

Analyse der Energieverteilung
feldemittierter Elektronen am System
Europiumsulfid auf Wolfram

Analysis of the Energy Distribution
of Field - Emitted Electrons
from Europium Sulfide on Tungsten

Karl Ertl

IPP 9/39

Mai 1982



MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

8046 GARCHING BEI MÜNCHEN

„Dieser IPP-Bericht ist als Manuskript des Autors gedruckt. Die Arbeit entstand im Rahmen der Zusammenarbeit zwischen dem IPP und EURATOM auf dem Gebiet der Plasma-physik. Alle Rechte vorbehalten.“

“This IPP-Report has been printed as author's manuscript elaborated under the collaboration between the IPP and EURATOM on the field of plasma physics. All rights reserved.”

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

Analyse der Energieverteilung
feldemittierter Elektronen am System
Europiumsulfid auf Wolfram

Analysis of the Energy Distribution
of Field - Emitted Electrons
from Europium Sulfide on Tungsten

Karl Ertl

IPP 9/39

Mai 1982

Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Sonder-
forschungsbereichs 128 "Elementare Anregungen an
Oberflächen" durchgeführt.

*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.*

Abstract

The energy distribution of field-emitted electrons from W-EuS was investigated. The semiconductor EuS is of interest because of its ferromagnetic properties. This work was motivated by previous experiments of Müller et al. (1972) on spin polarization of field-emitted electrons from EuS/W.

The measurements were made with a Kuyatt-Plummer spectrometer. The thickness of the EuS coating, the annealing treatment, the tip temperature and the emission voltage were varied. Generally, it was observed that the energy spectra of the electrons consisted of an emission current maximum near the Fermi level of W and one or more emission current maxima at lower energies. In special cases multiple structuring was superposed on this basic shape.

An emission model is presented and the decisive influence of S defects is shown. It is demonstrated that the experimental results are governed not only by phenomena in the interior of the EuS layer, such as transport and energy loss processes, but also by surface properties. A possible assignment of intensity maxima in the energy distributions to electronic states of the EuS is given.

+) This report is identical with a dissertation under the same title which was submitted to Technische Universität München in July 1981.

Mai 1982

ZUSAMMENFASSUNG

In der vorliegenden Arbeit wird die Energieverteilung feldemittierter Elektronen aus dem System W-EuS untersucht. Der Halbleiter EuS ist wegen seiner ferromagnetischen Eigenschaften von Interesse. Die Motivierung zu dieser Arbeit ist durch vorangegangene Experimente von Müller et al. (1972) zur Spinpolarisation der feldemittierten Elektronen gegeben.

Die Messungen werden mit einem Kuyatt-Plummer-Spektrometer durchgeführt. Variiert werden die Schichtdicke des aufgedampften EuS, die Temperbehandlung, die Spitzentemperatur und die Emissionsspannung. Grundsätzlich wird eine Zusammensetzung der Spektren aus einem Emissionsstrommaximum in der Nähe des Fermi-niveaus des W und einem oder mehreren Emissionsstrommaxima bei kleineren Energien beobachtet. In speziellen Fällen ist dieser Grundform eine vielfältige Strukturierung überlagert.

Ein Emissionsmodell wird erarbeitet und der bestimmende Einfluß von S-Fehlstellen dargestellt. Es wird gezeigt, daß sowohl Phänomene im Innern der EuS-Schicht, wie Transport- und Energieverlustprozesse, als auch Oberflächeneigenschaften die experimentellen Resultate bestimmen. Eine mögliche Zuordnung von Intensitätsmaxima in den Energieverteilungen zu elektronischen Zuständen des EuS wird gegeben.

⁺) Diese Arbeit ist identisch mit einer Dissertation gleichen Titels, die im Juli 1981 bei der Technischen Universität München eingereicht wurde.

In bunten Bildern wenig Klarheit,
Viel Irrtum und ein Fünkchen Wahrheit,
So wird der beste Trank gebraut.

(J.W.Goethe, Faust)

INHALTSVERZEICHNIS

1.	EINFÜHRUNG UND AUFGABENSTELLUNG	1
2.	PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN	3
2.1	Feldemission und Feldelektronenmikroskop	3
2.2	Energieverteilung feldemittierter Elektronen	7
2.2.1	Feldemission aus Metallen	7
2.2.2	Fowler-Nordheim-Formel	12
2.2.3	Feldemission aus Halbleitern	15
2.3	Isolatorschichten auf Metallen	17
2.3.1	Resonanztunneln	17
2.3.2	Sandwichanordnungen	20
2.3.3	Potentialbarriere an der Metall-Halbleiter-Grenzfläche	22
2.4	Europiumsulfid (EuS)	24
2.4.1	Allgemeine physikalische Eigenschaften	24
2.4.2	Multibandstruktur des Leitungsbandes nach Nolting (1978/79)	31
2.5	Emissionsmodelle für das System Wolfram-Europiumsulfid	33
2.5.1	Emissionsmodell von Müller et al. (1972)	33
2.5.2	Emissionsmodell von Kisker et al. (1977/78)	35
3.	AUFBAU DES EXPERIMENTS	38
3.1	Allgemeines	38
3.2	Feldelektronenmikroskop	40
3.3	Aufdampfvorrichtung	45
3.4	Energieanalysator	47
3.5	Zählelektronik und Datenerfassung	52

4.	DURCHFÜHRUNG DER MESSUNGEN	55
4.1	Aufdampftechnik und vorbereitende Messungen	55
4.2	Feldemissionsmessungen	58
4.2.1	Messungen an reinen Wolframspitzen	60
4.2.2	Messungen an EuS-bedampften Wolframspitzen	64
4.2.3	Parameter, Meßgrößen und Fehlerangaben	65
5.	ERGEBNISSE DER FELDEMISSIONSMESSUNGEN AM SYSTEM W - EuS	70
5.1	Seitlich bedampfte Spitzen	70
5.2	Beobachtungen an dicken EuS-Schichten ($d > 10$ nm)	71
5.2.1	Frisch bedampfte Spitzen	71
5.2.2	Tempern: stabile Phase	75
5.2.2.1	Spannungsabhängigkeit der Energieverteilung	79
5.2.2.2	Temperaturabhängigkeit der Energieverteilung	84
5.2.3	Tempern: instabile Phase	88
5.3	Beobachtungen an dünnen EuS-Schichten ($d < 10$ nm)	90
5.3.1	Frisch bedampfte Spitzen	91
5.3.2	Tempern: stabile Phase	91
5.3.2.1	Spannungsabhängigkeit der Energieverteilung	95
5.3.2.2	Temperaturabhängigkeit der Energieverteilung	106
5.3.3	Tempern: instabile Phase und Endzustand	109
6.	DISKUSSION UND INTERPRETATION	113
6.1	Emissionsmodelle	113
6.1.1	Lage des Fermi-niveaus im EuS	113
6.1.2	Äußere und innere Tunnelbarriere	115
6.1.3	Potentielle Energie im Innern der EuS-Schicht	122

6.2	Strukturen in den Energieverteilungen (Zuordnung)	133
6.2.1	Emission aus Valenzband und $4f^7$ -Zuständen	134
6.2.2	Emission über das Leitungsband	136
6.2.2.1	Leitungsbandeigenschaften	137
6.2.2.2	Primärverteilung hinter der inneren Barriere	138
6.2.2.3	Ladungstransport im EuS, Energieverlustmechanismen	139
6.2.2.4	Einfluß der äußeren Tunnelbarriere	147
6.2.3	Emission aus Oberflächen- und Adsorbatzuständen	152
6.2.4	Emission aus S-Fehlstellen	157
6.3	Spezielle Aspekte bei dünnen Schichten	159
6.4	Temperaturabhängigkeit der Emission	162
6.5	Vorgänge beim Tempern	166
7.	ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK	172
8.	LITERATURVERZEICHNIS	177

1. EINFÜHRUNG UND AUFGABENSTELLUNG

Magnetisch ordnenden Halbleitern gilt seit ihrer Entdeckung durch Tsubokawa im Jahre 1960 ein wachsendes physikalisches und technisches Interesse. Mit besonderer Aufmerksamkeit wurden die binären Europium-Chalkogenide untersucht, Substanzen, die wegen ihrer ungewöhnlichen elektrischen Transporteigenschaften auffallen und sich als Modellmaterialien zum Studium magnetischer Austauschwechselwirkungen anbieten. Das magnetische Verhalten dieser Verbindungen wird durch die halb gefüllte 4f-Schale des Europiums bestimmt, die als Träger lokalisierter magnetischer Momente anzusehen ist. Übersichtsartikel zu diesem Themenkreis wurden von Methfessel (1965) und Wachter (1972a/78/79) publiziert.

Ein interessanter Aspekt zur Anwendung magnetischer Halbleiter ergab sich 1972, als N. Müller et al. zeigten, daß durch Feldemission aus Wolframspitzen, die mit Europiumsulfid (EuS) bedeckt sind, hochpolarisierte Elektronenstrahlen gewonnen werden können. Polarisierte Elektronen werden bei allen Untersuchungen gebraucht, die Streuprozesse mit spinabhängiger Wechselwirkung behandeln (Übersichtsartikel von Kessler 1976). Bei elektronenspektroskopischen Verfahren zur Oberflächenanalyse kann die Polarisation insbesondere bei magnetischen Materialien einen zusätzlichen nützlichen Parameter darstellen.

Die Feldemissionsquelle zeichnet sich durch einen hohen Richtstrahlwert aus, ist aber vorläufig noch durch ihre komplizierte Präparierung und Handhabung belastet.

Abgesehen von möglichen Anwendungen ist das Emissionssystem selbst ein attraktives Forschungsobjekt, das ein Studium von Metall-Halbleiter-Grenzflächen und verschiedenen Tunnelmechanismen gestattet.

Die Anregung zur vorliegenden Arbeit kam von N. Müllers Experimenten zur Feldemission aus EuS und zum Nachweis der Polarisation der emittierten Elektronen. Bei diesen Versuchen wurde eine Wolframspitze im Zentrum einer Magnetfeldspule montiert, in situ mit EuS bedampft und systematisch getempert. Nach Abkühlen der Spitze unter die Curie-Temperatur des EuS wurde mit Hilfe der Mott-Streuung (Übersichtsartikel von Eckstein 1970) die Polarisation in ausgewählten feldemittierten Elektronenstrahlen gemessen. Es wurden Polarisationsgrade bis über 95 % nachgewiesen.

Aufbauend auf den experimentellen Ergebnissen haben Müller et al. ein Bändermodell für das System Wolfram-Europiumsulfid vorgeschlagen, das die Beschreibung des Emissionsprozesses ermöglicht. Es ist naheliegend, dieses Modell über die Messung der Energieverteilung der feldemittierten Elektronen zu prüfen. Außerdem ist empirisches Material erforderlich, um theoretische Studien (Penn und Plummer 1974, Feuchtwang und Cutler 1976) zu ergänzen, die sich mit der Frage befassen, welche Aussagen über elektronische Zustände aus Feldemissions-Energieverteilungen (FEED: Field Electron Energy Distribution) getroffen werden können.

Es war das Ziel dieser Arbeit, die Energieverteilung feldemittierter Elektronen am System Wolfram-Europiumsulfid (W-EuS) in Abhängigkeit von den Parametern Schichtdicke, Temperatur und Emissionsfeldstärke zu untersuchen. Vorgeslagene Emissionsmodelle sollten kritisch verglichen werden. Aufschlüsse wurden erwartet zum Tunneln durch dünne Halbleiterschichten, insbesondere ein näheres Verständnis der Rolle von 4f-Zuständen beim Tunneln durch dünne EuS-Schichten.

Wie schwer sind nicht die Mittel zu erwerben,
Durch die man zu den Quellen steigt!

2. PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN

In diesem Kapitel werden die Grundlagen der Arbeit umrissen. An einen Überblick zur Theorie der Feldemission schließt ein Abschnitt über Aspekte des Tunnelns durch dünne Schichten an. Es folgen Betrachtungen zur Potentialbarriere an einer Metall-Halbleiter-Grenzfläche. Die physikalischen Eigenschaften des EuS und die prinzipiellen Aussagen zweier Emissionsmodelle für das System W-EuS werden dargestellt. Einzelheiten folgen bei der Interpretation der Meßergebnisse.

2.1 Feldemission und Feldelektronenmikroskop

Die Möglichkeit von Tunnelprozessen durch klassisch verbotene Potentialbereiche wurde 1928 von Fowler, Nordheim und Oppenheimer vorausgesagt. Nach der Theorie sollte die Emission von Elektronen aus kalten Metallen in Gegenwart eines hohen äußeren elektrischen Feldes möglich sein. Normalerweise sind Elektronen durch die Potentialbarriere an der Oberfläche gebunden. Durch ein angelegtes Feld resultiert ein Dreieckspotential, das von den Elektronen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit durchdrungen werden kann (vergl. Abb. 2).

Eine experimentelle Bestätigung dieser Hypothese gelang 1937 E.W. Müller mit der Konstruktion des Feldelektronenmikroskops, FEM. Die geforderte hohe Feldstärke von $3 - 6 \cdot 10^7$ V/cm wird durch Anlegen einer Spannung an eine extrem feine Metallspitze erzeugt, die sich im

Zentrum eines sphärischen Leuchtschirms befindet. Diese Spitzen - meist auf elektrochemischem Wege mit anschließender thermischer Behandlung im Vakuum aus dünnen Drähten oder Kristallen hergestellt - haben Krümmungsradien zwischen wenigen 10 und einigen 100 nm. Die Feinheit des Emitters bedingt, daß die Emission fast stets aus einem einzelnen Kristalliten stattfindet, selbst wenn die Spitze aus polykristallinem Material hergestellt wurde. Die atomar gestufte Oberfläche der Spitze bietet mehr oder weniger ausgeprägt die einzelnen Kristallflächen dar.

Die aus der Spitze emittierten Elektronen werden annähernd radial beschleunigt und liefern in ungefähr stereographischer Projektion auf dem Leuchtschirm ein vergrößertes Bild der Spitze. Bildkontraste sind durch Unterschiede sowohl der Austrittsarbeit verschiedener Kristallflächen als auch der Feldstärke an der Oberfläche bedingt. Der Vergrößerungsfaktor wird in erster Näherung durch das Verhältnis von Schirmabstand zu Spitzenradius bestimmt und beträgt etwa $10^5 - 10^6$. Eine Auflösung von rund 2 nm ist erreichbar. Übliche Gesamtströme von 10^{-7} A entsprechen einer Stromdichte an der Spitzensoberfläche von 10^3 A/cm². Abbildung 1 zeigt ein Feldemissionsbild einer (110)-orientierten Wolframspitze.

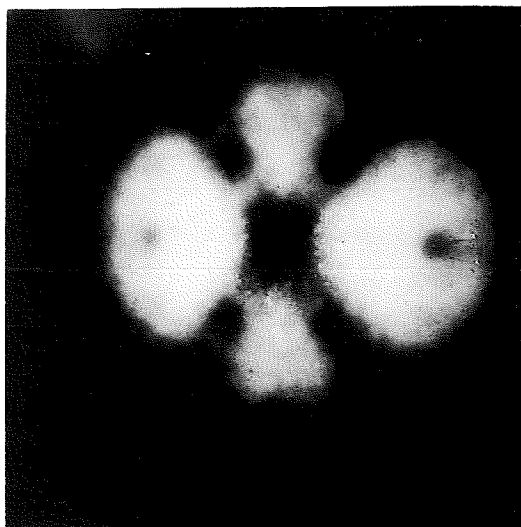


Abb. 1: Feldemissionsbild einer (110)-orientierten Wolframspitze

In Abb. 2 ist der Verlauf der potentiellen Energie eines Elektrons an einer glatten, unendlich ausgedehnten Metalloberfläche dargestellt, wenn ein elektrisches Feld F anliegt. Einem Elektron, das im feldfreien Vakuum im Unendlichen ruht, wird die Energie $E = 0$ zugeschrieben.

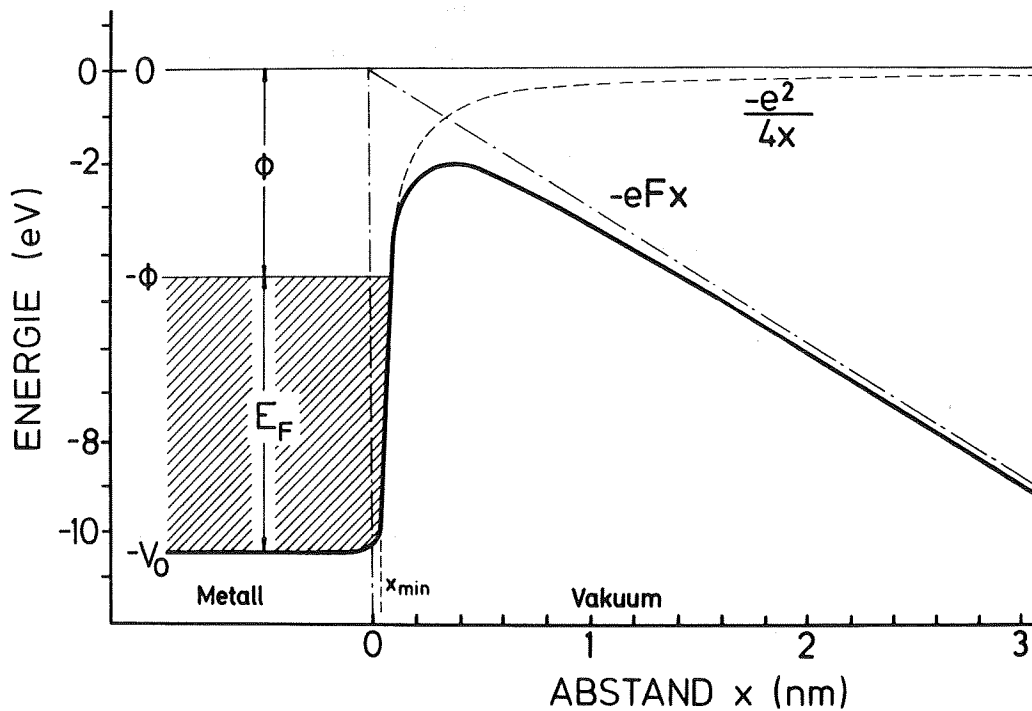


Abb. 2: Schematische Darstellung der potentiellen Energie eines Elektrons vor einer Metalloberfläche für ein Feld von $3 \cdot 10^7$ V/cm

Die Höhe der Potentialbarriere, die ein Elektron mit der Fermienergie E_F überwinden muß, um aus dem Metall in das Vakuum zu gelangen, wird als Austrittsarbeit ϕ bezeichnet. Sie setzt sich aus zwei Anteilen zusammen:

- Der erste Beitrag, das innere Potential, entspricht dem Unterschied zwischen dem chemischen Potential eines Elektrons im Inneren des Metalls und dem Potential eines Elektrons im feldfreien Vakuum in unendlicher Entfernung.
- Der zweite Beitrag wird durch eine Dipollage an der Oberfläche hervorgerufen. Diese entsteht, weil die Elektronendichte an der Grenzfläche nicht abrupt endet ('evanescent wave'), oder, mit entgegengesetztem Vorzeichen, infolge Ausschmierung der Elektronendichte gegen die lokalisierten Ionenrümpfe an der atomar rauhen Oberfläche (Smoluchowski 1941). Dieser Anteil ist je nach Kristallebene unterschiedlich und beträgt etwa 0.5 eV.

Auf das emittierte Elektron wirkt durch Influenz einer positiven Ladung im Metall die sogenannte Bildkraft, die zur potentiellen Energie außerhalb der Oberfläche $V_B(x) = -e^2/4x$ beiträgt. Beim Anlegen eines äußeren Feldes F kommt der Anteil $V_F(x) = -e F x$ hinzu.

Wird die Energie der Leitungsbandunterkante mit $-V_O = -(\phi + E_F)$ bezeichnet, und entspricht $x = 0$ der Oberfläche, dann läßt sich für die gesamte potentielle Energie schreiben:

$$\begin{aligned} V(x) &= -V_O && \text{für } x < x_{\min} \\ V(x) &= -e^2 / 4x - e F x && \text{für } x \geq x_{\min} \end{aligned}$$

In unmittelbarer Nähe der Oberfläche verliert die klassische Bildkraftkorrektur ihre Gültigkeit. Die Entfernung x_{\min} ergibt sich aus der Forderung $V(x_{\min}) = -V_O$. Genauere Betrachtungen führen zu Korrekturen dieser vereinfachten Potentialdarstellung (Cutler und Nagy 1964, Modinos 1967/68, Nowichi 1967).

2.2 Energieverteilung feldemittierter Elektronen

2.2.1 Feldemission aus Metallen

Die gesuchte Verteilung ist die Zahl der pro Energie-, Flächen- und Zeiteinheit emittierten Elektronen (TED: Total Energy Distribution). Ihre Ableitung setzt eine glatte Oberfläche und ein freies Elektronengas im Leitungsband des Metalls voraus. Da dann beim Tunnelprozeß die Gesamtenergie des Elektrons und die transversalen Komponenten des \vec{k} Vektors, k_y und k_z erhalten bleiben, kann das Problem in einer Dimension behandelt werden.

Die Tunnelwahrscheinlichkeit ist in diesem vereinfachten Modell nur von der Normalenergie W abhängig. Elektronen gleicher Totalenergie haben jedoch entsprechend ihrer unterschiedlichen Normalenergien verschiedene Tunnelwahrscheinlichkeiten. Das eindimensionale Potentialdiagramm (Abb. 2) bedeutet nicht, daß die Elektronen gleicher Totalenergie eine gleiche Potentialbarriere 'sehen'.

Wird der Energienullpunkt in die Leitungsbandunterkante gelegt, läßt sich die Normalenergie W als Funktion der Totalenergie \tilde{E} und des transversalen Impulses $\vec{k}_t = (k_y, k_z)$ angeben:

$$W = \tilde{E} - (\hbar^2/2m)k_t^2.$$

Es bedeuten \hbar das Planck'sche Wirkungsquantum dividiert durch 2π und m die Elektronenmasse.

Für die Tunnelwahrscheinlichkeit $D(W)$ gilt:

$$D(\tilde{E}, \vec{k}_t) = D(\tilde{E} - (\hbar^2/2m)k_t^2) = D(W)$$

Die differentielle Emissionsstromänderung $dj/d\tilde{E}$ wird angesetzt als Produkt $N(\tilde{E},W) \cdot D(W)$, integriert über alle Normalenergien, die sich mit einer Totalenergie \tilde{E} vereinbaren lassen. $N(\tilde{E},W)$ ist der einfallende Elektronenfluß auf die Potentialbarriere, die sogenannte 'supply function':

$$(2.1) \quad \frac{dj}{d\tilde{E}} \equiv j' = \int_0^{\tilde{E}} N(\tilde{E},W) D(W) dW$$

Die 'supply function' ist das Produkt aus Zustandsdichte $\rho(\tilde{E})$, Gruppengeschwindigkeit in Normalrichtung $v_{g,x} = \hbar^{-1} (\partial E / \partial k_x)$ und Fermiverteilung $f(\tilde{E}) = \{ \exp[(\tilde{E} - E_F) / kT] + 1 \}^{-1}$:

$$N(\tilde{E},W) = \rho(\tilde{E}) \cdot v_{g,x} \cdot f(\tilde{E})$$

In dreidimensionalen Systemen ist $\rho(\tilde{E})$ durch das folgende Integral über eine Fläche \vec{S} konstanter Energie gegeben:

$$\rho(\tilde{E}) = \int |\vec{v}_k \cdot \tilde{E}|^{-1} d\vec{S}$$

Umformungen und geometrische Betrachtungen (Gadzuk und Plummer 1973, Swanson und Bell 1973) führen zu der Formel (Stratton 1964)

$$(2.2) \quad \frac{dj}{d\tilde{E}} = \frac{2ef(\tilde{E})}{\hbar(2\pi)^3} \iint D(\tilde{E}, \vec{k}_t) \frac{\partial \tilde{E} / \partial k_x}{|\vec{v}_k \cdot \tilde{E}|} d\vec{S}$$

die sich für ein freies Elektronengas wie folgt reduziert:

$$(2.3) \quad \frac{dj}{d\tilde{E}} = \frac{2emf(\tilde{E})}{\hbar^3(2\pi)^2} \int_0^{\tilde{E}} D(W) dW$$

Für ein freies Elektronengas und die in Abb. 2 gezeigte Potentialbarriere sind die Voraussetzungen für die quasiklassische Näherung erfüllt, so daß sich die Tunnelwahrscheinlichkeit mit der WKB-Methode berechnen läßt. Nordheim hat 1928 als erster eine Lösung angegeben, Burgers et al. haben sie 1953 weiterentwickelt:

$$(2.4) \quad D_{\text{WKB}}(W) = \exp \left\{ -\left(\frac{4}{3eF}\right) \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{1/2} \cdot (\phi + E_F - W)^{3/2} \cdot v \left[\left(e^3 F\right)^{1/2} / (\phi + E_F - W) \right] \right\}$$

$v(y)$ ist eine langsam veränderliche, tabellierte elliptische Funktion (vergl. Gadzuk und Plummer 1973). Mit einer Taylorentwicklung 1. Ordnung der Tunnelwahrscheinlichkeit für kleine Werte von $(W - E_F)$ und der Transformation $E = \tilde{E} - E_F$, die den Energienullpunkt in das Fermi-niveau legt, ergibt sich für ein freies Elektronengas die Verteilung der Totalenergie:

$$(2.5) \quad \frac{dj}{dE} \equiv j'(E) = (J_0/d) \cdot (1 + \exp(E/kT))^{-1} \exp(E/d)$$

$$\begin{aligned} \text{mit } J_0 &= (4\pi m e d^2 / h^3) \exp(-c) \\ &= (1.537 \cdot 10^{-6} F^2 \cdot \exp(-c)) / \phi t^2(y) \quad (\text{A/cm}^2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} c &= \frac{4}{3} \left(\frac{\phi^{3/2}}{eF}\right) \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{1/2} v(y) \\ &= (0.683 \cdot 10^8 \phi^{3/2} / F) v(y) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} d^{-1} &= (2\phi^{1/2} / eF) \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{1/2} t(y) \\ &= (1.025 \cdot 10^8 \phi^{1/2} / F) t(y) \quad (\text{eV}^{-1}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} y &= (e^3 F)^{1/2} / \phi \\ &= 3.79 \cdot 10^4 F^{1/2} / \phi \end{aligned}$$

$v(y)$, $t(y)$ tabellierte elliptische Funktionen (Gadzuk und Plummer 1973)

F in V/cm, alle Energien in eV.

Abbildung 3 zeigt berechnete Totalenergieverteilungen feldemittierter Elektronen für verschiedene Temperaturen.

Es ist bemerkenswert, daß die Verteilung bereits 0.15 eV unterhalb der Fermienergie auf die Hälfte des Maximalwerts abgefallen ist; 2 eV unter der Fermienergie hat die In-

tensität bei einem Feld von $4.5 \cdot 10^7$ V/cm und einer Austrittsarbeit von 4.4 eV um 5 Größenordnungen abgenommen.

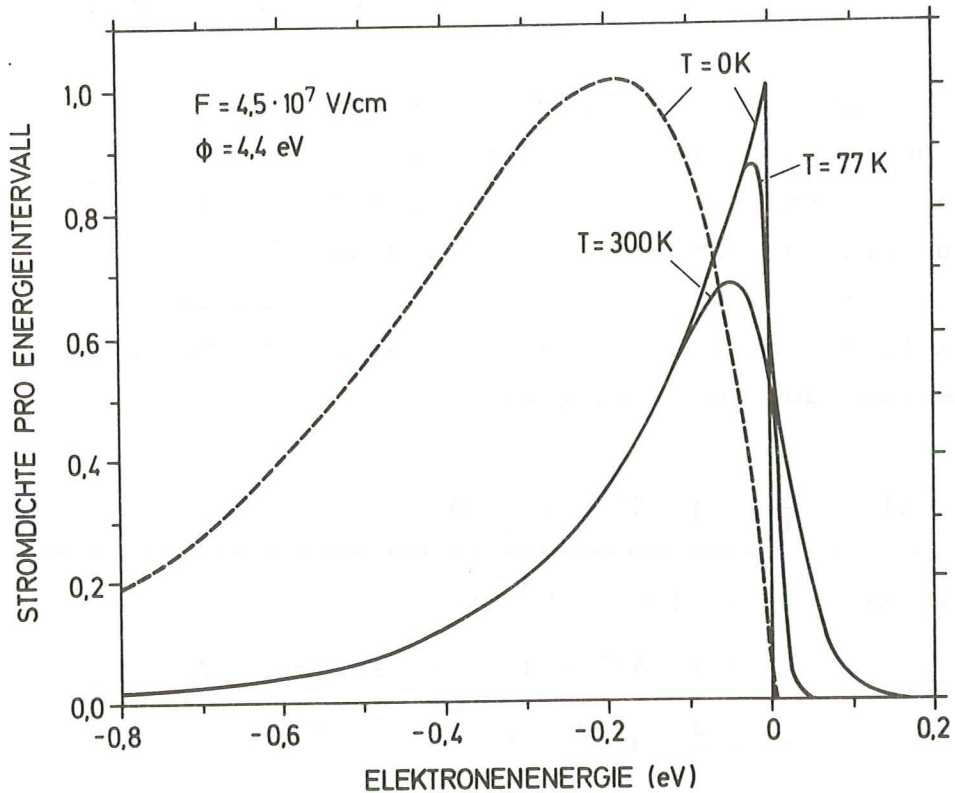


Abb. 3: Theoretische Totalenergieverteilungen für drei verschiedene Temperaturen. Eine auf gleiche Höhe normierte Normalenergieverteilung ist gestrichelt eingezeichnet.

Anmerkung zu Gleichung (2.5):

Die beschriebene Verteilung ist eine Totalenergieverteilung. Es ist gezeigt worden, daß gemessene Verteilungen ebenfalls Total- und nicht Normalenergieverteilungen sind (Everhart 1967, Gadzuk und Plummer 1973):

In Abb. 4 ist eine FEM-Anordnung schematisch in kugelsymmetrischer Geometrie dargestellt.

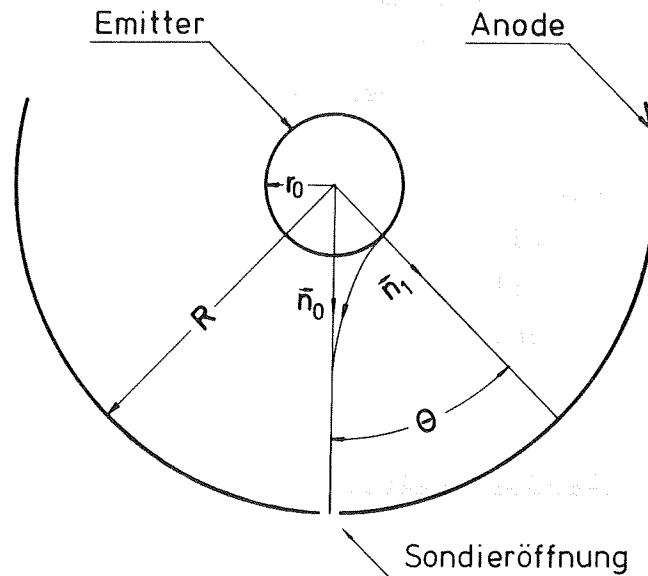


Abb. 4: Vereinfachte, kugelsymmetrische Geometrie einer FEM-Anordnung (nach Gadzuk und Plummer 1973)

Ein Elektron, das im Abstand r_0 (dem Spitzenradius) vom Mittelpunkt die Oberfläche mit einer transversalen Komponente v_t der Geschwindigkeit verläßt, verliert aufgrund der Erhaltung des Drehimpulses \vec{M} im Zentralfeld seine transversale Energie im reziproken Verhältnis zum Quadrat des Abstandes r .

$$\begin{aligned} |\vec{M}| &= m r^2 \dot{\theta} = m r_0 v_t(r_0) = \text{const} \\ v_t(r) &= v_t(r_0) (r_0/r) \\ E_t(r) &= E_t(r_0) (r_0/r)^2 \end{aligned}$$

So bleiben nach $r = 10 r_0$ nur 1 % und in üblichen Anodentfernungen (Spektrometerabstand) etwa 10^{-8} % der ursprünglichen Transversalenergie erhalten.

Die Integration über alle Elektronen, die von verschiedenen Oberflächenbereichen (Flächeneinheitsvektor \vec{n}_1) in die Sondieröffnung der Richtung \vec{n}_0 gelangen, ergibt dieselbe Verteilung wie die beschriebene Verteilung der Totalenergie. Streng genommen gilt dies nur für einen isotropen Emitter, ein homogenes Feld an der Oberfläche und für ein freies Elektronengas. Da die Tunnelwahrscheinlichkeit für eine bestimmte Totalenergie exponentiell mit θ^2 abfällt, ergeben sich in der Praxis nur kleine Abweichungen. Das Bild wird problematisch, wenn starke Abweichungen vom Modell des freien Elektronengases angenommen werden müssen.

2.2.2 Fowler-Nordheim-Formel

Die Integration von Gleichung (2.5) über alle Energien ergibt den Gesamtstrom und führt mit $T = 0$ K zur bekannten Formel von Fowler-Nordheim:

$$(2.6) \quad j = J_0 = (4\pi m e d^2 / h^3) e^{-c}$$

oder umgeformt

$$(2.7) \quad j/F^2 = A \exp(-B \phi^{3/2} / F)$$

mit $A = \{e^3 / 8\pi h \phi t^2 ((e^3 F)^{1/2} / \phi)\}$
 und $B = (4/3e) (2m/\hbar^2)^{1/2} v((e^3 F)^{1/2} / \phi)$

F ist die Stärke des angelegten Feldes.

Diese Formel behält auch für Zimmertemperatur ihre Gültigkeit, da dabei die thermisch angeregten Elektronen noch vernachlässigt werden können.

Der durch die Fowler-Nordheim-Formel gegebene Zusammenhang zwischen Feld und Gesamtstrom ist zur Bestimmung der Austrittsarbeit des Metalls geeignet. In halblogarithmischer Darstellung $\log(J/F^2)$ über $1/F$ ergibt sich die

Fowler-Nordheim-Gerade, deren Steigung S proportional $\phi^{3/2}$ ist,

$$S = - B \phi^{3/2}.$$

Eine Bestimmung der Austrittsarbeit ist nicht ohne weiteres durchführbar, weil experimentell nicht das elektrische Feld F , sondern die angelegte Spannung zugänglich ist. Der Zusammenhang zwischen diesen Größen ist selten eindeutig.

Im allgemeinen wird eine lineare Abhängigkeit angesetzt:

$$(2.8) \quad F = \beta \cdot U = (\alpha/r_0) U \quad ,$$

wobei r_0 der Spitzenradius ist und α ein Faktor, der von der Spitzenform abhängt; er beträgt etwa 0.2 (Gomer 1961).

Bei der Auswertung gemessener Strom-Spannungs-Charakteristiken wird $\log(J/U^2)$ gegen $1/U$ aufgetragen und die Steigung der Geraden S_{FN} ermittelt:

$$(2.9) \quad S_{FN} = -(B/\beta) \phi^{3/2}.$$

Die unbekannt Proportionalitätskonstante β zwischen Feld und Spannung entfällt beim Messen relativer Austritts-
arbeitsunterschiede, sofern der Geometriefaktor erhalten bleibt. In diesem Fall gilt:

$$(2.10) \quad \phi_1/\phi_2 = (S_{FN_1}/S_{FN_2})^{2/3}.$$

Dieser Zusammenhang wird in allen Feldemissionsarbeiten verwendet, in denen Änderungen der Austrittsarbeit (z.B. bei Adsorption) zu Rückschlüssen herangezogen werden. Die Anwendung dieser Beziehung ist für Temperaturen gültig, die der Bedingung

$$T < F / 8.83 \cdot 10^3 \sqrt{\phi} \quad (K)$$

genügen (Good und Müller 1956).

Bei bekannter Austrittsarbeit läßt sich β und damit bei Kenntnis der Spitzenform der Spitzenradius r_0 berechnen (Gomer 1961).

Für idealisierte Formen der Spitzenkathode kann die Beziehung zwischen Spannung und Feldstärke analytisch berechnet werden (Drechsler und Henkel 1954, Dyke und Dolan 1956). Für eine hyperbolische Spitzenform mit einem konfokalen Rotationshyperboloid als Anode sind die Äquipotentialflächen ebenfalls konfokale Rotationshyperboloide (Millikan et al. 1928). Entsprechendes gilt für eine parabolisch geformte Spitze. Das Feld im Spitzenscheitel beträgt

$$(2.11) \quad F = \frac{2 V}{r_0 \ln (4R/r_0)} \quad \text{Hyperboloidmodell}$$

$$(2.12) \quad F = \frac{2 V}{r_0 \ln (R/r_0)} \quad \text{Paraboloidmodell.}$$

Um die Unsicherheit des Geometriefaktors zu umgehen, wird im Fall des freien Elektronengases ausgenutzt, daß in der Steigung S_{TED} der halblogarithmisch aufgetragenen Energieverteilung ebenfalls eine Information über die Austrittsarbeit enthalten ist. In Kombination mit der FN-Steigung S_{FN} läßt sich eine 'absolute' Austrittsarbeit ohne genaue Kenntnis des Feld-Spannungs-Zusammenhanges bestimmen:

$$(2.13) \quad S_{\text{FN}} = - 2,96 \cdot 10^7 \phi^{3/2} s(y)/\beta$$

mit $s(y) = v(y) - y/2dv(y)/dy$

$$(2.14) \quad S_{\text{TED}} = - 4,446 \cdot 10^7 \phi^{1/2} t(y)/\beta V$$

$v(y), t(y)$ siehe Gleichung (2.5).

Division beider Beziehungen führt zu

$$(2.15) \quad \phi = -3/2 (S_{FN}/S_{TED}) V^{-1} t(y)/s(y) \quad (\text{eV}).$$

Der Gültigkeitsbereich dieser Formel ist ausführlich von Duke und Fauchier (1972) diskutiert worden.

2.2.3 Feldemission aus Halbleitern

Bei der Feldemission aus Halbleitern sind zusätzliche Effekte zu betrachten, wie ein Verbiegen der Bänder durch das angelegte Feld oder durch hohe innere Felder aufgrund großer Emissionsströme. Auch sind Abweichungen vom thermodynamischen Gleichgewicht mit Erzeugung 'heißer' Elektronen oder der Einfluß von Oberflächenzuständen zu berücksichtigen (Stratton 1955/62/64, Busch und Fischer 1963, Fischer und Neumann 1966, Baskin et al. 1971/77, Tsong 1979).

Im folgenden werden einige Formeln für die Emission aus verschiedenen Bandtypen angegeben (Stratton 1962). Thermodynamisches Gleichgewicht wird jeweils vorausgesetzt.

a) Emission aus dem entarteten Leitungsband

$$(2.16) \quad j = A \cdot H(\xi_S/kT, F) \cdot \exp\left(-\frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m}}{e\hbar F} \phi^{3/2} \cdot v\right)$$

$$\text{mit } A = 120 \cdot T^2 \quad (\text{A/cm}^2)$$

ξ_S = Abstand des Ferminiveaus von der Leitungsbandunterkante an der Oberfläche

H = eine von Stratton berechnete Funktion von ξ_S/kT und vom angelegten Feld.

Alle übrigen Symbole haben die gleiche Bedeutung wie bei der FN-Formel für Metalle.

b) Emission aus dem nichtentarteten Leitungsband

$$(2.17) \quad j = A \cdot H'(\xi_s/kT, F) \cdot \exp(\xi_s/kT) \cdot \exp\left(-\frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m}}{e\hbar F} \chi^{3/2} \cdot v\right)$$

mit χ = Elektronenaffinität

c) Emission aus dem Valenzband

$$(2.18) \quad j = \frac{e^3 F^2}{8\pi h \phi'^2 t^2} \cdot \exp\left(-\frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m}}{e\hbar F} \phi'^{3/2} \cdot v\right)$$

mit ϕ' = Abstand des Vakuumniveaus von der Oberkante des Valenzbandes.

Bei der Emission aus dem Leitungsband eines Halbleiters weicht der Zusammenhang zwischen Strom, Feld und Temperatur von der Fowler-Nordheim-Gleichung ab. Die Auswertung von Strom-Spannungs-Charakteristiken ist deshalb kritisch. Die Übereinstimmung von Theorie und Experiment ist bisher äußerst mangelhaft. Große Bedeutung kommt offensichtlich der Emission aus Oberflächenzuständen zu, die von Modinos (1974) ausführlich behandelt wird.

Emissionssysteme, die nicht im Modell des freien Elektrogases beschrieben werden können, sind theoretisch schwierig zu erfassen. Für Fälle, in denen die WKB-Methode nicht gerechtfertigt ist, wie für örtlich rasch veränderliche Potentiale, lokalisierte d-Elektronen oder für Elektronenenergien in der Nähe des Barrierenmaximums, wurden Näherungen entwickelt. Eine häufig angewandte Methode ist der Formalismus des 'transfer Hamiltonians' (Oppenheimer 1928), eine Art zeitabhängige Störungsrechnung, die Übergangswahrscheinlichkeiten aus einem Metallniveau in einen ungebundenen Zustand berechnet (Gomer 1974). Das angelegte Feld wird als Störung behandelt.

Theoretische Untersuchungen zeigen, daß die Tunnelwahrscheinlichkeit von der Natur der Wellenfunktion an der Oberfläche abhängt und damit wesentliche Informationen über diese liefert. In einigen Fällen müssen auch inelastische Effekte berücksichtigt werden. Eine ausführliche Zusammenstellung wird von Gadzuk und Plummer (1973) gegeben.

Die Interpretation von experimentellen Energieverteilungen feldemittierter Elektronen ist nicht unumstritten. Eine vergleichende Analyse theoretischer Modelle wurde von Feuchtwang und Cutler (1976) durchgeführt. Die bisherige Annahme (Penn und Plummer 1974), daß mit der Analyse der Energieverteilung eine lokale eindimensionale Zustandsdichte erfaßt wird, scheint kein vollständiges Bild zu liefern.

2.3 Isolatorschichten auf Metallen

2.3.1 Resonanztunneln

Tunnelexperimente an dünnen Schichten sind ein wichtiges Hilfsmittel für das Studium elektronischer Strukturen von Festkörpern. Die Halbleitertechnologie verdankt dieser Methode wesentliche Fortschritte, und entsprechend vielfältig ist die Literatur zu diesem Thema. Die Arbeit von C.B. Duke (1969) gibt einen ausführlichen Überblick.

In Untersuchungen der Feldemission an definiert bedeckten Spitzen sind vorwiegend extrem dünne Schichten behandelt worden, z.B. Adsorbatsysteme bis zu wenigen Monolagen auf Metallen. Die beobachteten Phänomene werden mit dem Konzept des Resonanztunnelns erklärt, das den Tunnelprozeß über Energieniveaus adsorbierter Atome beschreibt (Duke und Alferieff 1967). Die Situation ist schematisch in Abb. 5 dargestellt.

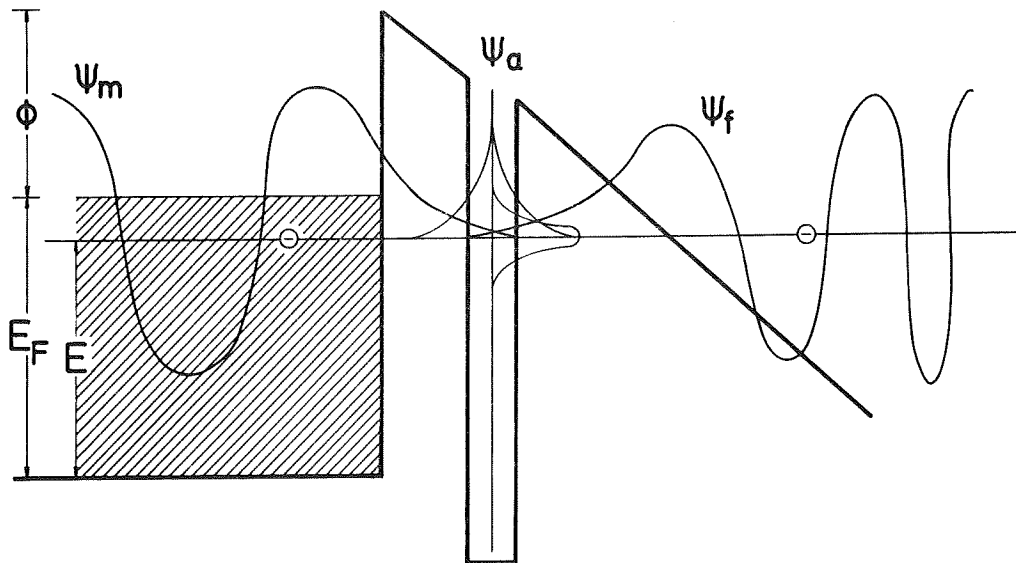


Abb. 5: Schematische Darstellung der potentiellen Energie beim Resonanztunneln (nach Gadzuk 1970).

ψ_m ist die ungestörte Wellenfunktion der Metallelektronen, ψ_a die lokalisierte Funktion des virtuellen Adsorbatzustandes, ψ_f die Wellenfunktion des ins Vakuum emittierten Elektrons.

Das Potential des Adatoms modifiziert die Feldemissions-Potentialbarriere. Besitzt das Adsorbat in der Nähe der Fermienergie des Metalls einen virtuellen Energiezustand, wird dem Metallelektron der Übergang erleichtert.

Im Experiment zeigt die Energieverteilung der emittierten Elektronen Intensitätsüberhöhungen, die zwei bis vier Größenordnungen betragen können. Die gemessenen Energieniveaus des Adatoms sind - verglichen mit entsprechenden Zuständen des freien Atoms - verbreitert und verschoben. Die Ursache ist in einer Wechselwirkung mit der Unterlage zu suchen.

Das Konzept des Resonanztunnelns erklärt auch Widersprüche, die beim Vergleich von Absolutwerten des Stroms mit Ergebnissen von FN-Messungen auftreten (Delchar und Ehrlich 1965, Ermrich 1965/67). Bei Adsorbatsystemen ist die Austrittsarbeit allein offenbar kein Parameter, der die Tunnelwahrscheinlichkeit korrekt beschreibt. Auch Änderungen des 'Preexponential' (Gl. 2.7) sind zu bewerten.

Eine ausführliche Zusammenfassung von Ergebnissen zum Resonanztunneln ist bei Gadzuk und Plummer (1973) zu finden.

Die Feldemission aus dünnen halbleitenden und dielektrischen Schichten auf Metallen wird von Neumann (1967) behandelt. Frühere experimentelle Arbeiten beschränkten sich meist auf Gesamtstrommessungen und die Aufnahme von Strom-Spannungs-Charakteristiken. Neumann versucht die von Mileschkina und Sokolskaya (1963) gefundenen Energieverteilungen am System Ge/W theoretisch zu erklären. Es ist jedoch fraglich, ob die angewandte Fowler-Nordheim-Theorie ausreicht, dieses komplexe System zu behandeln.

Gute Übereinstimmung mit der Theorie (Nicolaou und Modinos 1971) zeigen die Messungen von Clark (1971), der die Energieverteilung an Ge-Schichten auf Wolfram untersucht hat. Die Struktur dieser Spektren wird mit dem Modell des Resonanztunnelns interpretiert; eine Verschiebung des Resonanzniveaus der ersten adsorbierten Lage um 1.23 eV und eine der zweiten um 0.4 eV zu höherer Energie muß dabei vorausgesetzt werden.

In diesen Arbeiten wird nicht eindeutig geklärt, bei welchen Schichtdicken die Anwendung des Bandstrukturmodelles gerechtfertigt und sinnvoll ist.

2.3.2 Sandwichanordnungen

Eine häufig verwendete Untersuchungsmethode ist das Tunneln durch Sandwichschichten, z.B. durch eine Metall-Isolator-Metall-Anordnung, MIM. Dabei wird versucht, über die Aufnahme von Strom-Spannungs-Charakteristiken die Bandstruktur der eingeschlossenen Isolator- oder Halbleiterschicht abzuleiten. Leipold und Feuchtwang (1974/75), Feuchtwang et al. (1977) haben in theoretischen Arbeiten die Möglichkeiten und Grenzen dieser Methode untersucht, insbesondere der von Zener (1934) angewandten 'modifizierten WKB-Methode'. Abbildung 6 zeigt den Verlauf der potentiellen Energie in einer MIM-Anordnung.

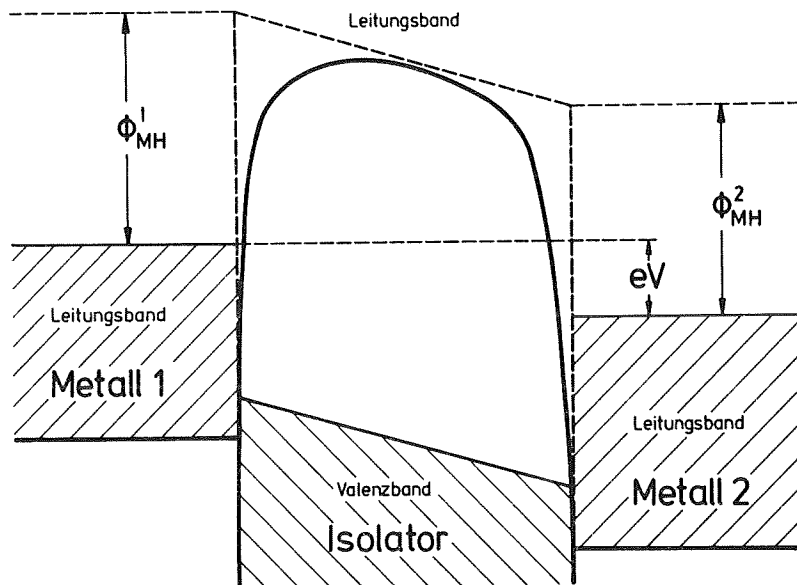


Abb. 6: Bändermodell einer MIM-Anordnung bei Anlegen einer Spannung V . Φ_{MH}^1 und Φ_{MH}^2 sind die 'Austrittsarbeiten' in das Leitungsband des Isolators.

Bei hohen Emissionsfeldstärken zeigt der elastische Transmissionskoeffizient $S(E,V)$ Oszillationen in Abhängigkeit von der Spannung. Sie werden durch Interferenzen einfallender und reflektierter Wellenfunktionen erklärt.

Diese 'Resonanzen' treten in gleichen Abständen auf wie die Energieniveaus einer 'Stark-Leiter', $\Delta E = F a$, wobei F die Feldstärke und a die Länge der Einheitszelle ist.

Wenn die Bedingungen $F a \ll E_B$ und $F a \ll E_G$ nicht erfüllt sind, (E_B ist die Breite des Leitungsbandes, E_G die Breite der Bandlücke im Isolator), wird das Konzept der Bandstruktur sinnlos, weil wegen des hohen Feldes eine Stark-Aufspaltung vorliegt, die nicht vernachlässigt werden kann (Adams 1957).

Die Situation ist bei nichtkristallinen Schichten noch komplexer, ebenso bei der Betrachtung inelastischer Effekte. Als Beispiele sind Störstellenstreuung und der Einfluß von Haftstellen zu nennen. Bei Schichtdicken über 2 bis 10 nm beeinflussen sie den Tunnelstrom entscheidend. Außerdem können Raumladungen den Potentialverlauf in der Schicht drastisch verändern. In einer Arbeit von Eckertowà (1966) sind zahlreiche Experimente zu diesem Problem zusammengetragen und diskutiert worden. Bestimmend für den Tunnelstrom sind außerdem die exakten Potentialstrukturen an den Grenzflächen zwischen Metall und Isolator bzw. Metall und Halbleiter. Die Aufhebung der Kristallperiodizität kann zu lokalisierten Energiezuständen führen, die das elektronische Spektrum modifizieren. Ein zusätzlicher Aspekt ist zu beachten, wenn die Potentialstruktur der Grenzfläche für ein Elektron bindend wirkt. Ist die Ausdehnung des Potentialgrabens senkrecht zur Grenzfläche von der Größenordnung der de Broglie-Wellenlänge der Elektronen, so sind die elektronischen Zustände senkrecht zur Fläche quantisiert (Schrieffer 1957). Den diskreten Energieniveaus ist ein Quasikontinuum der freien Bewegung parallel zur Grenzfläche überlagert. Die entstehenden zweidimensionalen Subbänder wurden in der Inversionsschicht am Kontakt Halbleiter-Oxyd an geeignet dotierten MOS-Anordnungen mit optischer Spektroskopie nachgewiesen (Kneschaurek et al. 1976). Es ist denkbar, daß ähnliche Quantisierungseffekte auch an der Halbleiter-Vakuum-

Grenzfläche bei der Feldemission eine Rolle spielen (Seiwatz und Green 1958).

Die veränderte Zustandsdichte würde bei der selbstkonsistenten Integration der Poissongleichung für die Berechnung der Bandkrümmung erhebliche Schwierigkeiten bereiten (Busch und Fischer 1963), auch die Formeln (2.16) bis (2.18) würden ungültig.

2.3.3 Potentialbarriere an der Metall-Halbleiter-Grenzfläche

Die Kenntnis der Potentialbarriere am Kontakt ist entscheidend für das Verständnis von Tunnelexperimenten an Metall-Halbleiter-Systemen.

Im thermischen Gleichgewicht fallen die Fermienergien beider Materialien zusammen, ein Zustand, der durch einen Ladungsfluß durch die Kontaktfläche erreicht wird und ein Verbiegen der Bänder der Halbleiter im Bereich der Grenzfläche zur Folge hat. Die Experimente Kurtins (1969) haben gezeigt, daß sich zwei Typen von Metall-Halbleiter-Kontakten unterscheiden lassen (Abb. 7).

