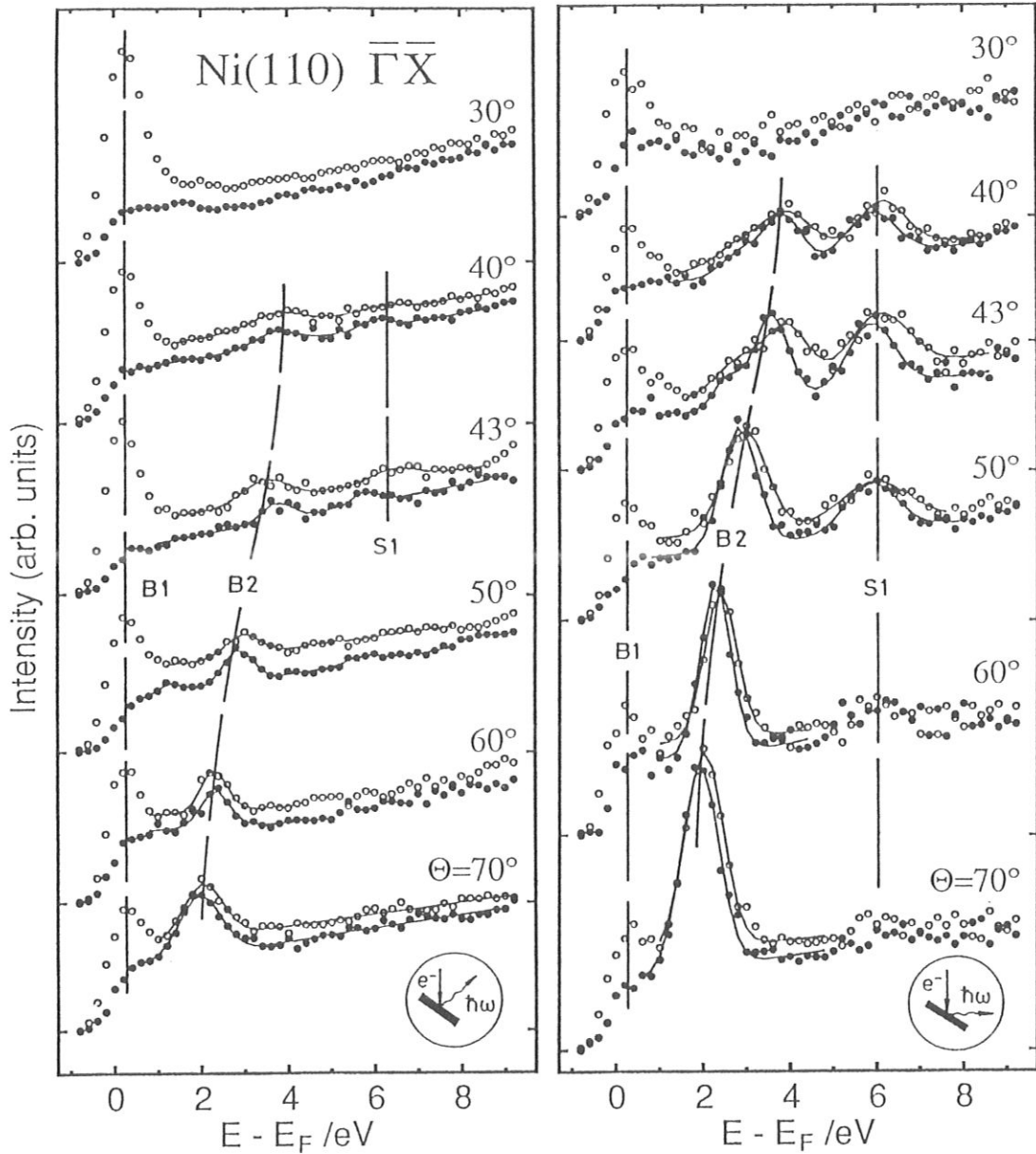


Abb. 5.3 Spinaufgelöste IPE Spektren zu Elektronen-Einfallswinkeln  $\Theta$  (○ Spin-down, ● Spin up). Ausgezogene Linien sind numerische Fit-Kurven. Linke Seite: Zählrohr 1. Rechte Seite: Zählrohr 2.

in die gleiche Richtung wie die Verschiebung der  $d$ -Bänder gegeneinander. Dies erwartet man aus der Betrachtung des spinabhängigen Kristallpotentials. Die statistische Genauigkeit der experimentellen Daten reicht nicht aus, um eine Aussage über die Spin-Aufspaltung des B3 Volumenbandes machen zu können. Ebenso konnte der Oberflächenzustand S2

nicht spinaufgelöst analysiert werden, da es sich dabei nur um eine schwache Stufenstruktur handelt.

Da das ferromagnetische Verhalten von Nickel bestimmt ist durch das magnetische Moment, getragen vom Spin der  $d$ -Elektronen, ist die energetische Aufspaltung von  $sp$ -Bändern zunächst nicht selbstverständlich. Weshalb die beobachtete, spinabhängige Aufspaltung auch bei den völlig delokalisierten  $sp$ -Elektronen auftritt, ist letztlich nur aus dem theoretischen Verständnis der Festkörpereigenschaften erklärbar. Generell bewirkt die gegenseitige Wechselwirkung der Elektronen eine Hybridisierung der Zustände im Festkörper, die sich in den Bändern durch eine Beimischung anderer Charaktere äußert. Speziell im vorliegenden Fall zeigt die spinabhängige Wechselwirkung, daß die  $sp$ -Bänder auch Anteile von  $d$ -Charakter besitzen, was sich im Datenmaterial relativistischer Bandstrukturechnungen bestätigt. Dr. Noffke\* stellte uns eine relativistische Rechnung zur Verfügung, die auch die jeweiligen Anteile der Drehimpuls-Bandcharaktere ( $s,p,d,f$ ) wiedergibt. Die beobachtete Aufspaltung der Volumenbänder ist hierin korrekt wiedergegeben.

Durch die verbesserten Quelleneigenschaften bei Anregung mit dem GaAlAs Laser war es möglich, die Abhängigkeit der Spin-Aufspaltung der Bänder von  $E$  bzw. von  $k_{\parallel}$  genauer zu untersuchen. Abb. 5.4 und Tabelle 5.1 zeigen, daß die Aufspaltung des Volumenbandes B2 zu höheren Energien abnimmt. Dies entspricht der Erwartung, denn je höher die Elektronen im Festkörper angeregt sind, desto mehr ähnelt ihr Zustand dem eines freien Elektrons und umso schwächer ist ihre Wechselwirkung mit lokalisierten  $d$ -Elektronen, die für die Spin-Aufspaltung verantwortlich ist.

Auch die energetische Breite der Übergänge ins  $sp$ -Volumenband

\* Dr. J. Noffke, Technische Universität Clausthal

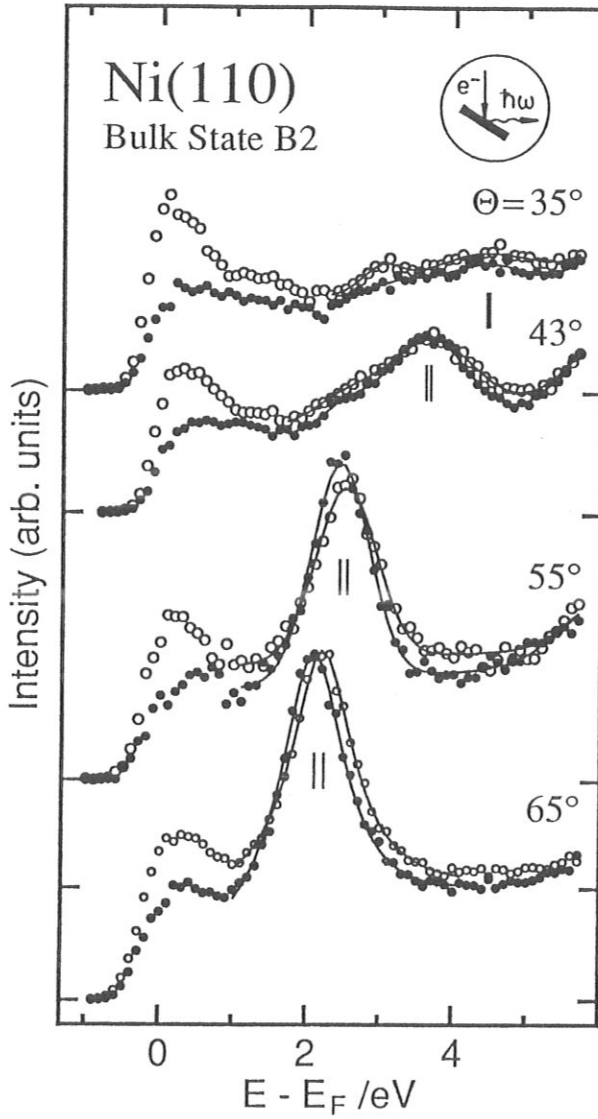


Abb. 5.4

Austausch-Aufspaltung des  $sp$ -Volumenbandes B2 (● Spin-up, ○ Spin-down).

Tabelle 5.1: Energetische Lage und Breite der Übergänge ins  $sp$ -Volumenband B2

$\Theta$	$S$	$E - E_F$ [eV]	$k_{\parallel}$ [ $\text{\AA}^{-1}$ ]	$\Delta E$ [eV]	$FWHM$ [eV]
35°	↓	$4.34 \pm 0.04$	0.87	$0.05 \pm 0.05$	$1.16 \pm 0.05$
	↑	$4.29 \pm 0.03$	0.87		$0.89 \pm 0.05$
43°	↓	$3.65 \pm 0.03$	1.00	$0.05 \pm 0.04$	$1.34 \pm 0.06$
	↑	$3.60 \pm 0.02$	0.99		$1.22 \pm 0.04$
55°	↓	$2.52 \pm 0.02$	1.11	$0.08 \pm 0.03$	$0.98 \pm 0.03$
	↑	$2.44 \pm 0.02$	1.11		$0.93 \pm 0.03$
65°	↓	$2.21 \pm 0.02$	1.20	$0.13 \pm 0.02$	$1.02 \pm 0.03$
	↑	$2.08 \pm 0.01$	1.19		$1.06 \pm 0.03$



zeigt eine Abhängigkeit. Allein auf Grund der geringfügig höheren energetischen Lage ist die deutliche Verbreiterung der Spin-down Zustände gegenüber Spin-up Zuständen für kleinere Einfallswinkel  $\theta$  nicht zu erklären. Die Beobachtung läßt sich jedoch verstehen mit Hilfe theoretischer Rechnungen zum spinabhängigen inneren Potential in Ferromagneten. *Feder und Rodriguez (1984)* berichten, daß der Imaginärteil  $V_1$  für Spin-down Bänder deutlich größer ist als für Spin-up Bänder, woraus eine kürzere intrinsische Lebensdauer für Spin-down Zustände resultiert. Anschaulich ist dies Ausdruck einer höheren Wahrscheinlichkeit für die Abregung eines Spin-down Elektrons. Das Experiment zeigt, daß die Zahl der Zerfallskanäle offensichtlich korreliert ist mit einer hohen,  $k$ -abhängigen Spin-down Zustandsdichte über  $E_F$ , wiedergegeben durch die Intensität des Übergangs B1 ins  $d$ -Band (*Abb. 5.3*).

Bereits in *Abb. 5.3* ist zu erkennen, daß auch die Spin-Aufspaltung des Oberflächenbandes S1 nicht konstant ist. Präzisionsmessungen (*Abb. 5.5, Tabelle 5.2*) zeigen, daß die Aufspaltung im Zentrum der Bandlücke ein Maximum besitzt. Der flache Verlauf des Oberflächenbandes mit verschwindender Gruppengeschwindigkeit im Zentrum der Bandlücke, ist Ausdruck einer starken Lokalisierung des Zustands. Daraus ist zu vermuten, daß auch der Charakter des Oberflächenbandes bei  $\bar{X}$  einen stärkeren  $d$ -Anteil besitzt als am Rand der Bandlücke, was seine größere Aufspaltung erklärt. Eine Bestätigung auf Grund theoretischer Rechnungen liegt dazu leider noch nicht vor. Verträglich mit dem Bild dieser Interpretation ist auch die energetische Breite der Übergänge, die im Rahmen der Statistik keinen Unterschied zwischen Spin-up und Spin-down Band zeigt.

Die Beobachtung der Austausch-Aufspaltung des unbesetzten Oberflächenbandes bedeutet, daß die magnetische Wechselwirkung auch für