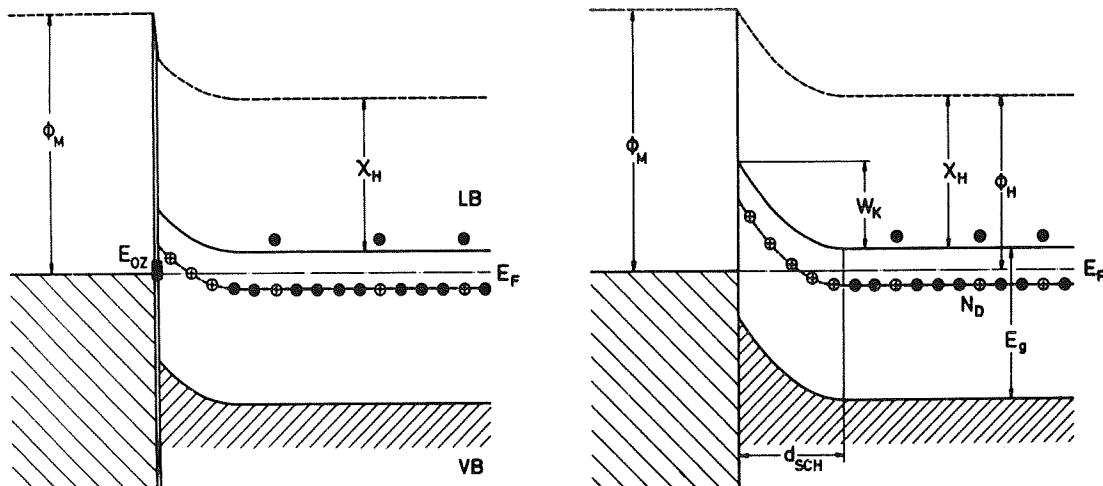


Abb. 7: Bänderschema einer Metall-(n)Halbleiter-Grenzfläche
a) Bardeen-Barriere mit Oberflächenzuständen,
b) Schottky-Barriere

- Bei kovalenten Halbleitern wird das Fermi-niveau am Kontakt aufgrund von Oberflächenzuständen an einer definierten Stelle der Bandlücke fixiert, und zwar unabhängig von den Austrittsarbeiten der Materialien (Bardeen-Barriere).
- Bei ionischen Halbleitern fehlt das Auftreten einer Oberflächenladung. Eine Begründung dieses Effekts ist in der für ionische Materialien typischen atomaren Natur der Wellenfunktionen und ihrem geringen Überlapp zu sehen. So kann das Leitungsband mit den Kationen und das Valenzband mit den Anionen identifiziert werden.

Beide Atomsorten bilden Oberflächenzustände, die dicht an den Leitungsband- bzw. Valenzbandkanten liegen (Mead 1966). Demzufolge kann sich das Fermi-niveau in einem weiten Bereich der Bandlücke bewegen, ohne daß Oberflächenladungen erzeugt werden. Solche Materialien bilden bei geeigneter Dotierung die klassische Schottky-Barriere, die durch eine ortsunabhängige Raumladungsdichte charakterisiert ist. Die Höhe der Barriere bezüglich der Leitungsbandunterkante ist die Differenz der Austrittsarbeiten des Metalls und des Halbleiters. Das entspricht einer Anpassung der Vakuumniveaus an der Kontaktstelle.

Die Gestalt der Barriere folgt aus der Lösung der Poisson-Gleichung, wobei die Dotierung ein bestimmender Parameter ist. Bei intrinsischem Material ist die Debye-Abschirmlänge ein Maß für die Dicke der Barriere:

$$(2.19) \quad l_D = \sqrt{\frac{\epsilon_r}{8 \pi e^2 n_i}}$$

mit ϵ_r = Relative Dielektrizitätskonstante des Halbleiters,

n_i = Intrinsische Ladungsträgerkonzentration

Im Fall einer idealen Schottky-Barriere (n-Dotierung) zeigt das Potential parabolisches Verhalten; die Dicke der Verarmungsschicht beträgt ohne ein angelegtes Feld (Sze 1969):

$$(2.20) \quad l_{\text{Sch}} = \sqrt{\frac{\epsilon_r}{2 e^2 N_D} (W_k - kT)}$$

mit N_D = Konzentration der Donatoren,
 W_k = Barrierenhöhe bezogen auf die Leitungsbandunterkante.

2.4 Europiumsulfid (EuS)

2.4.1 Allgemeine physikalische Eigenschaften

Europiumsulfid gehört zur Gruppe der divalenten Europiumchalkogenide. Es ist ein ferromagnetisch ordnender Halbleiter.

Die erste saubere Synthese gelang 1962, worauf es ausführlichen Analysen seiner magnetischen Eigenschaften unterworfen wurde (Busch et al. 1962, McGuire et al. 1962, Van Houten 1962). Heute gehört es zusammen mit Europiumoxyd zu den weitest erforschten magnetischen Halbleitern.

Europiumsulfid kristallisiert kubisch-flächenzentriert in rein ionischer Bindung (NaCl-Typ).

Wachter (1969) und Kasuya (1970) leiteten mit dem Haber-Born-Prozeß ein Energieniveauschema des EuS ab. Der vollständige Transfer der Valenzelektronen des Kations (Eu: $4f^7, 6s^2$) zum Anion (S: $3s^2 p^4$) wird dabei vorausgesetzt.

Die Verbreiterung der Energiebänder und die Aufspaltung der 5d-Zustände im kubischen Kristallfeld sind in diesem atomistischen Modell nicht erklärbar. Sie wurden aus experimentellen Befunden gefolgert.

In Abb. 8 ist das Energieniveauschema dargestellt.

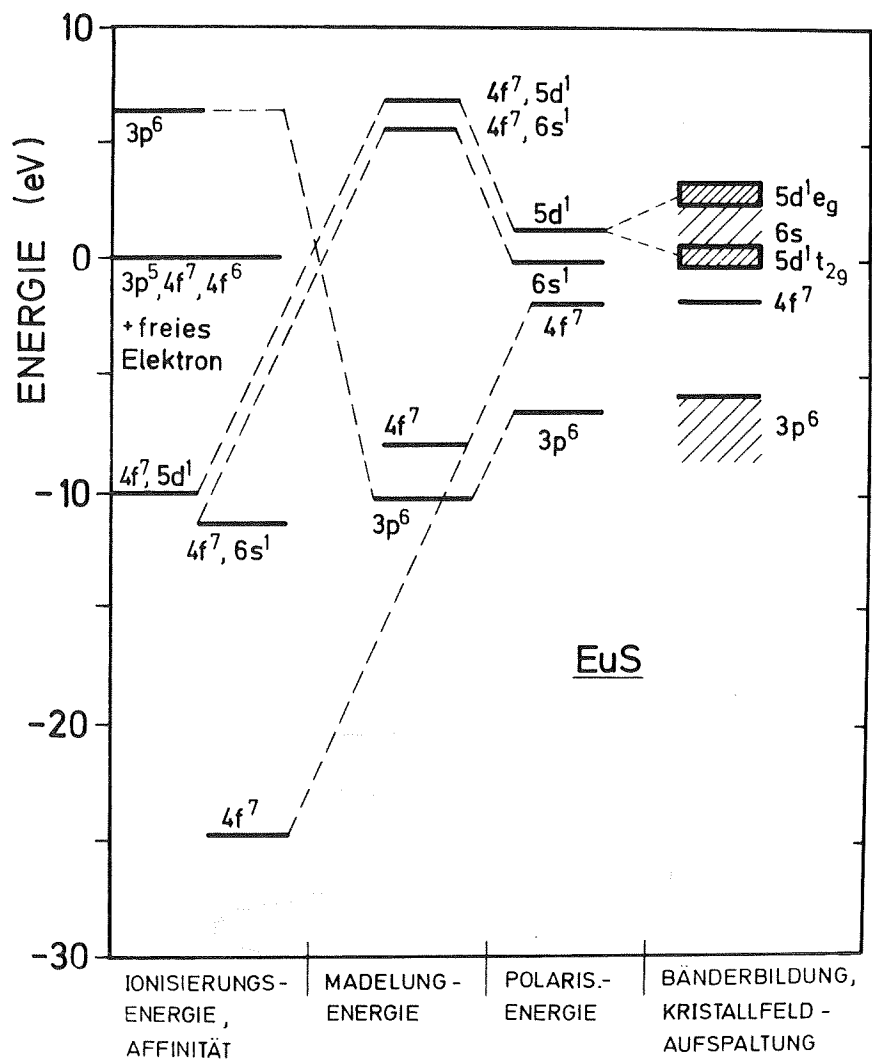


Abb. 8: Energieniveauschema für EuS nach dem Haber-Born-Prozess (nach Wachter 1969 und 1978)

Obwohl beim neutralen Atom die Bindungsenergie der 4f-Elektronen kleiner ist als die der 5p-Elektronen, liegt die 4f-Schale weit im Inneren des Atoms. Diese Lokalisierung in Kernnähe hat zur Folge, daß im Festkörper die 4f-Wellenfunktionen kaum überlappen und infolgedessen eine Verbreiterung des Niveaus und die Ausbildung eines Bandes verhindert werden (Konzept der lokalisierten Zustände).

Das dargestellte Energieniveauschema ist durch zahlreiche Experimente, insbesondere durch optische Absorptions-

messungen und Photoemissionsuntersuchungen (UPS, XPS) gesichert und allgemein anerkannt (Übersichtsartikel von Wachter 1978). Die genaue energetische Lage des 4f-Zustands kann aus optischen Übergängen nicht ermittelt werden, weil die Breite des $4f^6(^7F_J)$ Multiplett-Endzustands (0.6 eV) eingeht (Wachter 1971).

Die Berücksichtigung dieser Ergebnisse führt zu der in Abb. 9 gezeigten schematischen Darstellung der Zustandsdichte.

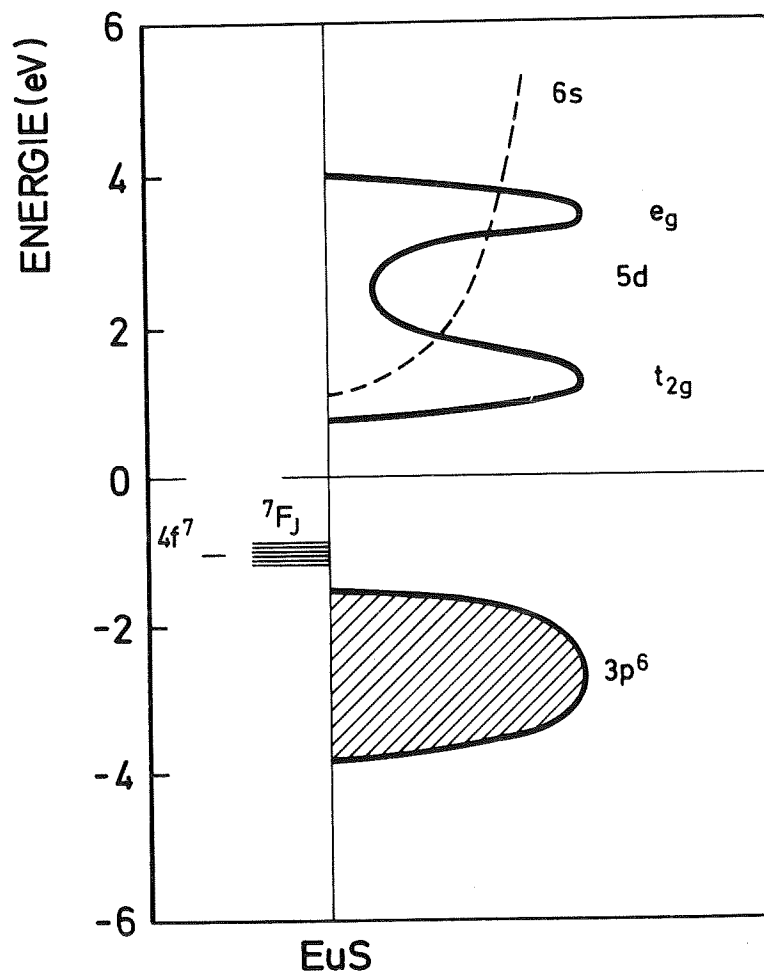


Abb. 9: Schema der Zustandsdichte von EuS (nach Wachter 1978)

Ein Problem dieser Darstellungen (Abb. 8 und 9) ist die äquivalente Behandlung von Bandzuständen und lokalisierten Zuständen, bei denen es sich um Mehrelektronenzustände handelt. Mit einem solchen Diagramm läßt sich exakt

nur ein Ein-Elektronensystem beschreiben, d.h. Zustände einer (n-1)-Konfiguration plus ein unabhängiges Elektron. Das Diagramm soll nur in dem Sinn verstanden werden, als es die Energiedifferenzen zeigt, die für entsprechende Elektronenübergänge aufzuwenden sind.

Ergebnisse theoretischer Bandstrukturrechnungen (Cho 1967, 1970) sind kaum überzeugend, weil sie empfindlich von der Parameterwahl abhängen. Sie stehen teilweise im Widerspruch zum experimentellen Befund.

Verantwortlich für das magnetische Verhalten des EuS sind die Eu-Ionen. Im Eu-Ion sind die sieben 4f-Elektronenspins gemäß der Hundschen Regel parallel ausgerichtet mit resultierendem Bahndrehimpuls $\vec{L} = 0$. Russel-Saunders-Kopplung liefert Spinzustände mit dem magnetischen Moment $\mu_{\text{eff}} = \mu_B \cdot g_j \cdot \sqrt{J(J+1)}$ pro Ion (μ_B = Bohrsches Magneton, g_j = Landé-Faktor). Positive Austauschwechselwirkung führt unterhalb der Curie-Temperatur von $T_C = 16.57$ K zum Ferromagnetismus. Da die 4f-Wellenfunktionen kaum überlappen, erscheint eine direkte Austauschwechselwirkung unwahrscheinlich. Es wird heute angenommen, daß eine indirekte, sog. Kation-Kation-Superaustauschwechselwirkung (Goodenough 1963) für den Ferromagnetismus verantwortlich ist. Unterhalb der Curie-Temperatur spaltet das Leitungsband des EuS durch Wechselwirkung mit den 4f-Zuständen auf. Dies wurde experimentell zuerst in einer Rotverschiebung der Absorptionskante bei optischen Messungen gefunden (Wachter 1964, Busch et al. 1964).

Die verschiedenen Modelle und Theorien zu diesem Phänomen werden ausführlich von Wachter (1972) diskutiert; eine jüngere Theorie zur Struktur des Leitungsbandes ist von Nolting vorgestellt worden (vergl. 2.4.2).

Die Photoleitfähigkeit des EuS zeigt ein interessantes Verhalten in der Nähe des Curie-Punktes. Sie hat ihr Maximum an der Absorptionskante. Unterhalb 100 K nimmt die Intensität dieses Maximums ab und erreicht bei T_C ein ausgeprägtes Minimum. Wachter (1978) erklärt die-

sen Effekt durch das Auftreten eines kombinierten elektrischen und magnetischen Polarons. Anschaulich: ein in das Leitungsband gehobenes Elektron kreist mit relativ großem Radius um das entstandene Loch und tritt mit dem Spinsystem in Wechselwirkung. Dadurch wird seine Mobilität beeinflusst.

Verschiedene physikalische Eigenschaften des EuS können wesentlich durch Schwefelfehlstellen bestimmt sein. Diese treten häufig in aufgedampften Filmen auf und sind für die Diskussion eines Emissionsmodelles wichtig. Die Fehlstellen wirken wie doppelt geladene F-Zentren und binden zwei Elektronen.

Es liegen bisher zu S-Fehlstellen in EuS fast keine, zu O-Fehlstellen in EuO nur widersprüchliche Theorien vor. Eu-reiches EuO wurde deshalb genauer untersucht, weil es unterhalb der Curietemperatur einen Isolator-Metall-Übergang zeigt. Für das prinzipielle Verständnis sollten die gewonnenen Erkenntnisse auch im vorliegenden Fall anwendbar sein. Von Molnar und Kasuya (1970), Petrich et al. (1971), Oliver et al. (1972) behandeln die Zustände des Systems der eingefangenen Elektronen entsprechend einem He-Atom. Oberhalb der Curietemperatur T_C befinden sich die Elektronen im Singulettzustand $^1S(1s\uparrow 1s\uparrow)$. Die erste Ionisierungsenergie für den Übergang in das Leitungsband beträgt 0.3 eV; das zweite Elektron ist stärker gebunden. Oberhalb des Singulettzustands existieren im Leitungsband Triplett- und Singulettzustände. Unterhalb T_C spaltet der leitende Triplettzustand im effektiven Austauschfeld der ausgerichteten Eu-4f-Spins auf, der $^3S(1\uparrow 2s\uparrow)$ -Zustand besitzt bei ausreichend tiefer Temperatur die niedrigste Energie.

Torrance et al. (1972) halten diesem Modell verschiedene experimentelle Befunde entgegen und schlagen das Modell des gebundenen magnetischen Polarons vor: die beiden Elektronen des F-Zentrums mit ihren ferromagnetisch ausgerichteten Spins gewinnen im paramagnetischen Temperaturbereich durch magnetische Ausrichtung der die Fehlstelle umgebenden Eu-Ionen und Lokalisierung magnetische Energie (≈ 0.35 eV bezüglich der Leitungsbandunterkante). Der Grundzustand

stellt bereits im paramagnetischen Bereich ein ferromagnetisches Spincluster dar. Unterhalb T_C gewinnen auch die Leitungselektronen magnetische Energie. Damit verschwindet mit sinkender Temperatur für die Fehlstellenelektronen der magnetische Anteil der Bindungsenergie; metallische Leitfähigkeit tritt auf. Die Elektronen bewegen sich dann mit großem Bahnradius um die Fehlstelle. Nach Torrance et al. sollten für Fehlstellenkonzentrationen 0.1% die Orbitale ausreichend überlappen, um zu nichtaktivierter Leitung zu führen. Bei kleineren Konzentrationen wurde 'Hopping' beobachtet (von Molnar 1970, Shafer et al. 1972).

Für EuS wurde bisher bei Abkühlen unter T_C eine Leitfähigkeitszunahme von höchstens einer Zehnerpotenz gefunden (Shapira 1974). Wachter (1979) weist darauf hin, daß EuS ein erheblich komplexeres Verhalten als EuO zeigt und eventuell verschiedene Phasen oder chemische Cluster enthalten kann.

Tabelle 1 vergleicht physikalische Eigenschaften innerhalb der Familie der Eu-Chalkogenide, in Tabelle 2 sind Daten des EuS und seiner Komponenten zusammengestellt.

	EuO	EuS	EuSe	EuTe
Gitterkonstante (nm)	0.5141	0.5968	0.6195	0.6589
Curietemperatur (K)	69.33	16.57	4.6 2.8 1.8	9.58
Magnetische Ordnung	ferro	ferro	antiferro I ferri antiferroII	antiferro
ϵ_{stat}	26.5	11.1	9.5	6.9
ϵ_{opt}	4.6	4.7	5.35	5.75
$\Delta E_{\text{VB-LB}}$ (eV)	~ 3.0	~ 2.6	~ 2.4	~ 2.35
$\Delta E_{4f\text{-LB}}$ (eV)	1.12	1.65	1.8	2.0
Aufdampfbarkeit	-	+	+	+

Tabelle 1: Die Familie der Eu-Chalkogenide: physikalische Eigenschaften

	Eu	S	EuS	Ref. für EuS
Ordnungszahl	63	16		
Massenzahl	151.96	32.064		
Elektronenkonfiguration	$4f^7 5s^2$ $5p^6 6s^2$	$3s^2 3p^4$		
Energielücke (eV)			1.65	Wachter 1972
Energieabstand $4f^7 - E_F$ (eV)			~ 1	Wachter 1979
Gitterstruktur	bcc	komplex	fcc	
Gitterkonstante (nm)	0.458		0.5968	Wachter 1979
Dichte (g/cm^3)	5.25		5.75	
Molekülkonzentration (cm^{-3})	$2.05 \cdot 10^{22}$		$1.88 \cdot 10^{22}$	Wachter 1979
Schmelzpunkt (K)	1099	386		
Siede- bzw. Sublimationspunkt (K)	1870	718	1703	Methfessel und Mattis 1968
Curietemperatur (K)			16.57 ± 0.02	Berkner 1975
Statische Dielektrizitätskonstante ϵ_{stat}			11.1	Güntherodt 1974
Optische Dielektrizitätskonstante ϵ_{opt}			4.7	Güntherodt 1974
Energie des transversalen optischen Phonons $\hbar \omega_{TO}$ (eV)			0.0211	Schlegel und Wachter 1973
Energie des longitudinalen optischen Phonons $\hbar \omega_{LO}$ (eV)			0.0330	Schlegel und Wachter 1973

Tabelle 2: Physikalische Daten des EuS und seiner Komponenten

2.4.2 Multibandstruktur des Leitungsbandes nach Nolting (1978/79)

Die bisher akzeptierte Struktur des Leitungsbandes ist durch Austauschwechselwirkungen bedingt zwischen lokalisierten 4f-Elektronen und Elektronen, die in das Leitungsband angeregt wurden. Diese Situation wird im s-f- bzw. im s-d-Modell beschrieben (Rys et al. 1967, Haas 1968, Krisement 1976, Nolting 1977). Eine Störungsrechnung 1. Ordnung zeigt, daß die zunehmende magnetische Ordnung der 4f-Elektronen unterhalb der Curie-Temperatur zur Aufspaltung des Leitungsbandes in zwei spinpolarisierte Subbänder führt.

Nolting stellte 1978/79a/79b eine weitere, erheblich komplexere 'Multibandstruktur' des Leitungsbandes vor. Demnach entstehen bei Berücksichtigung möglicher Anregungen und der Coulomb-Wechselwirkung zwischen Elektronen sog. 'Quasiteilchen-Subbänder', die ausgeprägt von der Temperatur und von der Besetzung des Leitungsbandes abhängen (Nolting und Oleś 1980a/80b). In Abb. 10 ist die Temperaturabhängigkeit der Zustandsdichten der Quasiteilchen für eine Bandbesetzung von 0.5 dargestellt. Der Quasiteilchencharakter des Spektrums drückt sich in endlichen Lebensdauern aus, so daß manchen Subbändern keine physikalische Bedeutung zukommt (Nolting und Oleś 1980 c).

Die experimentell vielfach verifizierte Rotverschiebung der Absorptionskante wird auch in diesem Modell korrekt beschrieben. Zusätzlich werden Effekte der spinpolarisierten Photoemission erklärt, ohne eine paramagnetische Oberflächenschicht zu postulieren (Meier et al. 1979). Das Multiband-Modell erweist sich auch hilfreich bei der Interpretation optischer Absorptionsmessungen an EuS (Schoenes und Nolting 1978). Es wird auch versucht, Ergebnisse von Feldemissionsmessungen, die nicht mit dem Modell reiner Spinbänder konsistent sind, mit der Multiband-Theorie zu erklären (Nolting und Reihl 1978).

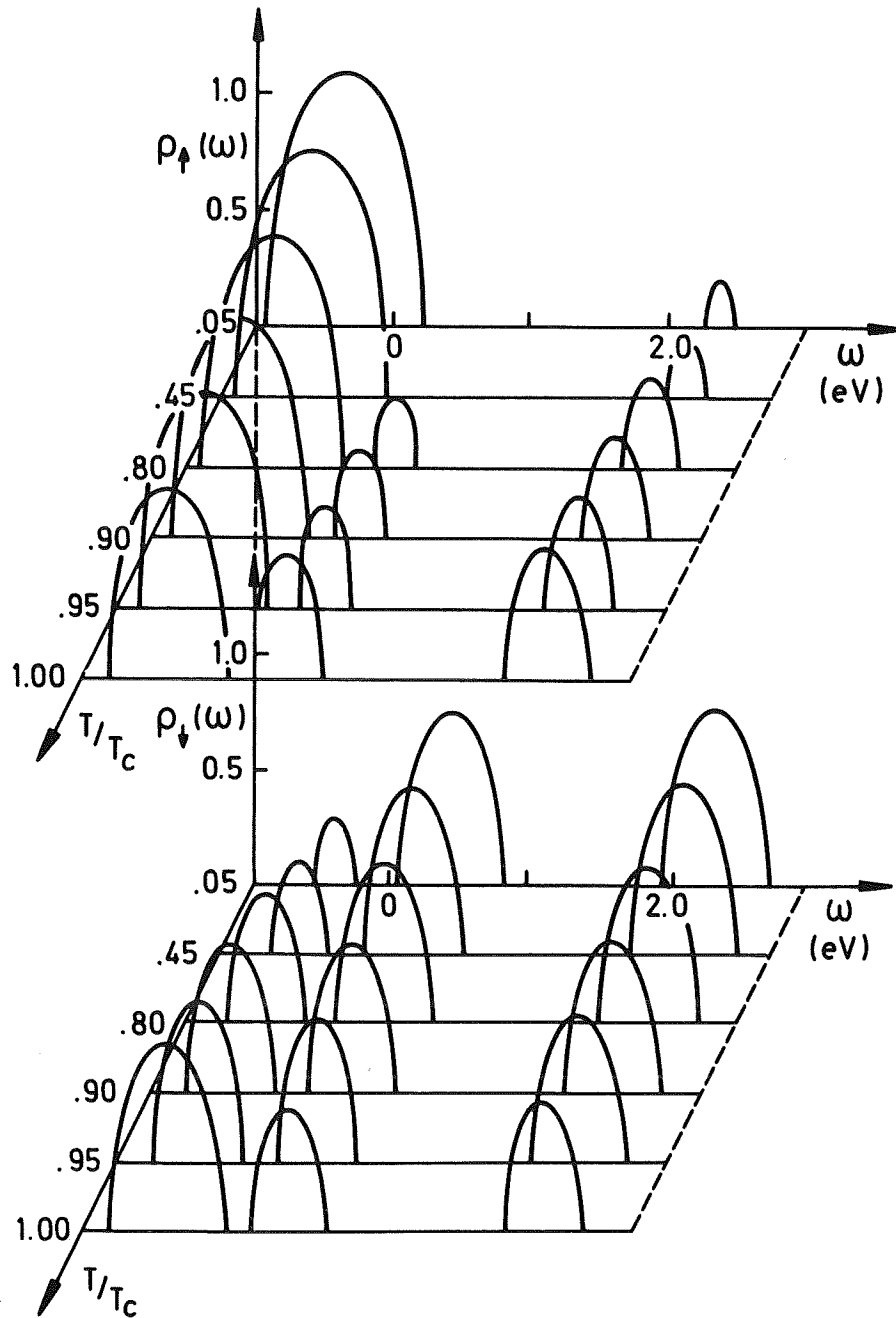


Abb. 10: Temperaturabhängigkeit der Zustandsdichten für eine Bandbesetzung von $n = 0.5$ (aus Nolting und Oleš 1980b). Die Zustandsdichte ist von der Bandbesetzung abhängig, z.B. fehlt bei verschwindender Besetzung ($n = 0$) der hochenergetische Anteil völlig.

2.5 Emissionsmodelle für das System Wolfram-Europiumsulfid

2.5.1 Emissionsmodell von Müller et al. (1972)

N. Müller et al. unterscheiden drei Emissionstypen, die sich durch charakteristische Austrittsarbeiten, Feldemissionsbilder und Polarisationsgrade auszeichnen. Der Polarisationsgrad ist $|P| = |(N_+ - N_-)/(N_+ + N_-)|$, mit N_+ und N_- der Zahl der Elektronen, denen ein Erwartungswert des Spins parallel bzw. antiparallel zum äußeren Magnetfeld zukommt.

Es wird angenommen, daß ein an die FEM-Spitze angelegtes elektrisches Feld vermindert um $1/\epsilon_{\text{stat}}$ in den EuS-Film eindringt und ein Verbiegen der Energiebänder bewirkt. In Abb. 11 ist das für eine dünne EuS-Schicht vorgeschlagene Bändermodell dargestellt.

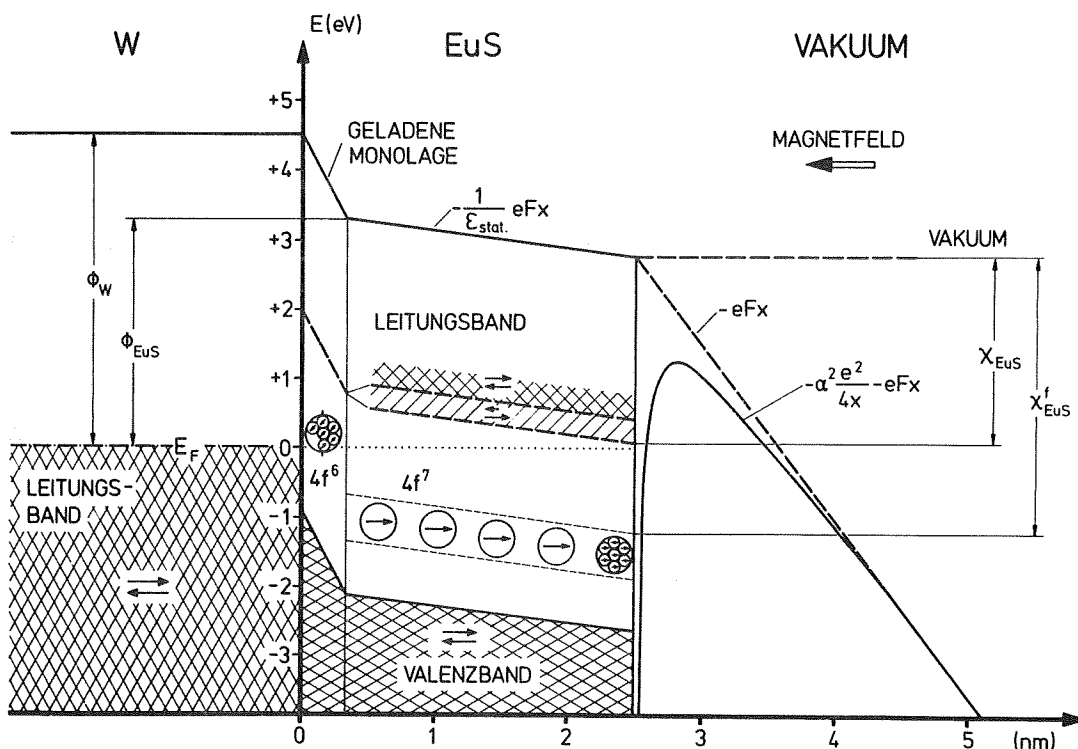


Abb. 11: Das Bändermodell von Müller et al. (1972) für das System W-EuS: dünne Schicht

Die drei Emissionstypen werden wie folgt beschrieben und interpretiert:

- 1) Aufdampfen ausreichend dicker Schichten führt zum Absenken von Leitungsbandzuständen unter die Fermienergie des Wolframs (Abb. 12). Damit können Metallelektronen durch die innere Barriere (W-EuS) in das Leitungsband des Europiumsulfids und von dort in das Vakuum tunneln. Das Leitungsband ist unterhalb der Curie-Temperatur durch Wechselwirkung mit den $4f^7$ -Zuständen magnetisch aufgespalten. Da es sich an der Bandunterkante vermutlich nicht um reine Spinzustände handelt, werden Polarisationsgrade weit unter 100 % bei Austrittsarbeiten unter 2.5 eV erwartet.

In der Tat werden Polarisationsgrade zwischen 20 und 50 % gemessen sowie ein Austrittspotential von 1.8 eV.

- 2) Stärkeres Tempern (> 1100 K) führt zu einer Abnahme der EuS-Schichtdicke, derart, daß keine Leitungsbandzustände unterhalb der Fermienergie existieren. Damit herrscht Tunneln von Elektronen aus $4f^7$ - oder über Wechselwirkung mit $4f^7$ -Zuständen vor. Vollständige Polarisation bei einer scheinbaren Austrittsarbeit von etwa 4 eV wird erwartet, Werte, die gut mit dem experimentellen Ergebnis übereinstimmen: $P = 85-95$ %, $\phi = 4.1 \pm 0.3$ eV.

- 3) Tempern bis zu 1500 K hat eine weitere Schichtdickenabnahme zur Folge. Damit können Elektronen aus einem engen Energiebereich unterhalb der Fermienergie direkt aus dem Wolfram in das Vakuum tunneln. Eine nennenswerte Polarisation wird nicht erwartet. Tatsächlich wird im Experiment innerhalb der Nachweisgrenzen keine Polarisation gefunden.

In Zusammenfassung:

Tempern verringert die EuS-Schichtdicke, den bestimmenden Parameter für unterschiedliches Emissionsverhalten. Hohe Polarisationsgrade werden erzielt aufgrund von Emission aus $4f^7$ - oder durch Wechselwirkung mit $4f^7$ -Zuständen.

2.5.2 Emissionsmodell von Kisker et al. (1977/78)

Kisker et al. haben Messungen der Energieverteilung mit begrenzter Auflösung und energiselektiver Spinpolarisation durchgeführt. Der Interpretation liegt das Bändermodell von Müller zugrunde; eine Emission aus $4f^7$ -Zuständen wird jedoch ausgeschlossen. Hohe Polarisationsgrade werden durch 'Leitungsbandemission' aus dicken Schichten erklärt (siehe Abb. 12), entsprechend etwa dem Typ 1 des Müllerschen Modells. Eine Emission aus dünnen Schichten wird nicht behandelt.

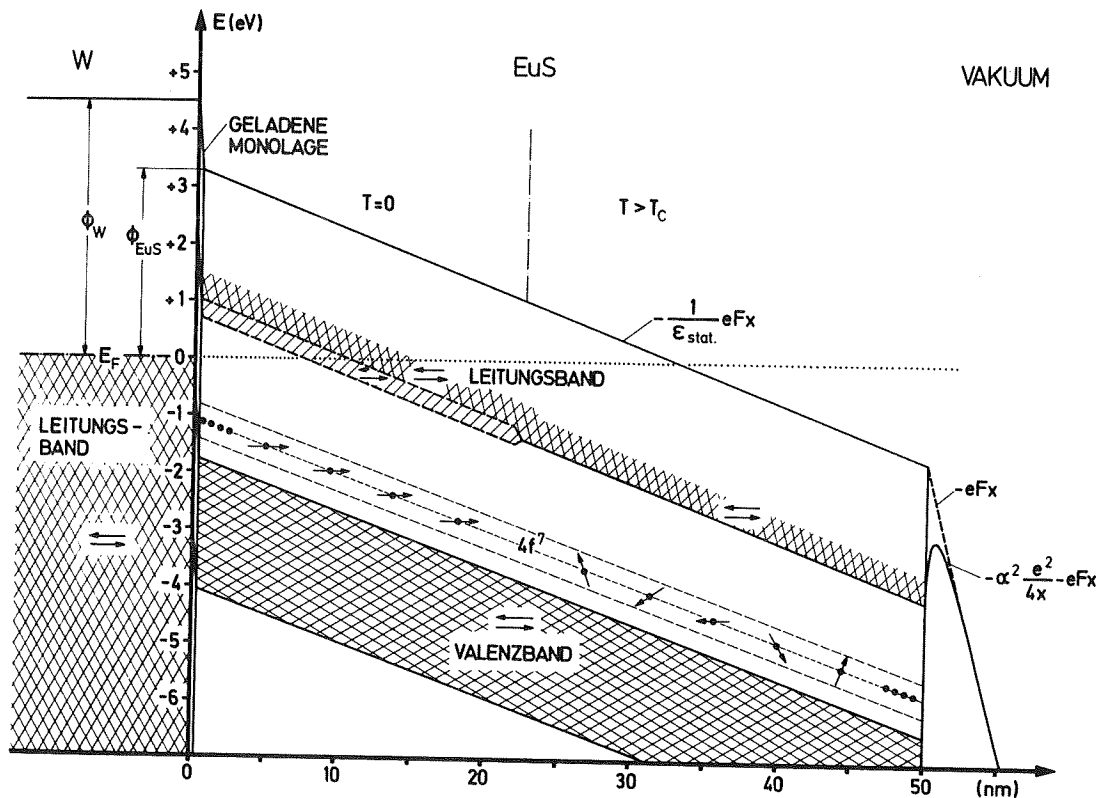


Abb. 12: Das Bändermodell für das System W-EuS: dicke Schicht. Die Bänder des EuS sind für $T=0$ und $T>T_c$ dargestellt.

Emissionscharakteristiken nach verschiedenen Temperstufen werden anhand von Phasen erklärt - unstöchiometrische, amorphe und kristalline Zustände -, die die Probe während des Temperns durchläuft. Das Emissionsverhalten wird entscheidend durch die Potentialbarriere am W-EuS-Kontakt geprägt. Die ferromagnetische Austauschspaltung des EuS-Leitungsbandes bewirkt eine Reduktion der Barrierenhöhe für Elektronen eines bestimmten Spins. In diesem Sinne wird die innere Potentialbarriere als ein Spinfilter für Elektronen verstanden, die aus dem Metall in das EuS tunneln.

Die folgenden Emissionstypen einer gekühlten Spitze werden unterschieden:

- 1) Tempern zwischen 700 und 840 K
Die Zunahme der kristallinen Ordnung führt zur Reduktion der inneren Barrierenhöhe.
- 2) 'Kritisches' Tempern bei 840 K für weniger als 1 sec.
In einem scharfen Peak von 100 meV Breite unmittelbar an der Fermienergie des Wolframs wird Spinpolarisation von 85 % gefunden. Es wird angenommen, daß es sich um Elektronen handelt, die nach Durchtunneln des Spinfilters durch eine perfekt kristalline EuS-Schicht wandern. Die äußere Barriere ist energetisch soweit abgesenkt, daß sie den Elektronenstrom nicht beeinflusst.
- 3) Tempern zwischen 850 und 920 K für beliebige Zeitdauer.
Die innere Barrierenhöhe nimmt durch verbesserte Epitaxie und Ausbildung einer Dipollage weiter ab. Die Energieverteilung zeigt entweder einen verbreiterten Einzelpeak 0.5 - 1 eV unterhalb der Fermienergie oder eine Doppelstruktur, bestehend aus einem kleinen Peak in der Nähe des Fermienergielevels und einem dominierenden Peak, der bis zu einigen eV zu niedriger Energie ver-

schoben ist. Die Elektronen im (kleinen) hochenergetischen Peak sind unpolarisiert, während die Gesamtpolarisation von 85 % im Niederenergiepeak zu finden ist.

4) Tempern zwischen 920 und 1080 K.

Energieverteilung und Polarisation sind ähnlich wie in 3) beschrieben. Die Verteilung wird breiter und zeigt einen stark ausgeprägten Niederenergiepeak. Der zunehmende Einfluß von Schwefeldefekten wird postuliert.

Gemeinsames Merkmal aller Emissionstypen ist die Zunahme des Emissionsstroms um einige Zehnerpotenzen beim Unterschreiten der Curie-Temperatur, was durch die Reduktion der Barrierenhöhe für Elektronen eines bestimmten Spinzustandes durch Aufspalten des Leitungsbandes zu erklären ist.

Kisker et al. benutzen zur Interpretation der Meßergebnisse, insbesondere zur Erklärung der zwei charakteristischen Peaks, das sogenannte Haftstellenmodell. Es basiert auf theoretischen Überlegungen zu Beobachtungen an Al-Al₂O₃-Au Tunnelschichten von Hrach und Eckertova (1965) und Hrach (1968/71).

Es wird angenommen, daß während des Temperns vermehrt Schwefeldefekten auftreten und als Elektronenfallen wirken. Durch wiederholten Einfang an diesen Defekten im EuS, verbunden mit Energieverlust durch Multiphononenanregung oder Kaskadenprozesse, halten sich die Elektronen bevorzugt an der Leitungsbandunterkante auf.

Die Summation über die Einzelprozesse gibt eine zur Energie der Leitungsbandunterkante hin exponentiell ansteigende Energieverteilung. Der Fermipeak wird mit Elektronen identifiziert, die mit geringem Energieverlust das EuS durchqueren, und deren breite Winkelverteilung von Streuung an akustischen Phononen herrührt.

Geheimnisvoll am lichten Tag
Läßt sich Natur des Schleiers nicht berauben,
Und was sie deinem Geist nicht offenbaren mag,
Das zwingst du ihr nicht ab mit Hebeln und mit Schrauben.

3. AUFBAU DES EXPERIMENTS

3.1 Allgemeines

Die prinzipielle Anordnung des Experiments ist in Abb. 13 skizziert. Wegen der extremen Empfindlichkeit der Feldemission auf die Beschaffenheit der Emissionsspitze ist ein möglichst gutes Vakuum für reproduzierbare Messungen unerlässlich. Diese UHV-Bedingungen werden durch eine sorgfältige Auswahl von Werkstoffen, Bauteilen und Pumpen erreicht, sowie eine konsequente Anwendung der Ultrahochvakuumtechnologie.

Die Apparatur ist aus Edelstahl gefertigt. Sie kann bis 250° C ausgeheizt werden. Während des Ausheizens wird mit einer Turbomolekularpumpe (Pfeiffer TVS 250) und vorgeschalteter Öldiffusionspumpe evakuiert. Im Betriebszustand wird auf mechanisches Pumpen verzichtet, um Erschütterungen auszuschließen. Stattdessen wird eine elektrostatische Ionengetterpumpe (Granville Phillips Electro-Ion) in Verbindung mit einer Volumen-Getterpumpe (SAES) zur Bindung des Wasserstoff-Restgasanteiles verwendet. Restgasdrücke unter $1 \cdot 10^{-11}$ mbar werden erreicht.

Während der Messung liegt der Druck bei Kühlung der Spitze mit flüssigem Helium im 10^{-12} mbar-Bereich. Der Totaldruck wird mit einer Extraktor-Meßröhre (Leybold IE50, IM51) kontrolliert, die partialen Restgasdrucke mit einem Quadrupol-Massenspektrometer (BALZERS QMG 101A). Das Restgasspektrum zeigt größtenteils Wasserstoff.

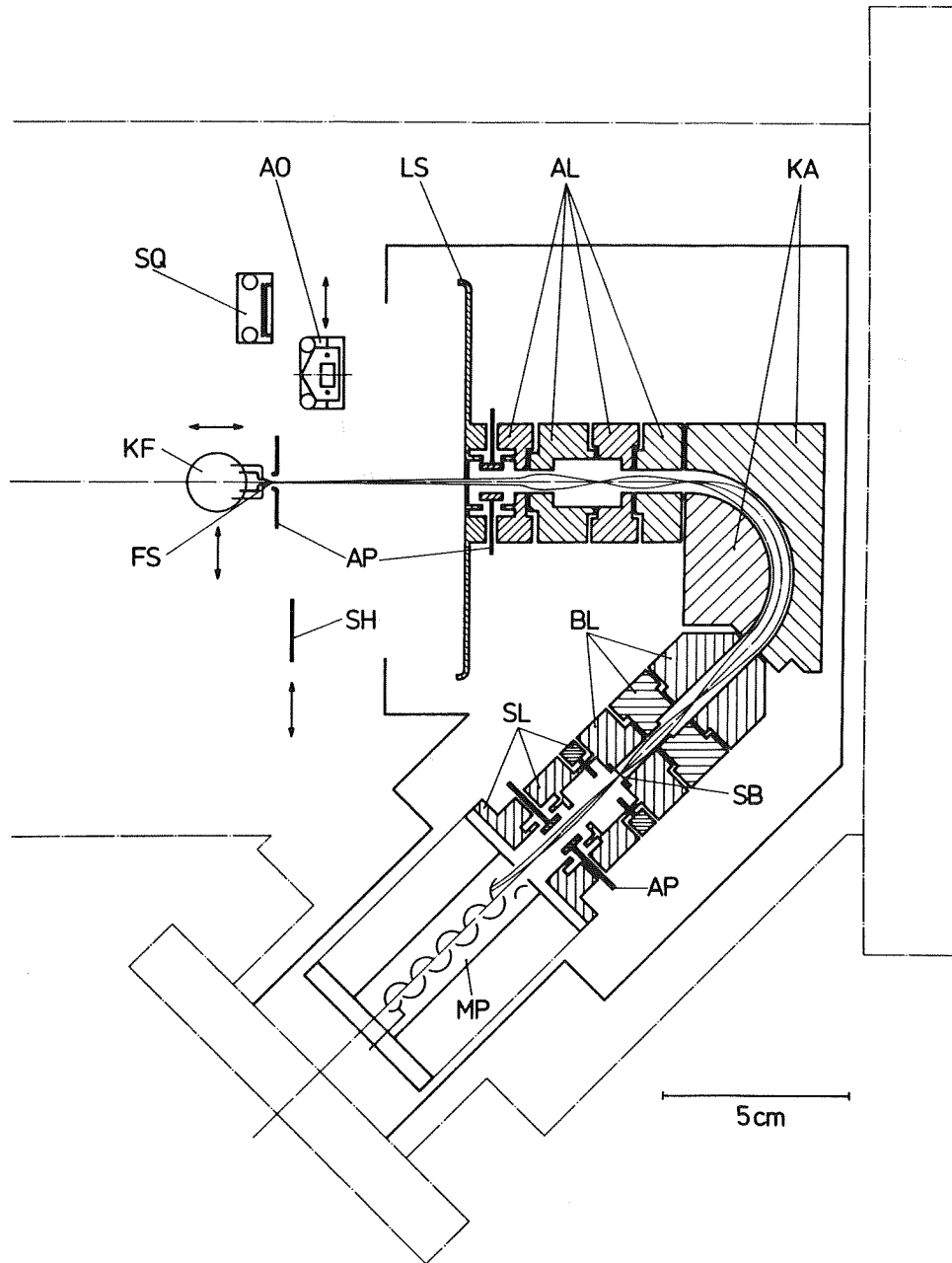


Abb. 13: Prinzipielle Anordnung des Experiments.

- | | |
|------------------------|-------------------------|
| KF Kühlfinger | AL Abbremslinse |
| FS Feldemissionsspitze | KA Kugelanalysator |
| AP Ablenkplatten | BL Beschleunigungslinse |
| AO Aufdampfofen | SB Schlitzeblende |
| SH Shutter | SL Soalinse |
| SQ Schwingquarz | MP Multiplier |
| LS Leuchtschirm | |

Zur Reinigung der Emissionsspitze durch chemische Reaktionen oder durch Ionenbeschuß können reine Gase - Wasserstoff, Sauerstoff oder Neon - eingelassen werden.

Die eigentliche Meßanordnung besteht aus einem Feldelektronenmikroskop, einem Spektrometer zur Energieanalyse der emittierten Elektronen und einer Vorrichtung zum Bedampfen der Wolframspitze mit EuS.

Meßprinzip

Emittierte Elektronen treffen einen Leuchtschirm, der durch ein Fenster beobachtet und photographiert werden kann. Durch eine Bohrung von 0.5 mm Durchmesser im Zentrum des Leuchtschirms wird ein ausgesuchter Elektronenstrahl in das Spektrometer geführt. Nach Durchlaufen eines Gegenfeldes wird im Kugelspektrometer der Strahlanteil selektiert, dessen Energie der Sollbahnenergie entspricht, und in einem Sekundärelektronenvervielfacher registriert. Die Energieanalyse erfolgt bei fester Ablenkspannung des Kugelkondensators allein durch Änderung des Gegenfeldes. Synchron zum Gegenfeld wird ein Vielkanalzähler geschaltet, der die Impulse des Multipliers addiert. Das Energiespektrum wird anschließend im Prozeßrechner zur Darstellung und Auswertung gespeichert.

3.2__Feldelektronenmikroskop

Als Feldemissionsquelle werden Spitzen aus einkristallinem, dreifach zonengereinigtem Material verwendet (FEI, McMinnville, Oregon).

An die Halterung der Feldemissionsspitze werden vier Forderungen gestellt:

1. Die Spitze muß sehr genau justierbar sein.
2. Das Emissionsbild muß über einen weiten Bereich abgelenkt werden können.
3. Die Temperatur der Spitze muß über einen weiten Hochtemperaturbereich (500 - 2000 K) definiert regelbar sein.
4. Die Spitze muß unter die Curie-Temperatur des EuS (16.6K) in definierter Weise kühlbar sein.

Diese Anforderungen werden von dem Kühlfinger erfüllt, der in Abb. 14 dargestellt ist.

Zu 1:

Der Metallkühlfinger (KF) ist über einen Membranbalgmanipulator in allen Raumrichtungen auf einige hundertstel Millimeter justierbar. Die Feldemissionsspitze (FS) ist mit einer Klemmvorrichtung aus Molybdän über zwei Keramik-Durchführungen (VD) am Kühlfinger befestigt.

Zu 2:

Die Spitze (FS) steht im Zentrum von vier Ablenkplatten (AP), die isoliert auf dem Kälteschirm aus poliertem Kupfer (KS) montiert sind. Die Spitze liegt auf Massepotential. Die Ablenkplatten wirken als Anodenring; ihr Mittenpotential entspricht der Emissionsspannung. Die Verwendung eines Anodenrings reduziert die Emissionsspannung, verglichen mit einer Spitzen-Leuchtschirmanordnung (Roth 1974). Niedrige Emissionsspannungen sind vorteilhaft für eine verbesserte Auflösung des Spektrometers.

Die Ablenkspannungen werden aus einem Spannungsteiler-Netzwerk gewonnen, das mit der Emissionsspannungsversorgung gekoppelt ist. Die Kontrolle dieser Spannung erfolgt grob mit Tandem-Hochspannungsschaltern und fein mit Tandem-Potentiometern. Die Versorgungsspannung wird von einem Präzisions-Netzgerät zugeführt (Fluke 410 B).

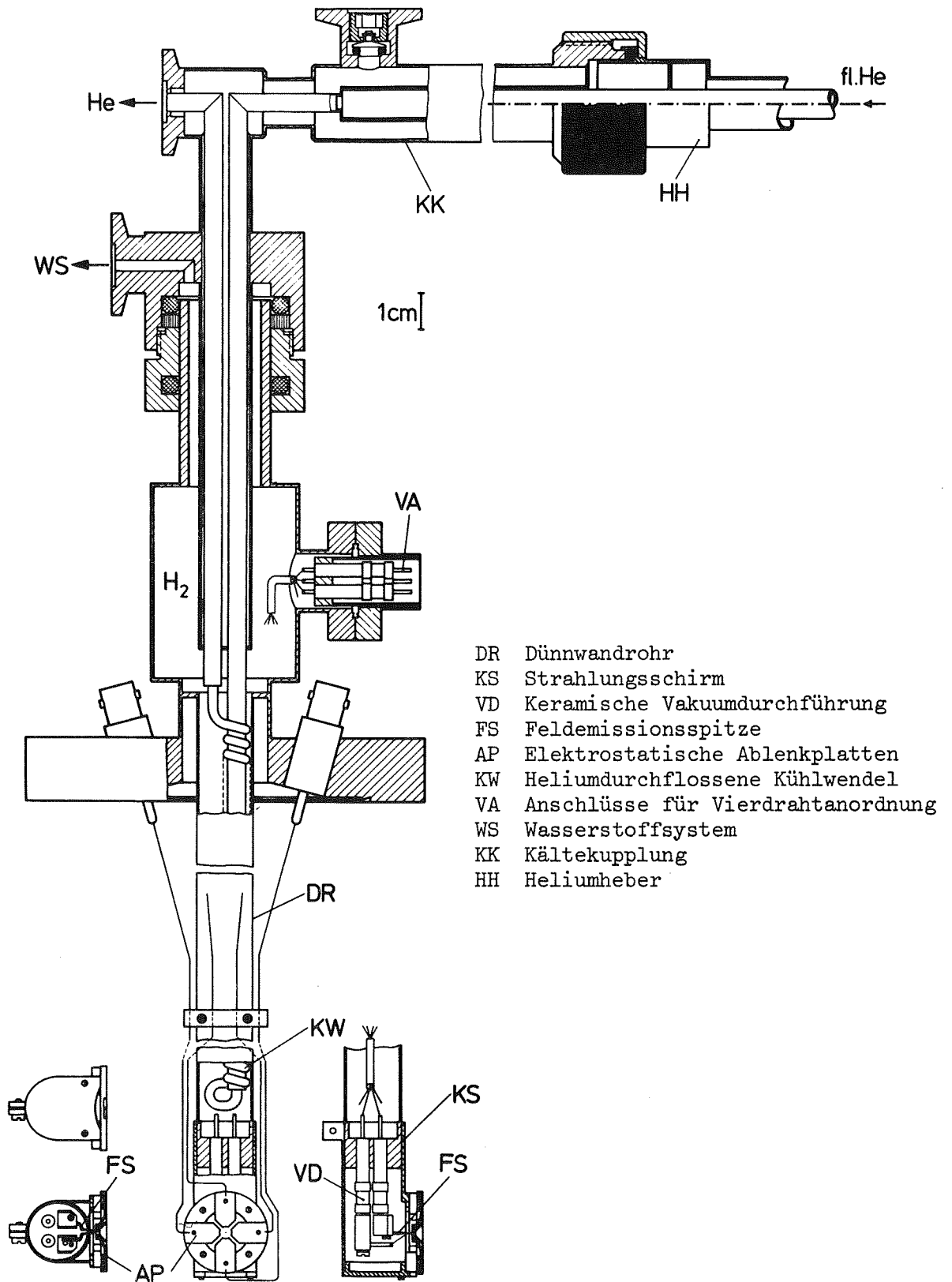


Abb. 14: Der Kühlfinger mit Feldemissionsspitze

Das Spannungsteiler-Netzwerk stellt sicher, daß alle Ablenkspannungen proportional zur Emissionsspannung geändert werden. Damit bleiben die Abbildungseigenschaften in erster Näherung erhalten und das Emissionsbild ist stationär.

Die Ablenkplatten können durch Elektronenstoßheizung gereinigt werden. Hierzu wird eine Ringkathode vor die Platten geführt.

Zu 3:

Die Heizung der Wolframspitze erfolgt resistiv; der Heizstrom wird über die Keramikdurchführungen (VD) zugeführt. Der Spitzenbügel besteht aus 0.4 mm starkem Wolframdraht. In seinem Scheitel ist die Feldemissionsspitze durch Punktschweißung befestigt. Der Bügel verjüngt sich im Bereich der Spitze auf ein Drittel seines Durchmessers, so daß die Heizleistung fast vollständig im Scheitel entsteht.

Messen und Regeln der Spitzentemperatur beim Reinigen, Aufdampfen oder Tempern wird mit der sog. Vierdrahtmethode durchgeführt (Gomer 1961).

Vierdrahtmethode

Auf beiden Seiten der Spitze sind in etwa 2 mm Abstand 0.02 mm dicke, hochreine Wolframdrähte angepunktet. Der beim Heizen entstehende Spannungsabfall am Spitzenbügel wird abgegriffen und einem Regelgerät zugeführt. Aus dem Verhältnis des Spannungsabfalls U_H zum Heizstrom J_H läßt sich der Widerstand $R(T)$ des überbrückten Bügelbereichs bestimmen.