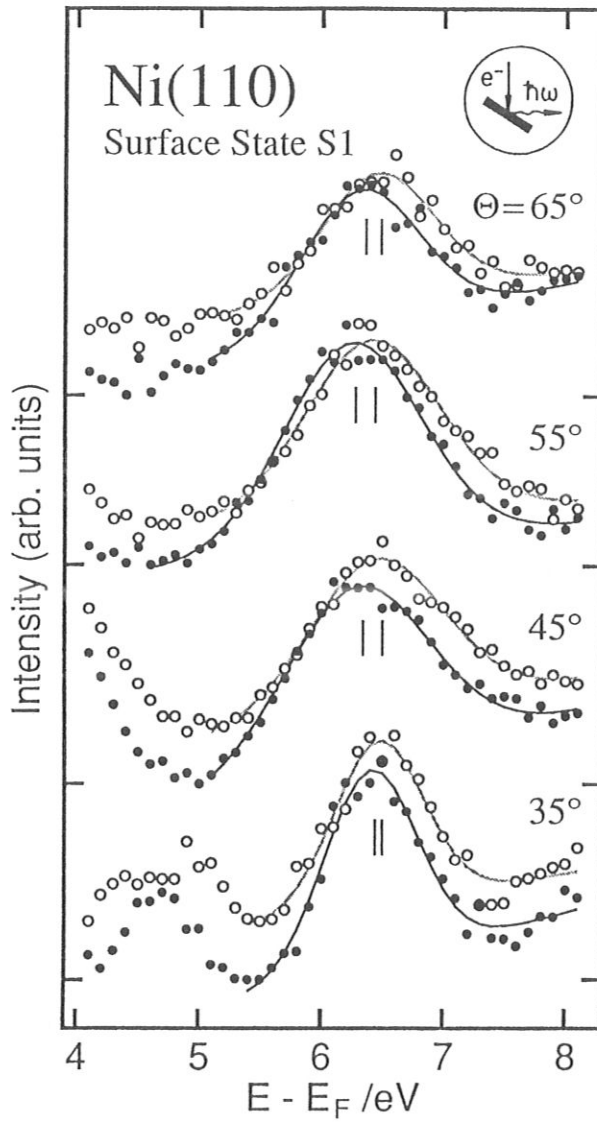


Abb. 5.5

Austausch-Aufspaltung und Dispersion des Oberflächenbandes S1.

(○ Spin-down, ● Spin-up)

Tabelle 5.2: Energetische Lage und Breite der Übergänge in den S1 Oberflächenzustand

$\Theta$	$S$	$E - E_F$ [eV]	$k_{\parallel}$ [ $\text{\AA}^{-1}$ ]	$\Delta E$ [eV]	$FWHM$ [eV]
35°	↓	$6.18 \pm 0.02$	0.96	$0.08 \pm 0.03$	$0.85 \pm 0.04$
	↑	$6.10 \pm 0.02$	0.95		$0.89 \pm 0.04$
45°	↓	$6.15 \pm 0.02$	1.18	$0.16 \pm 0.03$	$1.28 \pm 0.04$
	↑	$5.99 \pm 0.02$	1.17		$1.38 \pm 0.03$
55°	↓	$6.11 \pm 0.02$	1.36	$0.16 \pm 0.03$	$1.29 \pm 0.04$
	↑	$5.95 \pm 0.02$	1.35		$1.31 \pm 0.03$
65°	↓	$6.15 \pm 0.02$	1.51	$0.14 \pm 0.03$	$1.08 \pm 0.08$
	↑	$6.01 \pm 0.02$	1.50		$1.14 \pm 0.07$

Atome der ersten Monolage von Ni(110) nicht verschwindet. Die diskutierte Hypothese einer magnetisch "toten" Oberfläche ist daher auszuschließen. Dieses Ergebnis bekräftigt das experimentelle Resultat von Eberhardt *et al.* (1980), die die Spin-Aufspaltung eines besetzten Oberflächenzustandes an Ni(110) mit nicht spinaufgelöster Photoemission beobachteten.

Eine weitere Eigenschaft der spinaufgelösten Spektren ist, daß der Untergrund in den Spektren bei allen Winkeln bis zu hohen Energien keine spinabhängige Asymmetrie zeigt. Prinzipiell ist der Untergrund in den IPE Spektren gegeben durch die Beteiligung inelastischer Energieverluste, die das einfallende Elektron vor dem beobachteten Strahlungsübergang erleidet. Da es sich hierbei um Elektronen Stoßprozesse und Wechselwirkung mit Phononen handelt, bleibt der Impuls des einfallenden Elektrons nicht erhalten. Die Anregung von Elektron-Loch Paaren in diesem Zusammenhang wurde qualitativ von Dose und Reusing (1980) beschrieben, indem die Signalintensität aus einer Faltung der Zustandsdichten der beteiligten Niveaus berechnet wurde. Das heißt, daß der Impuls der Elektronen nach dem Stoßprozeß in erster Näherung als beliebig angenommen wird (random- $k$ -approximation). Mit Hilfe einer Zustandsdichterechnung, die von Dr. Noffke zur Verfügung gestellt wurde, konnte der spinabhängige Beitrag im Rahmen des Modells von Dose und Reusing (1980) bis zur dritten Ordnung berechnet werden. Dabei wurden alle Anregungsprozesse (Spin-flip und nicht Spin-flip) [Kirschner *et al.* (1984)] berücksichtigt. Die Rechnung gibt die beobachtete spinabhängige Asymmetrie qualitativ in guter Näherung wieder, kann aber die Form des Untergrundes, insbesondere die Stufe knapp über  $E_F$ , nicht reproduzieren.

Man findet ferner, daß auch der Untergrund eine schwache Abhän-

gigkeit der Asymmetrie von der Intensität des Übergangs ins  $d$ -Band B1 besitzt. Dies ist, zusammen mit der spinabhängigen Breite der Übergänge ins  $sp$ -Band B2, ein deutliches Indiz dafür, daß die Elektronen bei der Abregung im Einkristall ihren Impuls nicht völlig "vergessen" ( $k$ -"Erinnerung"). Zur korrekten Wiedergabe des Untergrunds in IPE-Spektren scheint es daher unumgänglich, die auftretenden Energieverlustprozesse  $k$ -abhängig zu berechnen.

Die Spin-Aufspaltung eines unbesetzten  $sp$ -Bandes und des Oberflächenzustandes wurde zum erstenmal im Rahmen dieser Arbeit beobachtet und vermessen. In der jüngsten Veröffentlichung über spinaufgelöste Inverse Photoemission an Ni(100) von *Klebanoff et al. (1987)*, konnte eine Spin-Aufspaltung der  $sp$ -Bänder nicht bestätigt werden, was auf die erheblich geringere statistische Genauigkeit des dort präsentierten Datenmaterials zurückzuführen ist. Für die hier vorgestellten Meßergebnisse an Ni(110) ist die beobachtete Aufspaltung jedoch außer jedem Zweifel. Auf Grund gerechneter Bandstrukturen ist zu erwarten, daß auch Messungen an der Ni(100)-Oberfläche mit der hier vorgestellten Apparatur eine vergleichbare Aufspaltung zeigen sollten.

## 6. Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war es, eine Quelle für spinpolari-  
sierte Elektronen aufzubauen, um sie als Hilfsmittel für spinabhängige  
Untersuchungen an Ferromagneten mit Inverser Photoemission zur Ver-  
fügung zu stellen. Dazu wurden die Betriebsbedingungen einer Photo-  
emissionsquelle aus GaAs bzw. GaAsP erarbeitet. Die Herkunft von uner-  
warteten Energieverbreiterungen des Elektronenstrahls bei Verwendung  
von HeNe Gaslasern wurde geklärt und der Verbreiterungsmechanismus  
diskutiert. Unter Verwendung von GaAlAs Halbleiter-Lasern und einer  
effektiven Elektronen-Transport-Optik ist es gelungen, mit polarisierten  
Elektronen Inverse Photoemissions Messungen durchzuführen. Dabei  
konnten die gleichen Probenströme erzielt werden wie im unpolarisierten  
Fall. Informationen über den Spin-Zustand unbesetzter Bänder in Ferro-  
magneten zu gewinnen, ist im Gegensatz zur Photoemission daher nicht  
mit einem Intensitätsverlust verbunden. Der Polarisationsgrad der Quelle  
beträgt ca. 30%.