Der Quotient $R(T)/R$ ($T = 293$ K) ist tabelliert bei Ardenne (1956), White (1957) und Workowski (1976) zu finden. Er kann mit guter Genauigkeit in den Temperaturbereichen $100 \text{ K} < T < 600 \text{ K}$ und $600 \text{ K} < T < 1400 \text{ K}$ durch jeweils eine Gerade angenähert werden (Vernickel 1968):

$$R(T)/R(293) = \alpha_i (T - T_i)$$

$$\text{mit } \alpha_1 = 4,37 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{K}}; \quad T_1 = 60 \text{ K} \quad 0 \leq T \leq 600 \text{ K}$$

$$\alpha_2 = 5,42 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{K}}; \quad T_2 = 160 \text{ K} \quad 600 \leq T \leq 1400 \text{ K}$$

Eine Regelschaltung, die in Anlehnung an eine Schaltung von Pelmore et al. (1976) entwickelt wurde, erlaubt die Vorwahl der gewünschten Temperatur. Die BÜgelspannung und die am Meßwiderstand abfallende Spannung werden über driftarme Operationsverstärker einem Präzisions-Analogdividierer zugeführt. Die Ausgangsspannung des Dividierers ist ein Maß für die Temperatur der Spitze; sie steuert einerseits das Netzgerät für den Heizstrom, andererseits wird mit ihrer Hilfe - nach geeigneter Verstärkung und Addition der dem Ordinatenschnittpunkt der angegebenen Geraden entsprechenden Spannung - die Temperatur an einem Digitalvoltmeter direkt angezeigt.

Unterschiedliche Widerstände von Spitzenbügeln werden durch Multiplikation des Dividierersignals mit einer Trimmspannung kompensiert. Dazu ist nur ein einmaliger Abgleich bei Zimmertemperatur notwendig. Eine Korrektur der Linearitätsfehler im Zusammenhang zwischen Widerstand und Temperatur wird mit einer Eichkurve vorgenommen, die aus pyrometrischen Vergleichsmessungen erhalten wurde. Der Temperaturgradient längs des Spitzenschaftes (Müller 1949) kann hier vernachlässigt werden.

Zu 4:

Bei der Kühlung der Feldemissionsspitze wird eine von Klipping et al. (1967) angegebene Methode benutzt. Durch eine Kupferrohrspirale (KW), die in den Kühlfinger taucht, wird flüssiges Helium gepumpt. Das Wärmekontaktmittel im Kühlfinger ist Wasserstoff, der bei Zimmertemperatur unter Überdruck steht (~ 1800 mbar). Bei Herstellung des Wärmekontakts wird durch das Helium Wasserstoff verflüssigt. Im Bereich zwischen 14 und 22 K ändert sich der Dampfdruck des verflüssigten Wasserstoffs über einen weiten Bereich und ist damit ein empfindliches Maß für die Temperatur. Der Heliumfluß wird automatisch durch den Wasserstoffdampfdruck geregelt; der Solldruck und damit die Temperatur können vorgewählt werden. Ein Präzisionsmanometer zeigt

den Druck, aus einer Eich-tabelle folgt die Temperatur. Ein Nachteil dieser Methode ist ihre Beschränkung auf einen begrenzten Temperaturbereich.

Zu Eichzwecken wurde der Spitzenbügel gegen einen Kohlewiderstand ausgetauscht, mit dem über die Formel

$$T = X / (\ln R + Y / \ln R - Z)$$

eine sehr genaue Temperaturbestimmung möglich ist. Die Konstanten X, Y und Z werden durch Eichmessungen an den Fixpunkten Eiswasser, Flüssig-Stickstoff und Flüssig-Helium bestimmt. Die am Kohlewiderstand gemessene Temperatur weicht infolge Wärmeeinstrahlung von der Temperatur im Kühlfinger um etwa 1.4 K ab. Diese Differenz dürfte für die Spitze wegen ihrer kleineren Dimension geringer sein.

3.3 Aufdampfvorrichtung

Der Aufdampf-ofen ist in Abb. 15 gezeigt. Er kann mit Hilfe einer Schiebedurchführung wahlweise vor die Feldemissions-spitze oder vor einen Schwingquarz gefahren werden. Im Inneren eines wassergekühlten Kupferblocks (KB) ist ein Wolframbehälter (5 x 7 mm) (VZ) mit Tantal-draht und keramischen Durchführungen isoliert aufgehängt. Der Wolfram-behälter ist von einer Ringkathode umgeben; die Heizung selbst erfolgt durch Elektronenbeschuß. Hierzu wird gegen den Heizfaden ein positives Potential von 650 V angelegt. Eine Temperatur von 2000 K erfordert einen Elektronenstrom von 70 mA, entsprechend 45 W. Der gewünschte Emissionsstrom wird mit einer elektronischen Regelung eingestellt und stabilisiert. Kontrollmessungen mit einem Pyrometer zeigen, daß die Ofentemperatur durch Vorwahl des Emissionsstroms reproduzierbar auf gewünschte Werte eingestellt werden kann.

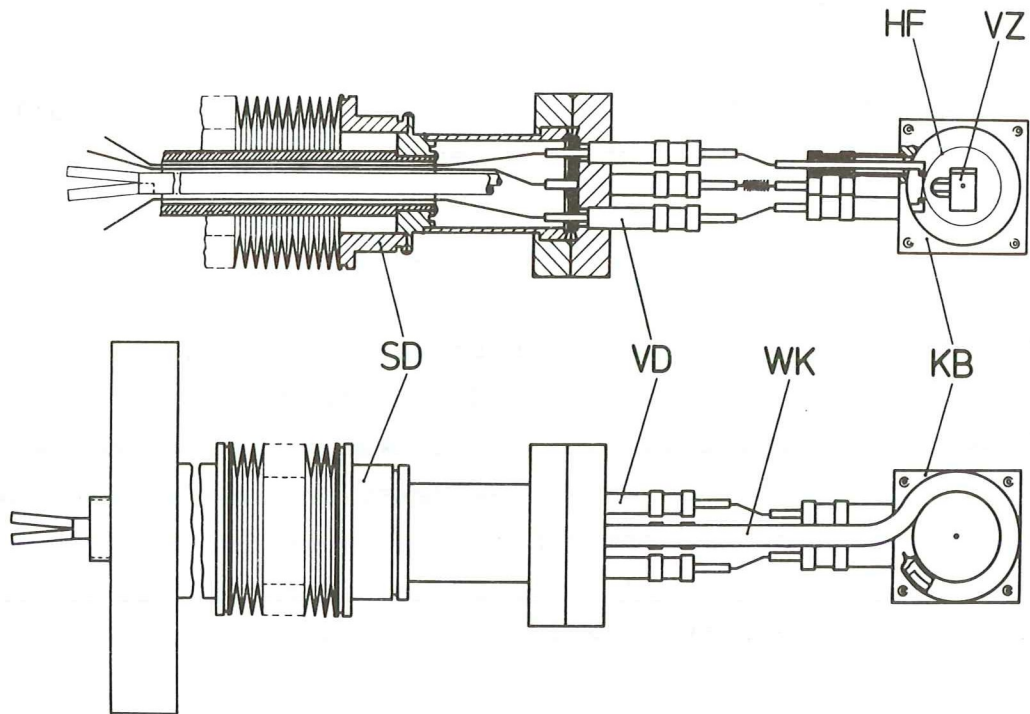


Abb. 15: Der Aufdampfofen

- | | |
|------------------------------------|----------------------|
| SD Schiebedurchführung | KB Kupferblock |
| VD Keramische Vakuumdurchführungen | HF W-Heizfaden |
| WK Koaxiales Wasserkühlrohr | VZ W-Verdampferzelle |

Durch eine seitliche Bohrung (Durchmesser 0.5 mm) kann der EuS-Strahl entweichen. Eine Bohrung von 1 mm Durchmesser im Kupferblock begrenzt den entweichenden Dampfstrahl. Der resultierende divergente Strahl hat an der Emissionsspitze einen Durchmesser von etwa 2 mm. Diese Begrenzung hält die Ablenkplatten der Spitzenhalterung von Bedampfung frei. Ofen und Emissionsspitze lassen sich mit einer Abdeckblende (Shutter) trennen. Das Experiment erfordert oft sehr kurze Aufdampfzeiten. Zur schnellen

Betätigung des Shutter wird ein Drucklufttrieb benutzt. Die Schaltzeiten für einen notwendigen Hub von 5 mm liegen bei wenigen Millisekunden.

Anstelle des EuS-Ofens kann für zusätzliche Untersuchungen ein Cäsium-Dispenser (SAES) vor die Spitze geführt werden. Das Cäsium befindet sich in einem Gettermaterial und wird durch Heizen freigesetzt. Die Heizung erfolgt durch direkten Stromdurchgang in der Ummantelung des Getters.

3.4 Energieanalysator

Der verwendete Energieanalysator ist ein Nachbau des von Kuyatt und Plummer entwickelten Feldemissions-Kugelspektrometers, dessen genaue Beschreibung 1972 veröffentlicht wurde.

Dieser Analysator überdeckt einen Zählratenbereich von 7 Zehnerpotenzen. Diese Eigenschaft ist bei der Untersuchung reiner Metalle wichtig, da der Emissionsstrom mit fallender Energie exponentiell abfällt. Die früher verwendeten Gegenfeldanalysatoren (Oostrom 1966, Swanson und Crouser 1967, Lea und Gomer 1971) liefern nur das Integral der Energieverteilung und lassen im differenzierten Signal nur einen Intensitätsbereich von etwa 3 Zehnerpotenzen sinnvoll auswerten.

Der Analysator wurde von Kuyatt und Plummer mit einem Computer-Optimierungsprogramm derart ausgelegt, daß er innerhalb eines weiten Energiebereichs einsetzbar ist. Seine theoretische Auflösung ist 20 meV bei 2000 V Emissionsspannung. Für niedrigere Elektronenenergien verbessert sich die Auflösung im Verhältnis der Energien.

In Abb. 16 sind die berechneten Potentialwerte für eine Emissionsspannung von 2000 V eingetragen.

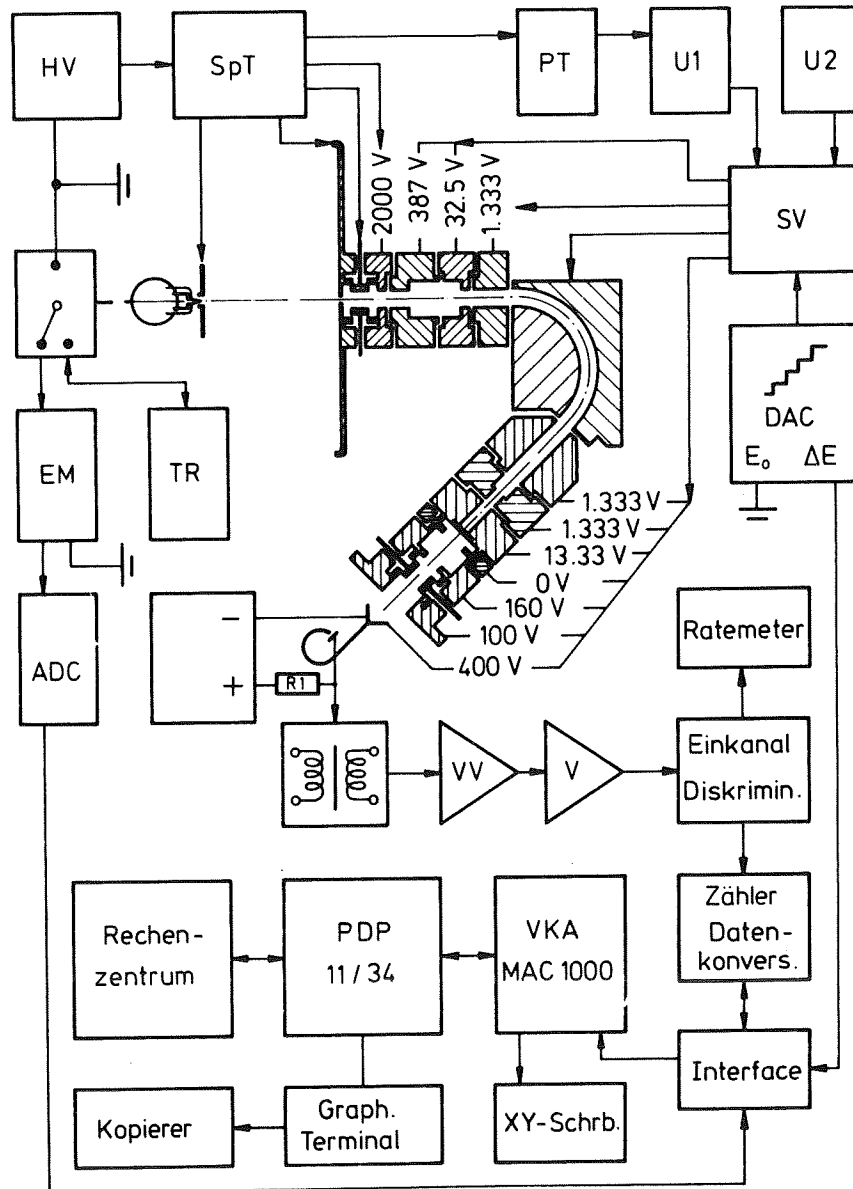


Abb. 16: Blockschaltbild der Spektrometerversorgung und der Datenerfassung

- | | | | |
|--------|---|-----|--------------------------|
| HV | Hochspannungsgerät | EM | Elektrometer |
| SpT | Spannungsteilernetzwerk für
Leuchtschirm und Ablenkplatten | TR | Temperaturregelung |
| PT | Galvanische Entkopplung | ADC | Analog-Digital-Konverter |
| U1, U2 | Netzgeräte | VV | Vorverstärker |
| SV | Spannungsteilernetzwerk für
Spektrometerversorgung | V | Hauptverstärker |
| DAC | Digital-Analog-Konverter
Rampensteuerung | | |

Der Leuchtschirm (LS) vor dem Spektrometereingang besitzt im Zentrum eine Sondieröffnung von 0.5 mm Durchmesser ('probe hole'), durch die ein ausgewählter Elektronenstrahl in das Spektrometer gelangt. Bei einem Spitzenabstand von 50 mm entspricht dies einer untersuchten Fläche von etwa 1 nm^2 auf einer FE-Spitze von 100 nm Radius. Direkt hinter dem Leuchtschirm sitzen zwei Ablenkplattenpaare (AP), die eine rasche und einfache Ausrichtung des Elektronenstrahls auf die Spektrometerachse erlauben.

Der mittlere Radius des 135° -Analysators beträgt 25.4 mm. Da die absolute Auflösung des Kugelsektors der Elektronenenergie proportional ist, müssen die Elektronen auf eine niedrige Energie gebremst werden. Die Sollbahnenergie wurde aufgrund elektronenoptischer Überlegungen zu 1.33 eV festgelegt. In einer dreistufigen Verzögerungslinse (AL) zwischen Leuchtschirm und Kugelkondensator (KA) durchlaufen die Elektronen entsprechende Gegenfelder. Nach Passieren des Kugelkondensators wird der austretende Strahl durch eine Immersionslinse (BL) zum 0.33 mm breiten Austrittsspalt (SB) beschleunigt. Eine Soalinse (SL) beschleunigt und fokussiert die Elektronen schließlich in einen Sekundärelektronenvervielfacher (MP).

Ein günstiger Eintrittswinkel in den Multiplier wird durch zwei Ablenkplattenpaare (AP) im Inneren des letzten Linsenelements gewährleistet.

Durch die Wahl einer festen Sollbahnenergie ist eine konstante absolute Auflösung über den analysierten Energiebereich sichergestellt. Um ein Spektrum aufzunehmen, wird die Potentialdifferenz über der ersten Linse in kleinen Schritten geändert, so daß jeweils Elektronen einer anderen Primärenergie nach Durchlaufen der Linse auf 1.33 eV abgebremst werden. Die Abbildungseigenschaften der ersten Linse - in ihr haben die Elektronen eine Energie bis zu 2 keV - sind gegen Spannungsänderungen von einigen Volt unempfindlich. Details der Spektrometereigenschaften wurden von Gadzuk und Plummer (1973) diskutiert.

Die niedrige Bahnenergie im Spektrometer erfordert ein effektives Abschirmen äußerer Magnetfelder. Das Spektrometer ist zu diesem Zweck von einem Gehäuse aus 2 mm starkem Hyperblech (766) umgeben, das nach der Fertigung bei 1100° C in Wasserstoff geglüht wurde. Das Restmagnetfeld im Spektrometer beträgt etwa 10 mOe. Das Erdfeld wird zusätzlich durch drei Helmholtz-Spulenpaare kompensiert.

Alle Linsenelemente und der Kugelkondensator sind mit einer Genauigkeit von 0.02 mm aus sauerstoffarmem Kupfer gefertigt. Dieses Material ist im Hinblick auf Gleichmäßigkeit der Oberflächenpotentiale (patch fields) die günstigste Wahl. Die Kupfertteile wurden nach sorgfältiger chemischer Reinigung bei 600° C im Vakuum geglüht.

Die Leuchtschirmschicht wurde durch Aufstäuben hergestellt (Espe 1961) und ebenfalls im UHV-Ofen bei 400° C mehrere Stunden ausgeheizt.

Die Austrittsschlitzblende besteht aus oxidiertem Molybdänblech. Der Edelstahl für die Spektrometerhalterung wurde sorgfältig nach möglichst kleiner Permeabilität ausgewählt ($\mu < 1.01$). Schweißnähte wurden generell vermieden. Handelsübliche Edelstahlschrauben erfüllen die Anforderung nach geringer Permeabilität nur selten, deshalb wurden größtenteils Molybdänschrauben verwendet.

Großer Wert wurde auf die exakte Justierung des Systems gelegt. Die einzelnen Linsenelemente werden durch geschliffene Distanzscheiben aus Aluminiumoxyd-Keramik im Abstand gehalten. Die besonders kritische Einstellung des Schalenabstandes im Kugelkondensator wurde durch Verwendung geschliffener Präzisionsglaskugeln gewährleistet.

Die Spektrometerversorgung ist im Blockschaltbild (Abb. 16) dargestellt.

Die Spannung für den Leuchtschirm und für das erste Linsenelement wird dem beschriebenen Hochspannungsverteiler (Kap. 3.2) (SpT) entnommen, ebenso die Spannungen für die Ablenkplatten der Eintrittslinse. Alle übrigen Spannungen stammen aus einem Widerstandsnetzwerk (SV), das durch zwei hochstabilisierte Netzgeräte (V1, V2) versorgt wird. Die Einstellung der Spannungen erfolgt mit 10-Gang-Wendelpotentiometern.

Die Emissionsspannung steuert nach galvanischer Entkopplung (PT) das Netzgerät (V1) der Abbremslinse. Damit wird sichergestellt, daß sich die Potentiale der Linsenelemente proportional zur Elektronen-Eintrittsenergie ändern und die Abbildungseigenschaften der Linse erhalten bleiben.

Alle Spannungen für den Kugelkondensator und die benachbarten Linsenelemente (Herzog-shunts) werden bei TED-Messungen von Quecksilberbatterien geliefert. Diese Batterien weisen eine hohe Langzeitstabilität auf; sie werden ständig durch Digitalvoltmeter kontrolliert.

Das Steuergerät ist mit dem Spektrometer durch abgeschirmte Kabel verbunden, die zusätzlich in einem Kupferrohr liegen. Hochfrequente Störungen (Rundfunk) werden direkt an der Spektrometerdurchführung mit geeignet dimensionierten LC-Gliedern abgeblockt.

Die Messung eines TED-Spektrums erfordert eine Spannungsrampe zum Durchfahren der Abbremsspannung im Spektrometer. Der negative Pol dieser Spannung liegt auf Spitzenpotential (Erde), der positive Pol ist mit dem gemeinsamen Nullpotential aller Spektrometerelemente mit Ausnahme des Leuchtschirms und des mit ihm gekoppelten Linsenelements verbunden. Die Spannungsrampe (DAC) wird über einen 12 bit-Digital-Analog-Wandler (KEPCO SN 12) erzeugt, der durch die Kanalfortschaltung des Vielkanalanalysators gesteuert wird. Startpunkt und Schrittweite werden an einem speziell entwickelten Gerät vorgewählt.

Diese Daten werden automatisch im ersten Kanal des Spektrums gespeichert und dienen zur richtigen Skalierung bei der Auswertung durch den Computer.

3.5 Zählelektronik und Datenerfassung

Wegen der exponentiellen Abnahme der Tunnelwahrscheinlichkeit mit wachsendem Abstand vom Fermi-niveau hin zu kleineren Energien variieren die Zählraten in einem weiten Bereich. Entsprechend groß muß der dynamische Bereich der Zählkanäle sein. Die Zählelektronik ist deshalb auf die Verarbeitung von Pulsraten entsprechend 100 MHz ausgelegt. Ein Blockschaltbild ist in Abb. 16 dargestellt.

Das begrenzende Element dieser Kette ist der offene Multiplier - seine Ausgangspulse besitzen eine Halbwertsbreite von 5 - 10 nsec - , bzw. das später verwendete Channeltron - bei ihm liegt die Halbwertsbreite bei 20 nsec.

Der offene, vierzehnstufige Multiplier (RCA C 31019B, modifiziert) arbeitet mit Kupfer-Beryllium-Dynoden. Er ist sorgfältig gegen Streuelektronen, metastabile Teilchen und Magnetfelder abgeschirmt.

Das Auskoppeln des Signals der auf 4 bis 5 kV liegenden Anode hat sich als problematisch erwiesen. Bei der Verwendung von Hochspannungs-Koppelkondensatoren traten hohe Störimpulse auf, die die Zählelektronik jeweils kurzzeitig blockierten. Auch das Hochlegen des Vorverstärkers auf Anodenpotential schuf keine Abhilfe. Erst ein induktives Auskoppeln über einen "schnellen" Siferritschalenkern (26 / x 16, Material K1, Siemens) war erfolgreich. Die drei Primärwindungen des Transformators liegen zur Abschirmung in einem dünnen, zu einem offenen Ring gebogenen Kupferrohr. Mit dieser Anordnung werden bei fehlender Spitzenemission keine Untergrundpulse registriert.

Ein Nachteil offener Multiplier ist die Abnahme der Verstärkung nach längerer Betriebszeit. Vorteilhafter sind hier wegen ihrer hohen Verstärkung Channeltrons einzusetzen, allerdings ist die Zählrate dann beschränkt. Mit einem neuartigen Hochstrom-Channeltron (Galileo 4800) können bei geeigneter Wahl der Verstärkung bis zu 10^7 Pulse/sec gezählt werden.

Die Analogsignale aus dem Vervielfacher gelangen über einen 200 MHz Vor- und Hauptverstärker (Ortec 9301, Chronetics 156B) zu einem 200 MHz Diskriminator (Chronetics 151B). Der Vielkanalanalysator (Wenzel, MAC 1000) hat eine maximale Kapazität von $1.048 \cdot 10^6$ Ereignissen pro Kanal (20 bit), die bei den hohen Pulszahlen leicht überschritten werden kann. Die Zählpulse werden deshalb einem speziell entwickelten 200 MHz-30 bit-Zähler zugeführt. Dieser zerlegt die gespeicherte Zahl in einen Faktor von maximal 15 bit Länge und eine Zweierpotenz mit dem maximalen Exponenten 15 (4 bit). Faktor und Exponent werden zum Vielkanalanalysator transferiert. Da nur die 15 wichtigsten bits berücksichtigt werden, entsteht im ungünstigsten Fall ein relativer Fehler von $6.2 \cdot 10^{-5}$.

Der Zähler erlaubt außerdem die automatische Umschaltung der Meßzeit bei vorgewählter Zählrate. Damit wird einerseits bei hohen Zählraten die Meßzeit verkürzt und andererseits die Statistik bei niedrigen Zählraten verbessert. Diese Information (Meßzeit 1 oder 2) ist für die Ausgabe des Spektrums wichtig und wird in dem noch freien bit des VKA-Kanals gespeichert.

Ein Zeitgeber (Wenzel N-TP-5N) ermöglicht die Vorwahl beliebiger Meßzeiten und die Einstellung der Pausenzeit, während der die Zählraten an den VKA weitergegeben werden, der Kanal fortgeschaltet und die Spektrometerrampe mit einem neuen Wert angesteuert wird.

Eine weitere elektronische Schaltung erlaubt, den Wert des Spitzenemissionsstroms in jedem zweiten Kanal des VKA zu speichern. Diese zusätzliche Information bietet die Möglichkeit, Spektren mit instabiler Emission auszusondern. Zur Strommessung wird dabei ein Keithley-Elektrometer (602) benutzt, das im "fast"-Betrieb einen stromunabhängigen Spannungsabfall unter 1 mV hat und keine stromabhängige Verschiebung des Energiespektrums verursacht.

Der VKA ist mit dem Prozeßrechner PDP 11-34 verbunden. Die wichtigen experimentellen Parameter werden eingegeben und zusammen mit dem Spektrum auf Magnetplatte gespeichert.

Nicht Kunst und Wissenschaft allein,
Geduld will bei dem Werke sein.
Ein stiller Geist ist jahrelang geschäftig,
Die Zeit nur macht die feine Gärung kräftig.

4. DURCHFÜHRUNG DER MESSUNGEN

4.1 Aufdampftechnik und vorbereitende Messungen

Zur Charakterisierung von aufgedampftem EuS müssen Schichtdicke, Stöchiometrie und Reinheit des Materials bekannt sein. Die Technik des Aufdampfens homogener und stöchiometrischer EuS-Schichten ist gut entwickelt (Kneer und Zinn 1969, Ahn und Shafer 1971); insbesondere sind der Einfluß von Ofen- und Targettemperatur ausführlich untersucht worden (Smoes et al. 1977), so daß in der hier ausgeführten Arbeit auf Erfahrungswerte zurückgegriffen werden kann. Eine Ofentemperatur zwischen 2000 K und 2100 K sowie eine Targettemperatur von 850 K werden empfohlen.

Aus apparativen Gründen ist eine Kontrolle der Deponierungsrate während des Bedampfens der Spitze nicht möglich. Eine Eichung des Ofens kann jedoch durch Bedampfen eines Schwingquarzes bestimmt werden. Diese Kontrolle wird vor jeder Spitzenpräparierung durchgeführt.

Die reproduzierbar einstellbare Ofenheizung und die gegen die Lebensdauer einer Ofenfüllung kurze Aufdampfzeit gewährleisten, daß die Aufdampfrate bei der Spitzenbedampfung dem Wert der Kontrollmessung entspricht. Der Restgasdruck während der Aufdampfphase ist stets kleiner als 10^{-9} mbar.

Die Eichung des Schwingquarzes wurde mit zwei unabhängigen Methoden ausgeführt, mit einem optischen Verfahren (Tolanski) und mittels der Rückstreuanalyse schneller Ionen (RBS) (Chu et al. 1978). Die zweite Technik liefert zusätzlich eine Aussage zur Zusammensetzung der aufgedampften EuS-Schicht.

Zur Dickenbestimmung wird die Spitze durch eine Probe ersetzt, die im Fall der Tolanskimessung ein dünner Glasträger, im Fall der Rückstreuanalyse eine Probe aus pyrolytischem Kohlenstoff ist.

Die polierten Kohlenstoffproben für die RBS-Analysen wurden während des Bedampfens auf 850 K gehalten. Unterschiedliche Haftkoeffizienten von EuS auf C bzw. W sollten nur für die Ausbildung der ersten Atomlagen wesentlich sein.

Die Analyse der Proben erfolgt am 2,5 MeV-Beschleuniger. Das Rückstreupektrum einer EuS-Schicht ist in Abb. 17 gezeigt. Die den Elementen der Schicht entsprechenden Signale erscheinen als getrennte Peaks, das Substrat (Kohlenstoff) manifestiert sich lediglich in einer Intensitätskante bei

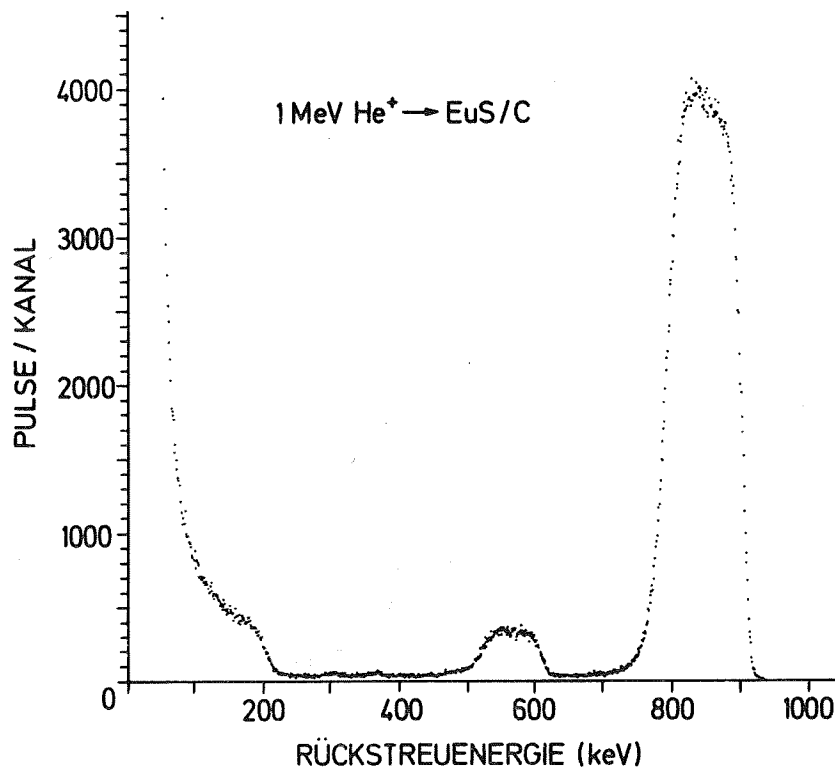


Abb. 17: Rückstreupektrum einer mit EuS bedampften C-Probe

niedriger Energie. Die Schichtdicke wird aus den Energiedifferenzen der Rückstreusignale erhalten, die Zusammensetzung folgt aus dem Verhältnis der Intensitätsintegrale.

Die Verteilung von Europium und Schwefel über die Schicht ist im Rahmen der Meßgenauigkeit gleichmäßig und entspricht einem stöchiometrischen Europiumsulfid. Verunreinigungen, soweit sie von der Rückstreuanalyse erfaßt werden können, wurden nicht nachgewiesen.

Abbildung 18 zeigt das mit einem neuen Auswerteprogramm (Børgesen et al. 1980) erstellte Tiefenprofil. Die Oxydation der Oberfläche ist eine Folge des Transportes der Probe an Luft. Die Ergebnisse der Rückstreuanalysen sind mit einem Fehler von etwa 10 % behaftet.

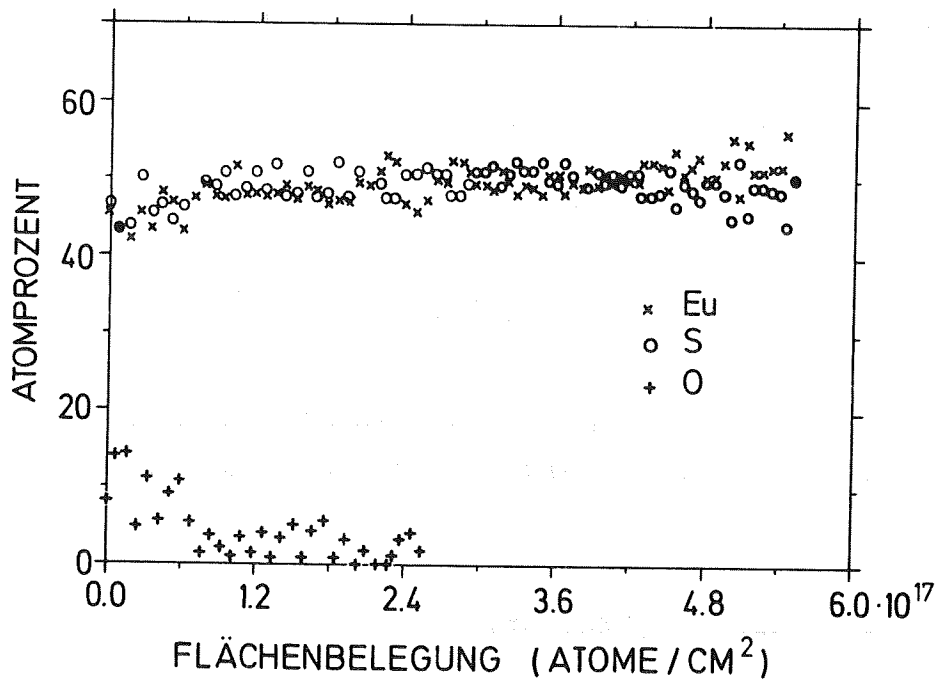


Abb. 18: Tiefenprofil der EuS-Schicht

Die Betrachtung einer frisch aufgedampften Schicht unter dem Mikroskop deutet auf eine amorphe Struktur des EuS. Tempern der Probe bei 1000 K führt zum Abplatzen der Schicht in parallelen, offensichtlich kristallinen Streifen.

Weitere Analysen des aufgedampften Europiumsulfids wurden mit Hilfe der Rückstreuung niederenergetischer Ionen (ISS) durchgeführt (Taglauer und Heiland 1976). Die Energieanalyse von elastisch gestreuten leichten Edelgasionen (He) niedriger Energie (200 eV - 2 keV) liefert Aussagen über die Zusammensetzung, die Struktur und die elektronischen Eigenschaften der Oberfläche. In Verbindung mit einer Technik zum Abtragen der Oberfläche durch Zerstäuben ist die ISS-Analyse zur Aufnahme von stöchiometrischen Tiefenprofilen geeignet. Im vorliegenden Fall wurden zwei wesentliche Aussagen erhalten:

- 1) Die Analyse des Verhältnisses der Rückstreuintensitäten von Europium und Schwefel zeigt eine tiefenunabhängige Zusammensetzung.
- 2) Heizen der Probe bei etwa 1200 K für einige Minuten ergibt keine erkennbare Anreicherung einer Komponente an der Oberfläche.

Mit einer weiteren Methode, der Röntgenmikroanalyse (XMA) von bedampften Spitzen im Raster-Elektronenmikroskop, konnten keine Verunreinigungen nachgewiesen werden.

4.2 Feldemissionsmessungen

Bei den durchgeführten Feldemissionsmessungen werden - neben der Beobachtung des Emissionsbildes - die folgenden Untersuchungsmethoden angewendet:

1. Aufnahme der Strom-Spannungscharakteristiken (FN-Kurven). Sie dienen bei reinen Metallen der Bestimmung des Spitzenparameters β . Aus ihm kann die elektrische Feldstärke berechnet werden (Kap. 2.2.2). Die Bedeutung der FN-Kurven bei bedampften Spitzen ist im allgemeinen nicht geklärt und muß im Einzelfall diskutiert werden.
2. Messung der Energieverteilung feldemittierter Elektronen (TED-Kurven). Sie sollen bei bedampften Spitzen - in Abhängigkeit von der Schichtdicke, der Feldstärke und den Temperaturbedingungen - Rückschlüsse auf elektronische Zustände des Systems und die Emissionsmechanismen erlauben.
3. Bestimmung der Abhängigkeit des Emissionsstroms von der Temperatur im Bereich des Curiepunktes.

In diesem Abschnitt werden zunächst am Beispiel einer reinen Wolframspitze die Meßtechnik und das Auswerten der Ergebnisse erläutert. Ergebnisse zur Feldemissionsenergieverteilung an Wolfram sind bekannt und erlauben, durch Vergleich mit eigenen Messungen, Eigenschaften und Leistungsfähigkeit des Spektrometers zu prüfen. Außerdem steht die Aufnahme eines Emissionsspektrums einer sauberen Spitze jeweils am Beginn einer Aufdampfserie.

Anschließend wird die Präparation der Spitze für die Untersuchungen am EuS beschrieben. Ein Auflisten der experimentell zugänglichen Parameter und Meßgrößen sowie eine Betrachtung der entsprechenden Fehlergrenzen schließt an.

4.2.1 Messungen an reinen Wolframspitzen

Messungen an reinen Wolframspitzen werden bei Spitzentemperaturen zwischen 15,5 und 23,5 K ausgeführt (Regelbereich der Kühlvorrichtung).

Die Spitze wird durch gepulstes resistives Heizen bei etwa 2200 K gereinigt. Anschließend wird das Emissionsbild fotografiert. Mit der elektrostatischen Ablenkung wird die gewünschte Fläche des Bildes auf die Sondieröffnung gesetzt. Mit den Ablenkplatten am Spektrometeereintritt wird der ausgeblendete Elektronenstrahl auf die Spektrometerachse justiert, was sich bei geeigneter Einstellung der Retardierung in einem Maximum der Zählrate zeigt. Die Spitzenstellung wird dann derart nachjustiert, daß die Ablenkspannung zu Null wird. Damit ist gewährleistet, daß der virtuelle Quellpunkt innerhalb weniger hundertstel Millimeter auf der Achse der Eintrittslinse steht.

Strom (Zählraten)-Spannungs-Charakteristiken, FN-Kurven

Gemessene Spektren lassen sich mit theoretischen Aussagen vergleichen, wenn die Feldstärke an der Spitzeneroberfläche bekannt ist.

Fowler-Nordheim-Kurven für Emission aus definierten Kristallflächen werden erhalten durch ein gezieltes Verändern der Auflösung des Spektrometers. Ein Erhöhen der Sollbahnenergie im Kugelspektrometer von 1.33 eV auf 15 eV verringert die Auflösung auf 0.2 eV. Bei dieser Einstellung wird bei festem Gegenfeld wegen der geringen Breite der Energieverteilung mit ausreichender Genauigkeit das Integral der Verteilung aufgenommen, das der Stromdichte entspricht. Gemessen in Abhängigkeit von der Emissionsspannung ergibt sich die FN-Charakteristik. Diese Technik kann nur bei schmalen Energieverteilungen angewendet werden, wie sie für reine Metalle typisch sind.

Die Aufnahme der Kurve erfolgt im Vielkanalzähler, die Auswertung und Darstellung durch den Computer. Abbildung 19 zeigt eine Fowler-Nordheim-Kurve, die mit diesem Verfahren gemessen ist. Sie ist über einen Zählratenbereich von 6 Zehnerpotenzen linear, wie es bei Metallen aus der Theorie zu erwarten ist. Eine optimale Gerade wird durch die Meßpunkte gelegt und nach Vorgabe der bekannten Austrittsarbeit wird aus der Geradensteigung der Spitzenparameter β berechnet.

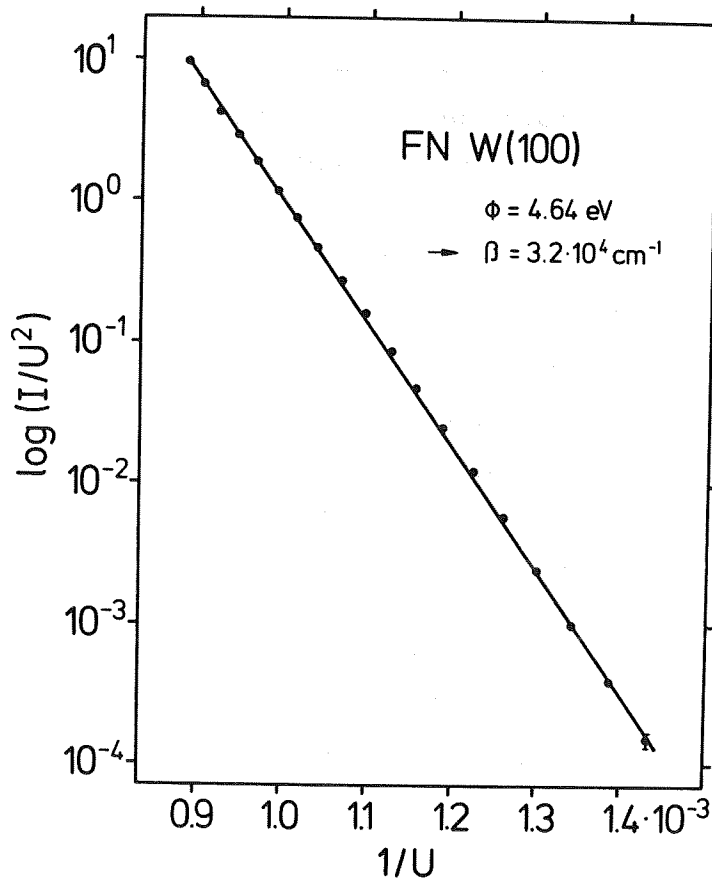


Abb. 19: Fowler-Nordheim-Messung an einer reinen W(100)-Fläche

Da in die elliptischen Integrale (siehe Kap. 2.2.2) das zunächst unbekannte Feld $F = \beta V$ eingeht, wird die Berechnung iterativ durchgeführt, beginnend mit der Näherung

$v(y) = s(y) = 1$. Mit dem hieraus folgenden Wert für das Feld wird $v(y)$ erneut angesetzt und somit ein verbesserter Spitzenparameter gefunden. Dieses Verfahren wird wiederholt, bis die Berechnung konvergiert.

Wenn der Spitzenparameter ermittelt ist, lassen sich mit der gleichen Methode für diese Spitze veränderte unbekannte Austrittsarbeiten bestimmen.

Mit bekanntem β kann bei Annahme eines geeigneten Modells der Spitzenradius bestimmt werden. Es wird im allgemeinen das Paraboloid-Modell verwendet.

Energieverteilungsspektren: "Enhancement-Faktor"

Nach Vorwahl von Startenergie, Schrittweite und Meßzeit werden die Energieverteilungsspektren mit dem Vielkanalanalysator aufgenommen. Aus dem Energieunterschied der Intensitätsmarken 10 % und 90 % der Hochenergieflanke des Spektrums wird mit der Methode von Young und Kuyatt (1968) die Auflösung des Spektrometers bestimmt.

Im folgenden wird, ausgehend von theoretisch berechneten Linsenspannungen, die Auflösung durch Variieren dieser Spannungen optimiert. Es zeigt sich, daß damit auch ein Maximum der registrierten Intensität erreicht wird. Mit dieser rasch durchführbaren Optimierung auf maximale Zählrate wird für 2000 V Emissionsspannung eine Auflösung von 35 meV erreicht; sie kann durch Senken der Emissionsspannung weiter verbessert werden.

Strukturen sind in der Energieverteilung wegen ihres exponentiellen Abfalls nur schwierig zu beobachten. Plummer hat deshalb den sogenannten 'Enhancement-Faktor' eingeführt; er wird heute bei der Untersuchung von Emissionsspektren allgemein angewandt.

Der Enhancement-Faktor $R(E)$ ist der Quotient aus gemessener Energieverteilung $j'(E)$ und der theoretischen Energieverteilung $j'_0(E)$, die sich mit dem Modell eines

freien Elektronengases ergibt:

$$(4.1) \quad R(E) = j'(E) / j'_0(E)$$

Wenn die gemessene Verteilung keine Bandstruktureffekte aufweist, ist $R(E)$ konstant.

Der Enhancement-Faktor wird in dieser Arbeit unter Annahme der exakten WKB-Tunnelwahrscheinlichkeit numerisch berechnet (vergl. Gl. (2.4)). Aus den experimentellen Parametern Feld, Temperatur und Austrittsarbeit folgt das theoretische Spektrum (Gl. 2.3). Es wird mit einer Gaußfunktion gefaltet, die der Auflösung des Spektrometers entspricht. Anschließend wird für jeden Kanal der Quotient aus experimentellem und theoretischem Wert gebildet.

Die Übereinstimmung der Resultate mit veröffentlichten Messungen ist sehr gut. Die Abb. 20 zeigt Energieverteilungen und Enhancement-Kurve am Beispiel der (100)-Fläche des Wolframs. Die ausgeprägte Struktur in der Energieverteilung, der sog. 'Swanson hump' (Swanson und Crouser 1966a/67), ist eine seit langem bekannte und theoretisch verstandene Erscheinung (Nicolaou und Modinos 1976).

Bei den stark strukturierten EuS-Spektren ist eine Analyse mit Hilfe des Enhancement-Faktors jedoch nicht sinnvoll, da den Spektren verschiedenartige, komplizierte Emissionsmechanismen zugrunde liegen.

Beim Durchfahren des Abbremsfeldes gegen das fest auf Emissionspotential liegende erste Linsenelement ändert sich die Abbildungseigenschaft der Linse geringfügig. Zahlreiche Kontrollmessungen bestätigen, daß der Einfluß dieser Änderung sogar für die stark strukturierten Spektren der Emission aus EuS klein ist, wie es Kuyatt und Plummer (1973) bereits für die schmalen Metallspektren gezeigt und ausführlich diskutiert haben.

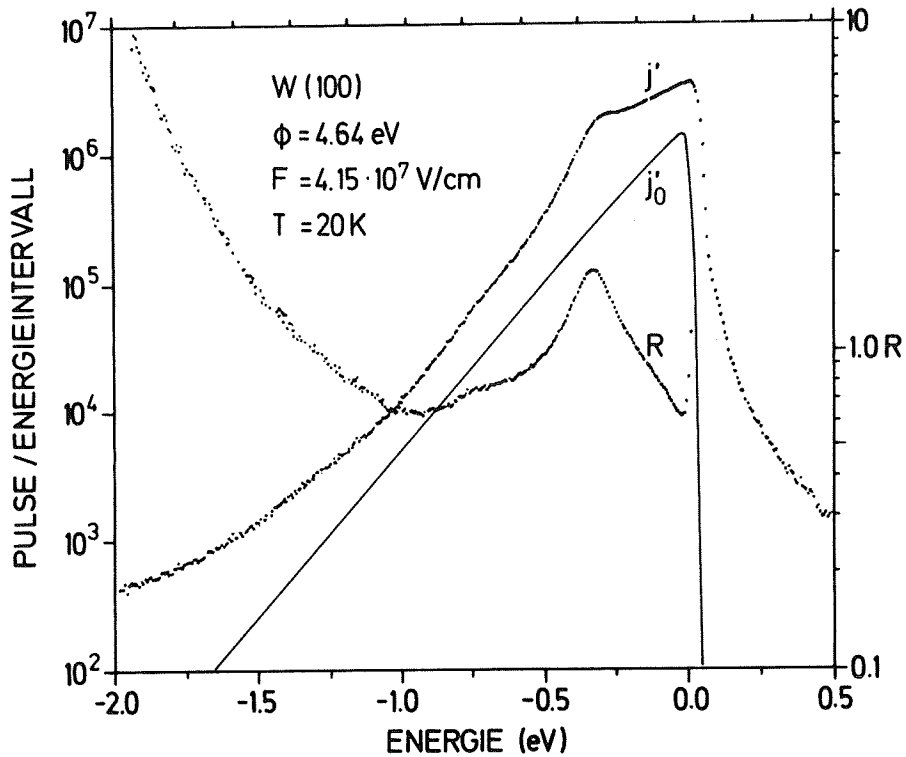


Abb. 20: Experimentelle Energieverteilung aus W(100) feldemittierter Elektronen, theoretische Verteilung für das freie Elektronengas, Enhancement-Kurve

4.2.2 Messungen an EuS-bedampften Wolframspitzen

Spitzenpräparation

Nach den vorbereitenden Messungen an der gekühlten Spitze wird EuS aufgedampft. Hierzu wird der Aufdampf-
ofen vor die Spitze gefahren und mit Hilfe eines Fern-
rohres justiert. Nach Schließen des Shutters wird der Ofen
auf Solltemperatur gebracht. Während sich die Ver-

dampfungsbedingungen stabilisieren (einige Sekunden), wird die Spitze mehrfach kurzzeitig aufgeheizt ('Flashen'), um Verunreinigungen zu vermeiden. Anschließend wird die Spitzentemperatur auf den gewünschten Wert geregelt und die Abdeckblende durch einen Zeitgeber für die vorgewählte Zeit geöffnet.

Dünne Schichten erfordern Aufdampfzeiten von Sekundenbruchteilen. Die Ofenleistung darf nicht verringert werden, da sich sonst die Zusammensetzung des aufgedampften Europiumsulfids verändert.

Die Öffnungszeit ist oft mit der Ansprechzeit der Steuerventile und der Dauer der Shutterbewegung vergleichbar, deshalb wird die reale Öffnungszeit über ein am Fernrohr angebrachtes Photoelement auf einem Speicheroszillographen bestimmt. Nach dem Abschalten der Ofen- und Spitzenheizung erreicht die Spitze innerhalb weniger Sekunden die eingestellte Meßtemperatur zwischen 15,5 und 23,5 K.

Zum Studium des Einflusses der Austrittsarbeit der Unterlage auf das Emissionsverhalten werden in einigen Experimenten zuerst einige Monolagen Cäsium auf die Wolframspitze gedampft. Die geänderte Austrittsarbeit wird aus den entsprechenden FN-Kurven ermittelt.

Da Cäsium bei erhöhter Temperatur leicht abdampft, kann Europiumsulfid nur bei Zimmertemperatur darüber gedampft werden.

4.2.3 Parameter, Meßgrößen und Fehlerangaben

Schichtdicke des EuS

Die Dicke der aufgedampften EuS-Schicht ist in allen bisherigen Modellen des Emissionsverhaltens eine wesentliche Größe. Daher wird ein prinzipieller Unterschied zwischen Energieverteilungen erwartet, je nachdem, ob dicke oder dünne Schichten vorliegen.

Zum Gebrauch der Ausdrücke 'dicke' bzw. 'dünne Schicht' wird auf das Modell von Müller et al. verwiesen. Die Definition der kritischen Schichtdicke d_{kr} folgt aus der Forderung, daß für kleinere Dicken - trotz Bandverbiegung durch das angelegte Feld - keine Leitungsbandzustände des Europiumsulfids unterhalb der Fermienergie des Wolframs existieren. Bei größeren Dicken wird die Leitungsbandunterkante unter das Fermi-niveau gebogen:

$$d_{kr} = \frac{\epsilon_{stat} (\phi_{EuS} - \chi_{EuS})}{F} \approx \frac{10^8}{F} \quad (\text{nm}) \quad (F \text{ in V/cm})$$

Diese Definition geht aus den Annahmen der bisher benutzten Modelle hervor. Ob dieses Kriterium für eine Einteilung nach Schichtdicken tatsächlich sinnvoll ist, wird weiter unten (6.1.3) diskutiert.

Die Aufdampfdicken folgen aus Eichwerten, die an ebenen Flächen gewonnen wurden. Der größte Fehler ist wahrscheinlich durch die Ungenauigkeit der Rückstreuanalyse gegeben und beträgt etwa 10 %. Die tatsächliche Dicke kann außerdem vom Eichwert wegen der Krümmung und Stufung der Spitze abweichen. Die Aufdampfdicke ist als Maß für die EuS-Menge zu verstehen und kennzeichnet bei kleinen Mengen nicht unbedingt die Dicke der Schicht. Ein praktikables Verfahren zur Bestimmung der tatsächlich maßgebenden Dicke ist unbekannt.

Tempern

Die Polarisationsmessungen von Müller et al. haben die Bedeutung des Temperns für die Emissionscharakteristiken gezeigt. Experimentell können Temperatur und Heizdauer vorgegeben werden. Obwohl diese Größen wohldefiniert sind, ist das Tempern der Teil des Experiments, der am stärksten durch 'Erfahrung' geprägt ist.

In ersten Serien liegt die Schrittweite der Temperatur bei etwa 20 K, beginnend mit der Spitzentemperatur 850 K; die Heizdauer beträgt 1 bis 45 Sekunden.

Bei weiteren Serien bestimmen die gewonnenen Erkenntnisse die Schrittweiten, Temperaturen und Zeiten. Diese Behandlung wird jeweils bis zum Erscheinen des Emissionsbildes der sauberen Wolframspitze fortgesetzt.

Der Fehler der Temperaturangaben beträgt dabei ± 5 K.

Emissionsspannung und Emissionsstrom

Wegen des exponentiellen Zusammenhanges von Feldemissionsstrom und angelegter Spannung ist der Variationsbereich der Spannung begrenzt. Die absolute Spannung ist in ihrer Höhe dadurch eingeschränkt, daß Ströme über einigen 10^{-6} A die Spitze zerstören. Bei der Aufnahme von Strom-Spannungs-Charakteristiken ist die untere Grenze durch Leckströme von einigen 10^{-11} A gegeben.

Bei EuS-bedampften Spitzen ist - bis auf wenige Ausnahmen - nur die Messung der Gesamtstromcharakteristik möglich. Die für Metallspitzen angegebene Methode der FN-Messung (vergl. 4.2.1) ist wegen der großen energetischen Ausdehnung dieser Spektren und wegen der Abhängigkeit der Lage des Peaks von der Emissionsspannung nicht durchführbar. Bei der Aufnahme der Energieverteilungsspektren verhindert in den meisten Fällen die Zählratenbeschränkung durch die Elektronik eine Untersuchung des gesamten, prinzipiell zugänglichen Emissionsspannungsbereichs.

Die angegebenen Emissionsspannungen sind mit einem relativen Fehler von 1 %, die des Emissionsstroms von 3 % behaftet.

Spitzentemperatur (Kühlung)

Die für Energieverteilungen interessanten Temperaturen liegen wegen der Aufspaltung des Leitungsbandes im Bereich des Curiepunktes des EuS. Die angegebenen Temperaturen folgen aus dem Wasserstoffdampfdruck (Kapitel 3.2). Die Genauigkeit ist besser als 0.5 K.

Temperaturen über 23 K, die bei einigen Experimenten verwendet wurden, können aus der Aufwärmdauer des Kühlfingers abgeschätzt werden. Die Vierdrahtmethode ist erst oberhalb 100 K anwendbar.

Die Temperatur kann oberhalb 22 K nicht stabilisiert werden; sie ändert sich jedoch nur langsam. Das Aufwärmen der Spitze auf 100 K dauert etwa 40 Minuten.

Es besteht die Gefahr, daß sich während dieser Zeit Verunreinigungen an der Spitze niederschlagen, die ursprünglich am Kühlfinger adsorbiert waren.

Energie

Die Energieskala bei der Aufnahme einer Energieverteilung ist durch den Betrag der variierten Gegenspannung gegeben. Die Spektren überdecken entweder 256-2 oder 512-2 Kanäle im Analysator. Der Fehler aufgrund der Ungenauigkeit des Digital-Analog-Wandlers (Auflösung 2.4 mV, Linearität ± 0.01 %) ist gegenüber der Spektrometerauflösung (20 - 35 meV) zu vernachlässigen.

Als Nullpunktenergie der Spektren wird die Fermienergie des Wolframs gewählt. Dazu wird vor jeder EuS-Meßserie das Energieverteilungsspektrum einer sauberen Wolframspitze aufgenommen. Der Nullpunkt wird in die Mitte der steil abfallenden Hochenergieflanke der Verteilung gelegt, die ausreichend genau der Fermienergie entspricht. Damit ist der durch Kontaktspannungen gegebene, additive Transformationsterm zwischen angelegtem Gegenfeld und gewünschter absoluter Energieskala festgelegt.

Unterschiedliche Spektrometereinstellungen bei stark differierenden Emissionsspannungen können Verschiebungen des Energienullpunkts verursachen. Testmessungen an sauberen bzw. an Cäsium-belegten Wolframspitzen haben gezeigt, daß für Emissionsspannungen zwischen 470 und 2650 V eine maximale Verschiebung der Hochenergieflanke um 35 meV möglich ist. Der innerhalb einer EuS-Meßserie überstrichene Spannungsbereich ist erheblich kleiner.