Eine drastische Steigerung der Standzeiten des zu untersuchenden  
Einkristalls ergab sich durch die vakuumseitige Trennung der Elektro-  
nenquelle von der Nachweiskammer. Die geminderte Verunreinigung  
durch Fremdatome aus der Elektronenquelle verlängerte die Standzeiten  
um eine Größenordnung.

Mit polarisierten Elektronen wurden die unbesetzten Bänder von  
Ni(110) im Kristallazimuth  $\Gamma K W X$  vermessen. Es wurde gezeigt, daß die  
Asymmetrie der Strahlungsübergänge ins unbesetzte  $d$ -Band bei  $\theta=25^\circ$   
als Spin-Detektor verwendet werden kann. Diese Messung wurde zur  
Bestimmung des Polarisationsgrades der Quelle benutzt. Alle beobachte-

ten Übergänge konnten in Bild vorausgehender nicht-spinaufgelöster Messungen identifiziert werden. Die spinaufgelösten Messungen zeigen zum ersten mal eine Aufspaltung der unbesetzten  $sp$ -Bänder sowie eines Kristall-induzierten Oberflächenzustandes. Diese Aufspaltung ist Ausdruck der Hybridisierung von delokalisierten  $sp$ -Zuständen mit  $d$ -Zuständen und bestätigt relativistische Bandstrukturechnungen. Das Ergebnis liefert ferner einen neuen Beitrag zur Berechnung einer spin-abhängigen Oberflächenbarriere.

Die hier vorgestellte Apparatur steht zur Verfügung, um in zukünftigen Messungen noch ungeklärte Fragen an den Magnetismus in Übergangsmetallen zu beantworten. Die Untersuchung der Bandbesetzung in der Umgebung der Curie-Temperatur  $T_c$  kann Aufschluß geben über die Reichweite der magnetischen Wechselwirkung itineranter Elektronen. Messungen an Nickel können eine weitere experimentelle Aussage liefern über die spinabhängige Besetzung der elektronischen Bänder bei  $T_c$ . Messungen an Eisen versprechen die Effekte deutlicher zu zeigen, da die Spinaufspaltung der  $d$ -Bänder ca. 2eV beträgt und daher etwa dreimal so groß ist wie bei Nickel. Dafür ist Eisen experimentell schwieriger zu handhaben und es besitzt einen Phasenübergang bei ca.  $1.3T_c$ , der für Einkristalle irreversibel ist.

Ein weites Feld bieten die Untersuchungen zu Fragen des Oberflächenmagnetismus: Wie verändert die Kopplung einer Oberflächenschicht an die magnetische Unterlage die Bandstruktur? (O/Ni, Ag/Ni, Gd/Fe) Welche magnetischen Eigenschaften werden durch eine Oberflächenschicht auf einem Nicht-Ferromagneten erzeugt? (O/Cr, Fe/W, Al/MnC) Sowohl spinpolarisierte Elektronen als auch Inverse Photoemission eröffnen für die Beantwortung dieser Fragen ein weites Betätigungsfeld.

Die Arbeiten zu dieser Dissertation wurden zum überwiegenden Teil mit Mitteln der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) im Rahmen eines Schwerpunktprogramms gefördert.

Es ist beabsichtigt, Teile aus dem Inhalt dieser Arbeit in zwei Artikeln zu veröffentlichen:

U.Kolac, M.Donath, K.Ertl, H.Liebl und V.Dose:

"A GaAs polarized electron source with high transmission electron optics for use in inverse photoemission spectroscopy"

(Review of Scientific Instruments)

U.Kolac, M.Donath, V.Dose, K.Ertl:

"Spin- and angle-resolved inverse photoemission from Ni(110)"

(Physical Review B)

## 7. Anhang: Berechnung der Elektronen-Transferoptik

Zur Berechnung der Wirkung elektronenoptischer Linsen wurde im Folgenden die aus der Lichtoptik bekannte Abbildungsgleichung verwendet, die hier in allgemeiner Form und unter Berücksichtigung verschiedener Hauptebenen für beide Seiten einer Linse dargestellt ist:

$$b_2 = \frac{f_2 \cdot (b_1 - H_1)}{(b_1 - H_1) - f_1} + H_2 \quad (7.1)$$

Dabei sind  $b$  die Bildabstände von der Referenzebene,  $H$  die Abstände der Hauptebenen von der Referenzebene und  $f$  die Brennpunktswerte von der jeweiligen Hauptebene. Die Gleichung ist vorzeichenrichtig im gewählten Koordinatensystem.

Die Gesamtanordnung der Elektronenoptik ist in *Abb. 3.5* dargestellt.

### 1. Elektronenquelle

Die elektronenoptischen Eigenschaften des Transfersystems werden bestimmt von der Energieverteilung der emittierten Elektronen, von der Größe des Emissionsflecks und von der Richtcharakteristik des Elektronenstrahls. Die totale Energieverteilung thermischer Kathoden hat eine Breite von  $2.45k_B T$  (FWHM) und besitzt ihr Maximum bei  $k_B T$  [Young (1959)]. Dies steht für kleine Emissionsströme im Einklang mit den gemessenen Werten (*Abb. 4.5*). Für BaO läßt sich daher als mittlere Startenergie der Elektronen  $U_0 \leq 0.2 \text{ eV}$  einsetzen. Für Photoelektronen aus GaAs liegt die mittlere Energie bei ca.  $0.1 \text{ eV}$ , zusätzliche Verbreiterungen bewirken jedoch eine Erhöhung, die in den Öffnungswinkel der Emission als  $\alpha_s = \Delta U_0 / U_1$  ( $U_1$ : Potential der ersten Blende) eingehen. Die bessere Transmission der Optik für Elektronen aus GaAs (*Abb. 4.1*) ergibt sich aus dem kleineren Emissionsfleck (optisch fokussiert) und



(der schmäleren Richtcharakteristik in Folge des Potentialgefälles an der Oberfläche der präparierten Photokathode.

## 2. Elektronenabzug

BaO und GaAs sind flächige Emitter, deshalb wurde eine Parallelplattenanordnung für den Abzug gewählt. Der nominelle Abstand der Quelle zur ersten Blende beträgt  $d = -8.63 \text{ mm}$ . Die Elektronen werden in einem homogenen Feld auf die Transferenergie  $U_{\text{Trans}} = U_1 = 500 \text{ eV}$  beschleunigt. Diese wird relativ zum Potential der Kathode fest eingestellt, sie bestimmt die kinetische Energie der Elektronen und ist die Referenzgröße des gesamten Transfer-Systems. Der maximale Abstand der Randstrahlen von der Achse der Emission wird für tangential aus der Kathode emittierte Elektronen verursacht und beträgt:

$$y_{\text{max}} = 2d \cdot [U_0 / (U_1 - U_0)]^{1/2} \quad (7.2)$$

Dazu kommt ein Beitrag aus der Ausdehnung des Emissionsflecks. Die Elektronen besitzen im Abstand  $|d|$  vor der Kathodenoberfläche einen maximalen Winkel  $\alpha_{\text{max}} = \arctan(U_0 / U_1)^{1/2} = 1.15^\circ$  zur Emissionsrichtung, der Strahlenverlauf entspricht der Emission von einem virtuellen Quellpunkt im Abstand  $2d$ . Die Feldverzerrung durch das Loch in der Abzugsblende wirkt als Zerstreuungslinse mit  $f_1 = -4d$ . Das Bild der Quelle liegt daher im Abstand  $4/3d = -11.5 \text{ mm}$  vor der Abzugsblende, der Abbildungsmaßstab beträgt  $M = 2/3$ .

## 3. 90° Umlenkung

Als Sollbahnradius für die Ablenkung wurde  $r = 35 \text{ mm}$  gewählt, der Abstand der Hälften des Kugelkondensators beträgt  $a = 8 \text{ mm}$ . Da die Sollbahnenergie der kinetischen Energie der Elektronen und damit der Transferenergie entspricht, gilt für das Potential der Kugelhälften:

$$V_1 = U_{\text{Trans}} \cdot r_a / r_1 = +629.0 \text{ V} \quad (7.3)$$

$$V_a = U_{\text{Trans}} \cdot r_1 / r_a = +397.4\text{V} \quad (7.4)$$

Herzogblenden [Herzog (1935)] dienen zur Korrektur der Wirkung des eindringenden Randfeldes beim Eintritt von Elektronen parallel zu einem Plattenkondensator. Für die Öffnung  $2b=5\text{mm}$  und das Potential  $V_H=U_{\text{Trans}}/e$  müssen sie im Abstand  $d=1.3\text{mm}$  vor dem Eintritt des Kugelkondensators angebracht werden, damit die effektive Eintrittskante mit der tatsächlichen zusammenfällt. Vor und nach dem Kugelkondensator ist der Raum feldfrei, so daß das Bild der Quelle nach der Barber-Regel berechnet werden kann. Es gilt:

$$l_2/r = r/l_1 \quad (7.5)$$

so daß das Zwischenbild 79.2mm von der Achse des Quellrecipienten entfernt entsteht ( $l_{1,\text{eff}}=27.7\text{mm}$  und  $l_2=44.2\text{mm}$ ). Das Abbildungsverhältnis verändert die Strahldivergenz um den Faktor  $62.7\text{mm}/79.2\text{mm}$ , so daß  $\alpha_{\text{max}}=1.36^\circ$  beträgt.

#### 4. Einzellinse

Die folgenden Teile der Elektronenoptik wurden aus Rohrlinsen aufgebaut. Zur Berechnung ihrer Abbildungseigenschaften wurden die Angaben von DiChio et al. (1974) (Abb. 7.1) verwendet. Die dort verwendeten Größen sind  $f$  und  $H$  (definiert wie in Gleichung 7.1),  $F$  ist der Abstand des Brennpunktes zur Referenzebene. Die folgenden Bezeichnungen sind aus Abb. 3.5 entnommen. Das Zwischenbild der Quelle nach dem Kugelkondensator fällt mit dem Brennpunkt  $F1$  der beschleunigenden Linse  $L1$  zusammen. Für das gewählte Beschleunigungsverhältnis 1:2.5 und den Rohrdurchmesser 18mm erhält man daher  $F_1=138.0\text{mm}$  und  $f_1=108.6\text{mm}$ . Zusammen mit  $\alpha$  berechnet man den maximalen Strahldurchmesser im Hochenergieteil  $2 \cdot y_{\text{max}}=5.2\text{mm}$  zuzüglich der Quellausdehnung. Durch Wahl der Driftstrecke im Bereich des Ventils läßt sich die Konstruktion auf die benötigte Länge anpassen. Der Parallel-

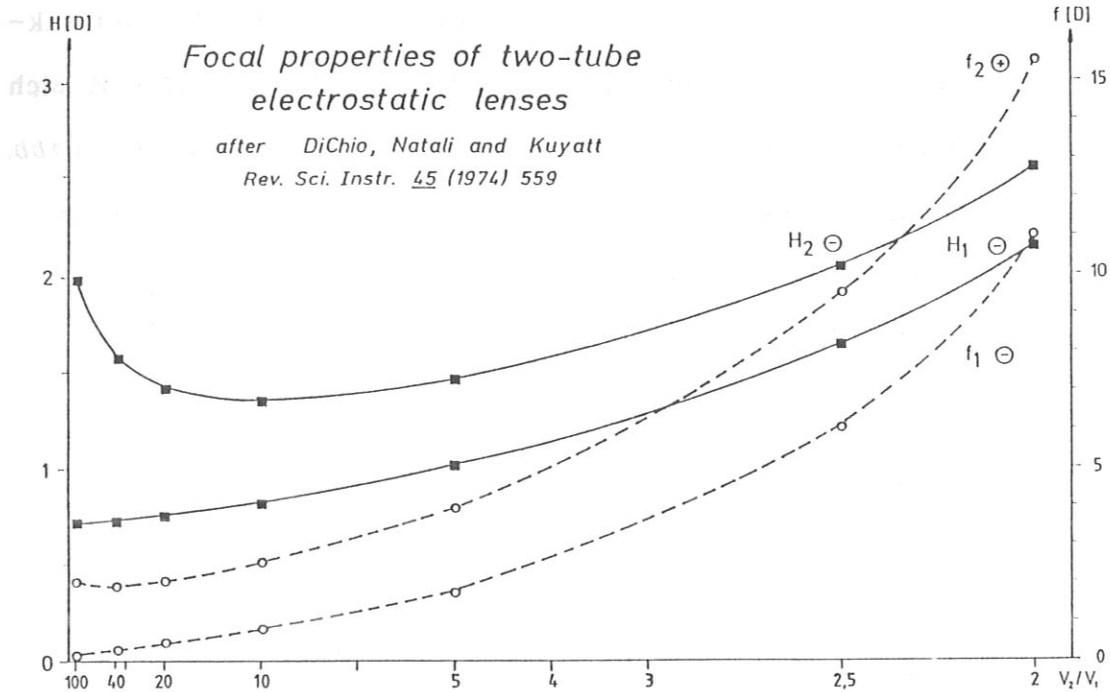


Abb. 7.1 *Abbildungseigenschaften elektrostatischer Zwei-Rohr-Linsen.  $H$  und  $f$  (in Einheiten des Rohrdurchmessers  $D$ ) sind für Spannungsverhältnisse von 2:1 bis 100:1 interpoliert.*

strahl wird durch die abbremsende Linse  $L_2$ , symmetrisch zu  $L_1$  in das Abbremmsstück  $E_4$  abgebildet.