Ich sag Euch, gebt nur mehr und immer, immer mehr,
So könnt Ihr Euch vom Ziele nie verirren;
Sucht nur die Menschen zu verwirren,
Sie zu befriedigen ist schwer.

5. ERGEBNISSE DER FELDEMISSIONSMESSUNGEN AM SYSTEM W - EuS

5.1 Seitlich bedampfte Spitzen

Ursprünglich war aus apparativen Gründen daran gedacht, die Feldemissionsspitze von der Seite her zu bedampfen. Entsprechende Aufdampfmessungen wurden in einem Test-FEM-Pumpstand durchgeführt. Sie sollten zeigen, inwieweit ein Heizen die Beweglichkeit des EuS auf der Spitze beeinflusst und ob durch Tempern eine gleichmäßige Bedeckung der Spitzenkuppe erreicht werden kann. Unmittelbar nach dem Aufdampfen einiger 10 nm dicker Schichten auf die 850 K warme Spitze wurde Emission nur von der bedampften Seite der Spitze beobachtet. Da die benötigte Emissionsspannung unter derjenigen für die reine W-Spitze lag, zeigte die unbedampfte Hälfte keinerlei Emission. Fortgesetztes Tempern bei Temperaturen bis 1200 K veränderte bis auf Umordnungen im Bild der bedampften Seite diesen Zustand nicht. Erst bei Temperaturen größer 1400 K konnte Emission von der dem Aufdampfofen abgewandten Seite der Spitze erzielt werden. Das Feldemissionsbild zeigte dann bereits Merkmale sehr dünner Bedeckung bzw. des (112)-Endstadiums (siehe Abschnitt 5.3.2). Das seitliche Bedampfen wurde nach diesen Ergebnissen nicht weiter verfolgt.

Nach dem Emissionsmodell von Müller et al. wird ein prinzipieller Unterschied zwischen den Energieverteilungsspektren für ausreichend dicke und denen für hinreichend dünne EuS-Schichten erwartet. Es wurde deshalb zunächst

von der Untersuchung dicker Schichten ausgegangen. Dabei wurde angenommen, daß fortgesetztes Tempern zu einer dünneren Bedeckung führt. Im Laufe der Untersuchungen erwies sich diese Annahme als problematisch: ein Ausgehen von dünnen Anfangsbedeckungen wurde notwendig.

Etwa 50 Aufdampfserien an zahlreichen Spitzen unterschiedlicher kristallographischer Orientierung lieferten über 1800 Energieverteilungsspektren. Die Vielfalt der gemessenen Spektren erschwert eine klare Gliederung der Meßergebnisse in ihrer Abhängigkeit von den verschiedenen physikalischen Parametern, da das Verhalten bei Variation eines Parameters nicht unbeeinflusst ist von der vorhergehenden Behandlung und damit wiederum anderen Parametern des Systems.

In Abb. 21 sind einige Beispiele von Feldemissionsbildern mit EuS bedampfter W-Spitzen zusammengestellt.

5.2 Beobachtungen an dicken EuS-Schichten ($d > 10$ nm)

Es werden Ergebnisse von Messungen an Schichten zwischen 10 und 85 nm Aufdampfdicke vorgestellt; charakteristische Erscheinungsformen werden aufgezeigt und Verhaltensweisen detailliert, die im Verlauf der Temperbehandlung auftreten.

5.2.1 Frisch bedampfte Spitzen

Die Feldemissionsbilder frisch bedampfter Spitzen unterschiedlicher kristallographischer Orientierungen (100, 110, 111, 112) sind keinem einheitlichen Bild zuzuordnen, und nur selten zeigen sie Symmetrieeigenschaften. (100)-Spitzen haben sich als ungünstig erwiesen, denn sie emittieren oft nur am äußeren Bildrand.

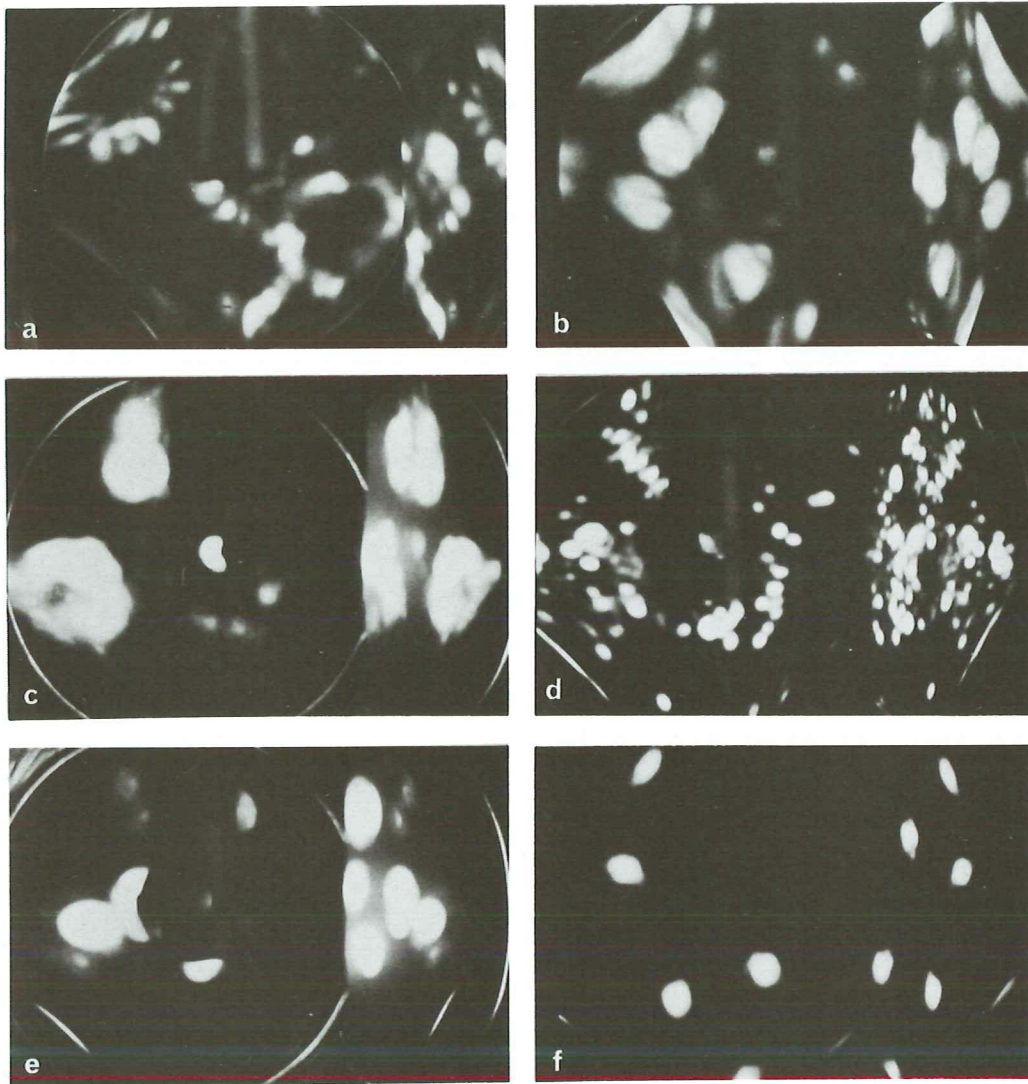


Abb. 21: Feldemissionsbilder EuS-bedampfter W-Spitzen. Der Leuchtschirm ist teilweise durch den Kühlfinger verdeckt, rechts neben dem Leuchtschirm befindet sich ein Spiegel.

- a) EuS-Schicht mit $d_0 = 75$ nm nach Tempern bei 900 K
- b) EuS-Schicht mit $d_0 = 63$ nm nach Tempern bei 950 K
- c) EuS-Schicht mit $d_0 = 10$ nm nach Tempern bei 880 K
- d) Gleiche Schicht wie c) nach Umwandlung durch zu hohen Emissionsstrom
- e) 'Schaltemission' nach Tempern bei 1200 K
- f) (112)-Endzustand nach Tempern bei 1400 K

Für frisch bedampfte dicke Schichten ist ein zeitlich instabiles Emissionsbild mit großen, hellen Punkten charakteristisch. Diese können durch Ändern der Emissionsspannung gelöscht bzw. regeneriert werden ('Schaltflecke'). Bei dünnerer Belegung wird ein Feld-emissionsbild gefunden, das aus zahlreichen kleinen, scharf begrenzten, aber unregelmäßig angeordneten Punkten besteht ('Sternenhimmel').

Die Emissionsspannung an bedampften Spitzen liegt um einen Faktor 2 - 3.5 unter dem Wert einer reinen W-Spitze, vorausgesetzt, es werden vergleichbare Stromdichten betrachtet.

Im allgemeinen wurde bei einer Spitzentemperatur von 850 K aufgedampft; gelegentliches Aufdampfen auf die gekühlte Spitze ergab bei erhöhter Feldstärke extrem instabile, flackernde Emissionsbilder.

Die Entwicklung des Emissionsverhaltens einer ausgewählten Spitzenregion ist im Anfangsstadium des Temperns schwierig zu verfolgen; die Temperbehandlung bewirkt beträchtliche Umstrukturierungen des Bildes. Reproduzierbare Strom-Spannungs-Charakteristiken werden nicht erhalten. Die Energieverteilungen zeigen dabei allerdings eine gewisse qualitative Ähnlichkeit mit den Spektren der folgenden stabilen Phase.

Die Verteilungen bestehen in der Regel aus einem charakteristischen Einzel- oder Doppelpack etwa 1 - 2 eV unterhalb der Fermienergie des Wolframs. Diese Peaks werden im folgenden als 'Niederenergiepeaks' bezeichnet. Außerdem tritt ein breiter Peak zwischen Niederenergiepeaks und Fermienergie auf, der im weiteren als 'Hochenergie-' oder 'Fermipeak' angesprochen wird. Die Hochenergieflanke dieses Peaks ist gelegentlich sehr steil und erinnert an die entsprechende Flanke einer mit mäßiger Auflösung gemessenen Wolfram-Energieverteilung. Der niederenergeti-

sche Abfall ist in halblogarithmischer Darstellung linear; oft zeigt er schwer reproduzierbare Knicke und Strukturen.

Bei sehr dicken Schichten ist der Anstieg an der Fermienergie flach, und das breite Maximum ist - bezogen auf die Fermienergie des Wolframs - zu kleiner Energie verschoben.

Bei instabilen Emissionsbildern ist die Lage des Peaks auch vom Meßort auf der Spitze abhängig. Wird die Position konstant gehalten, kann eine zeitliche Entwicklung verfolgt werden. Abbildung 22 zeigt an drei Spektren, die in unmittelbarer Folge ohne sonstige Eingriffe aufgenommen wurden, ein Beispiel für das Wandern des Niederenergiepeaks zu höherer Energie. Die Position des Fermipeaks ist in diesem Fall konstant.

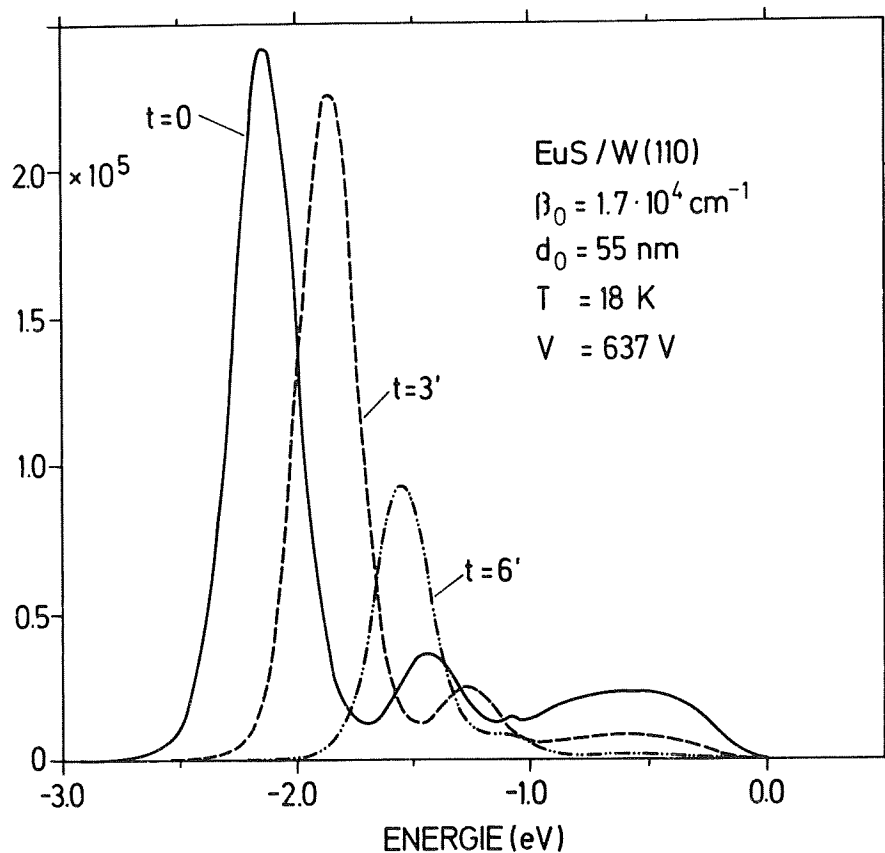


Abb. 22: Zeitliche Entwicklung der Energieverteilung in der instabilen Anfangsphase

5.2.2 Tempnern: stabile Phase

Tempnern zwischen 850 und 950 K leitet eine stabile Emissionsphase ein. In ihr bleiben das Feldemissionsbild und die Energieverteilungen weitgehend unverändert, auch wenn das Tempnern fortgesetzt wird. Bei sehr instabil beginnenden Serien größerer Aufdampfdicke ist wiederholtes Tempnern zwischen 900 und 950 K erforderlich, um zu diesem Zustand zu gelangen. Ein Emissionsbild mit klar hervortretenden Symmetrien wird in diesem Fall jedoch nur selten erreicht.

Die Emissionsspannung nimmt dabei gegenüber der Anfangsphase geringfügig ab und steigt bei weiterem Tempnern wieder leicht an. Die für einen festen Gesamtstrom notwendige Emissionsspannung kann allerdings nicht als ein aussagekräftiger Parameter angesehen werden, solange im Emissionsbild noch Umordnungen stattfinden. Beim Vergleich von Emissionsspannungen werden Werte herangezogen, die bei stabiler Energieverteilung eine gleiche Gesamtzählrate liefern.

In den Abbildungen 23 und 24 sind charakteristische Energieverteilungen unabhängiger Aufdampfserien zusammengestellt. Da im folgenden meist eine halblogarithmische Darstellung verwendet wird, sind in Abb. 23 lineare und halblogarithmische Darstellung einander gegenübergestellt. Die Niederenergiepeaks wandern mit fortschreitender Stabilisierung zu kleineren Energien. Sie zeigen, falls sie ausreichend getrennt sind, hohe Symmetrie ('Gaußpeak'). Ihre Halbwertsbreiten sind nicht einheitlich und - abgesehen von der Emissionsspannung - mit keinem physikalischen Parameter unmittelbar verknüpft. Sie liegen in den meisten Fällen zwischen 0.2 und 0.35 eV, selten über 0.5 eV. Breitere Peaks spalten bei fortgesetztem Tempnern häufig in Doppelpeaks auf.

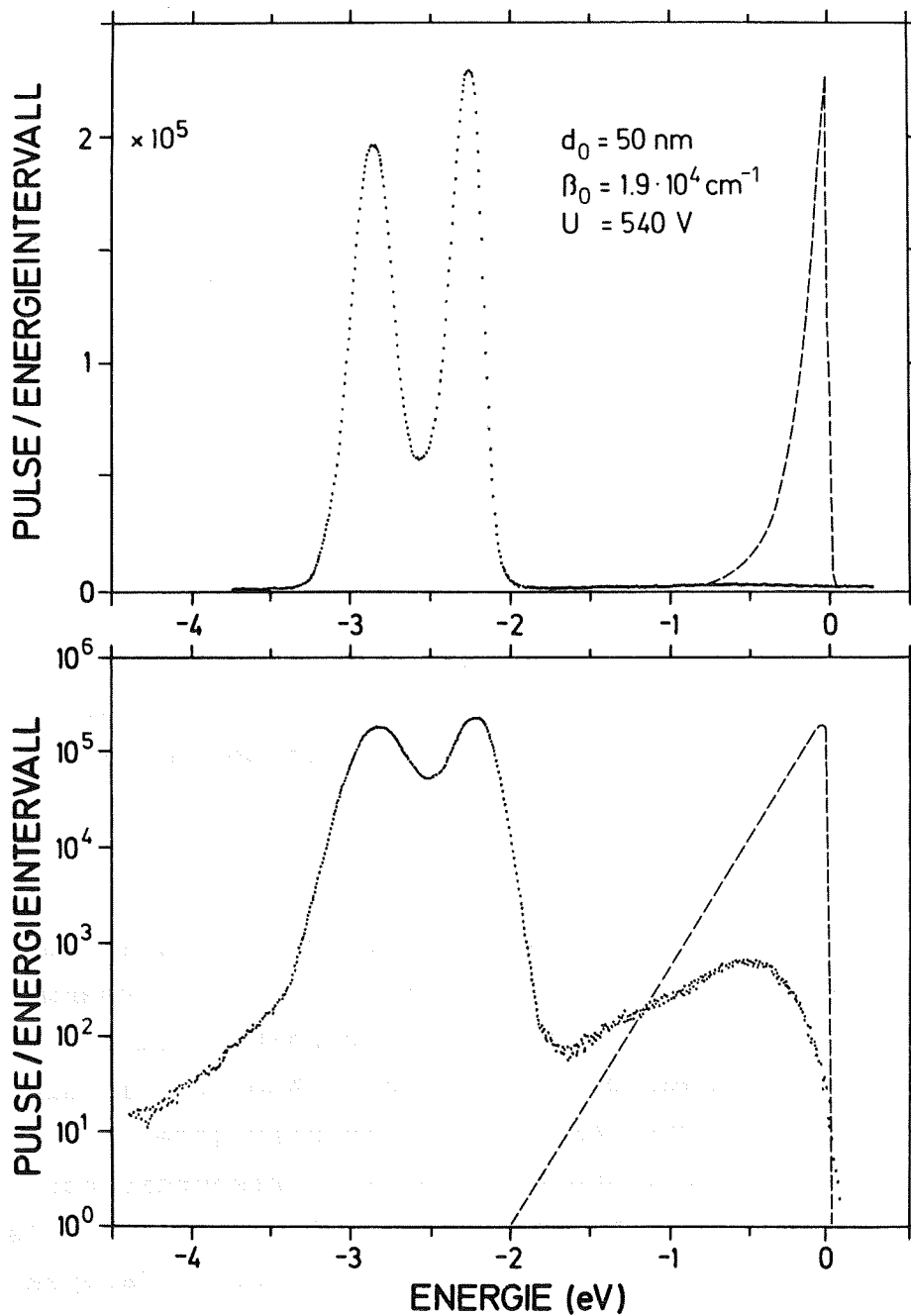


Abb. 23: Charakteristische Energieverteilung der stabilen Emissionsphase in linearer und halblogarithmischer Darstellung. Zum Vergleich sind gestrichelt die Verteilungen der reinen Metallspitze eingezeichnet

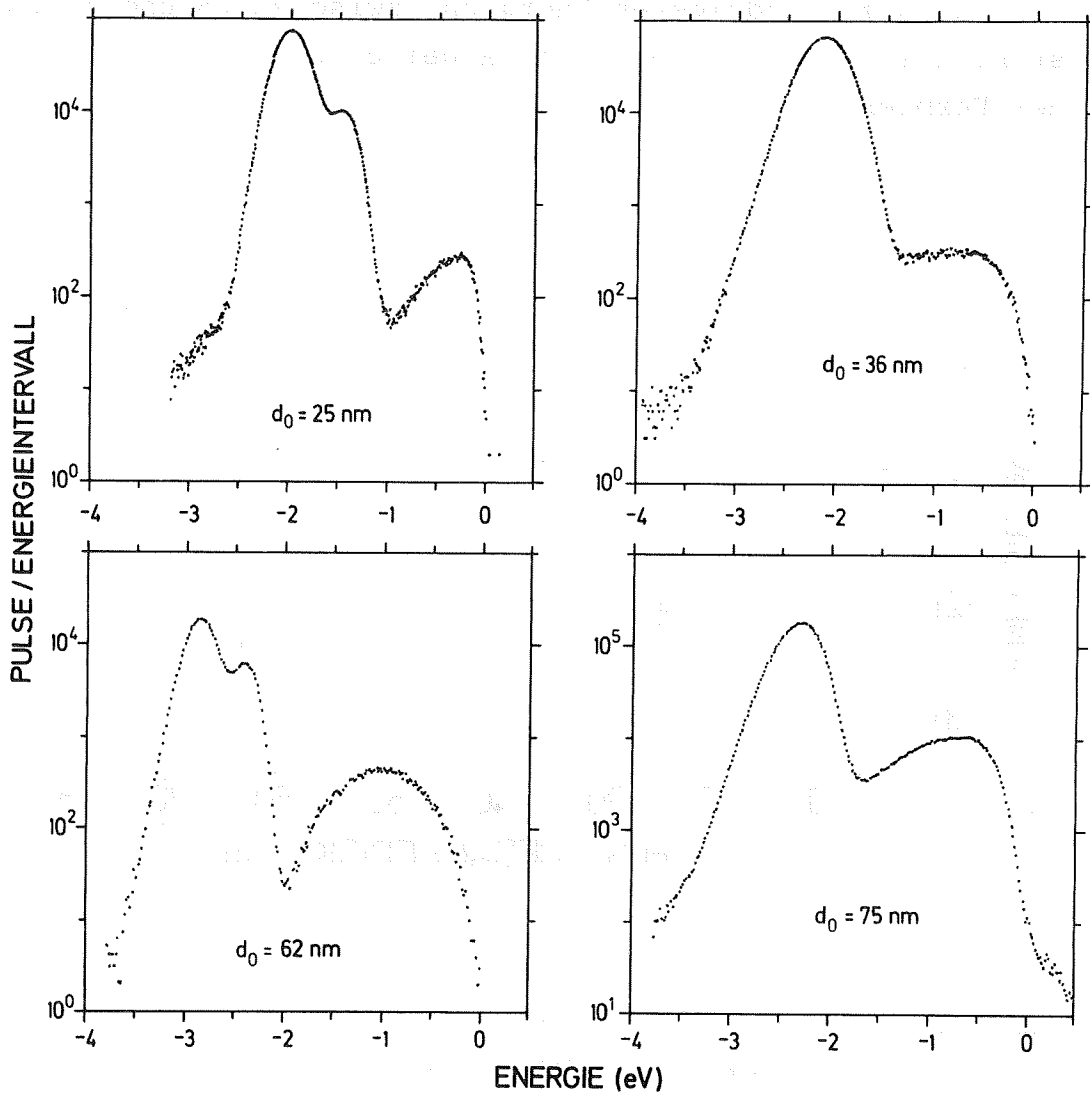


Abb. 24: Charakteristische Energieverteilungen der stabilen Emissionsphase für verschiedene EuS-Schichtdicken. Einzel- oder Doppelniederenergiepeaks sind nicht für eine bestimmte Schichtdicke spezifisch

Abbildung 25 zeigt für vergleichbare Stromdichten die Lage der Niederenergiepeaks in Abhängigkeit von der Aufdampfdicke. Bei Aufdampfdicken bis zu 25 nm wandern die Peaklagen zu niedrigeren Energien; zwischen 25 und 85 nm stabilisiert sich ihre Position bei etwa 2 - 3 eV unterhalb der Fermienergie.

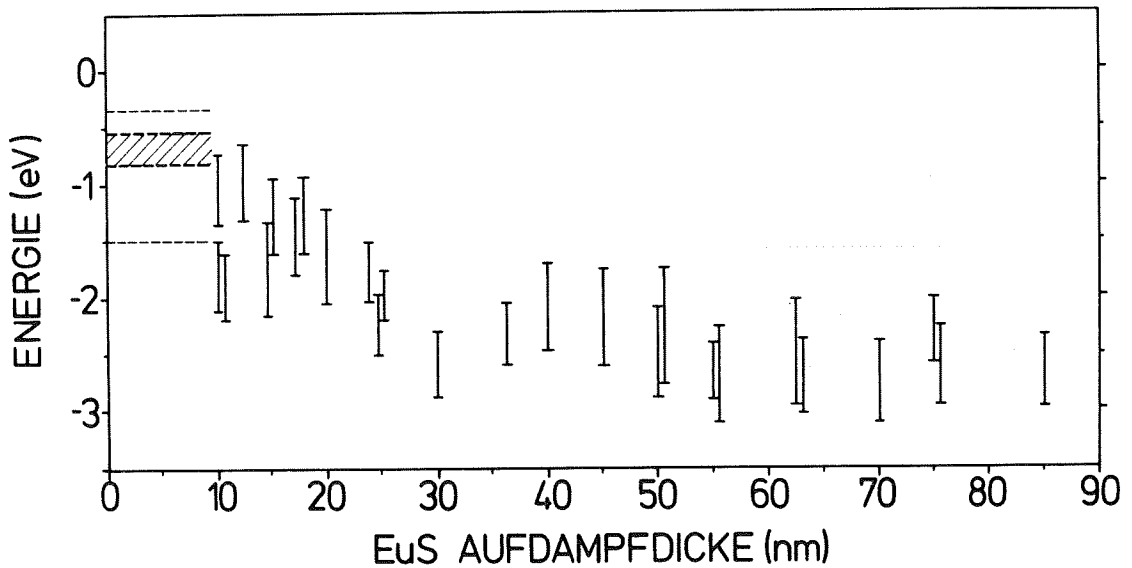


Abb. 25: Die energetische Lage der Niederenergiepeaks in Abhängigkeit von der Aufdampfdicke. Die Balken kennzeichnen diesen Energiebereich für vergleichbare Feldstärken

Ob der Niederenergiepeak einfach oder doppelt auftritt, hängt empfindlich aber undefiniert von der Temperbehandlung ab. Kurzes Tempern kann bei einem Doppelpeak ohne sichtliche Änderung des FEM-Bildes bewirken, daß eines der beiden Maxima verschwindet; in der Regel ist es das bei niedrigerer Energie. Bei fortgesetztem Tempern kann das ursprüngliche Spektrum fast identisch wiederkehren.

Die Abstände der Maxima im doppelten Niederenergiepeak schwanken zwischen 0.3 und 0.8 eV. Der häufigste Wert ist etwa 0.5 eV. Eine Gesetzmäßigkeit, nach der eine der Maxima seiner Intensität nach bevorzugt ist, konnte nicht gefunden werden.

Bei einigen Spektren wird ein zusätzlicher Peak in der flachen, niederenergetischen Flanke des Fermipeaks beobachtet (Abb. 26). Dieser Peak scheint in seiner energetischen Lage von den anderen Peaks entkoppelt zu sein; durch Tempern kann er zum Verschwinden gebracht werden. Auch ohne weiteres Tempern, allein durch wiederholtes Messen des gleichen Spektrums, wurde gefunden, daß dieser Peak wandern und eventuell zerfallen kann.

5.2.2.1 Spannungsabhängigkeit der Energieverteilung

Bei mittleren und hohen Gesamtströmen dominieren die Niederenergiepeaks. Bei kleineren Feldstärken an der Spitze kann auch der Fermipeak überwiegen. Abb. 27 zeigt ein Beispiel.

Logarithmisches Auftragen der Intensitäten in den Maxima gegen die reziproke Emissionsspannung führt zu den in Abb. 28 dargestellten Kurven. In allen untersuchten Fällen ist die Steigung dieser Intensitäts-Spannungs-Charakteristiken für den Fermipeak geringer als für den Niederenergiepeak; die Kurven schneiden sich daher bei ausreichend kleiner Spannung. Diese Kurven veranschaulichen deutlich die Abhängigkeit der Peakintensitäten von der Emissionsspannung.

Die bei den reinen W-Spitzen angewandte FN-Methode ist hier nicht geeignet, aus den Steigungen die Austrittsarbeit bzw. das Emissionspotential zu bestimmen; eine Kenntnis des Emissionsmechanismus wäre erforderlich.

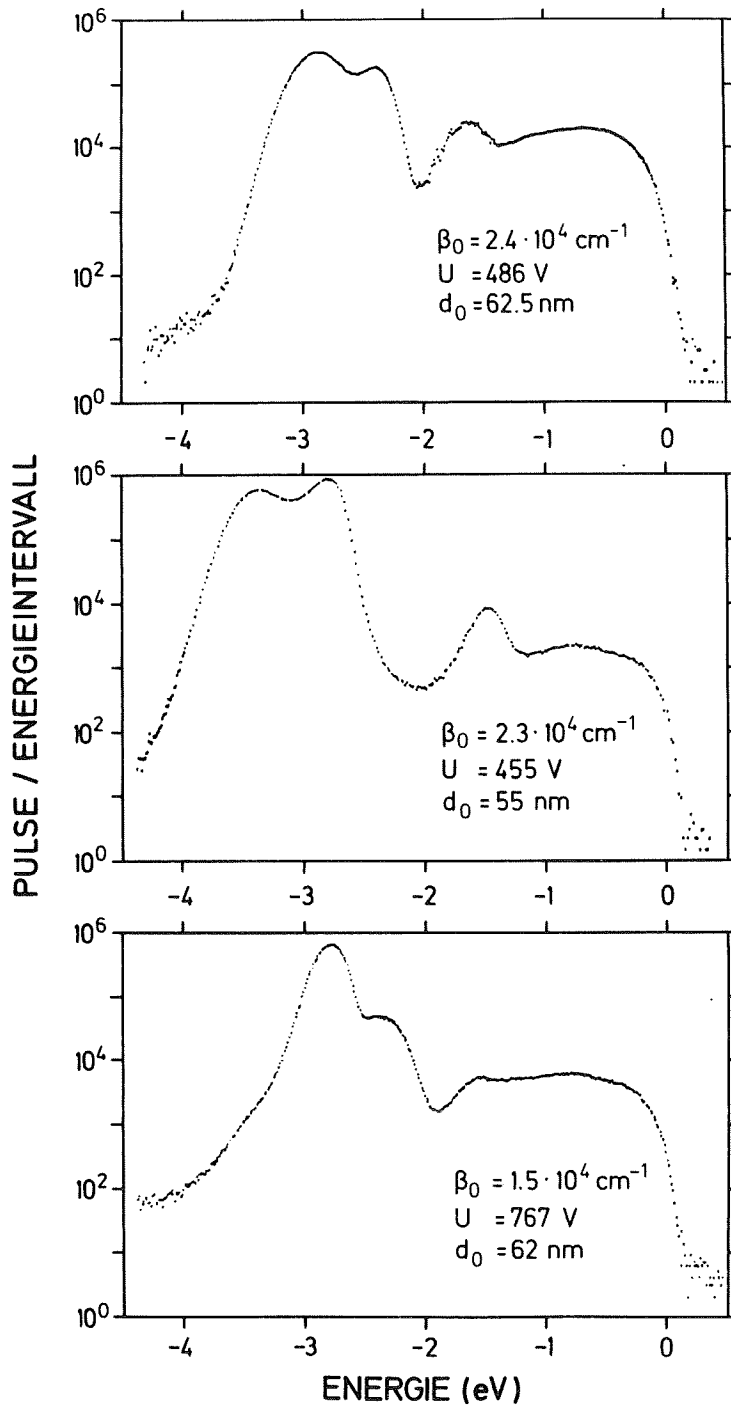


Abb. 26: Beispiele für Energieverteilungen der stabilen Phase mit einem zusätzlichen Maximum zwischen Niederenergiepeaks und Fermipeak

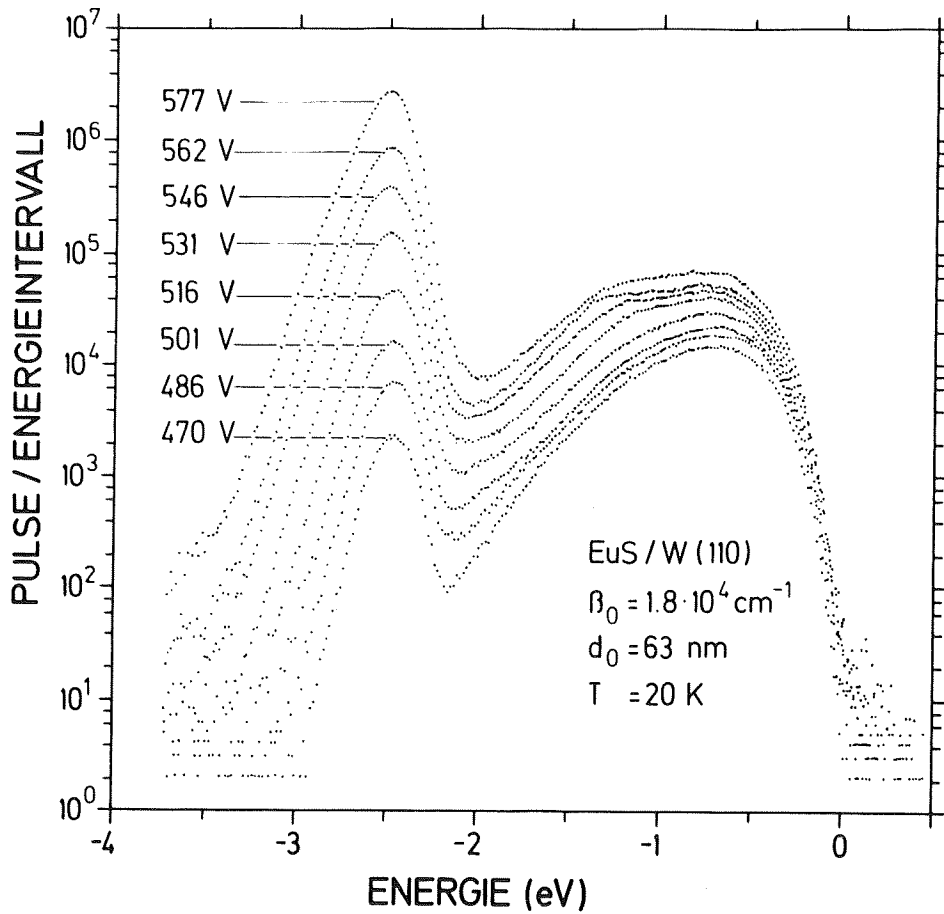


Abb. 27: Spannungsabhängigkeit der Energieverteilungen

Bei dicken Schichten verschieben sich die Niederenergiemaxima mit wachsender Spannung in den meisten Fällen nur schwach zu kleineren Energien. Bei sehr dicken Schichten wurde gelegentlich ein stationäres Verhalten oder sogar eine Verschiebung zu höheren Energien gefunden. Je dünner die Bedeckung ist, um so ausgeprägter ist die Verschiebung zu kleineren Energien.

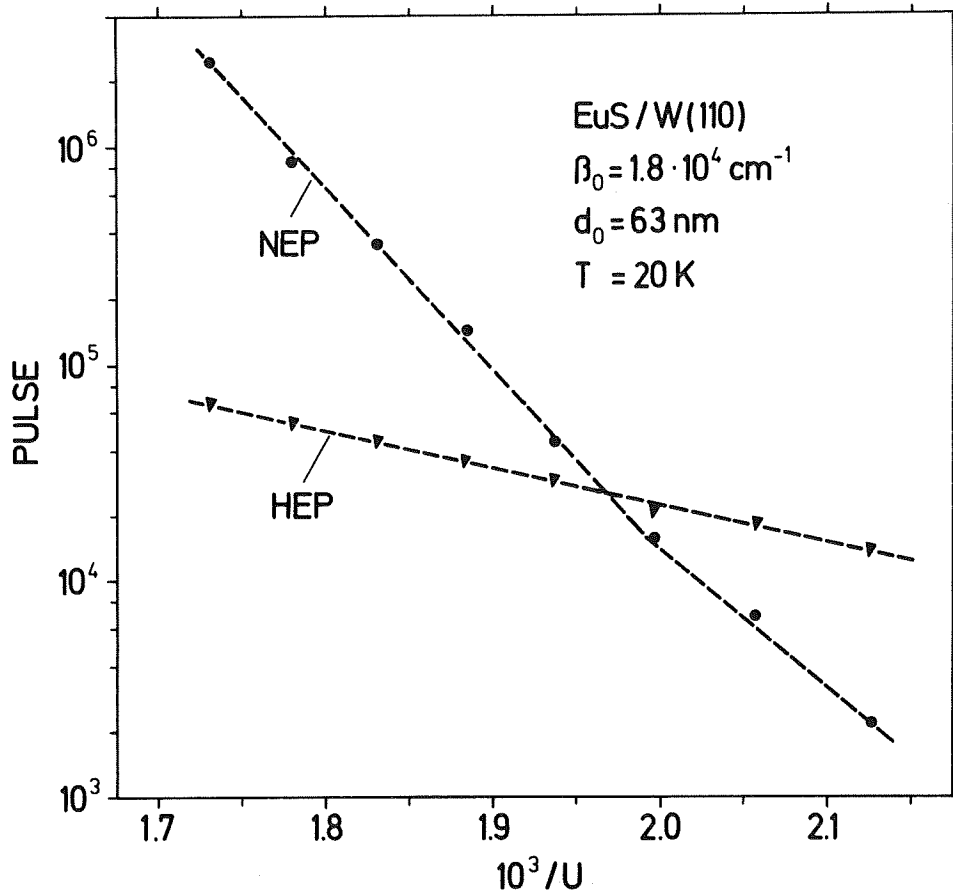


Abb. 28: Intensitäts-Spannungs-Charakteristik des Hoch- und Niederenergiepeaks der Abb. 26

Abbildung 29 zeigt zwei Abhängigkeiten für verschiedene Schichtdicken. Die eingezeichneten Geraden wurden mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate berechnet, für verschwindende Spannung sind sie extrapoliert. Der Fermipeak verschiebt sich nicht oder nur geringfügig. Sein breites Maximum erschwert das Festlegen des für die Extrapolation wichtigen Bezugspunktes.

Die Halbwertsbreite der symmetrischen Niederenergiepeaks wächst in der Regel mit steigender Emissionsspannung. Ein linearer Zusammenhang ist nicht gegeben.

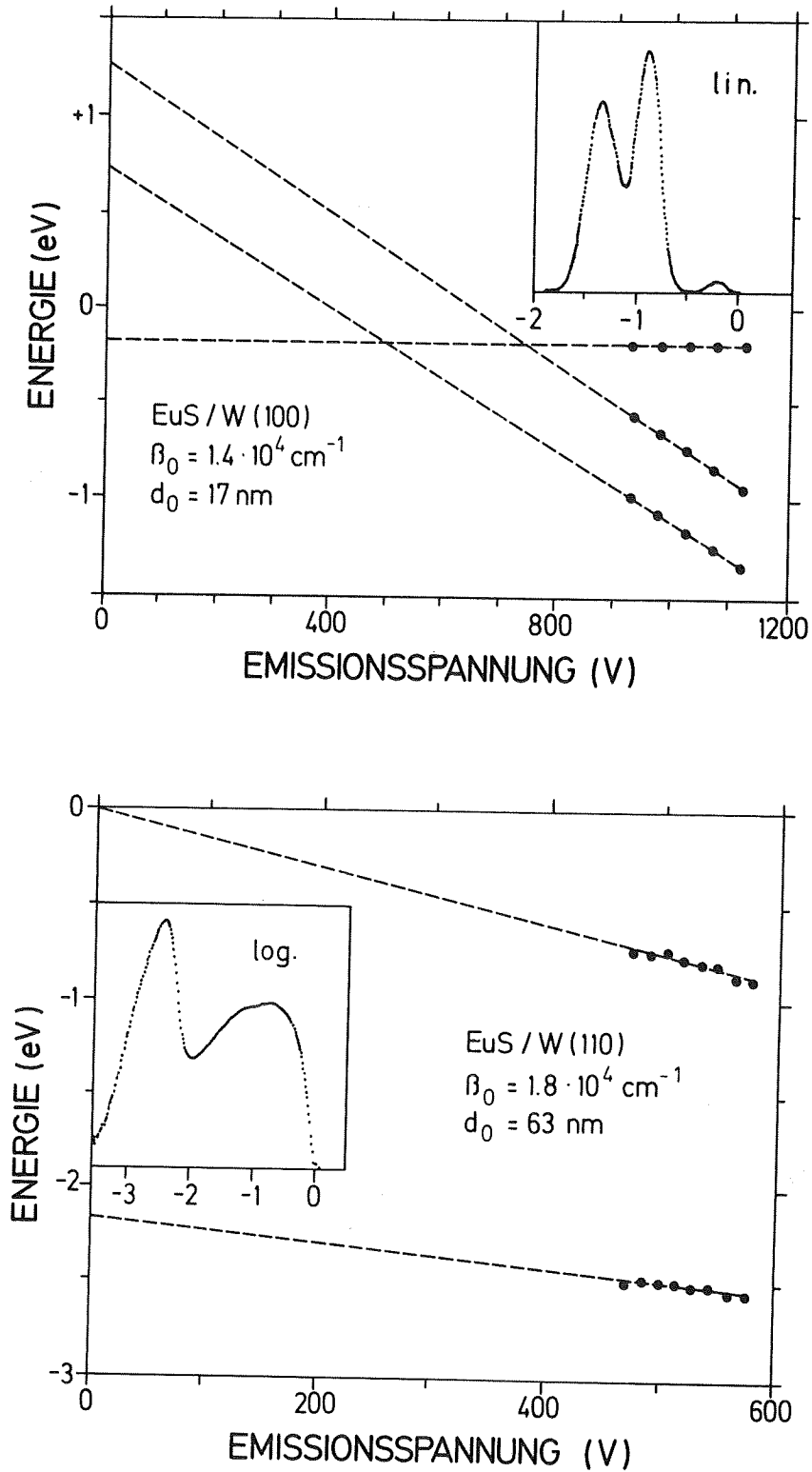


Abb. 29: Spannungsabhängigkeit der energetischen Lage der Peaks für zwei verschiedene Schichtdicken. Die lineare Extrapolation folgt dem Vorgehen von Reihl (1977). Die Fragwürdigkeit der dort angewandten Schlußweise wird in Kap. 6.1.2 diskutiert.

5.2.2.2 Temperaturabhängigkeit der Energieverteilung

Die stabile Phase ist durch einen ausgeprägten Stromanstieg beim Abkühlen unter etwa 16 K gekennzeichnet. Dieses Verhalten scheint mit dem ferromagnetischen Übergang im EuS korreliert zu sein und wird im folgenden "Curie-Durchgang" genannt. Die zunächst nicht klar definierte Übergangstemperatur wird als "Curie-Temperatur" bezeichnet.

In Abb. 30 sind einige Abhängigkeiten des Spitzengesamtsstroms von der Temperatur wiedergegeben. Die Stromzunahme

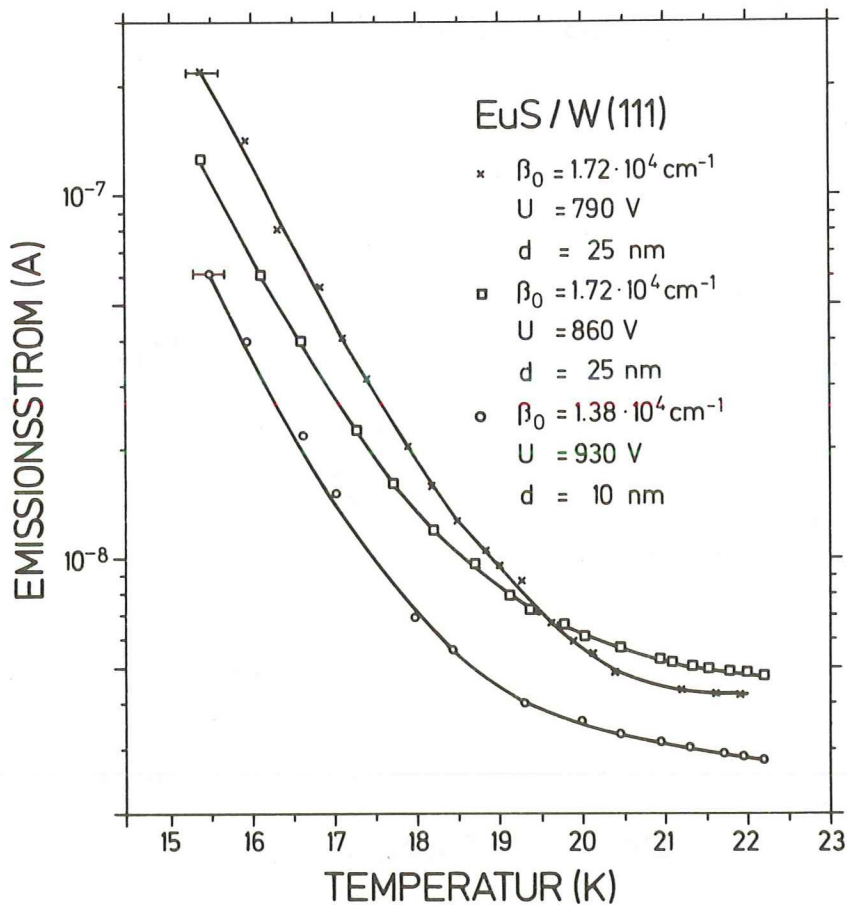


Abb. 30: Die Temperaturabhängigkeit des Emissionsstroms

ist zunächst flach und geht dann in einen steilen Anstieg über. Die Begrenzung der Temperaturregelung auf Werte über 15 K gibt eine Einschränkung: die magnetische Sättigung und damit die zu erwartende Sättigung des Stromanstieges wird nicht erreicht.

Ein regelmäßig bemerktes Phänomen ist die Abnahme des Emissionsstroms nach dem Abschalten der Spitzenheizung und dem Einschalten der Emissionsspannung. Während des anfänglichen Kühlens kann der Strom bis um eine Zehnerpotenz sinken. Bei weiterem Kühlen - ab etwa 18 K - setzt dann ein starker Anstieg ein. Beim Erwärmen der Spitze konnte dagegen kein entsprechender Stromanstieg festgestellt werden. Das Erwärmen dauert allerdings - apparativ bedingt - wesentlich länger, so daß ein Vergleich nicht notwendig gerechtfertigt ist.

Abbildung 31 vergleicht Verteilungen bei verschiedenen Temperaturen. Die übrigen Bedingungen wurden jeweils nicht verändert. Die Auswertung der gemessenen Temperaturabhängigkeiten ergibt kein einheitliches Bild. Weder die Größe der energetischen Verschiebung (max. 150 meV) noch ihre Richtung lassen sich eindeutig und reproduzierbar physikalischen Parametern zuordnen.

Das Aufwärmen über die obere Grenze des Regelbereichs wird durch Abschalten des Heliumflusses erreicht und geht langsam vonstatten. Hierbei werden eine stetige Abnahme der Stromdichte und Peakverschiebungen bis zu 200 meV zu höheren Energien beobachtet. Die Emission verschwindet vollständig, bevor die Raumtemperatur erreicht ist.

Kühlen bringt unter diesen Bedingungen keinen Wiederanstieg des Stroms. Dagegen führt Tempern für kurze Zeit, d.h. für weniger als eine Sekunde, zum ursprünglichen Zustand zurück.

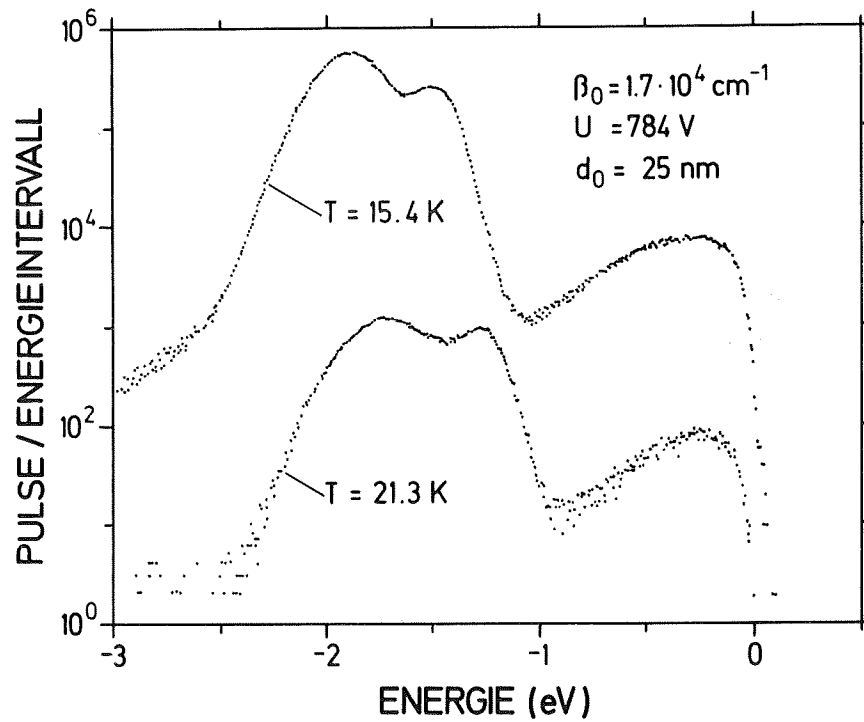
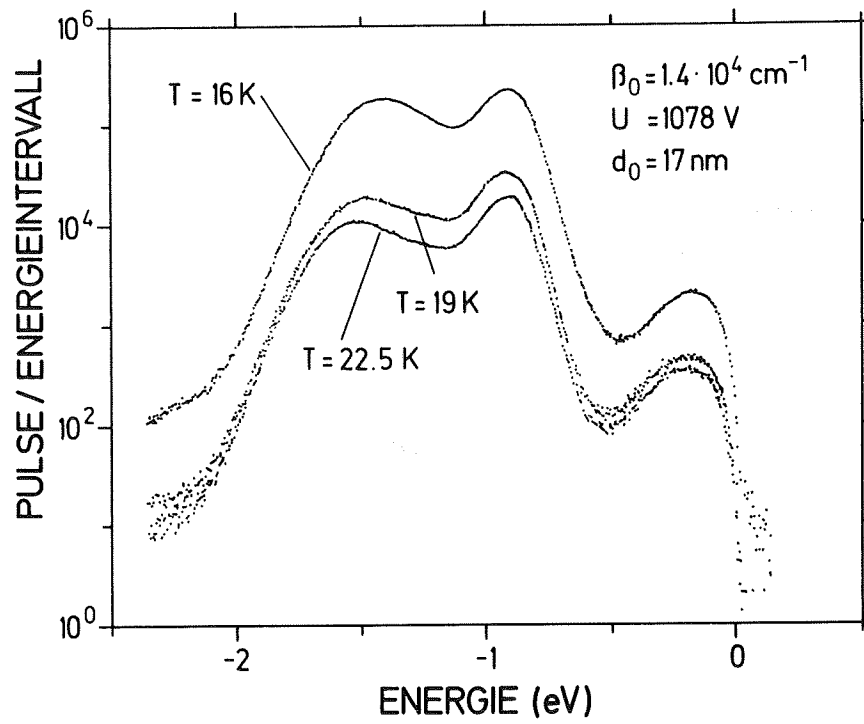


Abb. 31: Beispiel der Temperaturabhängigkeit von Energieverteilungen

Zwei Strom-Spannungs-Charakteristiken von Messungen bei 15.4 K und 19.9 K sind in Abb. 32 gegenübergestellt.

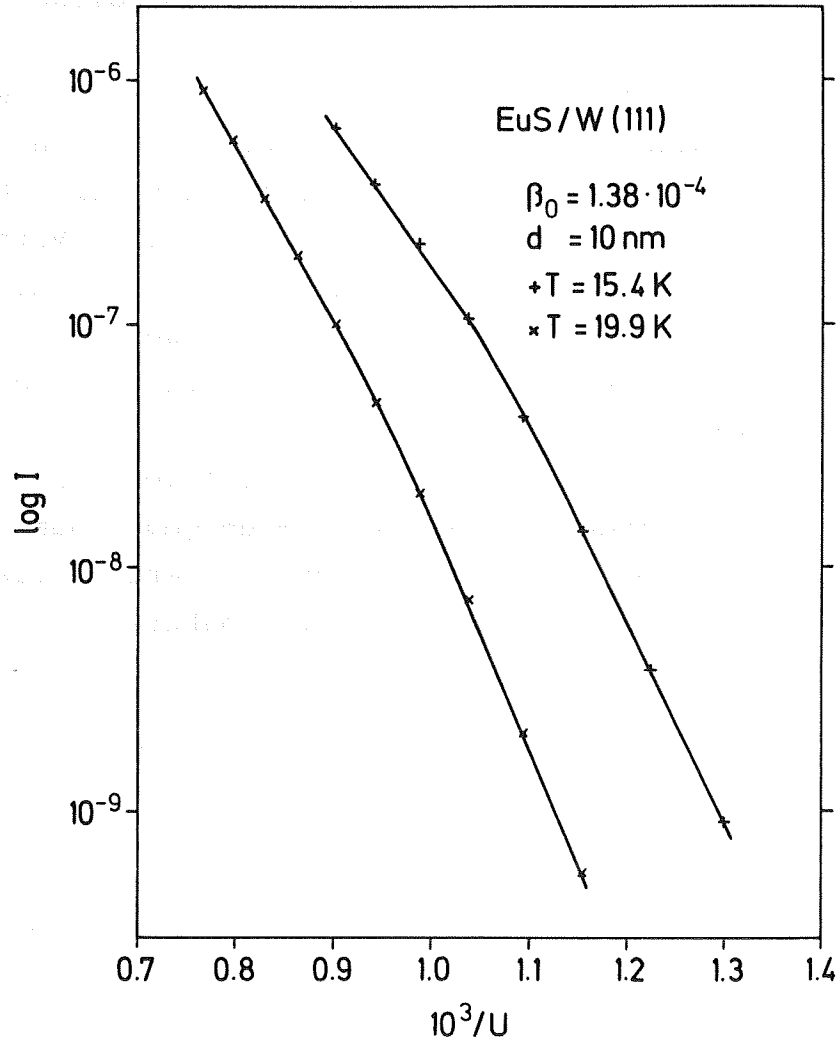


Abb. 32: Strom-Spannungs-Charakteristiken einer bedampften Spitze für Temperaturen größer und kleiner als die Curietemperatur

5.2.3 Tempern: instabile Phase

Fortgesetztes Tempern zwischen 950 und 1200 K führt zu instabiler Emission und dem Auftreten von Schaltzuständen. Eine Abhängigkeit von der Aufdampfdicke ist nicht zu erkennen.