### 5. Abbremssteil

Die Abbremsung erfolgt in zwei Stufen. Die Anordnung des Abbremsstücks und sein Potential wurde so gewählt, daß das bei  $F_2$  entstehende Bild in die hochenergieseitige Hauptebene  $P_3''$  der Linse  $L_3$  fällt. Die Lage des Zwischenbildes  $F_2$  hängt nur vom Beschleunigungsverhältnis der Einzellinse, nicht von  $U_{\text{Trans}}$  ab. Für Abbremsverhältnisse zwischen 3:1 und 40:1 ist die Lage der beiden Hauptebenen von  $L_3$  nahezu konstant und ebenso die Abbildung von  $P_3''$  nach  $P_3'$ .  $L_4$  kann bei fest gewähltem Abbremsverhältnis 5:1 aus dem Bild in der Brennebene  $F_4$  einen Parallelstrahl erzeugen. Das Endstück  $E_5$  liegt auf Erdpotential, um den Raum vor der Probe feldfrei zu halten. Deshalb erreicht man ein konstantes Abbremsverhältnis, indem man das Potential des Abbremsstücks proportional zur eingestellten Kathodenenergie fährt  $U_A = -AV \cdot U_C$ .

Kenngroße ist das Verhältnis  $AV=4$  zur Kathodenspannung. Aus der sukzessiven Anwendung der Abbildungsgleichung für  $L3$  und  $L4$  läßt sich die theoretische Strahldivergenz am Ausgang der Optik berechnen (Abb. 7.2). Hierbei wurde die Apertur im Endstück als Begrenzung angenom-

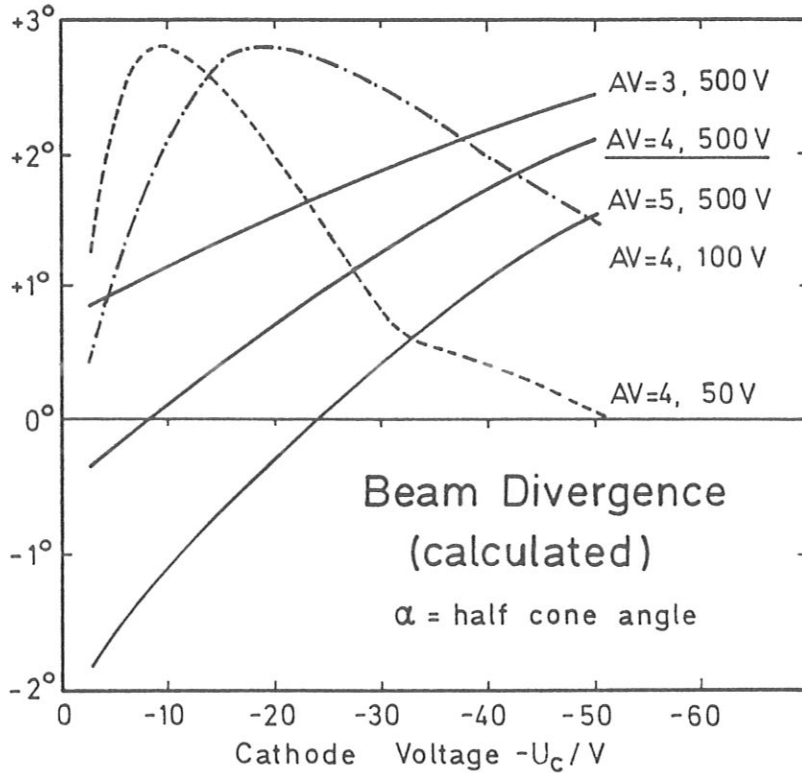


Abb. 7.2 Theoretische Strahldivergenz (geometrisch) am Ausgang der Elektronenoptik. Die Kurven sind gerechnet für verschiedene Abbremsverhältnisse und Transfer Energien  $U_{\text{Trans}}$  (Nominalwert unterstrichen).  $AV = -U_A/U_C$

men. Für 10V Kathodenspannung und Nominaleinstellung liegt das Bild der Kathodenoberfläche im Abstand 1236mm zum Ausgang des Endstücks auf der Seite der Elektronenoptik. Die Winkeldivergenz, berechnet aus  $\alpha_{\text{max}}$  ist mit  $0.19^\circ$  größer als die geometrische ( $0.13^\circ$ ). Für 25V Kathodenspannung beträgt  $\alpha_{\text{max}}$   $0.54^\circ$  und ist damit kleiner als die geometrische Strahldivergenz ( $0.99^\circ$ ), was die hohe Transmission erklärt.

## 8. Verzeichnis der Referenzen

### 8.1 Literatur

- Allenson M., Bass S.J.  
 Appl. Phys. Lett. **28** (1976) 2490
- Alvarado S.F., Campagna M., Hopster H.  
 Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 51
- Alvarado S.F., Ciccacci F., Campagna M.  
 Appl. Phys. Lett. **39** (1981) 615
- Alvarado S.F., Riechert H., Christensen N.E.  
 Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 2716
- Aspnes D.E.  
 Phys. Rev. B **14** (1976) 5331
- Bell R.L., Spicer W.E.  
 Proc. IEEE **58** (1970) 1788
- Bir G.L., Aronov A.G., Pikus G.E.  
 Sov. Phys. JETP **42** (1976) 705
- Boersch H.  
 Z. Phys. **139** (1954) 115
- Burt M.G., Heine V.  
 J. Phys. C **11** (1978) 961
- Busch G., Campagna M., Pierce D.T., Siegmann H.C.  
 Phys. Rev. Lett. **28** (1972) 611
- Chelikowsky J.R., Cohen M.L.  
 Phys. Rev. Lett. **32** (1974) 674
- Ciccacci F., Alvarado S.F., Valeri S.  
 J. Appl. Phys. **53** (1982) 4395
- Clark M.G.  
 J. Phys. D **8** (1975) 535
- Clauberg R., Hopster H., Raue R.  
 Phys. Rev. B **29** (1984) 4395
- Conrath D., Heindorff T., Hermann A., Ludwig N., Reichert E.  
 Appl. Phys. **20** (1979) 155
- Demtröder W.  
 "Grundlagen und Techniken der Laserspektroskopie", Springer  
 Hochschultext, Berlin (1977)
- DiChio D., Natali S.V., Kuyatt C.E.  
 Rev. Sci. Instr. **45** (1974) 559
- Dirac P.  
 Proc. Roy. Soc. A **117** (1928) 610
- Donath M.  
 Diplomarbeit, Universität Würzburg (1984)
- Donath M., Glöbl M., Senftinger B., Dose V.  
 Solid State Commun. **60** (1986) 237
- Dose V., Fauster Th., Schneider R.  
 Appl. Phys. A **40** (1986) 203
- Dose V., Kolac U., Borstel G., Thörner G.  
 Phys. Rev. B **29** (1984) 7030
- Dose V., Reusing G.  
 Appl. Phys. **23** (1980) 131
- Drouhin H.-J., Hermann C., Eminyan M., Lampel G.  
 J. Physique Lett. **44** (1983) L1027

- Drouhin H.-J., Hermann C., Lampel G.  
Phys. Rev. B **31** (1985) 3859
- Drouhin H.-J., Hermann C., Lampel G.  
Phys. Rev. B **31** (1985) 3872
- D'yakonov M.I., Perel' V.I.  
Soviet Phys. JETP **33** (1971) 1053
- Eberhardt W., Himpfel F.J.  
Phys. Rev. B **21** (1980) 5572
- Eberhardt W., Himpfel F.J.  
Phys. Rev. B **23** (1981) 5650
- Eberhardt W., Plummer E.W., Horn K., Erskine J.  
Phys. Rev. Lett. **45** (1980) 273
- Ekimov A.I., Safarov V.I.  
JETP Lett. **12** (1970) 198
- Ekimov A.I., Safarov V.I.  
JETP Lett. **13** (1971) 495
- Erbudak M., Reihl B.  
Appl. Phys. Lett. **33** (1978) 584
- Feder R. (Ed.)  
"Polarized Electrons in Surface Physics", World Scientific, Singapore (1985)
- Feder R., Rodriguez A.  
Solid State Commun. **50** (1984) 1033
- Fishman G., Lampel G.  
Phys. Rev. B **16** (1977) 820
- Garwin E.L., Meier F., Pierce D.T., Sattler K., Siegmann H.C.  
Nucl. Instr. Meth. **120** (1974) 483
- Garwin E.L., Pierce D.T., Siegmann H.C.  
Helv. Phys. Acta (1974)
- Glöbl M.  
Dissertation, Univ. Würzburg (1985)
- Goldmann A., Donath M., Altmann W., Dose V.  
Phys. Rev. B **32** (1985) 837
- Goldstein B.  
Surf. Sci. **47** (1975) 143
- Goldstein B., Szostak D.J.  
Appl. Phys. Lett. **26** (1975) 111
- Goldstein B., Szostak D.J., Ban V.S.  
Surf. Sci. **57** (1976) 733
- Heisenberg W.  
Z. Phys. **49** (1928) 619
- Herzog R.  
Z. Phys. **97** (1935) 596
- Houdré R., Hermann C., Lampel G., Frijlink P.M., Gossard A.C.  
Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 734
- Kastner A.  
Diplomarbeit, Univ. Würzburg (1985)
- Kessler J.  
"Polarized Electrons", Texts and Monographs in Physics, Springer, Berlin (1976)
- Kirschner J.  
Solid State Commun. **49** (1984) 39
- Kirschner J., Oepen H.P., Ibach H.  
Appl. Phys. A **30** (1983) 177
- Kirschner J., Rebenstorff D., Ibach H.  
Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 698

- Klebanoff L.E., Jones R.K., Pierce D.T., Celotta R.J.  
Phys. Rev. B **36** (1987) 7849
- Kolac U.  
Diplomarbeit, Univ. Würzburg (1984)
- Lampel G.  
Phys. Rev. Lett. **20** (1968) 491
- Lampel G., Weisbuch C.  
Solid State Commun. **16** (1975) 877
- Lecompte, Mainfray, Manus, Sanchez  
Phys. Rev. Lett. **32** (1974) 265
- Lecompte, Mainfray, Manus, Sanchez  
Phys. Rev. A **11** (1975) 1009
- Mott N.F.  
Proc. Roy. Soc. A **124** (1929) 425
- Mott N.F.  
Proc. Roy. Soc. A **135** (1932) 429
- Mott N.F.,  
"The Theory of Atomic Collisions", Clarendon Press, Oxford (1933),  
3rd Edition (1965)
- Oepen H.-P.  
Diplomarbeit, RWTH Aachen (1981)
- Parsons R.R.  
Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 1152
- Piaget C.  
PhD Thesis, Université Paris Sud, Centre d'Orsay, (1977)
- Pierce D.T., Celotta R.J.  
Adv. in Electronics and Electr. Phys. **56** (1981) 219
- Pierce D.T., Celotta R.J.  
J. Vac. Sci. Technol. **A1** (1983) 1119
- Pierce D.T., Celotta R.J., Wang G.-C., Unertl W.N., Galejs A., Kuyatt  
C.E., Mielczarek S.R.  
Rev. Sci. Instr. **51** (1980) 478
- Pierce D.T., Meier F.  
Phys. Rev. B **13** (1976) 5484
- Pierce D.T., Meier F., Zürcher P.  
Appl. Phys. Lett. **26** (1975) 670
- Pierce D.T., Meier F., Zürcher P.  
Phys. Lett. **51A** (1975) 465
- Raue R., Hopster H., Clauberg R.  
Phys. Rev. Lett. **50** (1983) 1623
- Reichert E., Zähringer K.  
Appl. Phys. A **29** (1982) 191
- Reihl B., Erbudak M., Campbell D.M.  
Phys. Rev. B **19** (1979) 6358
- Riechert H., Alvarado S.F.  
Festkörperprobleme **XXV** (1985) 267
- Riechert H., Alvarado S.F., Titkov A.H., Safarov V.I.  
Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 2297
- Rose H., Spehr R., Ed.: Septier A.  
Adv. Electr. Electr. Phys. Suppl. **13C** (1983) 475
- Schade H.  
Surf. Sci. **55** (1976) 20
- Schade H., Nelson H., Kressel H.  
Appl. Phys. Lett. **20** (1972) 385
- Scheer J.J., van Laar J.  
Solid State Commun. **3** (1965) 189

- Scheer J.J., van Laar J.  
Solid State Commun. **5** (1967) 303
- Senftinger B.  
Diplomarbeit, Universität Würzburg (1986)
- Spicer W.E.  
Appl. Phys. **12** (1977) 115
- Stocker B.J.  
Surf. Sci. **47** (1975) 501
- Tang F.C., Lubell, Rubin, Vasilakis, Eminyany M., Slevin  
Rev. Sci. Instr. **57** (1986) 3004
- Turnbull A.A., Evans G.B.  
Brit. J. Appl. Phys. (J. Phys. D) Ser. 2, **1** (1968) 155
- Uhlenbeck G.E., Goudsmit S.  
Die Naturwissenschaften **13** (1925) 953
- Unguris J., Seiler A., Celotta R.J., Pierce D.T., Johnson P.D., Smith N.V.  
Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 1047
- Wang C.C., Fisher D.G.  
Proc. 7th Int. Vac. Congr. & 3rd Int. Conf. Solid Surf. (1977) 1939
- Zakharchenya B.I., Fleisher V.G., Dzhioev R.I., Veshchunov Yu.P.,  
Rusanov I.B.  
JETP Lett. **13** (1971) 137
- Young R.D.  
Phys. Rev. **113** (1959) 110