Für dieses Emissionsverhalten ist ein schlagartiges Einsetzen des Emissionsstroms mit Spitzenwerten von 10^{-7} bis 10^{-6} A typisch. Nach dem Überschreiten der Schwellenspannung steigt der Strom in der bei stabilem Verhalten üblichen Weise. Bei Spannungsreduktion wird im allgemeinen eine ausgeprägte Hysterese bemerkt: der Strom schaltet erst bei Spannungen ab, die erheblich unter den Einschaltwerten liegen.

Die Stromabnahme bei Spannungsreduktion vor dem Anschalten ist nicht eindeutig. Sie kann - entgegen dem in Abb. 33 gezeigten Beispiel - einen flacheren Verlauf als die entsprechende Stromanstiegskurve haben.

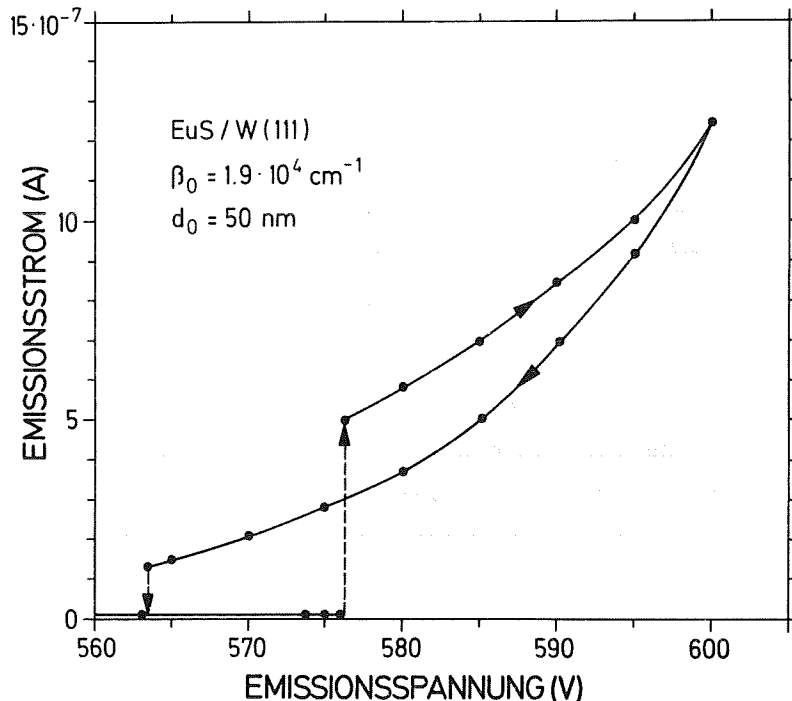


Abb. 33: Beispiel einer Strom-Spannungs-Charakteristik bei 'Schalt-Emission'

Weitere Untersuchungen von Strom-Spannungs-Charakteristiken der Schaltemission wurden zurückgestellt, da bereits Messungen in 'probe hole' Technik von Kuhlmann und Kisker (1980) vorliegen.

Der Curie-Durchgang ist auch in dieser instabilen Phase feststellbar. Messungen der Energieverteilung wurden soweit möglich durchgeführt. Im eingeschalteten Zustand kann der Strom so hoch sein, daß der dynamische Bereich der Zählelektronik überschritten und die Aufnahme eines sinnvollen Spektrums verhindert wird.

Qualitativ unterscheiden sich Spektren zur eingeschalteten Emission nicht von den Spektren der stabilen Phase. Im ausgeschalteten Zustand sind entweder keine Elektronen nachweisbar, oder es tritt nur der Fermipeak auf.

Abbildung 34 zeigt diesen Effekt für einen Spannungsunterschied zwischen aus- und eingeschalteter Emission von nur 9 V.

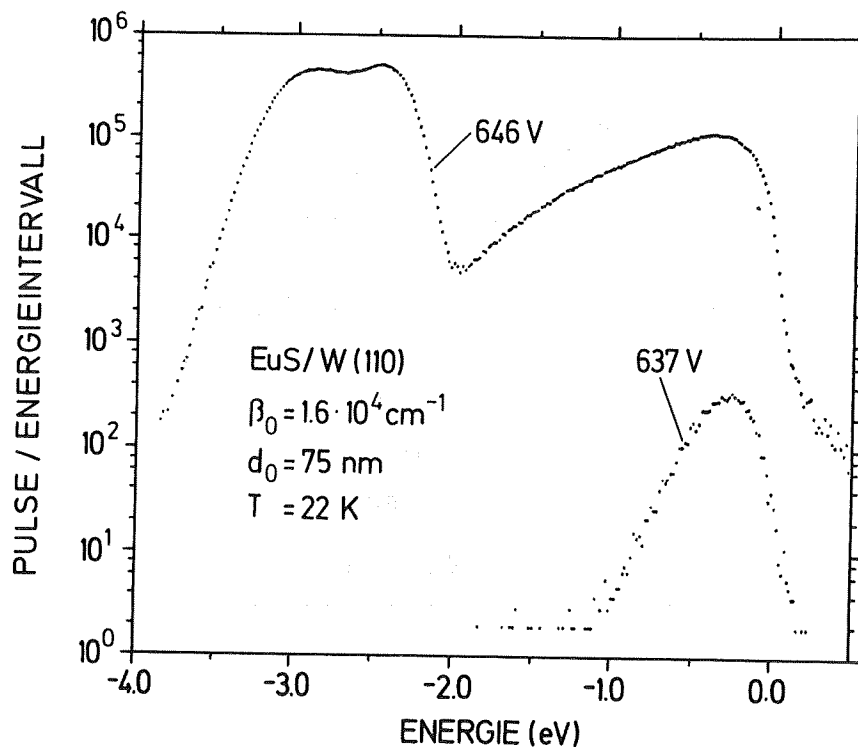


Abb. 34: Energieverteilung bei instabiler Emission im aus- und eingeschalteten Zustand

Nach dem Tempern über 1250 K wird kein Curie-Durchgang mehr beobachtet. Die weiter anwachsende Instabilität verhindert jetzt die Aufnahme von Energieverteilungen.

Abhängig von der Aufdampfdicke wird zwischen 1250 und 1450 K als Endzustand die (112)-Struktur erreicht - ihre Eigenschaften werden im Abschnitt über dünne Schichten beschrieben.

Häufig führen vor Erreichen des Endstadiums zu hohe Emissionsströme oder zu rasche Feldveränderungen zu teilweisem Abreißen der Schicht und gelegentlich zur Zerstörung der Spitze. Das Verhalten von Spitzen mit teilweise abgerissener Schicht zeigt Merkmale der Serien mit dünner aufgedampfter EuS-Schicht, die im folgenden Abschnitt behandelt werden.

5.3 Beobachtungen an dünnen EuS-Schichten ($d \leq 10$ nm)

Bei den Untersuchungen an dünnen Schichten wurden - mit Ausnahme der Aufdampfdicke - die gleichen äußeren Parameter variiert. Verglichen mit den Energieverteilungen für dicke Schichten wird eine wachsende Vielfalt der Spektren gefunden. Bei dem fehlenden Gesamtüberblick waren zunächst stark strukturierte Spektren attraktiv. Für sie wurde versucht, eine Parameterabhängigkeit zu finden. Sie haben sich aber oft als nicht reproduzierbar erwiesen. Die Darstellung beschränkt sich deshalb auf einige Erscheinungsformen, die als typisch angesehen werden.

Etwa 30 Aufdampfserien überdecken den Schichtdickenbereich zwischen 0.5 und 10 nm.

5.3.1 Frisch bedampfte Spitzen

Die Stabilität frisch bedampfter Spitzen ist bei geringer Aufdampfdicke im allgemeinen besser als bei Serien mit dicker Belegung. Aufdampfdicken unter 0.5 nm zeigen entweder ein grobkörniges Emissionsbild mit Strukturmerkmalen des W-Bildes oder eine Emission von (112)-Flächen wie im Endstadium des Temperns.

Die Energieverteilung entspricht ebenfalls dem (112)-Endzustand. Im folgenden werden Aufdampfdicken größer 0.5 nm behandelt.

An (100)-Spitzen treten vorwiegend die von den Untersuchungen an dicken Schichten bekannten Schaltflecke auf. Als ein vorteilhaftes Substrat haben sich (111)-orientierte Spitzen erwiesen. Sie führen in der Regel zu stabilen Emissionsbildern mit der charakteristischen Symmetrie der W-Spitze. Kreisförmige Emissionspunkte sind ringartig, aber unregelmäßig um die (110)-Flächen angeordnet; die (111)-Fläche zeigt starke Emission (Abb. 23). Die Emissionsspannung ist gegenüber dicken Schichten im Mittel erhöht und liegt um einen Faktor 2 - 2.5, in Ausnahmefällen um einen Faktor 3, unter der Spannung für die reine Spitze. Der Curie-Durchgang ist nach erstem Tempern zwischen 870 und 950 K voll ausgeprägt.

5.3.2 Tempern: stabile Phase

In der Anfangsphase treten gelegentlich nichtreproduzierbare, durch viele Peaks strukturierte Energieverteilungen auf. Diese gehen bei weiterem Tempern unabhängig von der Aufdampfdicke in charakteristische Zweierpeakverteilungen mit definierten energetischen Lagen über (Abb. 35).

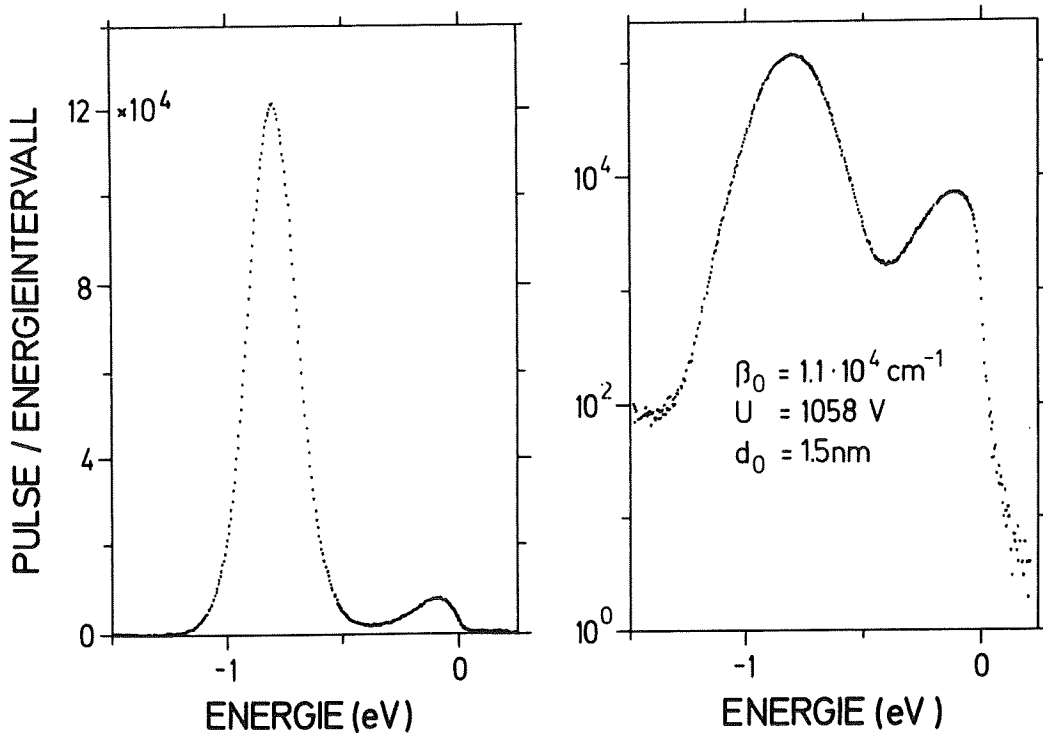


Abb. 35: Beispiele der Energieverteilung dünn bedampfter Spitzen

Der Niederenergiepeak der stabilen Spektren liegt bei vergleichbaren Feldstärken für maximale Zählraten meist zwischen -0.7 und -0.85 eV. Ausnahmen sind selten: für 0.5 nm Aufdampfdicke wurden Lagen von -0.4 bis -0.6 eV gefunden, bei 10 nm von bis zu -1 eV. Die in Abb. 36 dargestellte Spannungsabhängigkeit verdeutlicht, wie problematisch es ist, die energetische Lage eines Peaks ohne Angabe der Feldstärke zu charakterisieren.

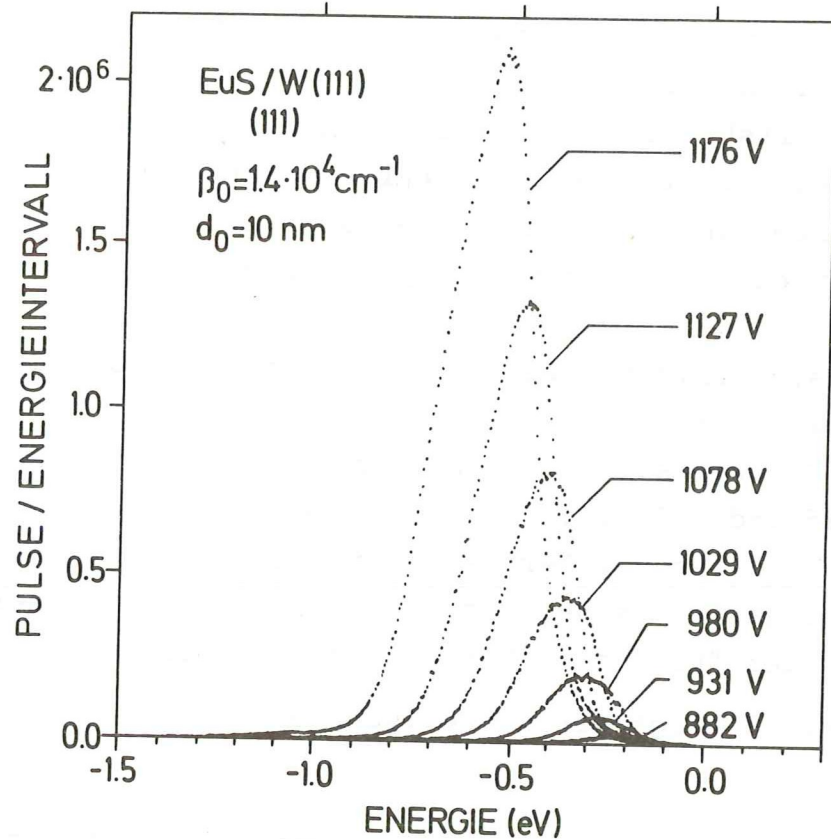


Abb. 36: Spannungsabhängigkeit einer Energieverteilung

Der Niederenergiepeak ist durch eine hohe Symmetrie gekennzeichnet. Die Halbwertsbreite liegt deutlich unter den bei dicken Schichten gefundenen. Sie schwankt in der Regel zwischen 0.2 und 0.3 eV; nur bei Peaks mit geringem Abstand zur Fermienergie werden auch Werte unter 0.2 eV beobachtet.

Der Hochenergiepeak (Fermipeak) kann in zweierlei Erscheinungsformen auftreten:

- 1) Mit steilem Anstieg an der Fermienergie und in halblogarithmischer Darstellung linearem Abfall an der Niederenergieflanke in Gestalt der Energieverteilung freier Metallelektronen ("Dreiecksverteilung").

Halbwertsbreite bzw. Steigung der logarithmischen Verteilung sind vergleichbar den Werten der W-Verteilungen. (Spannungsabhängigkeiten werden in einem eigenen Abschnitt beschrieben).

- 2) Als symmetrischer Peak unmittelbar unterhalb der Fermienergie.

Die Halbwertsbreite dieses Peaks liegt zwischen 0.125 und 0.25 eV. Sie ist um so breiter, je weiter der Peak von der Fermienergie entfernt ist. Eine halblogarithmische Darstellung zeigt, daß dieser Peak der "Dreiecks"-Verteilung (1) überlagert ist.

Abbildung 37 zeigt für beide Typen ein Beispiel.

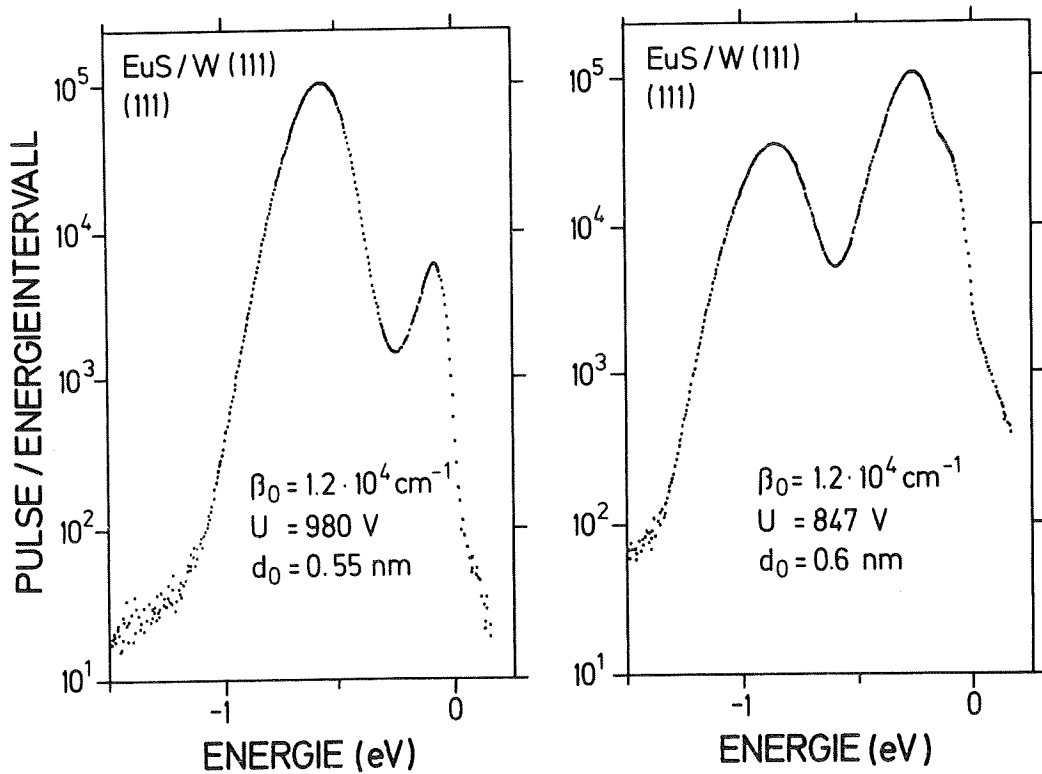


Abb. 37: Beispiele der Energieverteilung für die beiden Erscheinungsformen des Hochenergiepeaks

5.3.2.1 Spannungsabhängigkeit

In den Abbildungen 38 bis 43 sind die Energieverteilungen, die energetische Lage der Peaks sowie die Intensität der Maxima in ihrer Abhängigkeit von der Emissionsspannung für zwei verschiedene Schichtdicken dargestellt.

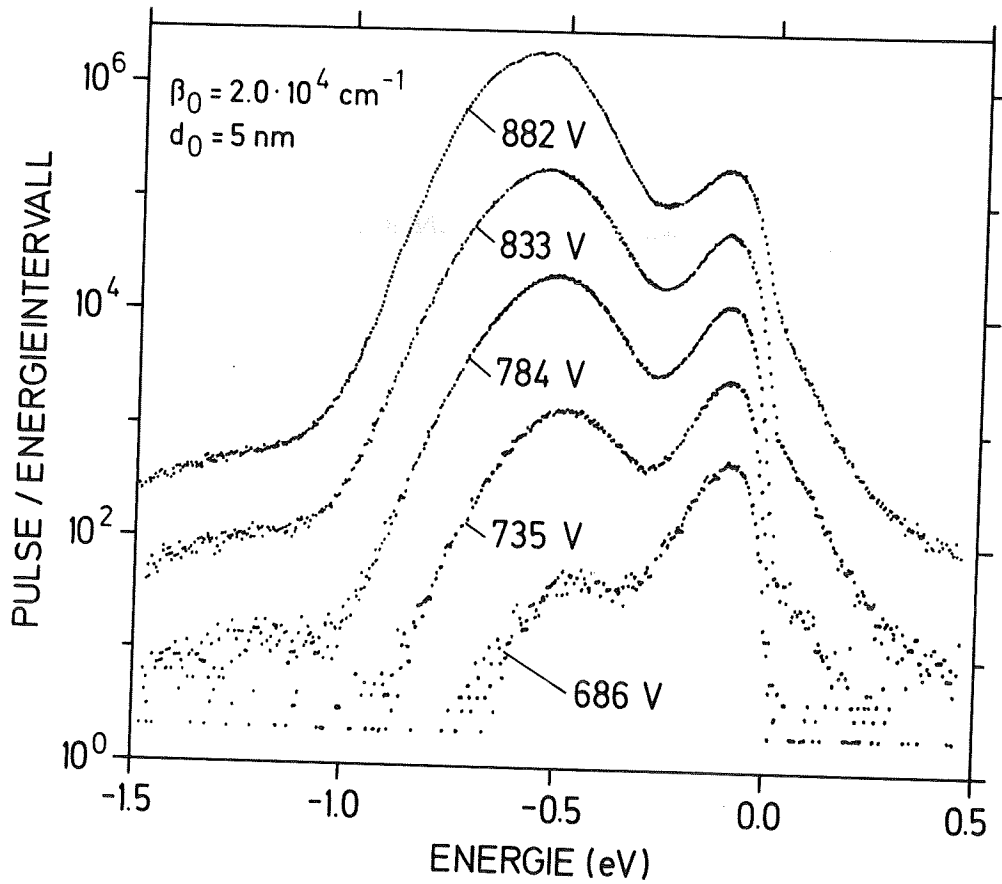


Abb. 38: Spannungsabhängigkeit der Energieverteilung für eine 5 nm dicke EuS-Schicht

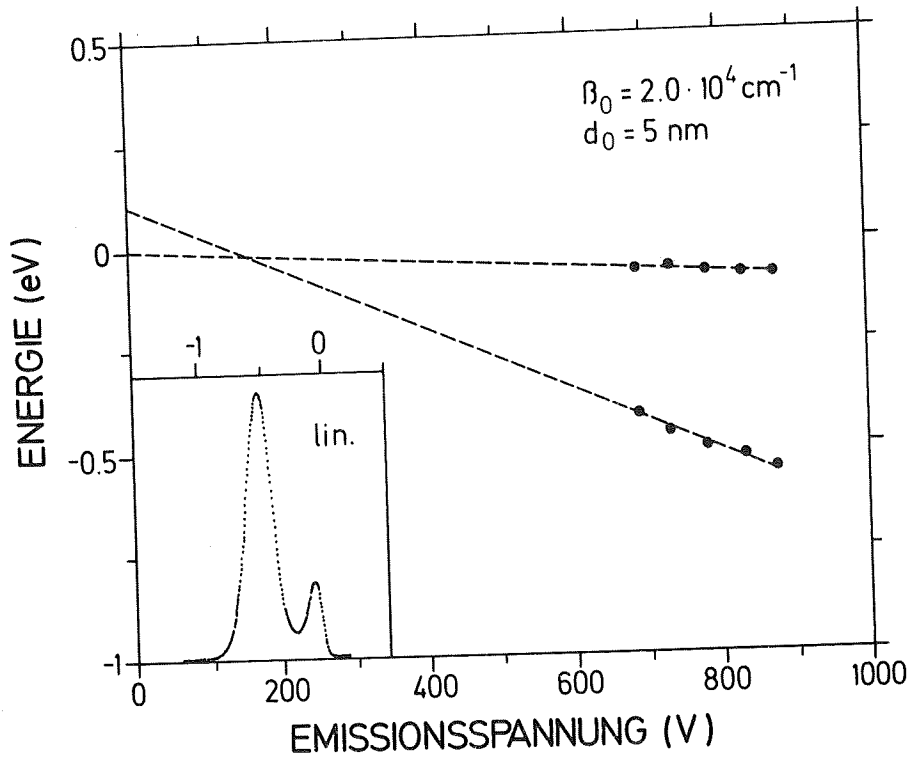


Abb. 39: Spannungsabhängigkeit der energetischen Peaklage für die Energieverteilungen der Abb. 38

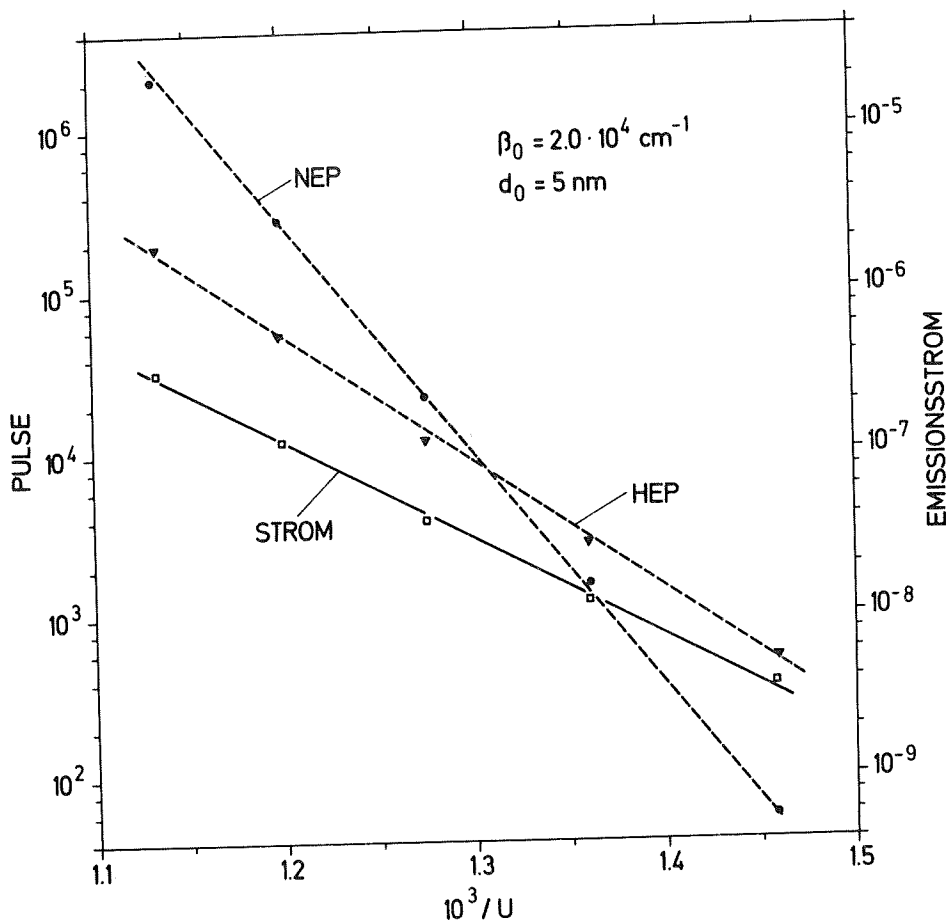


Abb. 40: Spannungsabhängigkeit der Peakintensitäten und des Emissions-Gesamtstroms für die Energieverteilungen der Abb. 38

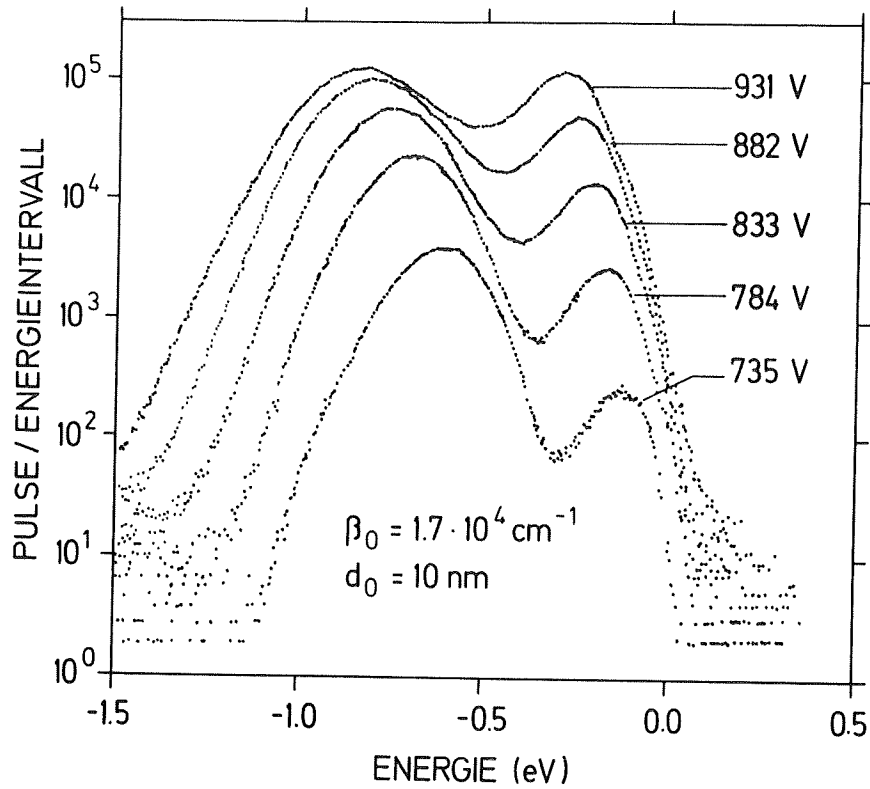


Abb. 41: Spannungsabhängigkeit der Energieverteilung für eine 10 nm dicke EuS-Schicht

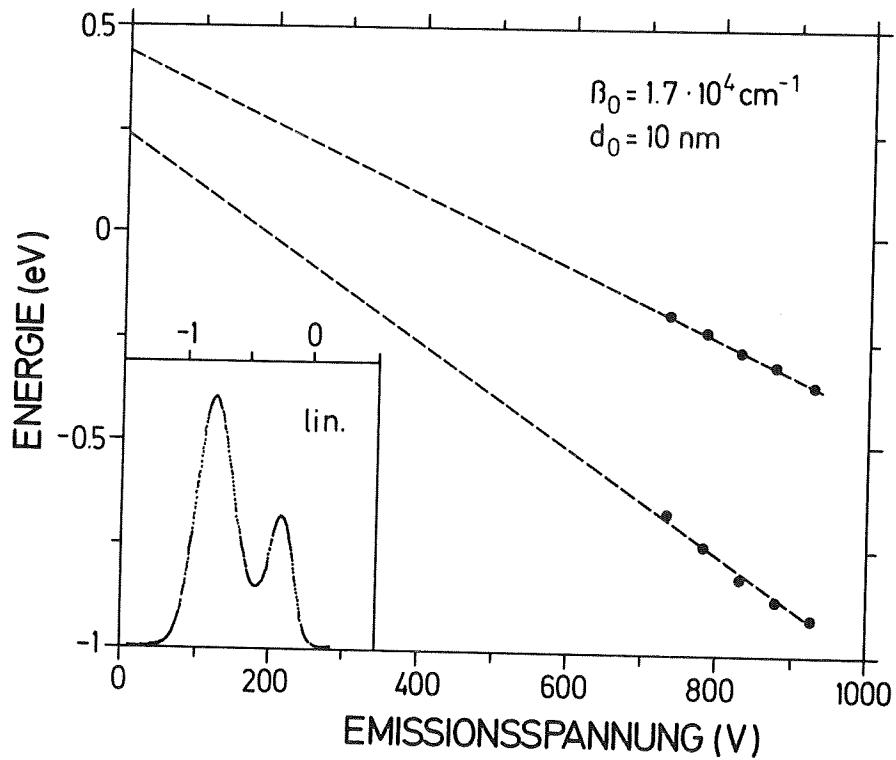


Abb. 42: Spannungsabhängigkeit der energetischen Peaklage für die Energieverteilungen der Abb. 41

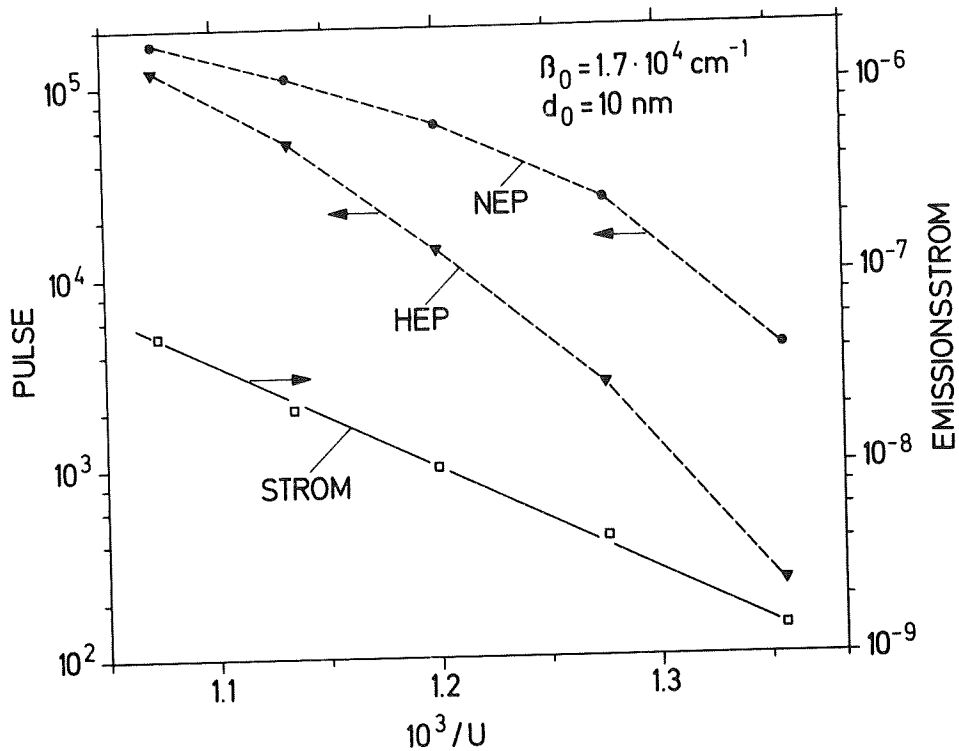


Abb. 43: Spannungsabhängigkeit der Peakintensitäten und des Emissions-Gesamtstromes für die Energieverteilungen der Abb. 41

Der Zusammenhang zwischen energetischer Peaklage und Emissionsspannung ist annähernd linear. Die Schnittpunkte der Interpolationsgeraden für den Niederenergiepeak mit der Energieachse (verschwindendes Feld) sind uneinheitlich. Sie liegen bei dünnen Schichten fast ausschließlich bei positiven Energien; die Werte schwanken zwischen 0 und 1 eV. Bei hohen Emissionsspannungen können Abweichungen von der Linearität beobachtet werden. In wenigen Fällen zeigt sich die Peaklage weitgehend unbeeinflusst von der Emissionsspannung.

Im Gegensatz zu den dicken Schichten wird bei Spannungserhöhung häufig ein Wachsen des Fermipeaks im Vergleich zum Niederenergiepeak beobachtet. Dieser Effekt tritt bevorzugt auf, wenn ein symmetrischer Fermipeak vorliegt. Der symmetrische Fermipeak kann durch Reduktion der Emissionsspannung über die Fermienergie verschoben und damit zum Verschwinden gebracht werden.

Die Halbwertsbreite sowohl des Fermipeaks als des Niederenergiepeaks nimmt bei Erhöhen der Emissionsspannung zu. Wegen der Beschränkung auf einen kleinen Emissionsspannungsbereich und den häufig sehr geringen Halbwertsbreitenänderungen ist der Zusammenhang zwischen Halbwertsbreite und Spannung nicht eindeutig abzuleiten. Eine quadratische Verknüpfung scheint die Meßergebnisse am ehesten zu beschreiben (Abb. 44). Ergebnisse verschiedener

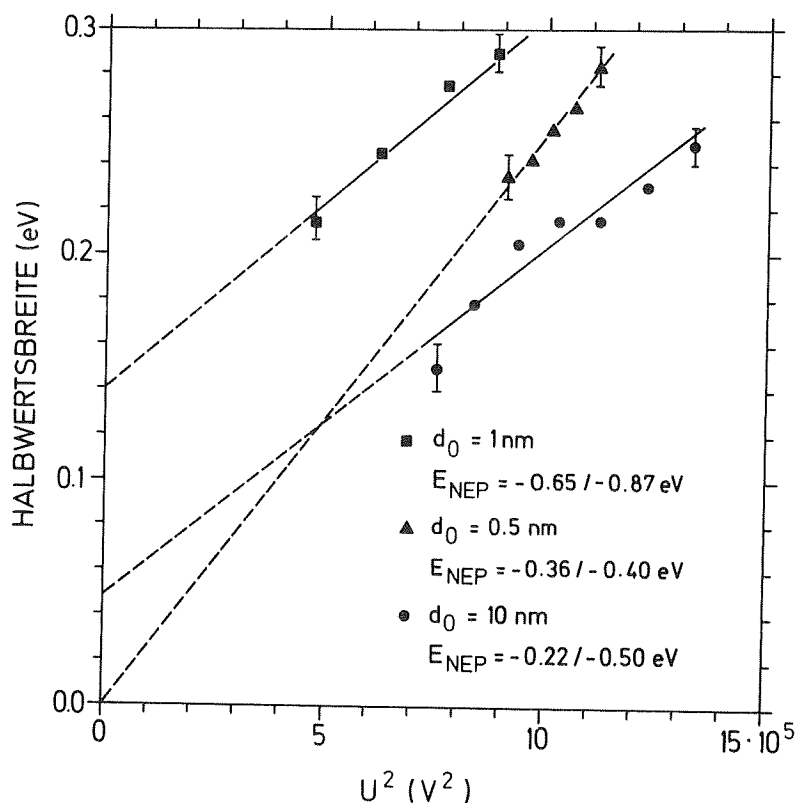


Abb. 44: Der Zusammenhang zwischen Halbwertsbreite des Niederenergiepeaks und der Emissionsspannung für Spektren verschiedener Aufdampfreiheiten

Meßserien lassen sich jedoch auch bei Verwendung der mittels des Spitzenparameters β und der Schichtdicke errechneten Feldstärke anstelle der Emissionsspannung nicht auf eine gemeinsame Gerade normieren, da die Halbwertsbreite zusätzlich von der energetischen Lage des Peaks abhängt.

Bei idealen Metallen ist die Steigung der logarithmierten Verteilung der reziproken Emissionsspannung proportional (Gl. 2.14). Bei den Hochenergiepeaks, die diesen Verteilungen ähneln, ist dieser Zusammenhang nicht gegeben (Abb. 45). Insbesondere geht die Gerade, mit der sich einige der Meßpunkte verbinden lassen, nicht wie bei idealen Metallen durch den Koordinatenursprung. Die bei Metallen mögliche Bestimmung der Austrittsarbeit aus der Steigung ist deshalb hier nicht durchzuführen. Auch Unklarheiten bezüglich des anzuwendenden Emissionsmodells verbieten ein entsprechendes Vorgehen.

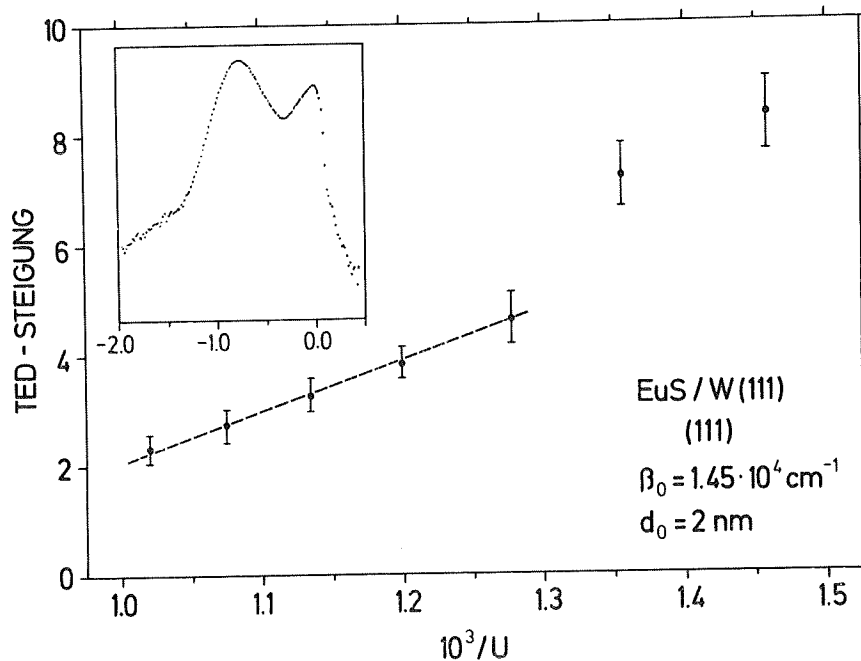


Abb. 45: Steigung der logarithmierten Intensität der Niederenergieflanke des Hochenergiepeaks in Abhängigkeit von der Emissionsspannung

Fortgesetztes Tempern führt die Doppelpeakverteilung in Mehrfachpeakverteilungen über, von welchen in Abb. 46 Beispiele gezeigt sind.

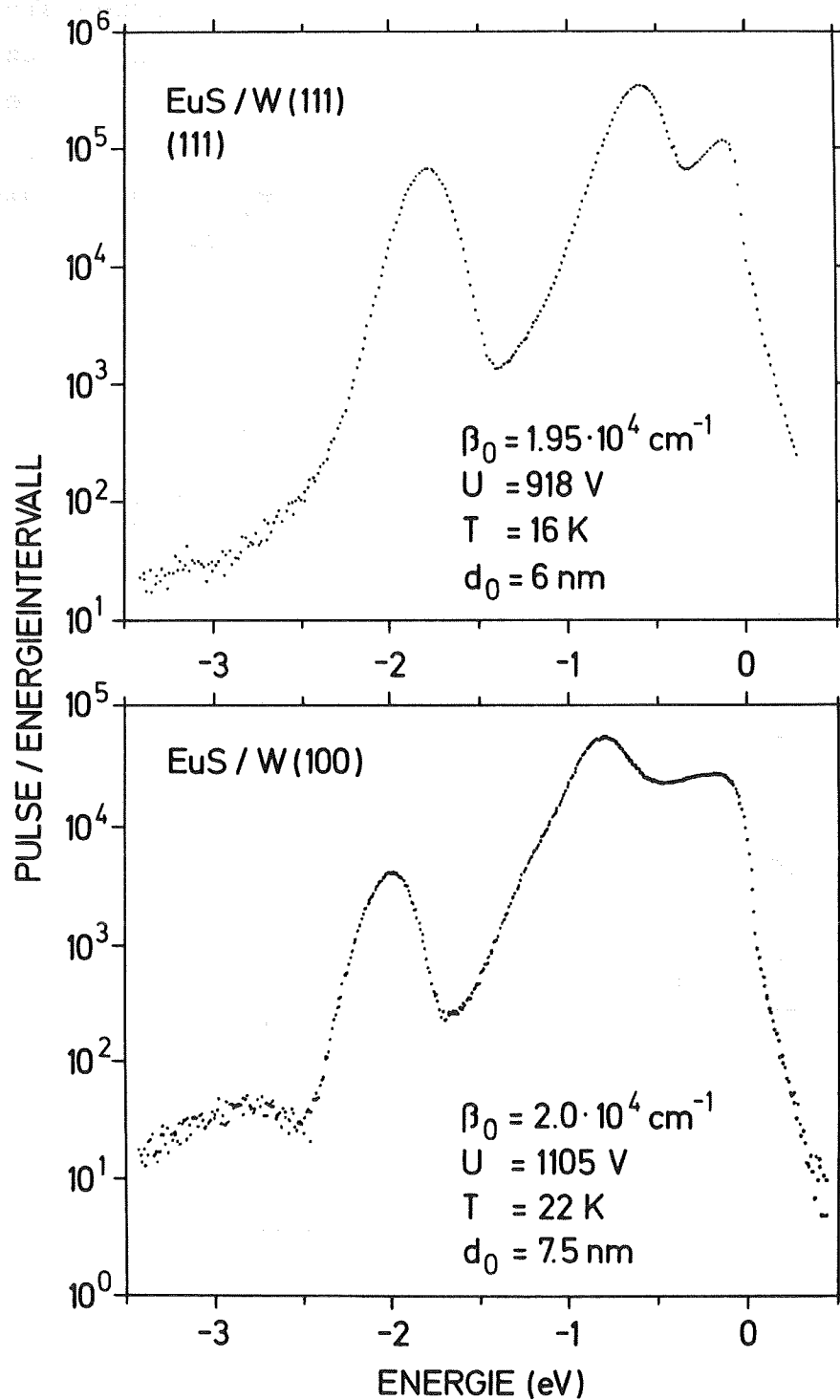


Abb. 46: Beispiele für die Energieverteilung bei fortgesetztem Tempern; die Doppelpeak-Verteilung geht in eine Dreifachpeak-Verteilung über.

Die erforderliche Temperatur ist von der Aufdampfdicke abhängig und schwankt zwischen 900 und 1050 K. Da die Umwandlung spontan während des Tempervorgangs erfolgt, ist nicht festzustellen, welchem Peak der entstehenden Verteilung die vorhergehenden Peaks zuzuordnen sind. Die uneinheitlichen Peakabstände erschweren zusätzlich Rückschlüsse. Beide Verteilungsarten können auf verschiedenen Spitzenflächen gleichzeitig vorliegen, auch wird gelegentlich die Mehrfachpeakverteilung in die Doppelpeakverteilung zurückgeführt (Abb. 47).

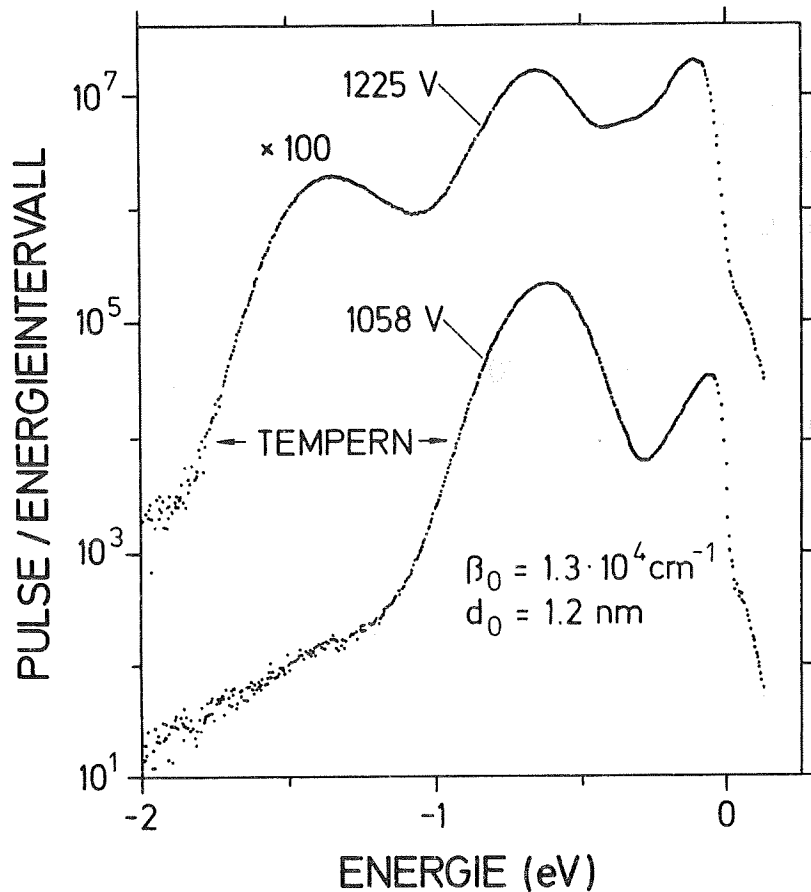


Abb. 47: Umwandlung der Dreifachpeak-Verteilung in eine Doppelpeak-Verteilung durch Tempern

Die Ausdehnung der Mehrfachpeakverteilung erstreckt sich bis zu 2 eV unter die Fermienergie. Die Abstände der Peaks liegen bei ähnlichen Werten wie die Abstände der Doppelniederenergiepeaks dicker Schichten und zeigen auch eine ähnliche Streuung. Die zwei entstehenden Niederenergiepeaks liegen häufig energetisch symmetrisch zum verschwindenden ursprünglichen Niederenergiepeak, was den Eindruck einer Aufspaltung vermittelt.

Zusätzlich wird gelegentlich ein weiterer Peak bei kleiner Energie beobachtet (Abb. 48). Seine relative Lage zu den anderen Peaks ist nicht eindeutig.

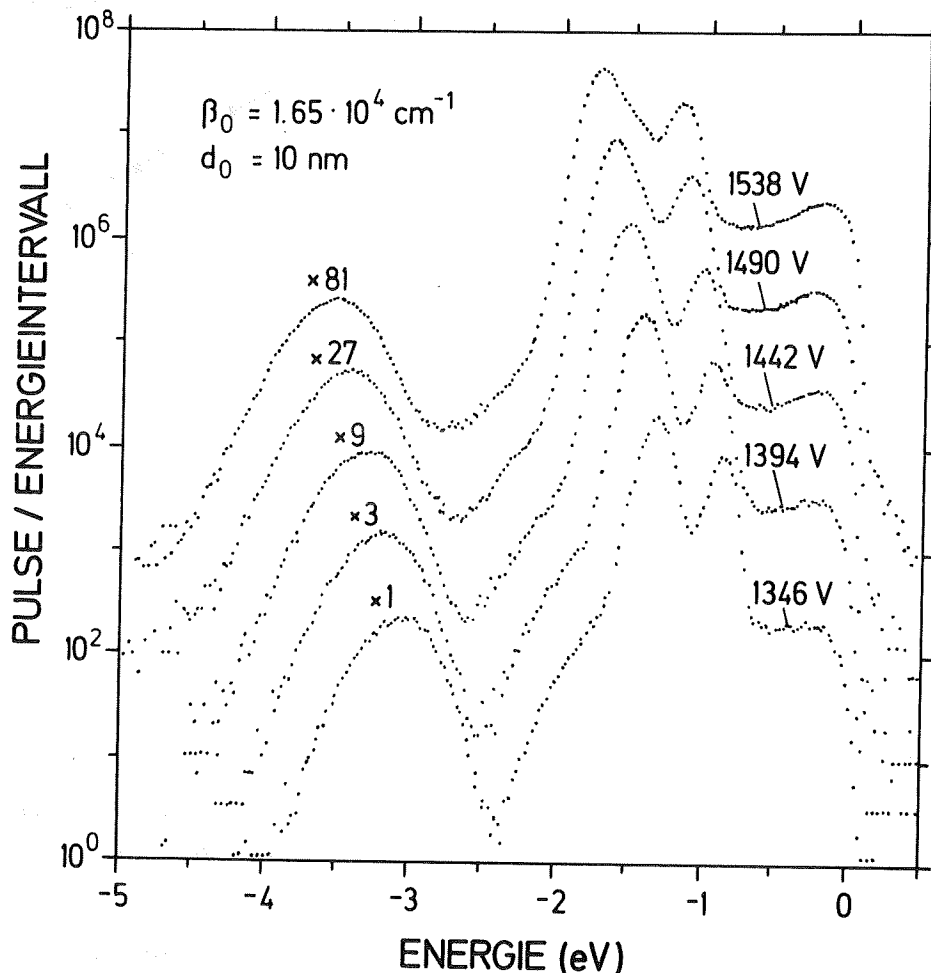


Abb. 48: Beispiel der Spannungsabhängigkeit einer Energieverteilung mit einem zusätzlichen Peak bei kleiner Energie

Abbildung 49 gibt die Spannungsabhängigkeit der Peaklagen wieder.

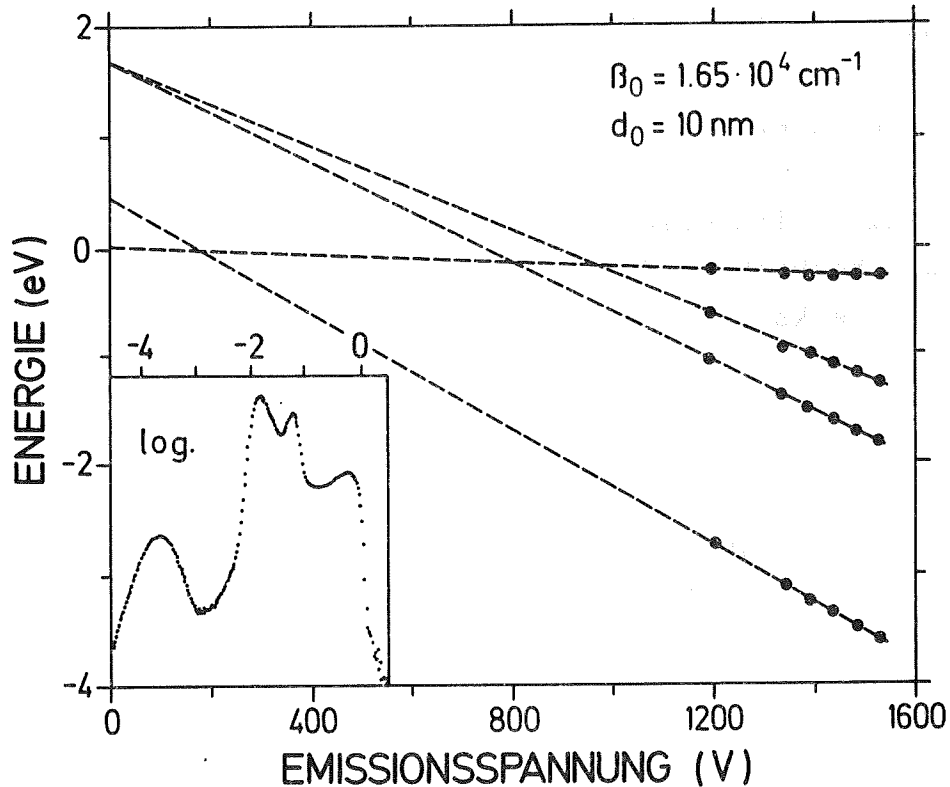


Abb. 49: Abhängigkeit der energetischen Lage der Maxima für die Energieverteilung der Abb. 48

Ähnliche Verteilungen wie die Mehrfachpeakverteilungen werden häufig beim Abplatzen dicker Schichten gefunden.

Tempern bei etwa 1100 K kann zu Emissionspunkten führen, die aus einem hellen, scharf abgegrenzten runden Kern bestehen und von einem dunkleren, diffusen Hof umgeben sind. Diese Emissionspunkte ergeben jedoch qualitativ ähnliche Energieverteilungen wie die dargestellten. Messungen im Kern und Hof unterscheiden sich im Verhältnis der Peakintensitäten; eine charakteristische Gesetzmäßigkeit ist jedoch nicht zu finden.