## 8.2 Materialien und Firmen

### Co-Netic™

Elektromagnetisches Abschirmmaterial mit sehr hoher Permeabilität und niedrigem Sättigungsgrad, nicht stoßempfindlich, Detakta, Hans-Herbert von Saenger, Isolier- und Messtechnik (GmbH & Co.), Alsterdorfer Straße 266, 2000 Hamburg 60

### Cotronics Corp.

989 Ceramic Adhesive, high purity alumina, 3200°F  
3379 Shore Pkwy., Brooklyn N.Y. 11235  
(Distr.: Kager, 6000 Frankfurt/Main 61)

### Macor™

Mechanisch bearbeitbares keramisches Glas,  
Paul F. Schröder & CO, Technische Glaswaren (GmbH & CO),  
Buchenweg 20, 2086 Ellerau

### SAES Getters (Deutschland) GmbH

Rösrather Str. 74, 5000 Köln 91  
Dispenser CS/NF/3.9/12T 14+14

### Siemens (Regensburg)

Von der Firma Siemens AG, Regensburg, wurden uns aus der laufenden Produktion von Leuchtdioden, Ga(AsP) Kristalle mit nominellem Phosphor Anteil 40% aus verschiedenen Chargen zur Verfügung gestellt, sowie einige Dioden aus reinem GaAs. Im Juli 1986 konnte eine Werksbesichtigung stattfinden. Die technischen Angaben zur Diodenproduktion wurden von Herrn Schreiner persönlich mitgeteilt.

### Siemens (München)

Die Bandlücke von drei Ga(AsP) Kristallen wurde von Herrn Dr. Höger und Frau Miklis durch Photolumineszenz vermessen. Ein Rezept zur Vorbehandlung der GaAs Kristalle mit NH<sub>3</sub> und zur Kontaktierung erhielten wir von Herrn Westermaier.



Spectra-Mat Inc.

Heizer Typ Q661, C-4785, E-292

Vacoflux™

Fe-Co Legierung mit hoher Sättigungsmagnetisierung und Curie-Temperatur  $\geq 1200\text{K}$ , Vacuumschmelze GmbH, Hanau

Valvo

Unternehmensbereich Bauelemente der Philips GmbH,

Postfach 106323, 2000 Hamburg,

2mW Laserdiode, Collimator Pen CQL13A

## Danksagungen

Herrn Prof. Dr. V. Dose danke ich für die interessante Themenstellung dieser Arbeit, für seine Betreuung und sein stetes Interesse am Fortgang der Arbeit, sowie für die Beschaffung der dafür erforderlichen Mittel. Insbesondere aber auch herzlichen Dank dafür, daß er es ermöglichte, dieses Experiment, dessen Aufbau an der Universität Würzburg begann, am MPI für Plasmaphysik in Garching weiterzuführen.

Herrn Dipl. Phys. M. Donath danke ich für die lange, brüderliche Zusammenarbeit bei der gemeinsamen Betreuung der Apparaturen "PETRA" und "SABINE", für seine Hilfsbereitschaft und seine Freundschaft. Ich wünsche ihm einen erfolgreichen Abschluß seiner Doktorarbeit.

Herrn Dr. K. Ertl danke ich für seine kundige Einführung in die Interna des IPP, die wesentlich zur raschen Akklimatisierung beigetragen hat. Vielen Dank auch für seine Bereitschaft sich als Diskussionspartner für zahlreiche ungelöste Probleme zur Verfügung zu stellen.

Herrn Dr. J. Rogozik danke ich für zahlreiche physikalische und unphysikalische Diskussionen und für seine Bereitschaft stets mit Rat und Tat meine Arbeit zu unterstützen.

Allen Mitarbeitern der Arbeitsgruppe danke ich herzlich für die persönliche Freundschaft, die sich im Laufe der Jahre entwickelt hat. Das harmonische Arbeitsklima trug besonders zum Gelingen dieser Arbeit bei.

Herrn Dr. H. Liebl danke ich für seine kundige Einführung in die "Geheimnisse" der Teilchenoptik, sowie für seine intensive Hilfestellung beim Design der Elektronen-Transport-Optik.

Herrn G. Nagleder danke ich für seine unermüdliche Unterstützung bei technischen Fragen, für seine Laborbetreuung und für seine fachkundige Anfertigung diverser Präzisionsteile.

Den Mitarbeitern der mechanischen und elektronischen Werkstätten sowohl der Universität Würzburg, als auch des MPI für Plasmaphysik danke ich besonders für die termingerechte und technisch hervorragende Ausführung aller Wünsche und Sonderwünsche.

Herrn Dr. J. Noffke danke ich herzlich dafür, daß er mir seine Daten einer spinaufgelösten Zustandsdichterechnung prompt zur Verfügung gestellt hat.

Der Firma Siemens AG danke ich für die kostenlos überlassenen GaAsP und GaAs Kristalle, die einen wesentlichen Teil der vorgestellten Elektronenquelle darstellen. Ihren Mitarbeitern in Regensburg und München danke ich für die entgegenkommende und hilfsbereite Unterstützung.

Herrn H. Kukral danke ich für die Analysen der GaAs Kristalle mit dem Rasterelektronenmikroskop und für das Bedampfen der Kontaktschichten.

Herrn Dr. R. Volk danke ich für seine bereitwillige Unterstützung bei der Untersuchung der temporalen Struktur der Laserintensität in seinem Labor.

## Lebenslauf

Name Ulrich Hans Reinhard Kolac  
geboren am 25. Juli 1957 in Würzburg  
Staatsangeh. deutsch  
Familienstand ledig

Eltern Wenzel Kolac  
Magdalene Kolac, geb. Mauer

Schulbildung 9/1963 - 8/1967  
Pleicherschule, Würzburg (Klassen 1-4)

Schulabschluß 9/1967 - 6/1976  
Wirsberg-Gymnasium, Würzburg (Klassen 5-13)  
Abitur, Juni 1976

Bundeswehr 7/1976 - 8/1978  
Ausbildung zum Offizier der Reserve  
derzeitiger Dienstgrad: Olt d.R.

Hochschulstudium Fachrichtung Physik:  
10/1978 - 8/1981  
Julius Maximilians Universität, Würzburg

Vordiplom November 1980

Hochschulabschluß 9/1981 - 5/1982  
State University of New York, Albany N.Y., USA  
Master of Science, Mai 1982

Hochschulabschluß 5/1982 - 4/1984  
Julius Maximilians Universität, Würzburg  
Diplom, Juni 1984

Promotionsstudium Physik:  
4/1984 - 3/1988  
Julius Maximilians Universität, Würzburg

2/1986 - 3/1988  
Doktorand am MPI für Plasmaphysik, Garching

Garching, den 8.3.1988