Abbildung 50 stellt eine weitere charakteristische Energieverteilung dar, die im Laufe des Temperns erzeugt werden kann.

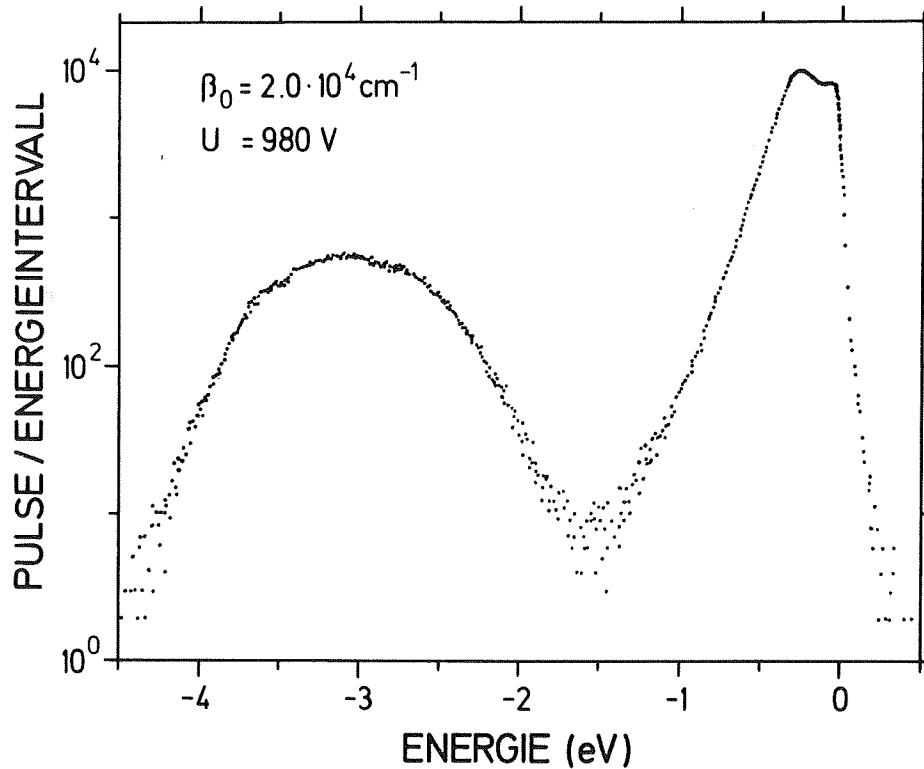


Abb. 50: Energieverteilung bei fortgesetztem Tempern

Diese Verteilung geht auch gelegentlich den zuvor beschriebenen Verteilungen voraus und wurde häufig als erstes Spektrum bei Messungen an abgeplatzten dicken Schichten gefunden. Der an der Fermienergie steil abfallende Hochenergiepeak ist an seiner Niederenergieflanke zunächst stark strukturiert.

Weiteres Tempern bringt diese Strukturen zum Verschwinden; bei halblogarithmischer Darstellung erscheint die Flanke dann als gerade Linie. Mehrfach ist unmittelbar unterhalb des an der Fermienergie liegenden Maximums ein

weiteres Maximum zu finden, ehe durch Tempern der Hochenergiepeak in die Dreiecksform übergeht (Abb. 51).

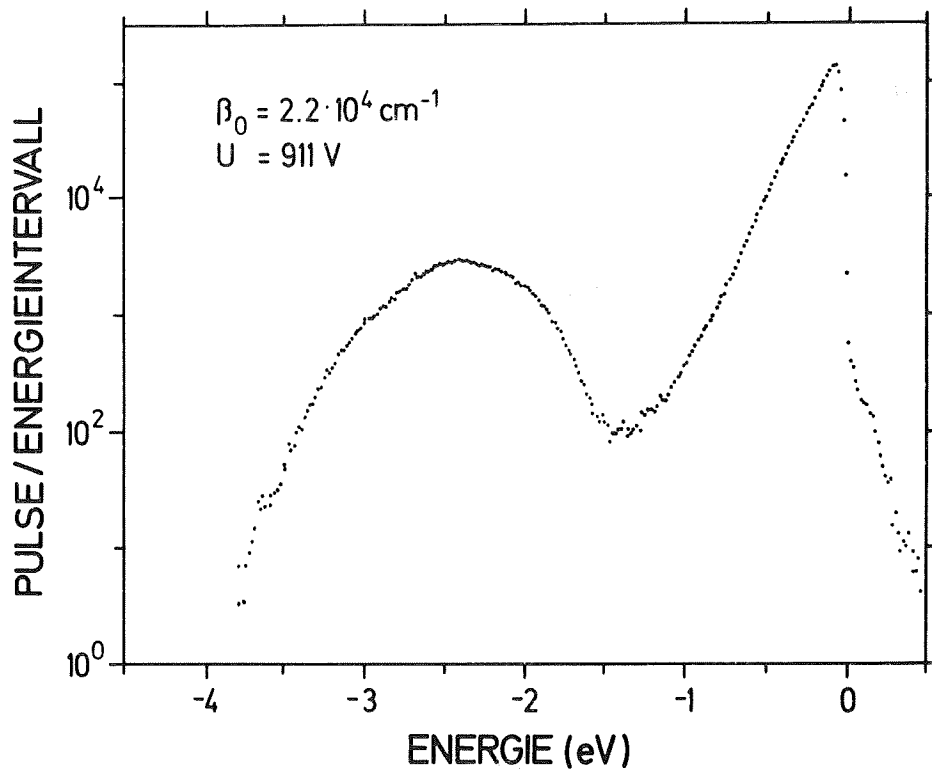


Abb. 51: Charakteristische Energieverteilung bei fortgesetztem Tempern

Der Niederenergiepeak liegt an wechselnder Stelle zwischen 3,5 und 2,2 eV unterhalb der Fermienergie. Seine Halbwertsbreite nimmt Werte bis 1,5 eV an.

5.3.3.2 Temperaturabhängigkeit

Bei den beschriebenen Verteilungen ist bis auf die zuletzt beschriebenen ein ausgeprägter Curie-Durchgang zu beobachten.

Die Temperaturabhängigkeit der Gesamtströme unterscheidet sich qualitativ nicht von denen dicker Schichten. Die Intensitäten und die Lage der Peaks entziehen sich einer einheitlichen Beschreibung. Verschiebungen können ohne erkennbare Gesetzmäßigkeit in beide Richtungen erfolgen; die Richtung kann sich während des Aufwärmens sogar ändern.

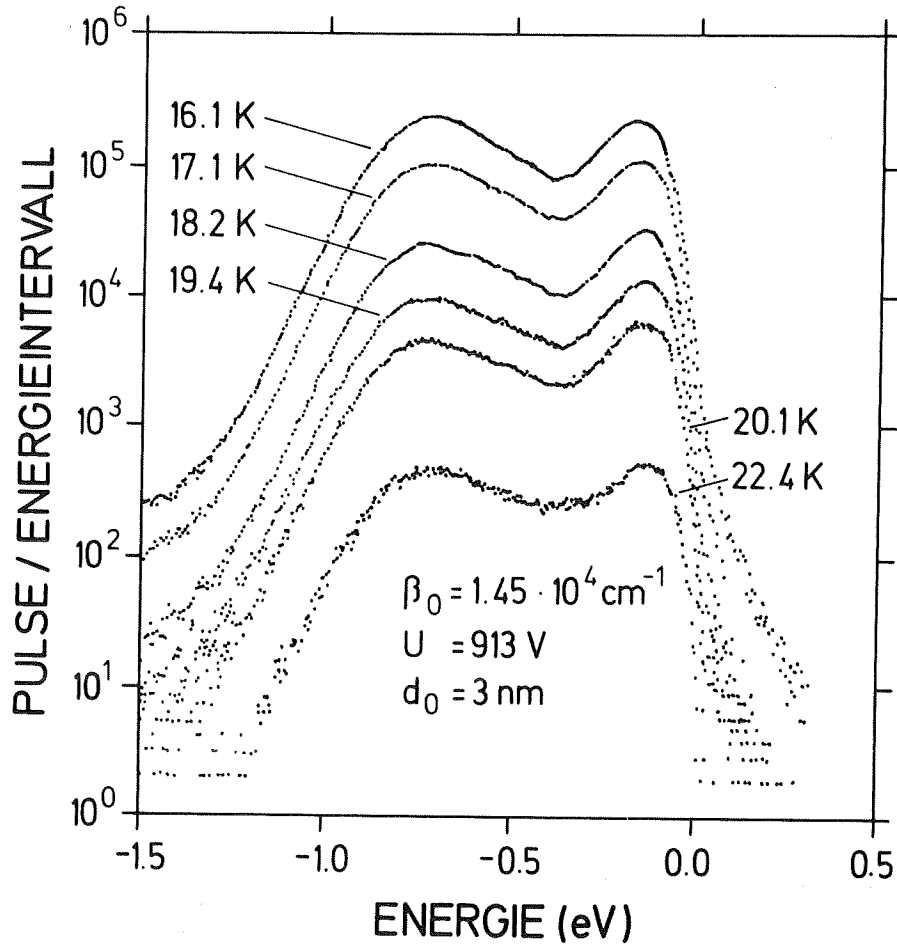


Abb. 52: Temperaturabhängigkeit der Energieverteilungen

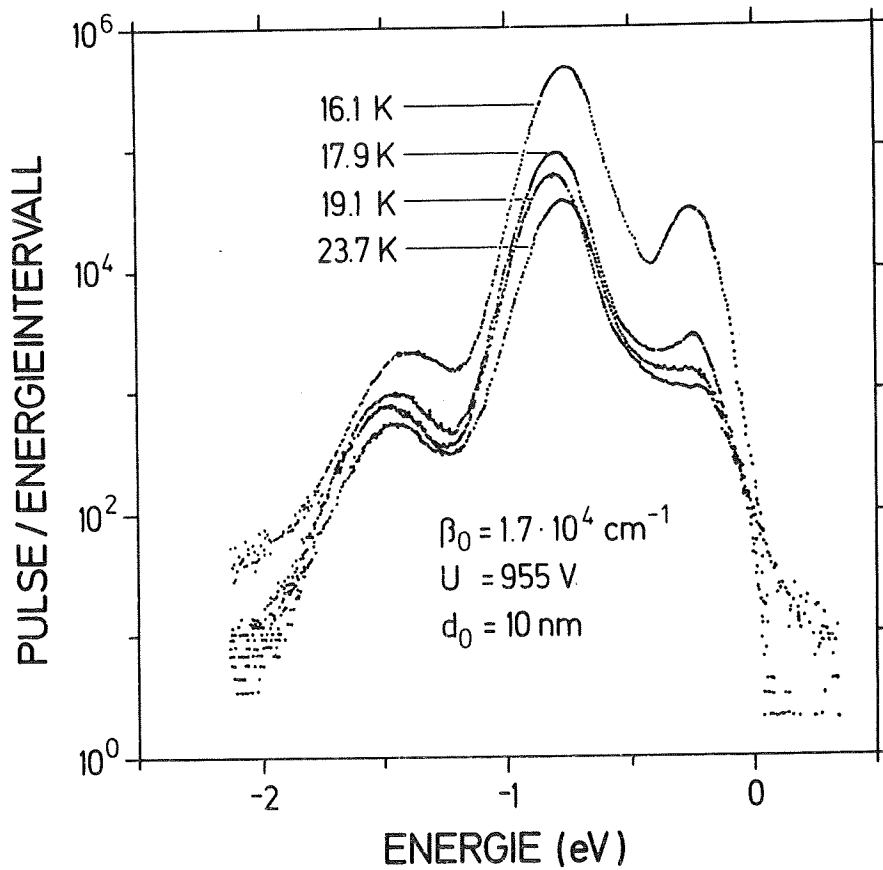
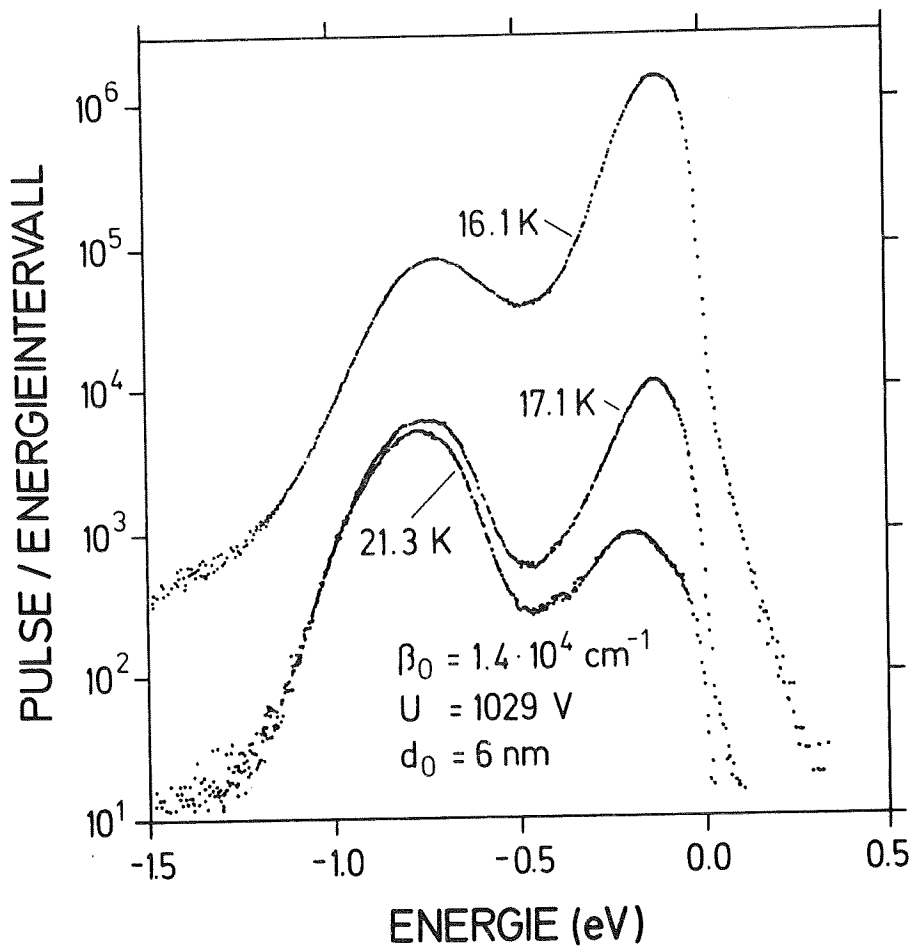


Abb. 53 u. 54: Temperaturabhängigkeit der Energieverteilungen

Dabei kommt vor, daß die symmetrischen, gegen die Fermiflanke leicht abgesetzten Hochenergiepeaks ähnlich wie durch Spannungsreduktion über die Fermienergie verdrängt werden.

Die Abbildungen 52 bis 54 zeigen Beispiele der Temperaturabhängigkeit der Energieverteilungen.

5.3.2 Tempern: instabile Phase und Endzustand

Wie bei dicken Schichten kann Tempern zwischen 950 und 1200 K zu Schaltzuständen führen. Messungen sind in dieser Phase meist nicht möglich. Gelegentlich können Verteilungen auftreten, die den Spektren dicker Belegung gleichen und Doppelpeaks bis zu 3 eV unter der Fermienergie aufweisen. Der Curiedurchgang ist weniger ausgeprägt.

Spätestens bei 1450 K, bei sehr dünnen Schichten jedoch auch bei erheblich tieferen Temperaturen - vorhergehende Zustände können dabei übersprungen werden - wird das charakteristische Endstadium erreicht. Dieses zeichnet sich durch eine hohe Emission von den (112)-Flächen der W-Spitze aus; die Emissionsspannung ist dabei niedrig. Anfangs tritt diese Emission ringförmig um einen etwas dunkleren Kern auf. Fortgesetztes Tempern ergibt helle, hochsymmetrisch liegende, scharfe Punkte. Die Energieverteilung gleicht - abgesehen von einer anfänglichen breiten Überhöhung bei kleiner Energie - der bei der Feldemission des freien Elektronengases (Abb. 55). Es ist kein Curiedurchgang mehr zu beobachten.

Kleinste Werte für die mit der FN-Methode bestimmte Austrittsarbeit liegen bei 2.3 eV, die entsprechenden aus der jeweiligen TED-Steigung berechneten Werte liegen bis zu 0.5 eV darüber.

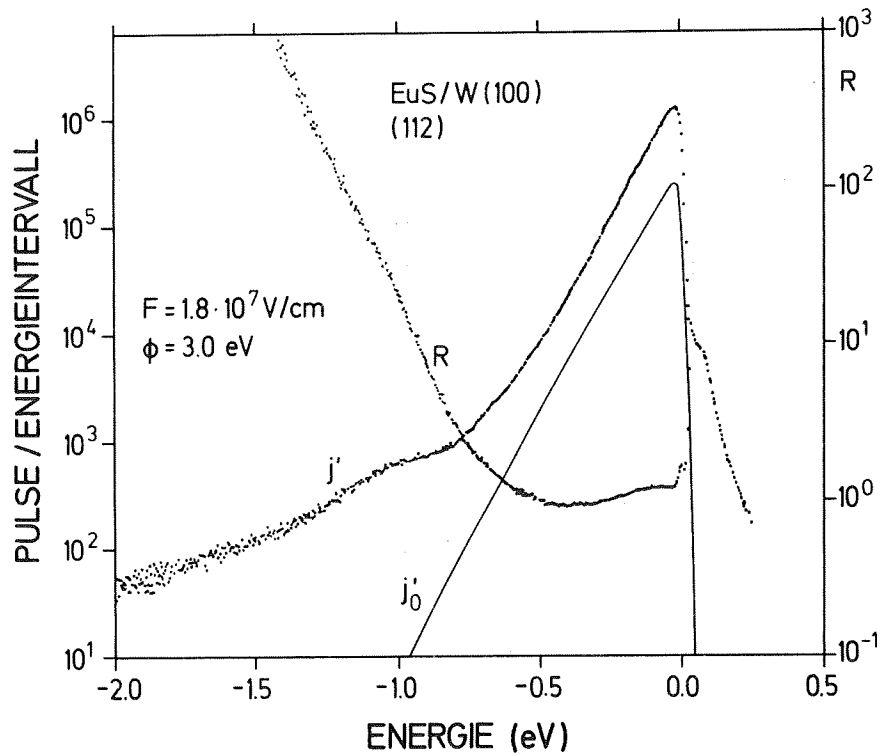
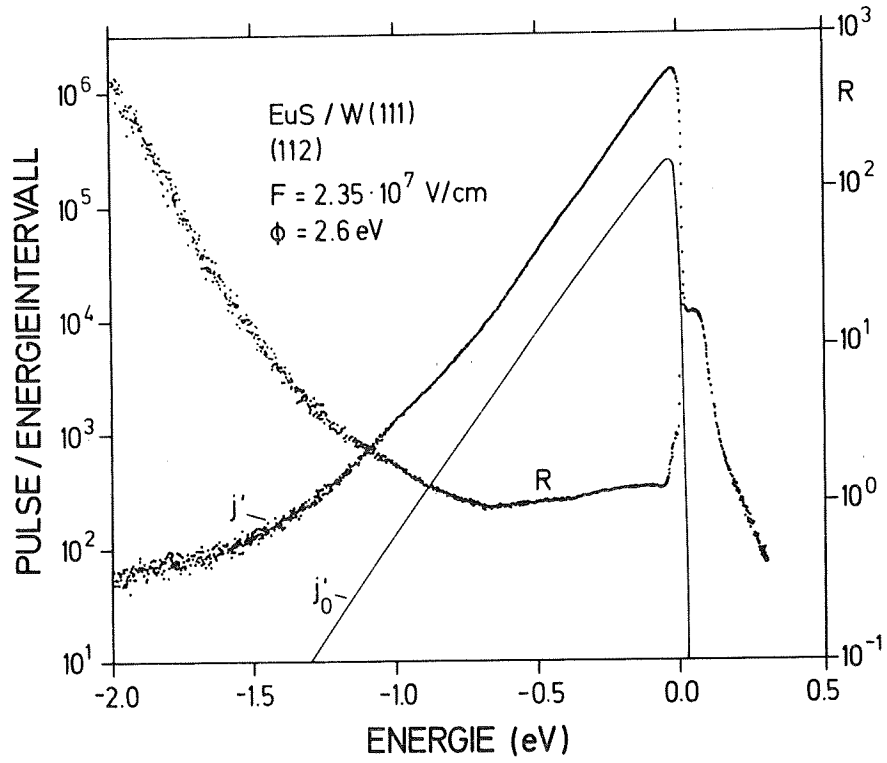


Abb. 55: Charakteristische Energieverteilungen mit Enhancement-Kurve des (112)-Endzustandes

Tempnern bei weiter erhöhten Temperaturen beläßt die (112)-Struktur, erfordert jedoch höhere Emissionsspannungen als für die reine W-Spitze. Die FN-Austrittsarbeit liegt für Wärmebehandlungstemperaturen von etwa 1500 K bei derjenigen der reinen W(112)-Fläche und erreicht bei 1800 K mit 4,9 eV ihr Maximum. Heizen bei 2200 K führt schließlich zurück zur reinen W-Spitze.

In Abb. 56 sind die Fowler-Nordheim-Charakteristiken dieser verschiedenen Zustände zusammengestellt.

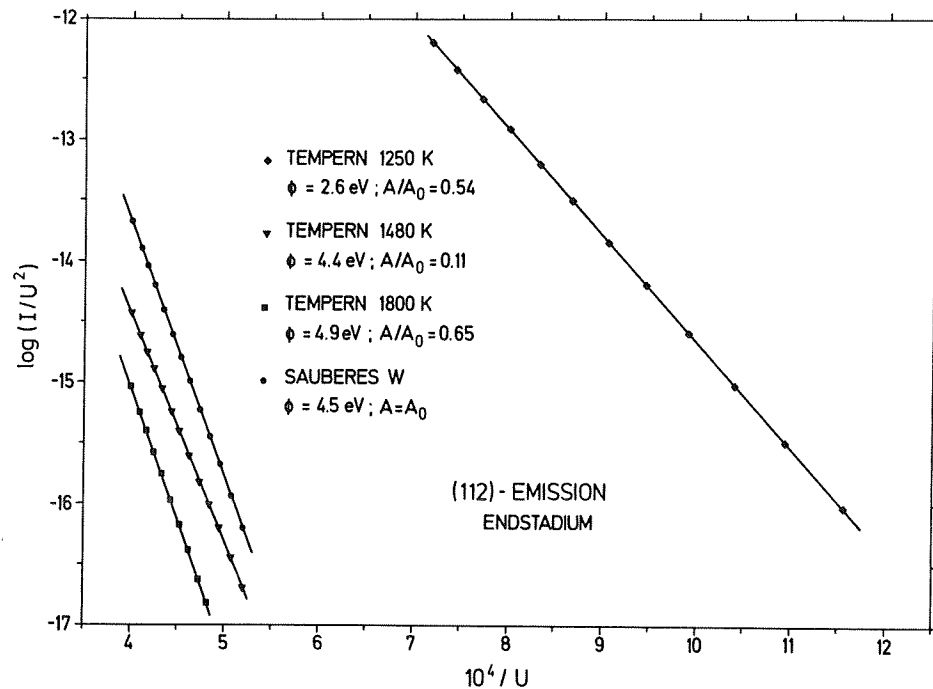


Abb. 56: Fowler-Nordheim-Charakteristiken bei fortgesetztem Tempnern im (112)-Endstadium. A ist der Proportionalitätsfaktor der FN-Gleichung (2.7), A_0 der entsprechende Wert der reinen Spitze

Zum Studium der inneren Barriere am Kontakt des EuS mit seiner Unterlage wurde vor dem Belegen der W-Spitze mit EuS Cäsium auf den Emitter gedampft. Eine Kontrolle der Cs-Schichtdicke war nicht möglich. Mit adsorbiertem Cs wurden Austrittsarbeiten unter 1.6 eV gemessen. Vergleichende Untersuchungen erwiesen sich als problematisch, da EuS wegen der raschen Desorption des Cs nicht bei der optimalen Spitzentemperatur von 850 K aufgedampft werden konnte. Überdampfen der Cs-belegten Spitze bei Zimmertemperatur brachte nach dem Tempern kein qualitativ neues Verhalten, es sei denn, daß die Niederenergiepeaks im Mittel zu höheren Energien verschoben waren. Wegen der nicht kontrollierbaren Auswirkung des Temperns auf die Cs-Schicht wurden diese Untersuchungen nicht weiter verfolgt.

Wie machen wir's, daß alles frisch und neu
Und mit Bedeutung auch gefällig sei?

6. DISKUSSION UND INTERPRETATION

6.1 Diskussion der Emissionsmodelle

Das Studium der Energieverteilung feldemittierter Elektronen soll das Verständnis der elektronischen Struktur des Europiumsulfids vertiefen und Hinweise zum Emissionsmechanismus geben. Die Vielfalt der gemessenen Spektren und ihre komplizierte Abhängigkeit von den experimentellen Parametern verhindern jedoch eine einfache Interpretation und bedingen den spekulativen Charakter aller Erklärungen.

Es wird von den existierenden Bandstruktur- und Emissionsmodellen ausgegangen und untersucht, ob diese Modelle den vorliegenden Resultaten entsprechen, und in welchen Punkten eine Modifizierung notwendig ist. Hierzu wird die Verträglichkeit der Modelle mit grundlegenden Forderungen geprüft, die aus bekannten Eigenschaften des EuS und eines Metall-Halbleiterkontaktes folgen. Ein neues Emissionsmodell wird vorgeschlagen, und es werden Aussagen zum erwarteten Verhalten des Emissionssystems getroffen und mit den Meßergebnissen verglichen.

6.1.1 Lage des Ferminiveaus im EuS

In Kapitel 2.3 wurde die Bedeutung der Potentialbarriere am Übergang W-EuS für das Emissionsverhalten des Systems angesprochen. In den von Müller et al. (1972) und Kisker et al. (1978) vorgeschlagenen Modellen wird angenommen, daß die Lage des Ferminiveaus im EuS die Höhe der Barriere bestimmt.

Das Fermi-niveau kann durch Feldemissionsexperimente nur dann festgelegt werden, wenn bereits ein Modell zugrunde liegt. Müller et al. und Kisker et al. nehmen an, daß die Fermienergie etwa in der Mitte zwischen dem $4f^7$ -Niveau und der Leitungsbandunterkante liegt. Sie stützen diese Annahme auf Photoemissionsstudien von Eastman et al. (1969), die Austrittsarbeiten von EuS aus Kontaktpotentialunterschieden bestimmt haben. Der angegebene Wert von 3.3 ± 0.3 eV gilt für Zimmertemperatur. Da Feldemissionsexperimente hier bei Temperaturen um 16 K ausgeführt werden, ist dieser Wert nicht unbedingt relevant.

Die Lage des Fermi-niveaus ist eng mit der Reinheit und der Stöchiometrie der Substanz verknüpft. Wachter (1979) hat festgestellt, daß auch bei guten EuS-Kristallen (spez. Widerstand $> 10^6 \Omega\text{cm}$) Eu^{3+} -Ionen vorhanden sind, die als Akzeptoren wirken und das Fermi-niveau in der Nähe des $4f^7$ -Niveaus fixieren ('pinnen'). p-Leitung wird allerdings nicht beobachtet - vermutlich, weil Löcher in den $4f$ -Zuständen wegen des geringen Überlapps der Wellenfunktionen lokalisiert bleiben.

Bei aufgedampften Schichten können Abweichungen von der Stöchiometrie nicht ausgeschlossen werden. Bayer und Zinn (1971) haben gezeigt, daß der spezifische Widerstand von frisch aufgedampftem, ungetempertem EuS bei 300 K $4 \cdot 10^{-3} \Omega\text{cm}$ beträgt und mit dem Tempern auf $3 \cdot 10^2 \Omega\text{cm}$ steigt. Bei guten Einkristallen werden etwa $10^8 \Omega\text{cm}$ erreicht. Wird für die aufgedampften Schichten ein geringer Europium-Überschuß angenommen, wirken die resultierenden Schwefelfehlstellen im Kristallgitter wie doppelt geladene F-Zentren und binden überschüssige Europiumelektronen.

Die Natur der Fehlstellen wurde in Kapitel 2.4 näher beschrieben. Torrance et al. (1972) und Schoenes und Wachter (1974) haben O-Fehlstellen in EuO , die bisher ausführlicher als S-Fehlstellen untersucht worden sind, durch optische Absorption nachgewiesen. Aus dem Charakter der

Absorption schließt Wachter (1979) auf ein tiefes Donatorniveau. Messungen zur Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit ergeben eine Aktivierungsenergie von 0.28 eV. Wird die Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit berücksichtigt, folgt 0.25 eV für den Abstand zwischen Donatorniveau und Leitungsbandunterkante. Ein Teil der Donatorelektronen wird dann von den stets vorhandenen Eu^{3+} -Akzeptoren eingefangen. Auf diese Weise wird bei Abweichungen von der Stöchiometrie das Fermi-niveau in der Nähe des Donator-niveaus, also knapp unterhalb des Leitungsbandes fixiert.

Schwefelfehlstellen in EuS sollten sich ähnlich verhalten; allerdings erfordern die vielfältigen experimentellen Befunde zusätzliche Spekulationen (Wachter 1979). Es ist z.B. nicht bekannt, inwieweit unterhalb der Curie-Temperatur die Aufspaltung des Leitungsbandes und der Einfluß der magnetischen Ordnung auf die Fehlstellenniveaus zu einer Verschiebung der Fermienergie führen.

6.1.2 Äußere und innere Tunnelbarriere

Die äußere Barriere (EuS-Vakuum) entspricht dem Potentialverlauf an einer Metall-Vakuum-Grenzfläche (vergl. Kapitel 2, Abb. 2), nur ist die Bildkraft um den Faktor $\gamma^2 = \epsilon_r - 1 / \epsilon_r + 1$ vermindert. ϵ_r ist die relative Dielektrizitätskonstante des EuS; wegen der Kürze der Tunnelzeiten wird die optische Dielektrizitätskonstante $\epsilon_{\text{opt}} = 4.7$ verwendet. Der tatsächlich maßgebende Wert dürfte zwischen ϵ_{stat} und ϵ_{opt} liegen (Sze et al. 1964, Thornber et al. 1967). Für sehr dünne Schichten muß das Bildkraftpotential verfeinert werden; der Einfluß des inneren Kontakts ist zu berücksichtigen. In jedem Fall ist es fraglich, ob die makroskopische Dielektrizitätskonstante ϵ_r für diese mikroskopische Anwendung gültig ist.

Die Gestalt der inneren Barriere (EuS-W) ist für das Emissionsverhalten von entscheidender Bedeutung. Der Kontakt des ionischen Kristalls (EuS) mit dem Metall (W) sollte sich wie ein Schottky-Kontakt verhalten. Dann ist die Barrierenhöhe, bezogen auf die Fermienergie des W,

$$E_B = \phi_W - \chi_{\text{EuS}} = 4.5 \text{ eV} - 2.3 \text{ eV} = 2.2 \text{ eV}$$

mit ϕ_W = Austrittsarbeit des Wolframs und χ_{EuS} = Elektronenaffinität des EuS. Eventuell existierende Oberflächenzustände des ionischen Kristalls können die Emission durch die äußere Barriere beeinflussen, sollten aber an der inneren Barriere vernachlässigbar sein, denn die Spiegel Ladungen der Eu^{2+} - und der S^{2-} -Ionen setzen den Kristall im Metall quasi fort, so daß - im Gegensatz zur äußeren Grenzfläche - keine Oberflächenzustände entstehen.

In den vorgeschlagenen Modellen (Müller et al., Kisker et al.) wird davon ausgegangen, daß bei einer Anpassung des Vakuumniveaus an der Grenzfläche EuS-W das $4f^7$ -Niveau der ersten Europiumatomlage knapp oberhalb der Fermienergie des Wolframs liegt. Die $4f^7$ -Zustände sind dann nicht stabil und können durch Abgabe eines Elektrons an das Metall zerfallen. Die entstehende Dipolschicht sorgt für die Anpassung des Fermienergielevels. Das Eindringen des angelegten elektrischen Feldes verursacht das Verbiegen der Bänder und führt zur Dreiecksform der Barriere. EuS wird hierbei als idealer Isolator betrachtet. Die für das Tunneln wesentliche Barrierenhöhe an der Metall-Grenzfläche ist dann die Höhe der Leitungsbandunterkante des EuS über dem Fermienergielevel.

Gegen diese Vorstellung ist einzuwenden, daß eine völlig ionisierte Monoschicht nicht die Lage der Bänder bezüglich des Fermienergielevels auf die Verhältnisse im ungestörten Festkörper stabilisieren kann. Eine Abschätzung zeigt, daß

eine geladene Monoschicht eine Potentialverschiebung um einige eV bewirkt und damit ein zu großes Absenken der potentiellen Energie hervorrufen würde. Es können daher nicht alle $4f^7$ -Zustände in der Grenzschicht zerfallen sein. Es ist sinnvoller anzunehmen, daß das $4f^7$ -Niveau am Kontakt wegen seiner hohen Zustandsdichte an der Fermienergie des Wolframs 'gepinnt' wird. Hierzu muß gefordert werden, daß sich die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen in diesem Zustand derart einstellt, daß statisch diese energetische Fixierung folgt. Der weitere Potentialverlauf im EuS ist dann ohne äußeres Feld entsprechend der Poissongleichung durch die Zahl der Ladungsträger und die Dotierung gegeben. Es entsteht also eine Schottky-Barriere mit einer durch Anpassung in der Grenzschicht verminderten Barrierenhöhe. Die Höhe der Barriere ist in diesem Fall von der tatsächlichen Lage des Fermi-niveaus im EuS abhängig und beträgt für paramagnetisches EuS

$$E_B = \chi_{\text{EuS}} - E_{4f^7} = 1.7 \text{ eV.}$$

χ_{EuS} ist dabei die Energie der Leitungsbandunterkante des EuS.

Bei einem guten Isolator kann innerhalb der hier vorkommenden Schichtdicken eine Angleichung des Fermi-niveaus an die Verhältnisse im ungestörten Kristall nicht erreicht werden.

Kisker et al. (1978) leiten aus Meßergebnissen mit zwei verschiedenen Verfahren die Höhe der inneren Potentialbarriere ab. Es werden 0.84 ± 0.09 eV (Reihl 1977) bzw. 0.7 ± 0.2 eV für $T = 9$ K (Nolting und Reihl 1978) angegeben. Beide Verfahren erweisen sich als fehlerhaft.

Im ersten Fall wird die Abhängigkeit der Lage des 'Energieverlustpeaks' - er entspricht dem Niederenergiepeak in Kap. 6.1.1 - von der Feldstärke ausgewertet. Für den gemessenen Energieverlust ΔE bezüglich der Fermienergie

des Wolframs wird angesetzt

$$\Delta E = E_B - e F d / \epsilon_{\text{stat}}.$$

Der 'Energieverlustpeak' wird Elektronen zugeordnet, die von der Leitungsbandunterkante tunneln. Nach der Formel sollte die Extrapolation zu verschwindender Feldstärke die Höhe der inneren Barriere ergeben. Dabei wird vorausgesetzt, daß das äußere Feld in das EuS wie in einen idealen Isolator eindringt.

Die Extrapolation ist problematisch; Messungen zur Feldemission sind auf einen kleinen Feldstärkenbereich begrenzt, die Extrapolation überspringt aber einen großen Bereich. Außerdem geht die Extrapolation bei Reihl (1977) einmal von nur zwei und zweimal von nur drei Meßpunkten aus. Selbst die in dieser Arbeit ausgeführten Extrapolationen (Abb. 29, 39, 42, 49), die sich auf eine größere Zahl von Meßpunkten stützen, bestimmen keinen eindeutigen und reproduzierbaren Ordinatenabschnitt.

Die folgende Überlegung stellt die physikalische Grundlage der Extrapolation in Frage:

Die Theorie zeigt, daß ein Energieverteilungsspektrum von der Zustandsdichte, der Geschwindigkeitsverteilung und der Tunnelwahrscheinlichkeit abhängt (siehe Kap. 2.2.1). Angenommen, energetisch beliebig um einen Maximalwert verteilte Elektronen treffen senkrecht auf eine Dreiecksbarriere. Die Verteilung hinter der Barriere wird durch Multiplikation der Primärverteilung mit der Tunnelwahrscheinlichkeit gefunden. Da diese Wahrscheinlichkeit zu kleineren Energien exponentiell abnimmt, ist das Maximum der resultierenden Verteilung zu höherer Energie verschoben. Die Verschiebung hängt sowohl von der Form der primären Verteilung als auch von der Gestalt der Barriere und damit vom elektrischen Feld ab. Sie wird umso kleiner sein, je schmaler die Primärverteilung der Elektronen ist. Das Beispiel der Feldemission aus warmen

Metallspitzen illustriert dieses Verhalten: bei hohen elektrischen Feldstärken liegt das Maximum der Verteilung in der Nähe der Fermienergie, bei kleinen Feldstärken wandert es zum Vakuumniveau (Gadzuk und Plummer 1971). Ein Maximum in der experimentellen Energieverteilung läßt damit nicht den Schluß auf ein entsprechendes Maximum in der Zustandsdichte zu.

Es ist also nicht zulässig - wie es Reihl (1977) getan hat -, das Maximum des Niederenergiepeaks mit der Leitungsbandunterkante zu identifizieren. Nach dem Haftstellenmodell steigt zwar im EuS die primär sich einstellende Energieverteilung zur Leitungsbandunterkante hin an, das Maximum in der gemessenen Verteilung kommt aber durch Faltung mit der Tunnelwahrscheinlichkeit zustande.

Die physikalischen Konsequenzen dieser Faltung werden im Haftstellenmodell von Reihl (1977) und Kisker et al. (1978) nicht ausreichend berücksichtigt. Es wird stattdessen postuliert, daß der äußeren Barriere keine wesentliche Bedeutung zukommt. Sie wird lediglich zur Erklärung der Form der niederenergetischen Flanke des Energieverlustpeaks herangezogen, die sich bis zu 1 eV unter die Lage des Maximums erstreckt. Die tatsächliche Lage des Emissionsmaximums kann aber nur mit genauer Kenntnis der primären Energieverteilung berechnet werden. Die primäre Verteilung unterscheidet sich erheblich von der Verteilung unmittelbar nach dem Durchtunneln der inneren Barriere, denn auf die äußere Barriere treffende Elektronen werden mit hoher, aber energieabhängiger Wahrscheinlichkeit zunächst reflektiert.

Es kann deshalb aus der Lage des Peaks nicht direkt auf die Leitungsbandunterkante und damit auf die Barrierenhöhe geschlossen werden.

In dem zweiten Verfahren schätzen Nolting und Reihl (1978) die Höhe der inneren Barriere zu 0.7 eV aus der Halbwertsbreite des Fermipeaks ab, der bei einer bestimmten

Temperbehandlung allein auftritt. Sie nehmen dabei an, daß die aus dem Wolfram tunnelnden Elektronen auf ihrem Weg durch das EuS in das Vakuum keine Wechselwirkung erfahren, das gemessene Spektrum also allein durch die Energieverteilung nach dem Durchdringen der inneren Barriere bestimmt wird. Als Halbwertsbreite des Peaks der emittierten Elektronen setzen sie 80 meV an. Auf diesen Wert wird von Kisker et al. (1978) aus der gemessenen Halbwertsbreite von 250 meV und der Spektrometerauflösung von 150 meV geschlossen.

Für den Zusammenhang zwischen der Halbwertsbreite und den Parametern der Barriere ergibt sich aus (2.5) für $T = 0$ K:

$$\Delta E_{1/2} = 0.676 F / (\phi^{1/2} + (3.79 F^{1/2} / \phi)).$$

Mit experimentell sinnvollen Werten für die Feldstärke im EuS folgt aus dieser Beziehung aber nur eine Barrierenhöhe von einigen meV.

Andererseits resultiert bei Vorgabe der Barrierenhöhe von 0.7 eV und einer Feldstärke von $1 \cdot 10^6$ V/cm im Inneren des EuS eine Halbwertsbreite von 7 meV. Entsprechend berechnet sich mit gegebener Halbwertsbreite von 80 meV und einer Barrierenhöhe von 0.9 eV die innere Feldstärke zu $1.2 \cdot 10^7$ V/cm; sie ist somit um rund eine Größenordnung zu hoch.

Zusätzlich zeigt sich, daß die nach Franz (1956) berechneten Stromdichten bei einer Barrierenhöhe von 0.7 eV bis zu 17 Zehnerpotenzen unter den gemessenen Werten liegen.

Es stellt sich nun die Frage, wie mit der erheblich höheren Barriere von 1.7 eV des hier vorgeschlagenen Kontaktmodells die hohe Stromdichte erklärt werden kann. Offensichtlich muß die Annahme des alten Modells fallengelassen werden, wonach die Breite der inneren Dreiecksbarriere nur durch das angelegte Feld bestimmt wird. Die Existenz einer n-Dotierung infolge von Schwefelfehlstellen - und der

damit verbundenen Lage der Fermi-niveaus knapp unterhalb des Leitungsbandes - kann, abhängig vom Grad der Dotierung, die Barrierenbreite reduzieren. Ein 0.5prozentiger Europiumüberschuß ergibt nach Formel (2.20) eine Breite der Verarmungszone von 3 nm und eine WKB-Tunnelwahrscheinlichkeit der richtigen Größenordnung.

Das hier stets verwendete Modell homogener Medien mit glatten Grenzen ist als eine sehr grobe Näherung anzusehen. Bei der kleinen Dimension der Barriere werden - besonders in gestuften Bereichen der Spitze - lokale Effekte entscheidenden Einfluß haben. Für den Potentialverlauf in der Nähe des Kontakts werden die Ionensorte an der Grenzfläche (Eu oder S) und die Homogenität der Fehlstellenverteilung von Bedeutung sein.

Zur Berechnung des Potentialverlaufs am Kontakt wird im allgemeinen eine homogene Ladungsverteilung in die Poisson-Gleichung eingesetzt. Bei 'makroskopischen' Tunnel-Experimenten führt dieser Ansatz zu richtigen Ergebnissen, wenn die Dicke der Barriere erheblich größer ist als der mittlere Abstand der Donatoren. Diese Voraussetzung ist im betrachteten Fall nicht erfüllt. Es darf nicht übersehen werden, daß im Experiment ein Volumen betrachtet wird, das von einer Fläche von 1 nm^2 (der auf das 'probe hole' abgebildete Spitzenbereich) und der Barrierendicke von 3 nm gebildet ist. In ihm liegen im Durchschnitt nur 0.3 Fehlstellen, wenn deren Konzentration zu 0.5 % angenommen wird. Die effektive Potentialbarriere wird also eine komplizierte, inhomogene Struktur aufweisen.

Weiterhin kann die innere Barriere durch Störungen der Bandstruktur infolge Gitterverzerrungen beeinflusst sein. Zusätzlich können Streuprozesse in der Schicht weitere Tunnelkanäle öffnen.

6.1.3 Potentielle Energie im Inneren der EuS-Schicht

Der Fall, daß an der Spitze kein elektrisches Feld anliegt, kann übergangen werden: alle unbesetzten Zustände des EuS liegen dann oberhalb der Fermienergie des W, so daß keine Elektronen in die EuS-Schicht übertreten können.

Im Hinblick auf das Experiment, in dem der Durchtritt von Elektronen aus dem W durch die EuS-Schicht in das Vakuum untersucht wird, ist also nur der Fall eines anliegenden negativen Feldes zu betrachten ⁺⁾ .

Zumindest bei dicken Schichten werden dabei in der Nähe der Kontaktstelle W-EuS Leitungsbandzustände des EuS durch das elektrische Feld unter die Fermienergie des W abgesenkt werden.

Zum Studium des prinzipiellen Verhaltens ist ausreichend, das System als ein ebenes Potentialproblem zu behandeln. Für eine gekrümmte Spitze ist die Poissongleichung auch bei detaillierter Kenntnis der Ladungsverteilung nicht in geschlossener Form lösbar.

Unmittelbar nach dem Anlegen eines homogenen Feldes F werden sich die Bänder durch Addition der potentiellen Energie $- e F x / \epsilon_{\text{stat}}$ abhängig vom Ort x verschieben ('schrägstellen'). Diese Verschiebung wäre ohne die Injektion von Ladungsträgern in das Leitungsband bei einem idealen Isolator zeitlich stabil. Im Realfall hängt der Potentialverlauf in komplizierter Weise ab von

+) Es wird stets von einem angelegten Feld ausgegangen, obwohl im Experiment eine Potentialdifferenz zwischen Spitze und Anode vorgegeben ist. Daher wirken Potentialänderungen in der Schicht auf das äußere Feld zurück. Da aber nur Potentialdifferenzen von wenigen Volt innerhalb der EuS-Schicht im Rahmen des Bandstrukturkonzepts sinnvoll sind, und die angelegte Spannung um Größenordnungen darüber liegt, kann die Emissionsspannung und damit die äußere Feldstärke annähernd als konstant angenommen werden.

- den Tunnelprozessen an der inneren und äußeren Barriere
- den Transportmechanismen und der Energieverteilung der Elektronen im Leitungsband
- der Stromdichteverteilung
- der Struktur der Verarmungs- und Anreicherungszone
- den Verunreinigungen
- den dielektrischen Eigenschaften der Schicht.

Wenn bewegliche Ladungsträger existieren, ist das System bestrebt, durch Anhäufung von Elektronen an der äußeren Barriere das angelegte Feld abzuschirmen. Für ein äußeres Feld $F = 1 \cdot 10^7$ V/cm ist dazu eine Flächenladungsdichte von $\sigma = 4\pi F = 8.85 \cdot 10^{-7}$ C/cm², entsprechend $5.5 \cdot 10^{12}$ Elektronen/cm² notwendig.

Um diese Elektronenzahl zu akkumulieren, würde für ein freies Elektronengas ($T = 0$) eine Besetzung aller Zustände im Dreieckspotential bis zu einer Höhe von etwa 0.1 eV über der Leitungsbandunterkante - gemessen an der Oberfläche - ausreichen. Zusätzliche Quantisierungseffekte im Dreieckspotential (siehe unten) sind dabei nicht berücksichtigt. Das resultierende Potential wäre selbstkonsistent zu berechnen.

Zu diesem Problem liegen bisher nur wenige Arbeiten vor. Numerische Ergebnisse von Tsong (1979) für Ge und Si im Temperaturbereich 100 - 400 K zeigen, daß die Debyesche Abschirmlänge (vergl. 2.3.3) kein geeignetes Maß für die Eindringtiefe des elektrischen Feldes ist. Bei intrinsischem Si und Ge nimmt die elektrische Feldstärke bereits innerhalb von 1 - 2 nm auf 20 % ihres Wertes $F_i = \frac{1}{\epsilon_{\text{stat}}} F$ an der inneren Oberfläche ab, wenn außen ein Feld F von 1 - 10 V/nm anliegt. Die Debyesche Abschirmlänge ist erheblich größer, sie liegt für $T = 300$ K bei $3.7 \cdot 10^4$ nm. Oberhalb einer äußeren Feldstärke von etwa 3 V/nm ist die Bandabsenkung an der Vakuumgrenzfläche

annähernd proportional zur Oberflächenfeldstärke. Nach dem starken Abfall an der Oberfläche klingt die Feldstärke bis zu größeren Tiefen schwach ab.

Die bisherigen Emissionsmodelle für EuS gehen bei der Beschreibung des Potentialverlaufs von einem ideal isolierenden Dielektrikum aus, in welches das äußere Feld - im Betrag um $1/\epsilon_{\text{stat}}$ reduziert - bis zur inneren Barriere eindringt (unendliche Abschirmlänge). Ein wesentliches Merkmal dieser Modelle ist dann, daß die innere Barriere durch das äußere Feld bestimmt wird (vergl. 6.1.2).

Für Vergleiche mit den früheren Modellen wird in dieser Arbeit das Feld an der inneren Barriere stets analytisch berechnet. Dabei wird als Modell eine parabolisch geformte Spitze mit einer konfokalen parabolischen EuS-Schicht angesetzt. Wegen der bei dicken Schichten nicht vernachlässigbaren Krümmung der Äquipotentialflächen folgt dann ein nichtlinearer Verlauf der potentiellen Energie. In den früheren Modellen ist dagegen der Verlauf durchwegs linear angesetzt worden; damit haben sich stets zu hohe Bandabsenkungen ergeben.

Im Abschnitt 6.1.2 wurde ausgeführt, daß für eine innere Barriere, die durch das eindringende Feld bestimmt wird, die Tunnelwahrscheinlichkeit um Größenordnungen zu klein ist.

Auch die Beschreibung des EuS als idealer Isolator rechtfertigt nicht die Annahme, daß ein äußeres Feld unabgeschirmt beliebig tief in das EuS eindringt. Elektronen, die nach Energieverlusten mit einer Energie nahe der Leitungsbandunterkante auf die EuS-Vakuum-Grenzfläche treffen, werden mit großer Wahrscheinlichkeit reflektiert. Die resultierende Ansammlung von Elektronen in dem Potentialdreieck - gebildet aus Leitungsbandunterkante

und Oberflächenbarriere - führt zum Abschirmen des Feldes und zu einer wachsenden Verbreiterung der inneren Barriere^{+) .}

Im Abschnitt 6.1.2 wurde deshalb die Existenz einer Schottky-Barriere postuliert, die im wesentlichen von S-Fehlstellen als Donatoren bestimmt ist.

In diesem Zusammenhang sei auf eine Inkonsequenz bei Reihl (1977) und Kisker et al. (1979) hingewiesen: während in diesen Arbeiten Haftstellen einerseits zur Erklärung der Energieverteilung herangezogen werden, wird andererseits ihre Auswirkung auf die Potentialverteilung ignoriert und das EuS bezüglich des Eindringens des Feldes als idealer Isolator behandelt.

Gerade das Haftstellenmodell sollte jedoch eine verstärkte Abschirmung ergeben:

In diesem Modell wird angenommen, daß die Energieverteilung der aus dem W in das Leitungsband des EuS injizierten Elektronen in der Nähe der äußeren Barriere zu niedrigen Energien exponentiell ansteigt. Dieses Modell setzt voraus, daß der gemessene Emissionsstrom hauptsächlich aus Elektronen besteht, die das EuS oberhalb der Barriere verlassen. Ein Großteil der Elektronen erreicht die äußere Barriere jedoch in der Nähe der Leitungsbandunterkante. Die Tunnelwahrscheinlichkeit ist dort klein, so daß den Elektronen eine lange Aufenthaltsdauer zugeschrieben werden muß; eine negative Raumladung entsteht und schirmt das Feld ab.

Wird die Existenz von Fehlstellen gefordert, muß ihr Einfluß auf die innere Potentialverteilung berücksichtigt werden. Dies führt zu einem Modell, das an Bändermodelle

⁺⁾ Hier zeigt sich ein wesentlicher Unterschied zu Sandwich-Tunnelexperimenten, in denen die zweite Barriere nur zu schwachen, quantenmechanischen Reflexionseffekten an einer anziehenden Potentialstufe führt, und in denen Abschirmeffekte durch akkumulierte Ladungsträger im Isolator keine entscheidende Rolle spielen.

zur Erklärung des Strom-Spannungs-Verhaltens amorpher Halbleiter anknüpft (Fritzsche und Ovshinsky 1970). Kuhlmann und Kisker (1980) haben ähnliche Überlegungen für eine qualitative Beschreibung des Hysterese-Schaltverhaltens eines bestimmten EuS-Zustandes verwendet.

Die oben erwähnten Resultate von Tsong (1979) können auf das System EuS-W aus verschiedenen Gründen nicht unmittelbar angewendet werden:

Tsong und frühere Autoren fordern, daß sich die Elektronen in jedem Augenblick im thermischen Gleichgewicht mit dem Gitter befinden, der Emissionsstrom also nur eine Störung bedeutet. Die Temperatur wird so hoch angesetzt, daß alle Verunreinigungen ionisiert sind. Außerdem müssen zur Einstellung des thermischen Gleichgewichts hinreichend viele Elektronen für die Ausbildung der Raumladungszone bereitstehen. Das ist für das System EuS-W aufgrund der tiefen Arbeitstemperaturen und der Begrenzung des Elektronenzuflusses durch die innere Tunnelbarriere nicht in jedem Fall gewährleistet.

Bei dem Modell, das in dieser Arbeit begründet und benutzt wird, hängt die Transparenz der inneren Tunnelbarriere nicht in so hohem Maß vom Eindringen des äußeren Feldes ab als bei den früheren Modellen. Ausgangspunkt für die folgenden Überlegungen ist wieder die Situation unmittelbar nach dem Anlegen des Feldes (Abb. 57b). Zunächst wird angenommen, daß weder durch die innere noch durch die äußere Barriere ein Elektronentransport möglich ist. Das innere Feld von etwa 10^6 V/cm reicht aus, um Elektronen aus den Schwefelfehlstellen in das Leitungsband tunneln zu lassen (Mott 1975).⁺

⁺ Bei den Schwefelfehlstellen handelt es sich nicht um Haftstellen im eigentlichen Sinne, da sie im Neutralitätsfall mit den Valenzelektronen des überschüssigen Eu besetzt sind. Erst durch Ionisation können sie sich zu Haftstellen entwickeln.

Die Ionisierung von Schwefelfehlstellen hört auf, wenn sich vor der äußeren Barriere so viele Elektronen angesammelt haben, daß durch ihre Raumladung das äußere Feld vollständig abgeschirmt wird (Abb. 57c). Die am inneren Kontakt zurückbleibenden ionisierten Fehlstellen verbreitern die bereits bestehende Verarmungszone und senken die potentielle Energie weiter ab. Aus der Flächendichte der zur Abschirmung notwendigen Elektronen können der Potentialverlauf und die Höhe der Absenkung der Leitungsbandunterkante durch Lösen der Poissongleichung berechnet werden. Jede Fehlstelle kann zur Verarmungszone ein oder zwei Löcher beitragen, da aber die zweite Ionisierungsenergie höher liegt als die erste (vergl. 2.4.2) wird der wesentliche Beitrag zunächst bei einem Loch liegen.

Die Raumladungszone verstärkt sich mit ihrem Entstehen, weil die in ihr wachsende Feldstärke die Wahrscheinlichkeit für einen Tunnelübergang des zweiten Elektrons in das Leitungsband erhöht. Entsprechend nimmt der Ionisierungsgrad der Fehlstellen zu und die Dicke der Raumladungszone ab, da die Zahl der vor der äußeren Barriere akkumulierten Elektronen nicht zunehmen darf.

Die Rechnung ergibt für ein äußeres Feld von 10^7 V/cm und eine Fehlstellenkonzentration von 0.5 % bei einfacher Ionisierung der Fehlstellen eine Bandabsenkung von etwa 0.3 eV.

Der Potentialverlauf sieht dann - solange kein Elektronenfluß durch die Barrieren zugelassen wird - wie folgt aus:

An der Vakuumgrenzfläche bildet sich eine Anreicherungszone, an der Metallgrenzfläche eine Verarmungszone aus. Im Inneren der Schicht verlaufen die Bänder - eine hinreichend große Schichtdicke wird vorausgesetzt - horizontal. Eine grobe Abschätzung für $T = 0$ ergibt unter Vernachlässigung von Oberflächenzuständen eine Randschichtdicke von etwa 1 nm an der äußeren Barriere. Die Fermienergie des EuS verläuft horizontal innerhalb der gesamten Schicht, jedoch um etwa 0.3 eV gegen die Fermienergie des W. abgesenkt (Abb. 57c).

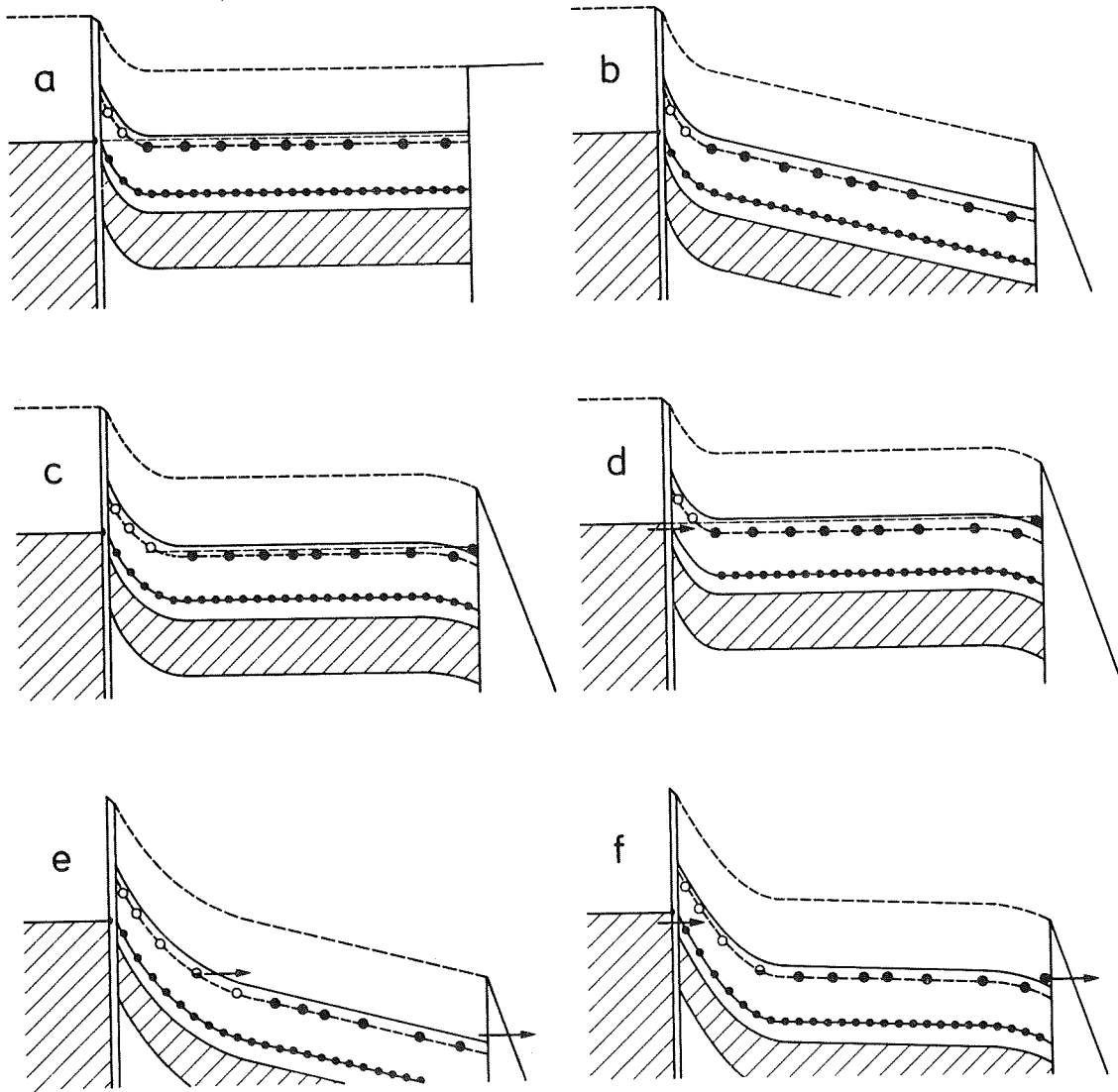


Abb. 57: Bändermodell für das System EuS/W, dicke Schicht:

- a) Gleichgewichtszustand ohne äußeres Feld
- b) System unmittelbar nach Anlegen eines elektrischen Feldes
- c) Gleichgewichtszustand bei Unterbindung sowohl der Elektronenzufuhr an der inneren Barriere, als auch der Emission an der äußeren Barriere
- d) Gleichgewichtszustand bei Zulassung der Elektronenzufuhr an der inneren Barriere
- e) Zustand bei Unterbindung der Elektronenzufuhr an der inneren Barriere und Zulassung der Emission an der äußeren Barriere
- f) Gleichgewichtszustand im Realfall: der Strom durch die innere Barriere entspricht dem Emissionsstrom durch die äußere Barriere

Wird ein Ladungstransport durch die innere Barriere zugelassen, ist das System bestrebt, durch Auffüllen der ionisierten Fehlstellen die Fermi-niveaus von W und EuS wieder anzugleichen. Bis auf eine konstante Anhebung der potentiellen Energie um bis zu 0.3 eV bleibt die Situation im Inneren und an der Außenbarriere des EuS dabei unverändert (Abb. 57d).

Der Tunnelstrom durch die äußere Barriere führt zu einem dynamischen Gleichgewicht. Wenn die Tunnelwahrscheinlichkeit an der inneren Barriere zunächst zu klein ist, um ausreichend Elektronen zu liefern, führt Reduktion der äußeren Randschichtladung zum Eindringen des angelegten Feldes, zu weiterer Ionisierung von Fehlstellen und zum verstärkten Schrägstellen der Bänder (Abb. 57e).

Die Breite der Tunnelbarriere am W-EuS-Kontakt wird in diesem Modell nicht mehr unmittelbar durch das äußere Feld bestimmt, sondern durch die positive Raumladung der ionisierten Fehlstellen. Dies bedeutet eine Selbstregelung des Systems: wachsende Ionisierung der Fehlstellen verringert die Breite der inneren Barriere und verstärkt damit die Injektion von Elektronen. Durch die wachsende Zahl der gegen die äußere Barriere anlaufenden Elektronen wird die Akkumulationsschicht wieder verstärkt; ein (dynamisches) Gleichgewicht wird sich einstellen (Abb. 57f).

Die positive Raumladungszone wird nicht homogen sein, da die Ionisierungswahrscheinlichkeit der durch Elektronen abgesättigten Fehlstellen von der jeweils lokalen Feldstärke abhängt. Sie ist in Kontaktnähe am höchsten.

Elektronen, die die innere Barriere durchtunneln, gewinnen in diesem Feld über kurze Wegstrecken so hohe kinetische Energien, daß eine Rekombination mit den ionisierten Fehlstellen wenig wahrscheinlich ist (Übersichtsartikel von Adler et al. 1978).

Die Ansammlung von Elektronen an der äußeren Barriere kann nicht zu einer höheren Oberflächenladung als $\sigma = 4\pi F$ führen, da sonst über die Abschirmung des äußeren Feldes hinaus ein entgegengesetztes Feld im Inneren des EuS auftreten würde; eine Rekombination dieser Elektronen mit den ionisierten Fehlstellen würde folgen. Erhöhen der angelegten Feldstärke vergrößert die Tunnelwahrscheinlichkeit an der äußeren Barriere und damit den Emissionsstrom. Dies erfordert wiederum eine Reduktion der inneren Barrierenbreite und somit eine Verbreiterung der positiven Raumladung mit resultierender Vergrößerung der Bandabsenkung. Dies ist - zusammen mit dem unterschiedlichen Eindringen des äußeren Feldes - eine Ursache für die energetische Verschiebung der Peaks in den Energieverteilungen bei Änderung der Emissionsspannung.

Die Annahme, daß vor allem die positive Raumladung der ionisierten Schwefelfehlstellen für die Bandabsenkung verantwortlich ist, ermöglicht eine Erklärung des in Abb. 25 dargestellten experimentellen Befundes, wonach die energetische Lage der Niederenergiepeaks für Schichtdicken größer als 25 nm schichtdickenunabhängig ist. Diese Dicke könnte die Summe aus positiver Raumladungsschicht und Abschirmlänge des äußeren Feldes sein. Bei größeren Schichtdicken würden die Bänder zwischen diesen beiden Raumladungsbereichen horizontal verlaufen. Eine einfach ionisierte homogene Schicht von 10 nm Dicke würde z.B. bei einer Fehlstellenkonzentration von 0.3 % eine Absenkung von 4 eV hervorrufen, in der auch die Höhe der inneren Barriere von 1.7 eV enthalten ist. Die mit der dabei entstehenden parabolischen Tunnelbarriere numerisch berechneten Energieverteilungen führen zu realistischen Intensitäten.

Der Einfluß der hohen Emissionsströme (bis 1000 A/cm^2) auf die Potentialverteilung ist schwierig abzuschätzen, solange die Art des Ladungstransports ungeklärt ist. Wenn

dieser z.B. über Elektronen in Zuständen der Schwefel-
fehlstellen erfolgt, bleibt das EuS außerhalb der Raum-
ladungsbereiche im Mittel neutral. Dagegen führen Ströme
von Elektronen, die in das Leitungsband injiziert werden,
zu zusätzlichen Raumladungen, deren Stärke ohne Kenntnis
der resultierenden Geschwindigkeitsverteilung nicht an-
gegeben werden kann. Wegen der Inhomogenität der Emission
von der Oberfläche müssen "Strompfade" im Innern des EuS
erwartet werden, die zu lateralen Potentialverzerrungen
führen können.

Ein zusätzlicher Gesichtspunkt ist, daß alle bisherigen
Auswertungen der Poissongleichung an der Oberfläche von
einem ebenen Problem ausgehen. Bereits Busch und Fischer
haben 1963 gezeigt, daß bei einer gekrümmten Spitzen-
oberfläche für übliche Spitzenparameter 10^{19} Ladungs-
träger pro cm^3 mehr vorhanden sein müßten als im ebenen
Fall, um die gleiche Abschwächung d^2V/dr^2 des Feldes zu
verursachen. Qualitativ ergibt sich damit ein stärkeres
Abbiegen der Energiebänder als aus der eindimensionalen
Lösung der Poissongleichung folgt.

Eine genaue Berechnung müßte mögliche Quantisierungseffekte berücksichtigen (siehe Kap. 2.3.2). Ein an der Oberfläche durch das eindringende elektrische Feld gebildetes Dreieckspotential führt zu Quantisierung der Energiezustände senkrecht zur Oberfläche. Für ein ungestörtes Dreieck lassen sich diese Zustände mit folgender Formel berechnen (Stern 1972):

$$(6.1) \quad E_n = \left(\frac{\hbar^2}{2m_{\perp}}\right)^{1/3} \cdot \left[\frac{3\pi}{2} e F_{\perp} \left(n + \frac{3}{4}\right)\right]^{2/3} \quad n = 0, 1, 2 \dots$$

Der Abstand des Energieniveaus nimmt mit wachsender Energie ab. Für ein typisches inneres Feld von 0,12 V/nm beträgt der Abstand der beiden tiefsten Zustände bei Annahme von $m_{\perp} = m_0$ 0,128 eV. Das tatsächlich sich einstellende Potential müßte selbstkonsistent berechnet werden. Bei Anreicherung von Elektronen verflacht das Drei-

eckspotential, und die Energieabstände werden verringert. Die Tunnelwahrscheinlichkeit hängt nur von der Normalkomponente der Geschwindigkeit ab, so daß Elektronen eines bestimmten Quantisierungszustandes gleiche Tunnelwahrscheinlichkeiten besitzen, obwohl sich ihre Transversalenergien unterscheiden können. Die Abstände gemessener Strukturen der Energieverteilung sind aber zu groß, um einem Quantisierungszustand zugeordnet zu werden. Dies spricht für eine Abschirmung des angelegten Feldes innerhalb einer kurzen Wegstrecke, d.h. für eine Anreicherung von Elektronen an der Oberfläche.

Die Schichten sind so dünn, daß schon in ihnen Quantisierungseffekte eine Rolle spielen können. Die Schicht müßte als Kastenpotential betrachtet werden mit einem kompliziert geformten Boden. Die Randbedingung durch die gekrümmte und gestufte Spitze ist jedoch so undefiniert, daß diese Effekte vermutlich nicht ausgeprägt sind.

Aus dem vorangehenden Abschnitt wird deutlich, daß die übliche Auswertung der Fowler-Nordheim-Kurven keine reellen Werte für die Austrittsarbeit bzw. das Emissionspotential an der EuS-Oberfläche liefern kann: der Emissionsstrom wird weitgehend durch Vorgänge an der inneren Barriere bestimmt, die ihrerseits durch den Emissionsmechanismus an der äußeren Barriere beeinflusst wird. Die Voraussetzungen für die Anwendbarkeit der FN-Theorie, die für ein freies Elektronengas abgeleitet ist, sind nicht erfüllt. Deshalb läßt diese Methode auch keine unmittelbaren Schlüsse auf die Höhe der inneren Barriere zu, wie Kisker et al. (1978) angenommen haben.

6.2 Strukturen in den Energieverteilungen (Zuordnung)

Die Vielfalt der gemessenen Spektren erfordert eine Beschränkung auf charakteristische und reproduzierbare Strukturen. Nur sie deuten auf stabile Zustände des Systems.

Zunächst ist zu prüfen, ob die Aufteilung nach 'dicken' und 'dünnen' Schichten gerechtfertigt ist. Die vorgeschlagene Gestalt der inneren Barriere verändert dieses Kriterium. Für Schichtdicken, die größer als die Ausdehnung der Verarmungsschicht sind, liegt die Leitungsbandunterkante immer unter der Fermienergie des Wolframs. Dieser Zustand wird im folgenden behandelt. Einige Aspekte dünner Schichten werden in Abschnitt 6.3 diskutiert.

Emission aus Zuständen unterhalb des Leitungsbandes des EuS sollte sich - abgesehen von der energetischen Lage bezüglich des Fermienergieaus des Wolframs - prinzipiell für dicke und dünne Schichten nicht unterscheiden. Allerdings kann die Schichtdicke für den Ladungsträgertransport durch das EuS und damit für das Nachfüllen der Zustände von Bedeutung sein.

Bei der Emission aus dicken Schichten kann ein relativ weiter Energiebereich analysiert werden. Ausgangspunkt ist deshalb eine bei dicken Schichten vielfach auftretende Erscheinungsform, die in den Abb. 23 und 24 gezeigte Doppel- bzw. Einzelpeakstruktur mit dem breiten Peak unmittelbar unter der Fermienergie des Wolframs.

Die Stabilität dieses Energieverteilungstyps über einen weiten Temperaturbereich und die Existenz einer definierten Curietemperatur deuten auf Emission aus einer geordneten, kristallinen Substanz.

Für die Zuordnung der Strukturen werden die folgenden Möglichkeiten betrachtet:

- Emission aus Bändern und Zuständen der ungestörten Substanz (Valenzband, $4f^7$ -Zustände, Leitungsband),

- Emission aus Oberflächen- und Adsorbatzuständen
- Emission aus Verunreinigungszuständen (S-Fehlstellen)

Durch Elektron-Magnon-Streuung unterstützte Tunnelprozesse werden nicht berücksichtigt (Thompson et al. (1972) finden, daß Streuprozesse in der Barriere bei EuS den Tunnelstrom verkleinern, vergl. Kap. 6.3).

Ein grundsätzliches Problem bei diesen Prozessen ist die Verknüpfung der gemessenen Emissionsströme mit der Tunnelwahrscheinlichkeit und der 'supply function'. Für die Tunnelwahrscheinlichkeit werden in einfacher Näherung die mit der WKB-Methode berechneten Werte verwendet. Die Bildkraftkorrektur ist dabei berücksichtigt. Es ist jedoch kaum möglich, jeweils eine 'supply function' anzugeben. Für Elektronen, die im Bereich der Oberfläche gebunden sind, wird die Tunnelstromdichte als Produkt aus Tunnelwahrscheinlichkeit und der pro Zeit- und Flächeneinheit angebotenen Ladung angesetzt. Diese ist proportional zur Elektronendichte und der 'Klopfrequenz', d.h. der Zahl der Versuche eines Elektrons pro Zeiteinheit, die Barriere zu durchdringen (Gadzuk 1971). Dabei ist zu beachten, daß die Flächenladungsdichte in der Nähe der Oberfläche den Wert $\sigma=4\pi F$ nicht überschreiten darf (vergl. Kap. 6.1.3).

6.2.1 Emission aus Valenzband- und $4f^7$ -Zuständen

Für die vorliegenden Spektren ist eine niedrige Emissionsfeldstärke charakteristisch; sie liegt zwischen 0.85 und 1.5 V/nm (bei sauberer W-Spitze 3-4 V/nm). Der Transmissionskoeffizient beträgt bei Metallen für entsprechende Stromdichten in der Nähe der Fermienergie etwa 10^{-8} . Ein Vergleich mit den in Abb. 58 dargestellten WKB-Tunnelwahrscheinlichkeiten läßt eine Emission aus dem Valenzband mit großer Sicherheit ausschließen, es sei denn, es

existieren lokale Feldstärkenüberhöhungen durch Aufwachsen winziger Kristallite. Bei Metallen können sie das Feld um einen Faktor 3 erhöhen (Gomer 1961). Die Oberfläche des EuS ist aber keine Äquipotentialfläche und läßt eine starke Feldstärkenzunahme nicht zu. Bei der Unsicherheit der Parameter können jedoch Abweichungen um 20-30 % von den berechneten Feldstärken nicht ausgeschlossen werden.

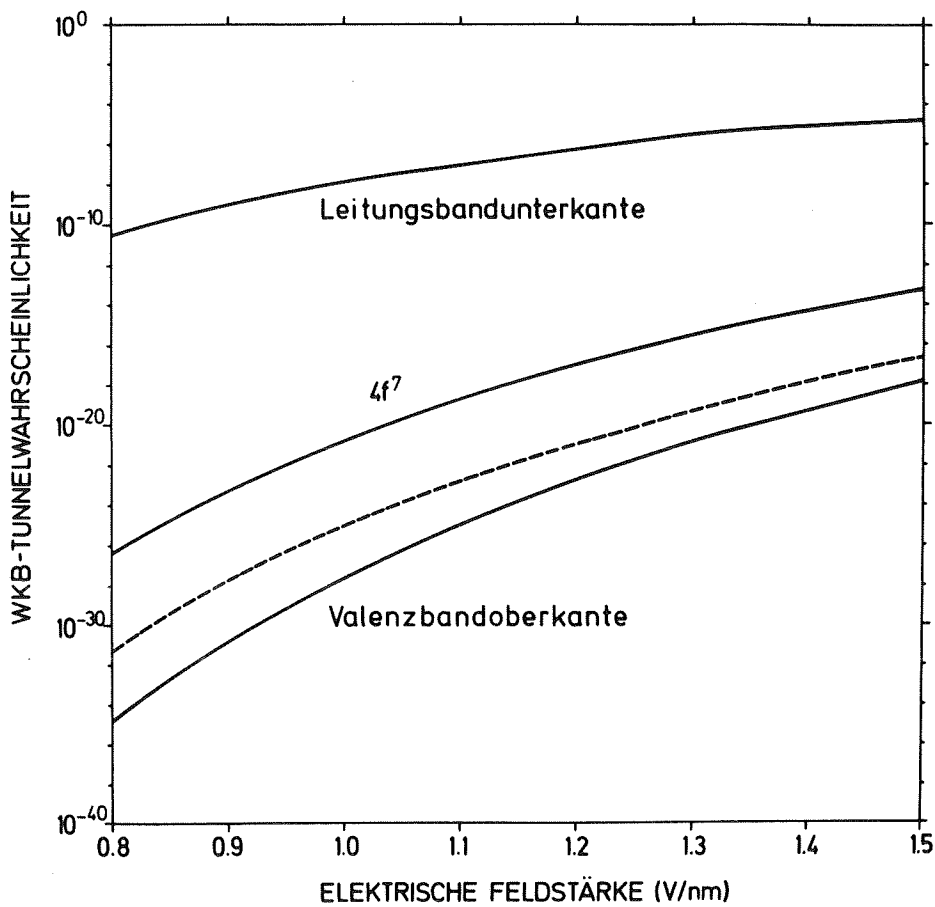


Abb. 58: WKB-Tunnelwahrscheinlichkeiten aus dem EuS in das Vakuum. Die Tunnelwahrscheinlichkeit aus dem W in das EuS durch die in den alten Modellen angenommene innere Barriere ist gestrichelt eingezeichnet.

Eine direkte Emission aus 4f-Zuständen ist aus ähnlichen Gründen auszuschließen. Für die Emission aus diesen lokalisierten Zuständen sind allerdings die WKB-Tunnelwahrscheinlichkeiten und die 'supply function' für freie Elektronen nicht anwendbar. Der Tunnelstrom für d-artige Leitungselektronen liegt infolge der Drehimpulsbarriere bereits um einige Zehnerpotenzen niedriger als bei quasi freien Elektronen (Gadzuk 1969, Politzer und Cutler 1970/72). Trotz ihrer vergleichsweise hohen Zustandsdichte dürfte der Anteil der 4f-Elektronen am Emissionsstrom gering sein. Dies wird mit dem minimalen Überlappen ihrer Wellenfunktionen mit der äußeren Barriere begründet. Diese starke Lokalisierung würde auch einen Ladungsnachschub über die 4f-Zustände verhindern; Wachter hat 1970 gezeigt, daß ein Loch im 4f-Zustand lokalisiert bleibt, und EuS nicht p-leitend gemacht werden kann.

6.2.2 Emission über das Leitungsband

Das Potentialmodell der Abschnitte 6.1.2 und 6.1.3 legt nahe, das Tunneln von Elektronen aus dem W in das Leitungsband des EuS (für Schichtdicken größer als die Barrierendicke) als dominierenden Prozeß anzusehen. Bisher wurde der Elektronentransport durch die EuS-Schicht als eindimensional gerichtet betrachtet, wobei angenommen wurde, daß die Elektronen beim Erreichen der Vakuumgrenzfläche das EuS verlassen.

Im folgenden werden die für die Struktur der gemessenen Energieverteilungen verantwortlichen Mechanismen diskutiert. Im einzelnen sind zu untersuchen und zu verknüpfen:

- die Struktur des Leitungsbandes,
- die Gestalt der primären Energieverteilung nach dem Durchtunneln der inneren Barriere,
- der Transportmechanismus innerhalb des EuS sowie mögliche Energieverlustprozesse,
- der Einfluß der äußeren Tunnelbarriere und ihre Rückwirkung auf die Energieverteilung innerhalb des Leitungsbandes.

Dabei sind die folgenden experimentellen Befunde zu berücksichtigen:

- die qualitative Form der Spektren ist für vergleichbare Ströme von der Aufdampfdicke unabhängig,
- der Hochenergiepeak zeigt eine schwächere Feldabhängigkeit als der Niederenergiepeak.

6.2.2.1 Leitungsbandeigenschaften

Die Ausführungen über die Struktur des Leitungsbandes in Kap. 2.4.2 werden aufgegriffen und vertieft, da die Eigenschaften des Leitungsbandes die Bewegung der Elektronen im elektrischen Feld und die Gestalt der Energieverteilung der Elektronen im Leitungsbandbereich wesentlich bestimmen.

Zuverlässige Dispersionen sind nicht bekannt; es können nur Zustandsdichten angegeben werden. Dem früheren Modell - ein aufgespaltenes 5d-Band mit überlagertem 6s-Band (Abb. 9) - wird hier das Multibandmodell von Nolting gegenübergestellt. Abb. 59 zeigt die von Nolting und Oleś (1981) berechneten Zustandsdichten für verschiedene Parametersätze, wobei die Werte für EuS zwischen den beiden dargestellten Fällen liegen. Diese Zustandsdichten gelten für unbesetzte Bänder. (Die in Abb. 10 dargestellten Zustandsdichten sind von den gleichen Autoren mit einer anderen Methode berechnet worden.) Die angegebenen Spinindices bezeichnen den Spin des Elektrons vor seiner Anregung in das Subband. Nach der Anregung kann der Spin umklappen, was durch einen dynamischen Anteil im Hamiltonoperator für die s-f-Wechselwirkung beschrieben wird (Nolting 1978) +).

+))

Die aus der bisher angenommenen Struktur des Leitungsbandes hergeleiteten antiferro- und ferromagnetischen Kopplungsparameter für die indirekte Superaustauschwechselwirkung müssen in diesem Modell neu überdacht werden.

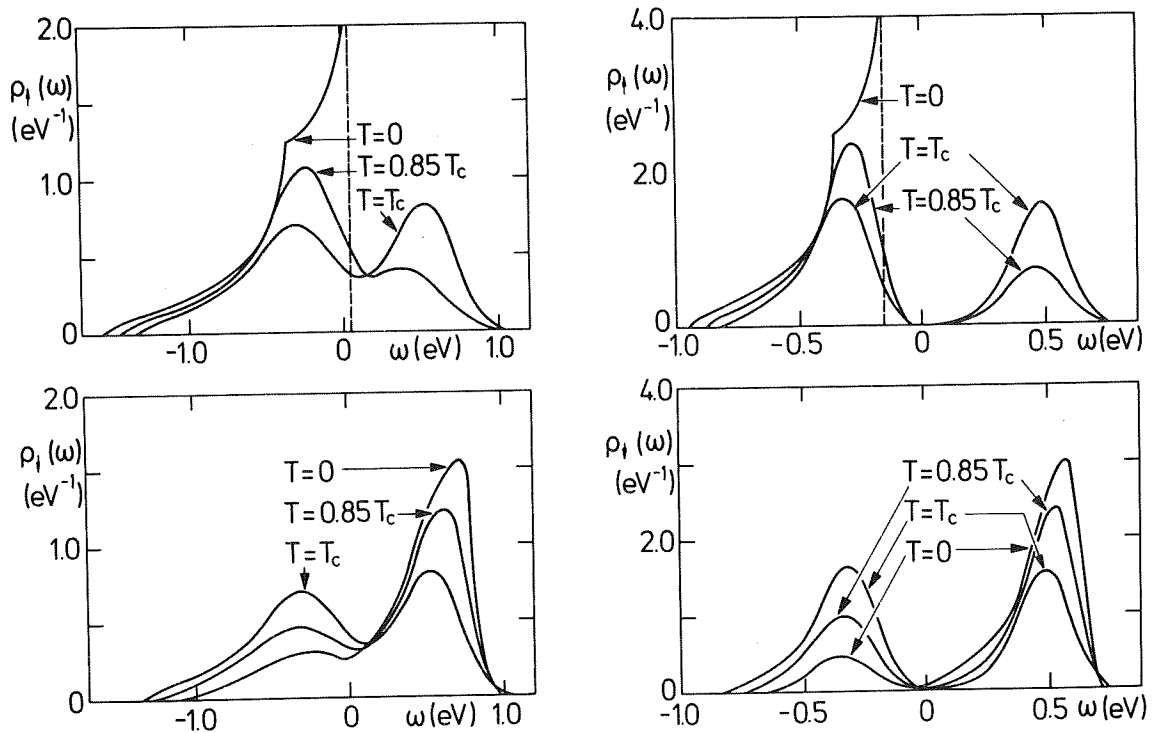


Abb. 59: Quasiteilchen-Zustandsdichte $\rho_{\sigma}(\omega)$ als Funktion der Energie für verschiedene Temperaturen T . Die für EuS maßgeblichen Werte liegen zwischen den beiden für die Berechnung der dargestellten Dichten verwendeten Parametersätze. (Aus Nolting 1981).

Im vorliegenden Experiment können die beiden Spinrichtungen nicht getrennt werden, so daß die Summe der verschiedenen indizierten Zustandsdichten maßgeblich ist. Es ist allerdings schwierig, eine Beziehung zwischen dem theoretisch abgehandelten Vielteilchenproblem und den experimentellen Ergebnissen herzustellen.

Die Theorie beruht auf Voraussetzungen, die teilweise nicht mehr rechtfertigen, ein einzelnes Elektron zu verfolgen. So hat ein Elektron auch an der Leitungsbandunterkante keine unendliche Lebensdauer, da diese Zustände nicht notwendig stationäre Lösungen der Schrödingergleichung sind (Nolting 1981).

6.2.2.2 Primärverteilung hinter der inneren Barriere

Zunächst ist die Gestalt der primären Verteilung zu diskutieren, um die zeitliche und räumliche Entwicklung der Energieverteilung nach dem Durchtunneln der inneren Barriere zu erörtern. Unter der Annahme, daß das Leitungsband des EuS aus Zuständen freier Elektronen besteht, kann diese Verteilung mit der Formel 2.3 numerisch berechnet werden. Für die Tunnelbarriere wird das parabolische Potential der Verarmungszone verwendet. Würde das Leitungsband nur durch das eindringende äußere Feld unter die Fermienergie des Wolframs abgesenkt, ergäben sich sehr schmale Energieverteilungen mit wenigen meV Halbwertsbreite.

Die vorgeschlagene Absenkung aufgrund zusätzlich ionisierter Fehlstellen führt dagegen zu Halbwertsbreiten von 200 meV. Infolge des gekrümmten Potentialverlaufs ist die Niederenergieflanke in halblogarithmischer Darstellung keine Gerade wie beim Tunneln von freien Metallelektronen in das Vakuum, sondern fällt mit kleiner werdender Energie verstärkt ab. Das Maximum der Gesamtenergieverteilung liegt jeweils an der Fermienergie des Wolframs, das der zugeordneten Normalenergieverteilung etwas darunter (vergl. Abb. 3).

In Abschnitt 6.1.2 wurde auf die Inhomogenität der inneren Barriere hingewiesen. Es ist möglich, daß die Primärverteilung durch Resonanztunneln über ionisierte Fehlstellen bzw. 4f-Zustände stark strukturiert oder verbreitert wird. Die WKB-Tunnelwahrscheinlichkeit W -naher 4f-Elektronen in das Leitungsband unterscheidet sich kaum von jener von W -Elektronen mit der Fermienergie. Allerdings kann die WKB-Näherung für diese lokalisierten Zustände nur bedingt angewendet werden.

Eine realistische Berechnung der Primärverteilung müßte außerdem die tatsächliche Bandstruktur des EuS berücksichtigen. Es wurde bisher nicht theoretisch untersucht, inwieweit ein elektrisches Feld die relativ schmalen Subbänder des Multibandmodells modifiziert. Im Bereich der Verarmungszone treten Feldstärken bis zu 1 V/nm auf. Sie können nach dem Kriterium aus Kapitel 2.3.2 keineswegs als kleine Störung betrachtet werden.

6.2.2.3 Ladungstransport im EuS, Energieverlustmechanismen

Gemessene Energieverteilungen haben nicht die Gestalt, die für die Primärverteilung erwartet wird; diese erfährt offensichtlich beim Durchgang der Elektronen durch die EuS-Schicht starke Veränderungen. Maßgeblich dafür sind die Bandstruktur, der Potentialverlauf und mögliche Energieverlustmechanismen.

Vorstellbare Energieverlustprozesse für Elektronen mit Energien von wenigen eV über der Leitungsbandunterkante sind:

- Elektron-Phonon-Wechselwirkung,
- Wechselwirkung mit Leitungsbandelektronen,
- Strahlungsübergänge,
- inelastische Streuung an gebundenen Elektronen und Stoßionisation.

Phononenanregung

Im Modell von Kisker et al. (1978) wird davon ausgegangen, daß Elektronen nach Durchtunneln der inneren Barriere in einem Leitungsband freier Elektronen in Feldrichtung beschleunigt werden. Die Vorstellung Reihls (1977) und Kiskers, die auf Arbeiten von Hrach und Eckertová (1965) und Hrach (1968/71) aufbauen, besteht darin, daß die Elektronen beim Einfang in eine Haftstelle jeweils ihre gesamte Energie durch Anregung einer Phononenkaskade verlieren. Da bei diesem Prozess aber Energien von einigen eV abgegeben werden müßten, ist ein Verlust über Phononenanregung schwer vorstellbar: die Energie des longitudinalen optischen Phonons liegt für EuS bei 35 meV. Außerdem wird nicht berücksichtigt, daß im Neutralitätsfall die S-Fehlstelle bereits mit zwei Elektronen besetzt ist.

Es ist also zu untersuchen, ob bei den verwendeten Schichtdicken Phononenanregung ein wesentlicher Energieverlustprozeß sein kann. Zu diesem Thema liegen kaum gesicherte Ergeb-

nisse vor. Nach Ulbrich (1981) sollte bei charakteristischen Anregungszeiten von 10^{-11} sec dieser Mechanismus für Elektronenenergien, die dem Leitungsband des EuS entsprechen, von geringer Bedeutung sein.

Andere Autoren stellen dagegen fest, daß die Wechselwirkung zwischen Elektronen und optischen Phononen der dominierende Prozeß beim Elektronentransport in ionischen Kristallen ist, wenn die Elektronenenergie einige eV beträgt (Savoie und Anderson 1967, Llacer und Garwin 1969, Fitting 1980).

Berechnungen von Winkelverteilungen und freien Weglängen greifen auf Arbeiten von Fröhlich (1939) bzw. von Fröhlich und Mott (1939) zurück. Streuraten werden mit einer zeitabhängigen Störungstheorie berechnet. Llacer und Garwin (1969) haben die folgende Formel für die Streufrequenz f^+ entwickelt:

(6.2)

$$f^+ = \frac{e^2}{\hbar^2} \left(\frac{m^*}{2E}\right)^{1/2} (n_q + 1) \left(\frac{1}{\epsilon_{\text{opt}}} - \frac{1}{\epsilon_{\text{stat}}}\right) \hbar\omega \ln \frac{1 + \left(1 - \frac{\hbar\omega}{E}\right)^{1/2}}{1 - \left(1 - \frac{\hbar\omega}{E}\right)^{1/2}}$$

mit m^* = effektive Masse des Elektrons
 E = kinetische Energie des Elektrons
 $\hbar\omega$ = Energie des longitudinalen optischen Phonons

$$n_q \approx \frac{1}{\exp \frac{\hbar\omega}{kT} - 1}$$

Dabei wird eine konstante Phononenfrequenz für alle k -Werte angenommen, d.h. es wird ein sehr flacher optischer Phononenzweig vorausgesetzt.

Die entsprechende Formel für die Phononenvernichtung wird nicht berücksichtigt, da wegen der niedrigen Temperatur im vorliegenden Fall thermisch angeregte Phononen vernachlässigt werden können.

Abb. 60 zeigt die berechnete Energieabhängigkeit der mittleren freien Weglänge λ im EuS zwischen aufeinanderfolgenden Elektron-Phonon-Wechselwirkungen:

$$(6.3) \quad \lambda = \left(\frac{2E}{m^*} \right)^{1/2} \frac{1}{f^+}$$

Es ist zu beachten, daß diese Formeln nur für ein freies Elektronengas gelten. Außerdem verlieren sie ihre Gültigkeit, wenn die mittlere freie Weglänge mit der Gitterkonstanten vergleichbar wird. Auch für Elektronen in der Nähe der Leitungsbandunterkante ist die Gültigkeit nicht gesichert (Fröhlich und Pines 1963).

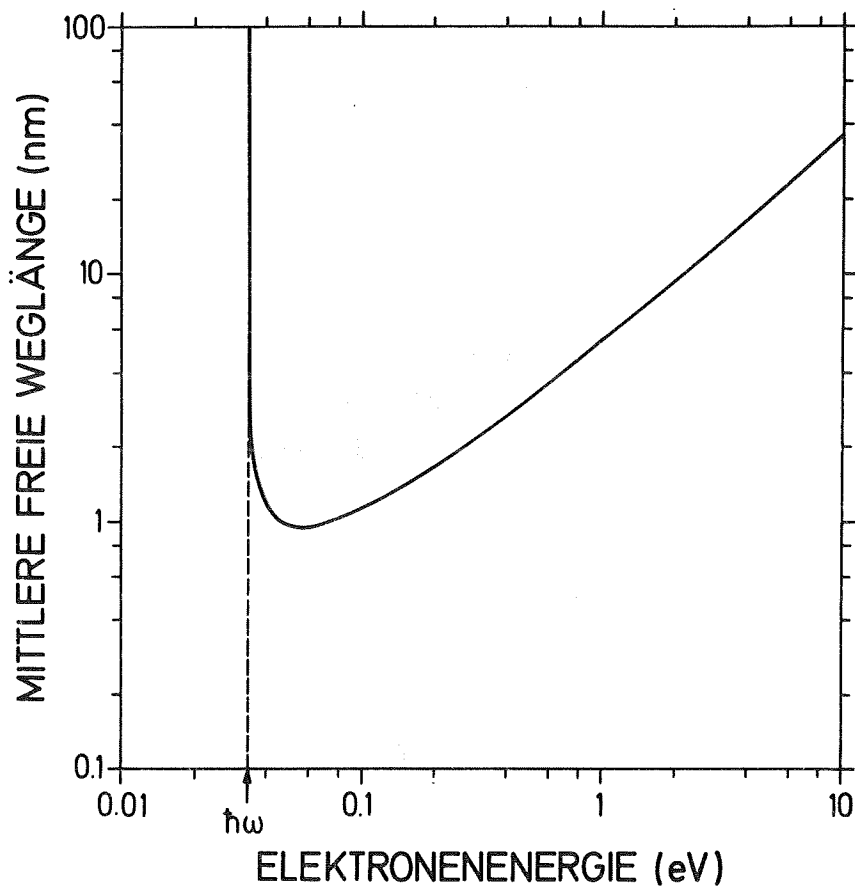


Abb. 60: Energieabhängigkeit der mittleren freien Weglänge eines Elektrons in EuS bis zur Erzeugung eines optischen Phonons (nach Formel 6.2)

Die differentielle Energieänderung pro Längeneinheit bezüglich der Leitungsbandunterkante

$$(6.4) \quad \frac{dE}{dx} = eF - \frac{\hbar\omega}{\lambda}$$

ist feld- und energieabhängig. Für die Berechnung der ortsabhängigen Energieverteilung müßte die Verteilung der Streuwinkel berücksichtigt werden. Rechnungen zeigen, daß Vorwärtstreueung umso mehr bevorzugt wird, je höher die Elektronenenergie ist. Die Lösung einer Boltzmannschen Transportgleichung ist bisher weder analytisch noch numerisch gelungen. Energieverteilungen für Sandwich-Tunnelexperimente wurden mit Hilfe von Monte-Carlo-Rechnungen gewonnen (Savoie und Anderson 1967).

Zu diesen Rechnungen wurden isotrope Streuung und eine energieunabhängige mittlere freie Weglänge vorausgesetzt. Es zeigt sich, daß eine schmale Primärverteilung stark verbreitert und das Maximum der Verteilung zu kleineren Energien verschoben wird. Die Form der Verteilung ist von der Schichtdicke, vom Feld und von der freien Weglänge abhängig.

Nach Formel 6.2 und Abb. 60 ist zu erwarten, daß für Elektronen geringer Energie unmittelbar nach dem Durchtunneln der inneren Barriere die Wahrscheinlichkeit eines Streuprozesses am höchsten ist. Da sich das Potential an der Barriere stark ändert, können Elektronen über eine kurze Wegstrecke beträchtliche Energien gewinnen, womit sich ihre mittlere freie Weglänge vergrößert. Die große Zahl von Elektronen, die mit geringem Energieverlust registriert werden (vergl. Abb. 27), lassen die nach Formel 6.2 berechneten Weglängen als erheblich zu klein erscheinen.

Elektron-Elektron-Wechselwirkung im Leitungsband

Die spezielle Struktur des Leitungsbandes und der Einfluß der äußeren Barriere können die Aufenthaltsdauer der Elektronen im EuS verlängern und damit die Wahrscheinlichkeit für verschiedene Energieverlustprozesse erhöhen. Wenn Elektronen in schmalen Bändern, die durch das elektrische Feld schräggestellt sind, in die Nähe der Bandoberkante gelangen, wo ihnen eine negative effektive Masse zukommt, werden sie abgebremst und erleiden beim Erreichen der Kante eine Bragg-Reflexion. Es können Oszillationen entstehen.

Auch wenn die effektiven Massen der Elektronen in den Noltingschen Subbändern nicht bekannt sind, muß dieser Effekt erwartet werden. Es ist allerdings unklar, welche Bedeutung den Zustandsdichten zukommt, wenn Elektronen konstanter Energie, deren Spin nicht voraussagbar ist, verschiedenen schräggestellte spinabhängige Subbänder 'durchqueren'.

Da die Elektronendichte im Leitungsband des EuS gering ist, sind nur die beiden unteren Subbänder zu beachten.⁺⁾

Diese haben insgesamt eine Breite von etwa 2 eV, so daß bei stärkerer Absenkung der Bänder durch das Feld ein verbotener Energiebereich zwischen dem oberen Subband und der Fermienergie des Wolframs besteht. Damit wäre nicht verständlich, weshalb direkt unter der Fermienergie beträchtliche Intensitäten gemessen werden. Die Ergebnisse wären eher mit dem Zustandsdichtenmodell (Abb. 9) konsistent. Wird trotzdem die Existenz dieser Subbänder gefordert, ist anzunehmen, daß die Elektronen in den schräggestellten Bändern zwischen Unter- und Oberkante pendeln, bis sie einen Energieverlust erleiden.

+)

Die Zustandsdichte der Subbänder hängt von ihrer Besetzung ab, vergl. Kap. 2.4.2.

Hier muß auf einen Widerspruch in der Arbeit von Nolting und Reihl (1979) hingewiesen werden. Dort wird mit Hilfe des Multibandmodells die Temperaturabhängigkeit der Polarisation feldemittierter Elektronen interpretiert. Dabei werden Verteilungen verwendet, in denen nur der schmale Fermipeak auftritt (vergl. Kap. 2.5.2), der Elektronen entsprechen soll, die ohne Energieverlust das EuS durchlaufen. Aus dem postulierten Potentialmodell folgt, daß die Elektronen in den schräggestellten Bändern die einzelnen Subbänder durchqueren. Das widerspricht der angewandten Theorie, in der vorausgesetzt wird, daß sich die Elektronen in den Subbändern mit konstanter Energie bezüglich der Leitungsbandunterkante bewegen.

Stöße der Leitungsbandelektronen untereinander sollten wegen deren geringer Dichte unbedeutend sein. Dieser Prozeß kann allenfalls in der negativen Raumladungszone an der äußeren Barriere eine Rolle spielen.

Strahlungsverluste

Daten zu Energieverlusten durch elektromagnetische Abstrahlung liegen für EuS nicht vor, doch sollte dieser Prozeß von geringer Bedeutung sein, ebenso die Anregung von Valenzband-Plasmonen wegen ihrer relativ hohen Energie. Letztlich wird, unabhängig vom Primärprozeß, bei Vernachlässigung von Strahlung die von den Elektronen abgegebene Energie in Wärme überführt, d.h. Phononen werden angeregt.

Stoßionisation

Bei den hohen Feldstärken, die im EuS auftreten, kann Stoßionisation ein wesentlicher Verlustmechanismus sein.⁺⁾ Bei dünnen Schichten ist die mittlere freie Weglänge der Elektronen ein geeigneter Parameter zur Beschreibung ihres Verhaltens.

^{+) In ausgedehnten Halbleitern liegt die erreichbare Grenzgeschwindigkeit der Elektronen für hohe elektrische Feldstärken bei etwa 10^7 cm/sec.}

Messungen an Si, Ge, GaAs etc. zeigen, daß bei Feldern von 0.1 V/nm die mittlere freie Weglänge bis zur Bildung eines Elektron-Loch-Paares nicht wesentlich über der Wegstrecke liegt, die das Elektron im Feld zurücklegen muß, um die Bandlückenenergie zu erreichen (Sze 1969). Stoßionisation setzt häufig bei gleichen Feldstärken ein wie die innere Feldemission zwischen den Bändern (Zener-Tunneln).

Für EuS sind Wirkungsquerschnitte für Stoßionisation nicht bekannt. Mögliche Stoßpartner sind Elektronen in S-Fehlstellen und in 4f-Zuständen. Für die Ionisation von Fehlstellen-Elektronen ist zwar wenig Energie aufzuwenden, aber ihre Dichte ist sehr gering. Im Verarmungsbereich an der inneren Barriere sind diese Fehlstellen von vornherein (zumindest einfach) ionisiert, so daß Elektronen in diesem Bereich wegen fehlender Wechselwirkungsmöglichkeit rasch Energie gewinnen.

Stoßionisation von 4f-Elektronen ist nur möglich, wenn die Leitungsbandunterkante um mindestens 1.7 eV unter die Fermienergie des W gesenkt ist. Dann reicht die Energie des vom Fermi-niveau zur Leitungsbandunterkante übergehenden Elektrons aus, um ein Elektron aus dem 4f-Zustand zur Leitungsbandunterkante zu heben. Wenn dieser Prozeß bereits an der Schwellenenergie hohe Wahrscheinlichkeit hätte, würde in der Energieverteilung 1.7 eV unter der Fermienergie eine Kante zu erwarten sein.

Eine entsprechende Kante wird nicht beobachtet; der gelegentlich auftretende Zusatzpeak (Abb. 26) liegt energetisch zu dicht an der Fermienergie.

Wenn die Stoßionisation von 4f-Elektronen ein dominierender Prozeß wäre, sollte sich dies bei dickeren Schichten in einer Reduktion der Intensität an der Fermienergie bemerkbar machen. Dies wird durch das Experiment nicht bestätigt. Auch bei dicken Schichten kann zur Fermienergie hin häufig ein relativ steiler Anstieg beobachtet werden. Allerdings sind Peakintensitäten wegen ihrer starken Spannungsabhängigkeit für vergleichende Untersuchungen wenig aussagekräftig.

6.2.2.4 Einfluß der äußeren Tunnelbarriere

Da die Verlustprozesse in der EuS-Schicht die Energieverteilung der emittierten Elektronen entscheidend beeinflussen, sollten klare Unterschiede für Schichten verschiedener Dicke bestehen. Die gemessenen Spektren sind einander jedoch in einem weiten Bereich (20 - 85 nm) qualitativ bemerkenswert ähnlich; insbesondere tritt auch bei dicken Schichten der Hochenergiepeak mit großer Intensität auf.

Das eindimensionale Bändermodell (Abb. 12) verleitet zur Annahme, daß bei ausreichend abgesenkten Bändern Elektronen, deren Energie das Barrierenmaximum überschreitet, das EuS ungehindert verlassen. Das wäre aber nur verständlich, wenn die Elektronenbewegung senkrecht zur Oberfläche stattfände. Je höher jedoch bei einer bestimmten Gesamtenergie die Tangentialkomponente der Bewegung ist, um so niedriger wird die Tunnelwahrscheinlichkeit. Die äußere Tunnelbarriere verlängert also durch Reflexion die Aufenthaltsdauer der Elektronen im EuS und ermöglicht dadurch Energieverlustprozesse.

Stöße, die zu Energieverlusten führen, bewirken auch eine Richtungsänderung. Bei dünnen Schichten und beim Fehlen von Streuprozessen reicht die Wegstrecke nicht aus, um tangentiale Anteile der Primärverteilung bis zum Erreichen der äußeren Barriere vollständig in radiale Anteile umzuwandeln (vergl. Kap. 2.2.1). Selbst bei normalem Einfall auf die äußere Barriere werden die Elektronen, je nach ihrer Energie über der Leitungsbandunterkante, bis zu 10^{10} Reflexionen erfahren, bevor sie die Barriere durchdringen. Diese Reflexionen sollten, besonders an gestuften Oberflächen, ebenfalls zu Richtungsänderungen führen.

Einige Kritik am Modell von Kisker et al. ist anzuschließen: Es ist nicht zu erwarten, daß das EuS den W-Kristall streng epitaktisch fortsetzt. Demnach sollte sich bei häufigen Stoßprozessen die Symmetrie der W-Unterlage nicht so ausgeprägt zeigen.

Diese Symmetrie wurde bei den Messungen zu dieser Arbeit nur bei dünnen Schichten beobachtet. Kisker et al. (1978) haben dagegen auch für dicke Schichten von einer scharf begrenzten (112) Emission berichtet.

Die von Kisker et al. gemachte Annahme, die Elektronen würden weitgehend unbeeinflusst von der äußeren Barriere emittiert, ist abzulehnen. Für Elektronen niedriger Energie ist das Gegenteil evident.

Der Hochenergiepeak besteht nach Kisker et al. aus isotrop emittierten Elektronen. Diese These wird durch Streuung an akustischen Phononen erklärt. Solche Elektronen mit einem hohen Anteil tangentialer Energie besitzen aber entsprechend kleine Tunnelwahrscheinlichkeiten.

Zur Klärung des experimentellen Befundes Kiskers, der Niederenergiepeak entspreche normal emittierten Elektronen, der Hochenergiepeak dagegen isotroper Emission, ist kein Bezug auf das Haftstellenmodell nötig. Die Theorie des Tunnelns zeigt, daß bei kleiner Gesamtenergie die Tunnelbarriere Elektronen mit tangentialen Komponenten stärker zurückhält als bei vergleichsweise höherer Energie. Elektronen, deren Gesamtenergie weit über dem Barrierenmaximum liegt, kommen deshalb hohe tangentialer Anteile zu.

Elektronen, die an der äußeren Barriere reflektiert werden, laufen in das EuS zurück. Ihr nächster Umkehrpunkt hängt von den Wechselwirkungen und vom Potentialverlauf ab. Dieser ist eine Funktion der sich einstellenden Ladungsverteilung, die die Abschirmung des äußeren Feldes bewirkt. Die Ausdehnung des Bereiches, auf den ein Elektron durch das Potential beschränkt ist, bestimmt die Häufigkeit der Versuche mit, die Barriere zu durchdringen. Je stärker die Abschirmung des Feldes und je höher die Elektronenenergie, um so größer ist dieser Bereich. Die Tunnelwahrscheinlichkeit nimmt für ein äußeres Feld von 1 V/nm von etwa 1 für Normalenergien, die größer als die Barrierenhöhe sind, auf 10^{-8} an der Leitungsbandunterkante ab.

Je geringer die Normalenergie ist, um so kleiner ist die Tunnelwahrscheinlichkeit. Dadurch wird die Aufenthaltsdauer des Elektrons im EuS erhöht, so daß Energieverluste noch wahrscheinlicher sind. Es ist zu erwarten, daß damit an der äußeren Barriere die Elektronendichte direkt über der Leitungsbandunterkante maximal ist. Die resultierende Energieverteilung ist also eine komplizierte Faltung von sich gegenseitig beeinflussenden Abhängigkeiten.

Die scharfe Trennung des Niederenergiepeaks vom breiten Hochenergiepeak durch ein ausgeprägtes Minimum ist mit diesem Modell nicht unmittelbar zu erklären, noch weniger das Auftreten des Doppelpeaks. Es ist jedoch zu prüfen, ob die gemessene Energieverteilung die Zustandsdichte im Leitungsband widerspiegelt. Die Zustandsdichte sagt zunächst nichts über die tatsächliche Besetzung der vorhandenen Zustände aus; diese wird durch die Energieverlust- und Tunnelprozesse bestimmt. Die Elektronendichte und damit die Besetzung der Zustände ist so niedrig, daß Elektronen bei jeder Energie freie Zustände antreffen. Da die quantenmechanische Übergangswahrscheinlichkeit von der Dichte der Endzustände abhängig ist (goldene Regel), ist die mittlere Besetzung jedoch in irgendeiner Form mit der Zustandsdichte verknüpft. Im experimentellen Ergebnis sollte sich dann ausdrücken, welches der Modelle für die Zustandsdichte der Realität am ehesten gerecht wird.

Bei Zutreffen des älteren Modelles wäre der Niederenergiepeak einer Emission aus dem $6d_{t2g}$ -Band zuzuordnen, der Hochenergiepeak einer Emission aus dem $6s$ - und $5d_{eg}$ -Band. Das ist insofern widersprüchlich, als die $5d$ -Bänder zwar eine höhere Zustandsdichte haben, die Tunnelwahrscheinlichkeit aber gegenüber freien Elektronen um einige Größenordnungen reduziert ist (siehe oben). Der zweite auftretende Niederenergiepeak kann in diesem Bild nicht der Emission aus dem Leitungsband zugeordnet werden. Aufgrund der exponentiellen Tunnelbarriere ist auch die hohe, von der Emissionsspannung unabhängige Symmetrie des Niederenergiepeaks nicht zu erklären.

Ein zusätzliches Problem ist die Interpretation der Tatsache, daß der Niederenergiepeak bei Reduktion der Emissionsspannung stärker als der Hochenergiepeak abnimmt. Bei Emission aus einem metallischen Leitungsband wäre im thermischen Gleichgewicht dieses Verhalten wegen der exponentiellen Tunnelwahrscheinlichkeit zu erwarten; beim System EuS/W muß im Gleichgewicht der emittierte Strom aber gleich dem vom W in das EuS injizierten Strom sein. Aus der Annahme, daß der Niederenergiepeak Elektronen entspricht, die unmittelbar an der Fermienergie des W in das EuS getunnelt sind und dann Energieverluste erlitten haben, würde folgen, daß die Energieverlustrate sich bei Reduktion der Spannung verringert. Zu erwarten ist jedoch das Gegenteil: Reduktion der Spannung bedeutet kleinere Tunnelwahrscheinlichkeiten mit erhöhten Aufenthaltszeiten der Elektronen im EuS und damit vermehrte Energieverlustprozesse. Dieser Widerspruch kann mit der Annahme erklärt werden, daß die Primärverteilung an der inneren Barriere (z.B. durch Tunneln über 4f- oder Verunreinigungszustände) bereits eine beträchtliche Breite besitzt und die Niederenergiepeaks zu einem großen Teil Elektronen entsprechen, die bereits mit kleiner Energie aus dem W in das EuS eintreten. Die Tunnelwahrscheinlichkeit dieser Elektronen nimmt nämlich bei Reduktion der Spannung auch an der inneren Barriere stärker ab als die Tunnelwahrscheinlichkeit jener Elektronen, die an der Fermienergie tunneln.

Das Noltingsche Multibandmodell ist ebensowenig in der Lage, die Struktur der Spektren befriedigend zu erklären. Es könnte vermutet werden, daß die Doppelpeakstruktur den beiden Subbändern zugeordnet werden kann. (Die Streuung der energetischen Abstände der Niederenergiepeaks werden durch die theoretischen Unsicherheiten überdeckt). Die Gesamtenergie des energiereicheren der Peaks läge oberhalb des Maximums der äußeren Tunnelbarriere, während die Elektronen des niederenergetischen Peaks völlig unter dem Einfluß der Barriere stünden. In diesem Fall ist die Symmetrie der Peaks nicht zu erklären. Die Tatsache, daß beide Peaks häufig eine vergleichbare Intensität aufwei-

sen, kann nur unter der Annahme gedeutet werden, daß die Besetzung der Zustände zur Leitungsbandunterkante hin ähnlich exponentiell zunimmt wie die Tunnelwahrscheinlichkeit abnimmt. Ungeklärt bleibt, weshalb schwaches Tempern in so hohem Maße das Auftreten des Einzel- oder Doppelpеaks beeinflussen sollte. Zudem liegt der Hochenergiepeak bei Energien, die in dem Nolting-Modell einem verbotenen Energiebereich entsprechen.

Wichtig ist die Frage nach der erforderlichen Elektronendichte an der äußeren Barriere, um die gemessenen Emissionsströme zu erzielen. Wie bereits ausgeführt, darf die Elektronenflächendichte nicht größer als $n = \frac{4\pi}{e} F$ werden, die Dichte, die das angelegte Feld ins Innere des EuS abschirmt. Eine Größenordnung dieser Dichte kann mit der Formel

$$(6.5) \quad n = \frac{j}{D v e}$$

abgeschätzt werden. Dabei wird angenommen, daß der Hauptpeak Elektronen entspricht, die von der Leitungsbandunterkante tunneln. Für die Berechnung der 'Klopfrequenz' ν an der äußeren Barriere wird in grober Vereinfachung die Dispersion freier Elektronen zugrundegelegt und vorausgesetzt, daß die Elektronen im Potentialdreieck der Ausdehnung a pendeln

$$(6.6) \quad \nu = \frac{v}{2a} = \frac{\sqrt{\frac{2E}{m}}}{2a}$$

Unter der Voraussetzung, daß die berechnete Elektronendichte zu klein ist, um das Feld effektiv abzuschirmen, wird als Energie E der Grundzustand E_0 der im Potentialdreieck quantisierten Zustände verwendet. Als äußere Feldstärke wird $F = 1\text{V/nm}$, als Emissionsstromdichte 1000 A/cm^2 angesetzt.

Mit
$$a = \frac{E_0}{e F} = 1.1 \text{ nm}$$

$$D = 1 \cdot 10^{-8}$$

$$v = 8.6 \cdot 10^{13} \text{ sec}^{-1}$$

führt dies zu $n = 7.23 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$.

Dieser Wert liegt über 3 Zehnerpotenzen zu hoch.

Es ist möglich, daß

- der Ansatz mit der Klopfrequenz ungeeignet ist,
- die Feldstärke höher ist als der Wert, der aus Spannung und Spitzenparameter folgt,
- Energieverluste im Leitungsband weniger effektiv sind als die Theorie vorhersagt, und der Niederenergiepeak nicht Elektronen von der Leitungsbandunterkante zugeordnet werden darf.

6.2.3 Emission aus Oberflächen- und Adsorbatzuständen

Bei der Besprechung der inneren Barriere wurde darauf hingewiesen, daß Oberflächenzustände des EuS an der W-EuS-Grenzfläche vermutlich keine Rolle spielen; sie befinden sich - falls sie existieren - unmittelbar an den Bandkanten. An der Vakuumgrenzfläche können sie jedoch Einfluß gewinnen. Experimentelle und theoretische Arbeiten zur Feldemission aus Germanium ordnen einen dominierenden Peak in der Energieverteilung der Emission aus Oberflächenzuständen zu (Shepherd und Peria 1973, Modinos 1973). Auch in anderen Arbeiten zur Emission aus Halbleitern wird diese Interpretation als wahrscheinlich angesehen oder zumindest nicht ausgeschlossen (Ge: Arthur 1965; GaAs: Hughes und White 1969; CdS: Salmon und Braun 1973; ZnO: Rihon 1977).

Levine und Mark (1966) geben eine Methode an, nach der für ionische Kristalle die Lage von Oberflächenzuständen in der Bandlücke berechnet werden kann ⁺⁾ . Levine und Mark verwenden ein rein elektrostatisches Konzept: sie nehmen an, daß sich Oberflächenionen nur in ihrer reduzierten Madelungkonstanten von den Ionen im Kristallinnern unterscheiden. Es folgt hieraus, daß Oberflächenkationen als Elektronenfallen mit Zuständen unterhalb des Leitungsbandes, Oberflächenanionen als Löcherfallen mit Zuständen oberhalb des Valenzbandes wirken. Die Zahl der Oberflächenzustände jeder Art entspricht der Anzahl der Ionen in der Oberflächenschicht. Für die Flächen (100), (210), (110) und (112), die gleiche Anzahl von Anionen und Kationen enthalten, liegen die Zustände symmetrisch zum Zentrum der Bandlücke. Die (111)-Fläche, die nur eine Ionensorte enthält, sollte wegen der Ausbildung einer elektrischen Doppelschicht mit Feldern $> 10^8$ V/cm weniger stabil sein.

Für das Verhältnis der Energielücke ΔE_s zwischen den Oberflächenzuständen zur Bandlücke ΔE_g ergeben sich mit den Formeln Levines und Marks für EuS folgende Werte:

$$\begin{array}{ll} (100): & \frac{\Delta E_s}{\Delta E_g} = 0.91 \quad \Delta E_s = 2.01 \text{ eV} \\ (110): & \frac{\Delta E_s}{\Delta E_g} = 0.70 \quad \Delta E_s = 1.55 \text{ eV} \\ (112): & \frac{\Delta E_s}{\Delta E_g} = 0.16 \quad \Delta E_s = 0.35 \text{ eV} \end{array}$$

+)

Das Tamm-Modell und die 'tight-binding'-Näherung sind dafür nicht geeignet, da im ionischen Kristall das Potential abwechselnd positive und negative Pole hat und das Coulombpotential zu weitreichend ist und schlechte Konvergenzeigenschaften besitzt.

Bei intrinsischem Material ist der von Eu^{++} -Ionen gebildete Oberflächenzustand bei $T = 0\text{K}$ unbesetzt, der Zustand entspricht einer Elektronenfalle, einem Akzeptor. Entsprechend ist der von S^{--} -Ionen gebildete Zustand bei $T = 0\text{K}$ besetzt und wirkt als Löcherfalle. Diese Zustände sollten an der Oberfläche keine Bandverbiegung hervorrufen. Wenn allerdings das Fermi-niveau im Kristallinnern bei n-dotiertem Material in der Nähe der Leitungsbandunterkante liegt, kann dies je nach Indizierung der Oberfläche eine mehr oder minder starke Anhebung der Bänder bewirken.

Bei Anlegen des äußeren Feldes können die Elektronenfallen Elektronen binden, die aus dem Wolfram in das Leitungsband des EuS injiziert werden. Übergangszeiten für diesen Prozeß sind nicht bekannt, sollten aber unter der mittleren Aufenthaltsdauer der Elektronen an der Leitungsbandunterkante liegen ($> 10^{-7}$ sec). Wie bereits gezeigt wurde, reichen schon $5 \cdot 10^{12}$ Elektronen pro cm^2 aus - also ein Bruchteil der besetzten Zustände - um das Innere des EuS gegen ein angelegtes Feld von 1 V/nm vollständig abzuschirmen.

Zuverlässige Aussagen über den Tunnelstrom aus den Oberflächenzuständen und die resultierende Energieverteilung setzen eine genaue Kenntnis der Eigenschaften dieses Zustandes voraus, z.B. seiner Dispersion parallel zur Oberfläche, seiner Anregungen und seiner Wechselwirkung mit Bandzuständen. In die Tunnelwahrscheinlichkeit geht nur die senkrechte Komponente des \vec{k} -Vektors ein, zumindest in der einfachen Form, die bisher betrachtet wurde. Da im vorliegenden Fall die fraglichen Peaks bei allen Feldern symmetrisch sind, sollte die Tunnelwahrscheinlichkeit für alle Elektronen, die zu einem Peak beitragen, gleich sein. Die für die Tunnelwahrscheinlichkeit maßgebliche Energie würde dann der minimalen Energie des Oberflächenzustandes und der des gemessenen Peaks entsprechen.

Shepherd und Peria (1973) erklären auf diese Weise hochsymmetrische Peaks, die bei Feldemission an Germanium gemessen wurden.

Gadzuk (1972) setzt bei seinen Berechnungen für das Tunneln von Elektronen aus Oberflächenzuständen an W(100) die Gesamtenergie des Oberflächenzustandes in die Tunnelwahrscheinlichkeit ein und beschreibt alle weiteren physikalischen Prozesse durch einfache Faltung mit einer Gaussverteilung. Die Annahmen der bisher betrachteten Modelle werden der $E(\vec{k})$ -Abhängigkeit des Oberflächenzustandes nicht gerecht.

Im vorliegenden Fall sind die Oberflächenzustände stark an das jeweilige Ion gekoppelt. Für eine Abschätzung des Tunnelstroms bzw. einer Besetzungsdichte ist wieder eine 'Klopf-frequenz' zu berechnen. Diese Frequenz ist um so höher, je stärker die Wellenfunktion eines Oberflächenzustandes lokalisiert ist. Sie läßt sich nach Modinos (1973) darstellen als

$$v = (\hbar k_r / m) q$$

wobei k_r von der Größenordnung 10 nm^{-1} und q durch die Beziehung $q = 1/2t$ mit einem Lokalisierungsparameter t verknüpft ist, der den Abstand des Schwerpunkts der Ladungsverteilung des Oberflächenzustandes von der Trennfläche Kristall-Vakuum beschreibt (Heine 1965).

Für EuS sind weder die Parameter k_r und t noch die Anwendbarkeit des Modells gesichert. Eine optimistische Abschätzung zeigt, daß für die gemessenen Tunnelstromdichten Teilchendichten von mindestens 10^{15} cm^{-2} an der Oberfläche erforderlich sind.

Dieser Wert ist vergleichbar mit dem Wert, der für Leitungsbandemission berechnet wurde. Er kann nur durch Annahme einer beträchtlich höheren Feldstärke reduziert werden. Die hohe Flächendichte wäre dann akzeptabel, wenn gleichzeitig Tunneln aus den normalerweise besetzten Oberflächenzuständen stattfände, die dem Anion zugeordnet sind.

Dann könnte eine Ladungsneutralität aufrechterhalten werden.

Die experimentell gefundenen Abstände der Niederenergiepeaks können jedoch keiner der berechneten Energiedifferenzen der Oberflächenzustände zugeordnet werden. Außerdem ist die Tunnelwahrscheinlichkeit der niederenergetischen Oberflächenzustände gegenüber den hochenergetischen um einige Zehnerpotenzen reduziert.

Die Besetzung der Elektronenfallen könnte allerdings die Instabilität und das Abreißen der EuS-Schicht bei hohen Stromdichten erklären. Besetzung dieser Zustände reduziert die Bindung an die Unterlage. Ein derartiger Effekt wird von Somorjai und Lester (1965) als Erklärung des Befundes angesehen, daß der Dampfdruck von CdS-Kristallen bei geeigneter Beleuchtung erheblich zunimmt.

In einer wohldefinierten Oberfläche können die Energiezustände der Ionen als Oberflächenzustände mit den dargestellten Konsequenzen behandelt werden. Wenn Eu- oder S-Ionen ungeordnet an der Oberfläche sitzen, ist eher eine Betrachtung als Adsorbatsystem angemessen. (Virtuelle) Zustände dieser Adsorbate können Tunnelkanäle öffnen, wobei Elektronen geeigneter Energie herangeführt werden müssen.

Eine Zuordnung von Strukturen in den Energieverteilungen zu Atomniveaus ist nicht möglich, weil die energetischen Lagen abhängig vom Ladungszustand infolge der Madelungenergie um mehrere eV gegenüber denen im isolierten Atom verschoben sind. +)

+)

Andere Autoren - z.B. Clark (1971) für das System Ge auf W - verwenden bei der Interpretation der Energieverteilung spektroskopisch bestimmte Energieniveaus des neutralen Atoms.

Für ein auf der Unterlage adsorbiertes neutrales Atom sollten jedoch für die Zuordnung eher die Affinitäten für ein zusätzliches Elektron herangezogen werden.

Resonanztunneln durch adsorbierte Restgase ist nicht völlig auszuschließen, doch kann dieser Mechanismus wegen der guten Vakuumbedingungen und der zeitlichen Konstanz der Spektren zur Interpretation ausgeprägter Strukturen ausgeschlossen werden.

6.2.4 Emission aus S-Fehlstellen

Emission aus dem Leitungsband oder aus normalerweise unbesetzten Oberflächenzuständen des EuS erfordert eine Absenkung der Zustände unter die Fermienergie des W und führt damit zu einer Anreicherung von Elektronen in der Nähe der Oberfläche. Eine Abschirmung des angelegten Feldes ist die Folge. Dagegen ist das System neutral, wenn die Schwefel-fehlstellen - sie liegen unterhalb des Leitungsbandes - besetzt sind. Sie können im Prinzip in hoher Zahl in Oberflächennähe existieren, ohne eine Abschirmung zu bewirken. Da die Fehlstelle einfach und zweifach ionisiert werden kann, sind im Experiment Elektronen zweier verschiedener Energien zu erwarten. Dabei wird vorausgesetzt, daß die Fehlstellenkonzentration klein ist, so daß ihre gegenseitige Beeinflussung vernachlässigt und die Ausbildung eines Bandes ('impurity band') ausgeschlossen werden kann. Es ist fraglich, ob damit der Niederenergie-Doppelpeak erklärt werden kann. Das 'Heliummodell' ist sicher kaum geeignet, die Energieniveaus einer Fehlstelle zu bestimmen. Trotzdem ergeben sich damit - unter Berücksichtigung der dielektrischen Eigenschaften - Werte für die Differenz zwischen 1. und 2. Ionisierungsenergie, die mit den experimentellen Ergebnissen verträglich sind. Für das zweite, stärker gebundene Elektron ist die Tunnelwahrscheinlichkeit erheblich geringer als für das erste. Wenn beide Niederenergiepeaks in den Meßergebnissen der Emission aus Fehlstellen zugeordnet werden, ist die experimentell gefundene vergleichbare Intensität nur unter der Annahme zu erklären, daß im Gleichgewicht die meisten oberflächennahen Fehlstellen einfach ionisiert sind.

Es ist schwierig, für Emission aus diesen Fehlstellen eine 'supply function' anzusetzen: sie hängt stark von der Konzentration und dem Überlapp dieser Zustände, sowie vom Elektronentransport aus dem W dorthin ab. Es ist ungeklärt, welcher Mechanismus das Auffüllen entleerter Zustände sicherstellt. Der Elektronennachschub kann sowohl über die Zustände selbst (Hopping oder - bei höherer Fehlstellenkonzentration - Bandleitung) als auch aus dem Leitungsband erfolgen. Unbekannt sind die notwendige Fehlstellenkonzentration für die Ausbildung eines Verunreinigungsbandes und die Auswirkung des elektrischen Feldes auf ein derart schmales Band und dessen Leitungsmechanismus (vergl. Kap. 2.3.2).

Die Übergangsrate aus dem Leitungsband hängt u.a. von der Wahrscheinlichkeit dieses Übergangs und der Aufenthaltsdauer der Leitungsbandelektronen in Oberflächennähe ab. Die Lebensdauer ist unbekannt; sie dürfte aber erheblich kürzer sein als die mit den Parametern des Abschnitts 6.2.2 abgeschätzte minimale Aufenthaltsdauer von etwa 10^{-4} sec. Eine Rekombination wäre damit gewährleistet. Bei 0.5-prozentiger Fehlstellenkonzentration liegt die Fehlstellendichte pro Monolage bei $3.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Dies ist etwa der Wert, der für die Emission aus dem Leitungsband oder aus Oberflächenzuständen als maximal zulässige Flächendichte für die Elektronenanreicherung berechnet wurde. Da die Fehlstellen lokalisiert sind und vermutlich in geringer Zahl vorliegen, können sie nur die 'Sternenhimmel'-Emissionsbilder (Kap. 5.2.1) erklären; zur Interpretation großflächiger Emissionsbilder sind sie nicht geeignet. Eine weitere Einschränkung für eine Interpretation der Spektren über die S-Fehlstellen ist gegeben:

Einerseits wird das Fehlstellenkonzept unmittelbar an der Oberfläche sinnlos, denn die Fehlstelle und damit die Energiezustände ihrer Elektronen sind durch das Potential einer vollständigen Nachbarschaft bestimmt. Andererseits sind Feldemissions-Energieverteilungen oberflächenspezifisch und es ist daher nicht sinnvoll, elektronische Volumenzustände heranzuziehen. Allerdings können S-Fehlstellen

als Volumenzustände für den Nachschub der Elektronen verantwortlich sein und sich damit doch in den Energieverteilungen widerspiegeln.

6.3__Spezielle_Aspekte_bei_dünnen_Schichten

Nach den Vorschlägen, die Müller et al. für ihre 'Emissionstypen' entwickelt haben, würden ausreichend dünne Schichten ein deutlich anderes Emissionsverhalten zeigen als dicke Schichten. Diese Unterscheidung hat sich als nicht sinnvoll erwiesen. Ausgehend von dicken Schichten sollte eine Reduktion der Schichtdicke keine prinzipielle Änderung bewirken, solange die Schichtdicke größer als die Verarmungszone an der inneren Barriere bleibt. Das Potentialmodell läßt erwarten, daß für Schichten, die dicker als die Verarmungszone sind, sich mit abnehmender Schichtdicke die Niederenergiepeaks zu höherer Energie verschieben. Das Experiment zeigt für Schichten dünner als 30 nm tatsächlich dieses Verhalten (Abb. 25). Emissionsprozesse aus diesen Schichten sind dann mit den Argumenten für dicke Schichten zu verstehen. Das Studium dünner Schichten könnte aber im Prinzip zur Entscheidung beitragen, ob Emission vorzugsweise durch das Leitungsband des EuS oder aus tieferliegenden Zuständen stattfindet. Dieser Aspekt ließe sich untersuchen, wenn durch Reduktion der Schichtdicke unter die Breite der Verarmungszone das Tunneln durch Leitungsbandzustände ausgeschaltet werden könnte. Es ist aber schwierig, bei so dünnen Schichten eine maßgebliche Dicke anzugeben; die Aufdampfdicke ist zwar wohldefiniert, aber identische Spektren bei unterschiedlichen Aufdampfdicken unter 10 nm deuten auf Inselbildung oder 'build up'-Prozesse an den emittierenden Stellen der Spitze. Außerdem würde bei sehr dünnen Schichten das Bändermodell seine Gültigkeit verlieren.

Die einfachsten Spektren bei dünner Bedampfung sind die charakteristischen Zweipeakverteilungen - Niederenergiepeak und Fermipeak (Abb. 35 - 37). Wenn die Schichtdicke nach dem Tempern wesentlich kleiner als 10 nm ist, kann der Niederenergiepeak nicht Elektronen zugeordnet werden, die aus dem Leitungsband des EuS emittiert werden, weil in diesem Fall die Unterkante des Leitungsbandes oberhalb der Fermienergie des W liegt. Der Niederenergiepeak wäre dann der Emission aus Zuständen unterhalb des Leitungsbandes zuzuschreiben, wie sie bereits für dicke Schichten diskutiert wurde: Emission aus Oberflächenzuständen, über Adsorbatzustände oder aus S-Fehlstellen.

Der Fermipeak entspricht bei ausreichend dünner Bedeckung Elektronen, die ohne Energieverlust aus dem W durch verbotene Energiebereiche des EuS in das Vakuum tunneln.

Er fällt dann, wie bei direkter Emission aus reinem W

in das Vakuum, an der Fermienergie steil ab (Abb. 37a).

Die Schicht wäre - wenn sie magnetisch ist - für Elektronen des Fermipeaks ein Spinfilter, wobei störende Wechselwirkungen im Leitungsband ausgeschlossen sind. Das Verhalten der Niederenergieflanke des Fermipeaks - sie ist in halb-logarithmischer Darstellung eine Gerade - weicht in Abb. 45 vom bekannten Verhalten des freien Elektronengases (Gleichung 2.14) ab, weil die durchtunnelte Barriere keine Dreiecksbarriere ist.

Von besonderem Interesse sind Schichten solcher Dicke, bei denen durch Erhöhen der Emissionsspannung Zustände des EuS unter die Fermienergie des W abgesenkt werden. Elektronen können nach Durchtunneln der inneren Barriere diese Zustände besetzen; das Durchdringen der gesamten Barriere wird erleichtert. Experimentell äußert sich dies in einer stärkeren Zunahme des Hochenergiepeaks gegenüber dem Niederenergiepeak bei Spannungserhöhung (Abb. 43) als bei dünner Belegung (Abb. 40). Der Hochenergiepeak ist dann deutlich gegen die steile Fermiflanke abgesetzt (Abb. 37b) und eher symmetrisch. Handelt es sich bei den abgesenkten Zu-

ständen um Leitungsbandzustände, entspricht dieser Peak Elektronen, die durch längeren Aufenthalt im Leitungsband des EuS Energieverluste erleiden und sich an der Bandunterkante sammeln.

Die Lage der Niederenergiepeaks zeigt gegenüber dicker Bedampfung - wie zu erwarten - eine stärkere Spannungsabhängigkeit (Abb. 39, 42): während bei dicken Schichten der Potentialverlauf überwiegend durch die Raumladung ionisierter S-Fehlstellen und Elektronen im Leitungsband gegeben ist, wird bei dünnen Schichten das Potential wesentlich durch das eindringende Feld geformt. Damit erklärt sich auch die höhere Spannung, die für das Einsetzen der Emission erforderlich ist: eine Verschmälerung der inneren Tunnelbarriere durch die bei dicken Schichten sich zusätzlich vor ihr ausbildende Raumladung (Kap. 6.1.3) entfällt.

Die Halbwertsbreite der Niederenergiepeaks ist bei dünnen Schichten kleiner als bei dicken. Der Grund dafür kann sein, daß Potentialfluktuationen infolge Instabilität der Raumladungszonen und des Stroms bei dicken Schichten eine stärkere Rolle spielen können. Die Zunahme der Halbwertsbreiten bei Feldstärkeerhöhungen (Abb. 44) könnte in der Auswirkung des Stark-Effekts (Callaway 1964) zu suchen sein, wie Shepherd et al. (1973) es auch für Ge annehmen.

Tempern kann auch bei dünnen Schichten zu Verteilungen führen, die sich bis zu einigen eV unter die Fermienergie des W erstrecken. Sie können aber wegen ihrer noch unverstandenen Vielfalt - abgesehen von charakteristischen Erscheinungsformen, die in Kap. 6.5 diskutiert werden - nicht behandelt werden.

6.4 Temperaturabhängigkeit der Emission

Für die charakteristische Stromzunahme beim Abkühlen unter die Curietemperatur des EuS können zwei Ursachen angenommen werden:

1. Modifizierung der Tunnelbarrieren durch die Aufspaltung des Leitungsbandes,
2. Änderung der elektrischen Transporteigenschaften (Beweglichkeit) im EuS durch Wechselwirkungen im Spinsystem.

Ursache 1 wurde 1972 von Thompson et al. an einem Schottky-Kontakt zwischen Indium und hochdotiertem EuS experimentell verifiziert. Er zeigte, daß die Aufspaltung des Leitungsbandes proportional zur spontanen Magnetisierung ist:

$E_{fd} \propto M(T)/M(0)$. Dies führt zu einer Reduktion der Barrierenhöhe. Einsetzen dieser Abhängigkeit in die Formeln für den Tunnelstrom und Abbruch einer Potenzreihenentwicklung nach dem linearen Glied (Kisker et al. 1978) ergibt $I(T) \propto \exp(\gamma M(T)/M(0))$. γ ist eine Proportionalitätskonstante. $M(T)/M(0)$ läßt sich durch eine Brillouinfunktion

$B(T_c = 16.6 \text{ K}, J=S=7/2, H=0)$ darstellen. Nolting und Reihl (1979) normieren den Logarithmus des Feldemissionsstromes im untersuchten Temperaturbereich zwischen 9 und 16 K auf diese Brillouinfunktion. Die Stromänderung beträgt dabei etwa 3 Zehnerpotenzen.

Eine mit der exakten Formel durchgeführte numerische Berechnung des Tunnelstromes in Abhängigkeit von der Temperatur zeigt aber, daß auf der Grundlage der Potentialmodelle von Müller et al. und Kisker et al. der Strom um 6 Zehnerpotenzen zunehmen sollte. Die dort angenommene Barriere liefert jedoch von vornherein eine Stromdichte, die um viele Zehnerpotenzen zu niedrig ist (vergl. Kap. 6.1.2). Rechnungen für die hier vorgeschlagene parabolische Barriere führen dagegen zu realistischen, für den Stromanstieg eher etwas zu kleinen

Werten. Allerdings ist hier wegen der ungeklärten Struktur der Fehlstellenniveaus die Lage des Fermi-niveaus nicht exakt festlegbar. Der Einfluß der Aufspaltung des Leitungsbandes auf die Lage des Fermi-niveaus und damit auf die Höhe der inneren Barriere wurde auch bisher nicht berücksichtigt.

In der vorliegenden Arbeit konnte aus experimentellen Gründen nur ein kleiner Temperaturbereich untersucht werden. Der flache Stromanstieg (Abb. 30) in der Nähe der Curie-temperatur hat aber keine Ähnlichkeit mit einer Brillouin-funktion, die bei T_C eine unendliche Steigung besitzt. Einen qualitativ ähnlichen Verlauf zu den vorliegenden Meßkurven zeigt die Absorptionskante für EuS (Wachter 1972). Dieser Verlauf läßt sich eher durch eine Spinkorrelationsfunktion (Griessen et al. 1971) beschreiben, als durch eine Brillouinfunktion. Es ist bekannt, daß bereits oberhalb der Curietemperatur kurzreichweitige Ordnung zu Spinclustern führt und das Leitungsband merklich absinkt (Wachter 1972). Da hier der Gesamtstrom gemessen wird, können sich auch dann Abweichungen von theoretischen Kurven ergeben, wenn die Curietemperatur der Schicht nicht konstant über die Spitzenoberfläche ist. Das kann durch Gitterkompression oder -dilatation im Kontaktbereich - hervorgerufen durch die unterschiedlichen Gitterkonstanten von W und EuS - oder durch Schwankungen in der Verunreinigungs- bzw. Fehlstellenkonzentration bedingt sein. Die Extrapolation des steilen Stromanstiegs führt zu einer Curietemperatur, die um etwa 2 K über dem Wert von 16.6 K reiner Kristalle liegt. Dies deutet auf eine Erhöhung der Austauschwechselwirkung durch Gitterkompression oder durch zusätzliche Elektronen aus Verunreinigungen hin.

Es muß untersucht werden, ob bei der Festlegung der Curie-temperatur eine Korrektur erforderlich ist, die die Erwärmung der Spitze infolge des Emissionsstromes berücksichtigt. Mit der Annahme, daß die von der Fermienergie des W

in das EuS tunnelnden Elektronen in der Schicht einen mittleren Energieverlust von 2 eV erleiden, der bei Vernachlässigung der Abstrahlung als Wärmeenergie von der W-Spitze abgeführt werden muß, ergibt sich bei einem Emissionsstrom von 10^{-6} A und einem Spitzenradius von 100 nm eine mittlere Flächenleistung an der Spitzenkalotte von etwa 3 kW/cm^2 . Um die damit verbundene Temperaturerhöhung zu berechnen, wird die Feldemissionsspitze vereinfachend als Kegelstumpf mit dem Öffnungswinkel 2α dargestellt (Swanson et al. 1966b). Die so entstehende Stirnfläche mit dem Radius r_0 sei die in das EuS emittierende Fläche, der die im EuS erzeugte Wärmeenergie zugeführt wird. Für diesen Kegelstumpf der Länge l ist die stationäre Wärmetransportgleichung einfach zu lösen, und man erhält für die Temperaturdifferenz zwischen den beiden Stirnflächen

$$T_1 - T_0 = \frac{L \cot \alpha}{\pi \eta} \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{l \tan \alpha} \right)$$

T_1 = Temperatur der kleineren Stirnfläche (Spitzenkalotte)

T_0 = Temperatur der Kegelbasis (Kühlfinger)

L = zugeführte Wärmeleistung

η = Wärmeleitfähigkeit

Da $l \gg r_0$, wird

$$\Delta T = T_1 - T_0 \approx \frac{L}{r_0 \pi \eta \tan \alpha}$$

Für die auf den vorliegenden Fall zutreffenden Parameter und für maximalen Emissionsstrom ergibt sich eine Temperaturdifferenz unter 0,2 K. Der Effekt kann also vernachlässigt werden. Dies war zu erwarten, da der Stromanstieg zu steil ist, um größere Korrekturen zuzulassen.

Thompson et al. (1972) berichten von einem ausgeprägten Minimum der Tunnelleitfähigkeit bei T_C und erklären dieses Verhalten durch Streuung der Elektronen an Spinfluktuationen in der Barriere.

Im vorliegenden Experiment wurde zwar bei Kühlung der Spitze unmittelbar vor dem starken Stromanstieg ein Stromabfall gefunden, bei Erwärmen konnte jedoch ein entsprechender Anstieg nicht nachgewiesen werden (Kap. 5.2.2.2). Dieser Befund kann damit nicht durch Streuung an Spinfluktuationen erklärt werden.

Primär ist die Reduktion der Höhe der inneren Barriere für die Zunahme des Tunnelstromes verantwortlich. Dieses einfache Modell kann aber nicht die unterschiedlichen Intensitätszunahmen und Verschiebungen der Peaks in den Energieverteilungen erklären.

Bei der Entwicklung eines verbesserten Modells müßten Streuprozesse in der EuS-Schicht und der Einfluß der Temperatur auf die Beweglichkeit berücksichtigt werden. Streuprozesse und verringerte Beweglichkeit verlängern die Verweildauer der Elektronen in der EuS-Schicht, führen so zu weiteren Energieverlusten und bewirken damit eine Änderung der Energieverteilung. Es gibt aber keine Theorie, die das Verhalten der Elektronen in einem schräggestellten Leitungsband mit komplizierter, spinabhängiger Struktur beschreibt.

Es ist zwar unwahrscheinlich, jedoch nicht völlig auszuschließen, daß in der Schicht Bereiche unterschiedlicher Magnetisierungsrichtung bestehen. Da Elektronen eines bestimmten Spins und fester Energie dann verschiedene Zustandsdichten zukommen, sind bei Übertritt aus einem Bereich in einen anderen inelastische Streuprozesse wahrscheinlich.

Für das Studium der Beweglichkeit können Ergebnisse von Messungen zur Photoleitfähigkeit (Kap. 2.4.1), die bei der Curietemperatur ein ausgeprägtes Minimum zeigt, hier nicht unmittelbar angewendet werden: das Modell des gebundenen magnetischen Polarons ist auf eine Wechselwirkung des Elektrons mit dem Eu in der 4f-Schale begründet. Ähnliche Effekte

werden jedoch durch Wechselwirkung von Elektronen kleiner Energie an der Leitungsbandunterkante mit ionisierten S-Fehlstellen erwartet.

Peakverschiebungen können bei Kühlen unter die Curie-temperatur einerseits durch Bandkantenverschiebungen (Rotverschiebung), andererseits durch Raumladungseinflüsse infolge des um Größenordnungen ansteigenden Stroms hervorgerufen werden. Die experimentellen Ergebnisse sind jedoch zu komplex und mögliche Wechselwirkungsprozesse theoretisch zu wenig verstanden, als daß hier eine konsistente Interpretation möglich wäre.

6.5 Vorgänge beim Tempern

Wegen ihrer Bedeutung für die Erscheinungsform der Emission und der Energieverteilungen werden in diesem Abschnitt die Vorgänge beim Tempern kritisch zusammengestellt. Die Veränderungen der Schichten beim Tempern wurden bisher unterschiedlich interpretiert: Kisker et al. nehmen ein Durchlaufen verschiedener 'Phasen' an, Müller et al. erwarten eine Verringerung der Schichtdicke durch Wandern des EuS entlang des Spitzenschaftes. Swanson (1974) gibt an, daß in EuS-Filmen bereits für $T > 250$ K Beweglichkeit auftritt.

Die Untersuchungen im Rahmen der vorliegenden Arbeit zeigen, daß in einem weiten Temperaturbereich offenbar keine Schichtdickenverringerung eintritt. Die Messungen an seitlich bedampften Spitzen haben ergeben, daß Tempern ungeeignet ist, eine gleichmäßige Ausbreitung des EuS über die Spitzenkuppe herbeizuführen. Dieser Befund wird durch Untersuchungen von Drechsler (1967/68) gestützt; er hat gefunden, daß bei Oberflächendiffusion Material in Gebiete stärkerer Krümmung transportiert wird. Die Schichtdicke sollte daher zunächst an der Spitzenkuppe zunehmen und erst bei höheren Temperaturen (> 1500 K) durch Desorption und Abdampfen abnehmen. Im folgenden werden spezielle Schichtzustände diskutiert.

Ungeordneter Anfangszustand

Bedampfen der Spitze bei 850 K führt zu einer ungeordneten, EuS-Schicht. Darauf deuten eine zeitliche Instabilität und Schalteffekte der Emission hin, wie sie von amorphen Halbleitern bekannt sind. Eine 'Selbstaktivierung' der Schicht mit Änderung der Emissionscharakteristik wird auch bei Sandwich-Kaltkathoden beobachtet, ist aber weitgehend ungeklärt (Eckertová 1966).

Kisker et al. (1978) bedampfen die gekühlte Spitze und erhalten durch kurzzeitiges Tempern (1 sec) bei 840 K einen schmalen Fermipeak (Kap. 2.5.2), den sie der Emission aus einer ideal kristallinen Substanz zuschreiben. Da Tempern bei leicht erhöhter Temperatur diese Verteilung wieder zerstört, ist jedoch anzunehmen, daß es sich dabei um die Emission aus einer noch sehr stark gestörten Substanz mit 'metallischen' Eigenschaften handelt (Leitungsbandemission).

Stabiler Zustand

Schichten, die bei 850 K auf Graphit aufgedampft worden sind, kristallisierten bei Temperaturen von 900 - 1000 K (siehe Kap. 4.1). Tempern bei diesen Temperaturen führt auch bei den bedampften Spitzen zu einer stabilen Phase, für die eine geordnete, kristalline Struktur der EuS-Schicht anzunehmen ist. Bei weiterem Tempern im Temperaturbereich 900 - 1100 K folgen vorwiegend unwesentliche Umordnungen der Oberfläche. Es können z.B. bei Temperaturen über 1000 K kleine Kristallite aufwachsen; die Emissionsbilder mit den runden, hellen Kernen in einem diffusen Hof weisen darauf hin. Für diesen Temperaturbereich nimmt Reihl dagegen Umordnungsvorgänge an, die die Schicht wesentlich ändern. Er geht davon aus, daß Eu zunächst an Zwischengitterplätzen sitzt, von wo es unter Mitnahme von S-Ionen zur Oberfläche wandert, um den Kristall epitaktisch fortzusetzen. Schwefelstellen würden zurückbleiben. Bei Berücksichtigung der Ionenradien erscheint es jedoch unwahrscheinlich, daß S in

EuS hinreichend beweglich ist. Dagegen können z.B. bei EuO O-Fehlstellen durch Heizen von stöchiometrischen EuO-Kristallen in Eu-Dampf erzeugt werden (Schoenes und Wachter 1974). Wenn die S-Fehlstellen existieren, ist anzunehmen, daß sie von Anfang an vorhanden sind.

Schaltzustand

Tempern bei weiter erhöhter Temperatur führt zu einem Zustand, dessen wesentliches Charakteristikum der Schalteffekt in der Emission ist. Schalt- und 'Memory-Effekte' sind typisch für amorphe ionische Halbleiter. Sie werden von einigen Modellen erklärt, sind aber nicht voll verstanden (Adler 1972). Es ist auch nicht bekannt, ob Tempern tatsächlich zu Zerstörung der Schichtordnung und zu amorphem EuS führt. Es ist vorstellbar, daß in der stabilen Phase die Emission aus einer Substanz mit ausgeprägten 'Impurity'-Bändern erfolgt und die 'Schaltemission' einem Zustand wachsender Ordnung entspricht, wenn auch eine ideale Kristallstruktur nicht erreicht wird. Jedenfalls sind starke Potentialfluktuationen im Innern des EuS zu erwarten, wie sie auch bei amorphen Halbleitern auftreten.

In EuO (Wachter 1972/73) und EuS (Bayer und Zinn 1971) wurden Schalteffekte bereits nachgewiesen. Kuhlmann und Kisker (1980) erklären das Schaltverhalten des Emissionsstroms aus EuS-bedampften Spitzen in Anlehnung an Modelle von Mott (1969), Henisch (1969), Fritzsche und Ovshinsky (1970). Ihr Modell geht von der Existenz lokalisierter Zustände in der Bandlücke aus (S-Fehlstellen). Im ausgeschalteten Zustand werden ionisierte Fehlstellen durch Zener-Tunneln mit größerer Wahrscheinlichkeit nachgefüllt als besetzte Fehlstellen ionisiert. Bei erhöhter Feldstärke wird die Ionisierungsrate größer als die Rekombinationsrate, und die positive Raumladung erhöht den aus dem W injizierten Elektronenstrom.

Die Energieverteilungen für den aus- und den eingeschalteten Zustand (Abb. 34) lassen sich damit nicht deuten. Ein Interpretationsvorschlag kann mit Hilfe des Potentialmodells für amorphe Halbleiter (Abb. 61) gemacht werden. Für den Ladungstransport wichtig sind die sog. Mobilitätskanten. Sie entsprechen den kritischen Energien, durch die lokalisierte Zustände von den delokalisierten getrennt sind. Bei ungestörten Halbleitern fallen Mobilitäts- und Bandkanten zusammen.

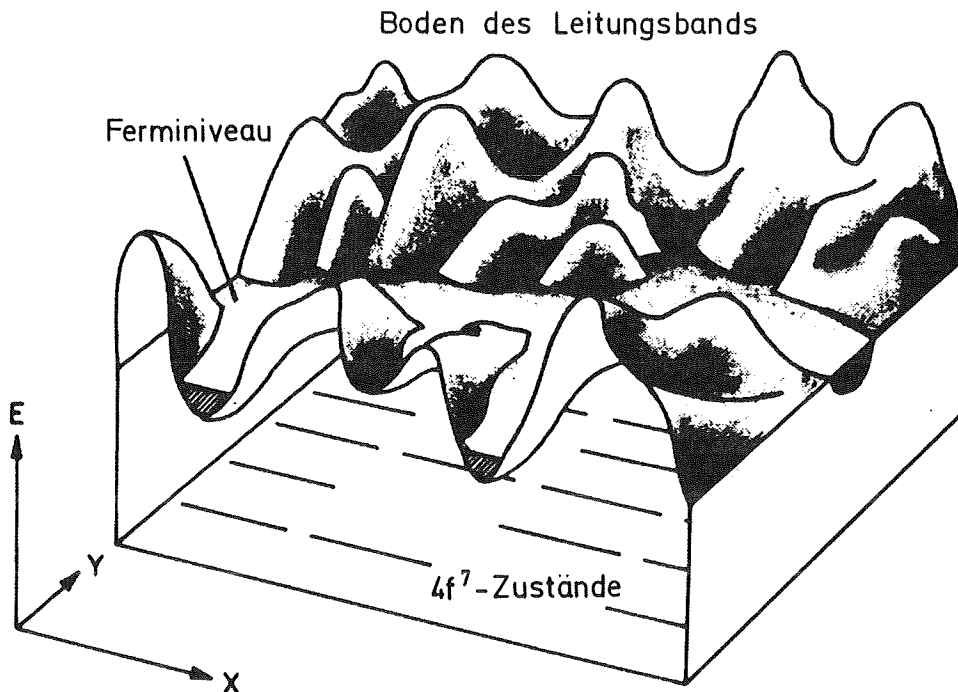


Abb. 61: Boden des Leitungsbands von 'amorphem' EuO
(aus Wachter 1973)

Ein überraschendes Ergebnis der Messungen ist, daß sich die Energieverteilung der instabilen Phase bei eingeschalteter Emission qualitativ nicht von den Verteilungen der stabilen Phase unterscheidet. Dies könnte bedeuten, daß die Niederenergiepeaks oberflächenspezifisch sind und nur der Elektro-

nennschub im ausgeschalteten Zustand gestört ist. Der Hochenergiepeak, der auch im ausgeschalteten Zustand gelegentlich auftritt, ist Elektronen zuzuordnen, die ohne nennenswerten Energieverlust das EuS oberhalb der Mobilitätskante durchqueren. Die absolute Intensität dieses Peaks ist im ausgeschalteten Zustand kleiner als im eingeschalteten Zustand; eine Modifikation der inneren Barriere muß daher angenommen werden. Die Ausbildung der positiven Raumladungsschicht, die für die erhöhte Durchlässigkeit der inneren Barriere in der stabilen Phase verantwortlich ist (Kap. 6.1.3), kann unterhalb einer kritischen Feldstärke behindert sein, da Zener-Tunneln der Fehlstellen-Elektronen in das Leitungsband infolge des gestörten Bandverlaufs unmöglich sein kann, bzw. Elektronen in einem Tal der Leitungsbandunterkante gebunden werden. Bei ausreichender Neigung des Potentialgebirges durch Erhöhen des angelegten Feldes können Elektronen die 'Potentialkuppen' überwinden und zum schlagartigen Einsetzen des Emissionsstroms führen. Die Hysterese bei Reduktion der Emissionsspannung kann dadurch bedingt sein, daß das Potential im EuS weniger durch das angelegte Feld bestimmt ist als in einer komplizierten Abhängigkeit mehr durch den Strom und den Ladungszustand der Fehlstellen und anderer lokalisierter Zustände.

Endzustand

Das charakteristische Endstadium - die starke Emission einzig von den (112)-Flächen - ähnelt in seinen Eigenschaften dem Verhalten von CsF und CsO auf W, das von Swanson und Strayer (1968) und Evans et al. (1968) untersucht worden ist. Die Bedeckung ist in dieser Phase sehr gering. Die niedrige Austrittsarbeit ist nach Swanson (1974) charakteristisch für dimere Adsorbate, die aus einem Atom hoher Elektropositivität und einem Atom hoher Elektronegativität bestehen.

Die Energieverteilung für die Emission im Endzustand gleicht in einem weiten Bereich der eines freien Elektronengases; die

bei Emission von der reinen W(112)-Fläche auftretenden Strukturen sind ausgelöscht (Abb. 55, 56). Die Struktur unterhalb -1eV muß Resonanztunneln durch das Adsorbat zugeschrieben werden, wobei eine Zuordnung nicht möglich ist.

Bei weiterem Tempern über 1500 K desorbiert bevorzugt Eu (Ahn und Shafer 1971, Swanson 1974). Als Folge bildet sich eine chemisorbierte S-Schicht aus (Swanson 1974). Die Austrittsarbeit erhöht sich daher; sie erreicht ihr Maximum nach Tempern bei 1800 K und liegt dann über der mittleren Austrittsarbeit der reinen W-Spitze (jedoch bei demselben Wert der W(112)-Fläche). Die anfängliche Abnahme des 'Preexponential' A in der Fowler-Nordheim-Gleichung (Abb. 56) kann durch eine Verkleinerung der emittierenden Fläche oder durch den feldinduzierten Dipoleffekt (Menzel und Gomer 1964) erklärt werden. Glühen über 2200 K entfernt den Schwefel und führt zurück zur reinen Wolframspitze.

O glücklich, wer noch hoffen kann
Aus diesem Meer des Irrtums aufzutauchen!
Was man nicht weiß, das eben brauchte man,
Und was man weiß, kann man nicht brauchen.

7. ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

In der vorliegenden Arbeit wurde die Energieverteilung feldemittierter Elektronen aus dem System W-EuS untersucht. Der Halbleiter EuS ist wegen seiner ferromagnetischen Eigenschaften von Interesse. Die Motivierung zu dieser Arbeit war durch vorangegangene Experimente gegeben (Müller et al.), in denen die Spinpolarisation feldemittierter Elektronen untersucht wurde und die zu Vorschlägen von Emissionsmodellen für das System W-EuS geführt haben. Ein genaueres Verständnis dieser Modelle wurde von der Analyse der Energieverteilung der emittierten Elektronen erwartet und bildet den engeren Gegenstand dieser Arbeit.

EuS wurde in situ auf Feldemissionsspitzen aus Wolfram aufgedampft und systematisch getempert. Eine Kühlung der Spitze unter 16.6 K, der Curie-Temperatur des EuS, war möglich. Die Messungen wurden mit einem Kuyatt-Plummer-Spektrometer unter optimalen Vakuumbedingungen (Druck $p < 2 \cdot 10^{-11}$ mb) durchgeführt. Variiert wurden die Schichtdicke des aufgedampften EuS, die Temperbehandlung, die Spitzentemperatur und die Emissionsspannung.

Proben der aufgedampften Substanz wurden zur Charakterisierung der Schicht mittels RBS, ISS, Auger- und Röntgenmikroanalyse untersucht. Im Rahmen der Meßgenauigkeit dieser Verfahren von bestenfalls ± 5 % zeigte sich keine Abweichung von einer stöchiometrischen Zusammensetzung.

Es wurde eine Vielfalt von Spektren aufgenommen, die sich nach den variierten Parametern zu Serien ordnen lassen. Die Spektren sind ausgeprägt strukturiert, auch einfache Spektren zeigen die Komplexität des Systems.

Grundsätzlich wird eine Zusammensetzung der Spektren aus einem Emissionsstrommaximum in der Nähe des Fermi-niveaus des W (Hochenergiepeak, Fermipeak) und einem oder mehreren Emissionsstrommaxima bei kleineren Energien (Niederenergiepeaks) beobachtet. In speziellen Fällen ist dieser Grundform eine vielfältige Strukturierung überlagert, die eine Systematik erheblich erschwert oder verhindert.

Die vorliegenden Modelle von Müller et al. und Kisker et al. sind allenfalls geeignet, die Grundstruktur plausibel zu machen. Sie werden hier kritisch analysiert und erweisen sich teilweise als unzutreffend. Die hier vorgeschlagene Alternative berücksichtigt konsequent postulierte Schwefelfehlstellen und behandelt insbesondere ihren Einfluß auf die Potentialverteilung in der EuS-Schicht. Die innere Tunnelbarriere (W-EuS) wird durch 'ionisierte' S-Fehlstellen bestimmt und nicht - wie bisher angenommen - durch das in die EuS-Schicht eindringende elektrische Feld. Die äußere Tunnelbarriere (EuS-Vakuum) beeinflußt durch Zurückhalten der Elektronen die Ladungsverteilung im EuS und ist damit für die Abschirmung des angelegten elektrischen Feldes verantwortlich. Das vorgeschlagene Modell beschreibt qualitativ die experimentell gefundenen Abhängigkeiten der energetischen Lage der Peaks von Schichtdicke und Feldstärke. Dabei sind die mit gemittelten Ladungsverteilungen berechneten Potentiale mit Vorsicht zu verwenden: wegen der geringen Ausdehnung des mit FEED untersuchten Emitterbereichs gewinnen lokale Effekte einen wachsenden Einfluß.

Anhand einiger relativ übersichtlicher Energieverteilungen wird gezeigt, daß sowohl Phänomene im Inneren der EuS-Schicht, z.B. Transport- und Energieverlustprozesse, als auch Oberflächeneigenschaften die experimentellen Resultate bestimmen. Die von Müller et al. vorgeschla-

gene direkte Emission aus 4f-Zuständen, wie auch die Emission aus dem Valenzband, erweisen sich als unwahrscheinlich. Das von Kisker et al. benutzte Modell der Emission aus dem abgesenkten Leitungsband des EuS ist für eine Interpretation der vielfältigen Energieverteilungen nicht ausreichend. Die von Nolting vorgeschlagene Multi-bandtheorie bietet interessante Gesichtspunkte, ist aber auch zu einer qualitativen Erklärung von gemessenen Strukturen nur bedingt geeignet. Aufgrund der experimentellen Befunde muß neben der Emission aus dem Leitungsband Emission aus Verunreinigungszuständen (S-Fehlstellen) und Oberflächenzuständen postuliert werden. Probleme ergeben sich bei Anwendung halbklassischer Tunneltheorien, weil damit höhere notwendige Elektronenkonzentrationen an der EuS-Oberfläche berechnet werden als zulässig sind.

Messungen bei Variation der Temperatur im Bereich der Curietemperatur des EuS zeigen den Einfluß der magnetischen Ordnung auf die Energie elektronischer Zustände. Der charakteristische Anstieg des Emissionsstroms bei Unterschreiten der Curietemperatur ist bekannt und im Prinzip erklärt. Die Diskussion von Fluktuationen in der Nahordnung und der Temperaturabhängigkeit der Transportmechanismen gibt Hinweise zur Klärung der komplexen experimentellen Ergebnisse.

Die Untersuchung des Verhaltens bei Tempern zeigt, daß verschiedene Emissionscharakteristiken durch strukturelle Umwandlungen in der EuS-Schicht gegeben sind und nicht durch eine Abnahme der Schichtdicke, wie von Müller et al. angenommen wurde. Schalteffekte des Emissionsstromes sind - wie bei amorphen Halbleitern - als Folge von Potentialinhomogenitäten mit der Ausbildung lokalisierter Zustände zu verstehen.

Die Erwartungen, die in die Analyse der Energieverteilungen feldemittierter Elektronen gesetzt wurden, erwiesen sich als kaum erfüllbar. Prinzipiell ist die Methode durchaus geeignet, Metall-Halbleiter-Kontakte (dünne Schichten) zu untersuchen. Dem Vorteil freier Endzustände im Vakuum steht - im Vergleich zu Sandwichanordnungen - als Nachteil der Einfluß der Potentialbarriere an der Halbleiter-Vakuum-Grenzfläche gegenüber.

Einer der Gründe für die Komplexität der Ergebnisse ist mit Sicherheit in der Verwendung einer binären Verbindung zu suchen. Feldemissions-Energieverteilungen, die am einfacheren System W-Ge gefunden wurden (Clark 1971), lassen sich bei einer Aufdampfdicke von nur wenigen Monolagen im Rahmen eines Adsorbatmodells erklären. Bei dickeren Schichten versagt aber auch diese Behandlung, und es entstehen vergleichbare Schwierigkeiten wie in der vorliegenden Arbeit.

Wachter kommt in einem Übersichtsartikel zu dem Schluß, daß die komplizierten Transporteigenschaften des EuS zunächst an sorgfältig präparierten Einkristallen mit variiertem Kristallgüte untersucht werden sollten, bevor aufgedampfte Schichten studiert werden.

Die vorliegende Arbeit liefert einen Beitrag zu einigen der offenen Fragen der Festkörperphysik, wie die Dynamik der Transportvorgänge in Halbleitern, der Einfluß der Mikrostrukturierung, die Auswirkung der Oberfläche (Heywang 1981).

Das behandelte System W-EuS betreffend, könnten weitere Experimente das Verständnis vertiefen. Aufschlüsse werden erwartet durch

- eine Temperaturvariation über den erweiterten Bereich zwischen 4 K und Zimmertemperatur: magnetische Sättigung kann dann nahezu erreicht bzw. magnetische Ordnung völlig zerstört werden, thermische Ionisierung von Fehlstellen ist möglich;

- eine Variation des Basismaterials: die innere Tunnelbarriere wird modifiziert, insbesondere ist durch ein Material mit niedriger Austrittsarbeit an der Grenzfläche Metall-EuS die Komplikation durch die Ionisation der 4f-Zustände zu vermeiden;
- eine Variation des Chalkogenids: bei Verwendung von EuO, EuSe, EuTe wird die Bandlücke verändert und die Lage der 4f-Zustände verschoben (vergl. Tabelle 1);
- Messungen der Polarisation nach Energieselektion mit hoher Energieauflösung: eine Einbeziehung magnetischer Eigenschaften in die Untersuchungen wird ermöglicht; dazu geeignete einfache Polarisationsdetektoren mit großer Nachweisempfindlichkeit sind in Entwicklung (Erbudak und Müller 1981);
- zeitaufgelöste Messungen der Energieverteilung: Schalteigenschaften des Emissionsstroms können untersucht werden;
- Absättigen von Oberflächenzuständen durch Adsorption geeigneter Gase: Oberflächenzustände des EuS können gezielter untersucht werden;
- Beleuchtung der Spitze mit einem Laser (Photo-Feldemission): energetisch tiefer liegende Zustände können untersucht werden, eine Zuordnung gemessener Intensitätsmaxima zu elektronischen Zuständen wird erleichtert;
- ein Studium des EuS in Sandwichanordnungen: der Kontakt Metall-EuS ist unter definierten Potentialbedingungen direkt zugänglich, Eigenschaften der Akkumulationsschicht und der äußeren Barriere sind absepariert.

Orchester *Pianissimo*:

Wolkenzug und Nebelflor
Erhellen sich von oben.
Luft im Laub und Wind im Rohr,
Und alles ist zerstoben.

Mich drängt's, den Grundtext aufzuschlagen...

9. LITERATURVERZEICHNIS

- Adams E.N. (1957). Phys. Rev. 107, 698
- Adler D. (1972). "Amorphous Semiconductors",
CRC Monoscience Series, Butterworth, London
- Adler D., Henisch H.K., Mott N.F. (1978).
Rev. Mod. Phys. 50, 209
- Ahn, K.J., Shafer M.W. (1971). IEEE Trans. Magn., 394
- Ardenne, M. von (1956). "Tabellen zur angewandten Physik",
Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin
- Arthur J.R. (1965). J. Appl. Phys. 36, 3221
- Baskin L.M., Lvov O.I., Fursey G.N. (1971).
Phys. stat. sol. (b) 47, 49
- Baskin L.M., Lvov O.I., Fursey G.N. (1977).
Phys. stat. sol. (a) 42, 757
- Bayer E., Zinn W. (1971). Z. Angew. Physik 32, 83
- Berkner D.D. (1975). Phys. Lett. 54A, 396
- Børgesen P., Behrisch R., Scherzer B.M.U. (1980).
Europhysics Conference, Nucl. Phys. 7th Div.Conf.
on "Nuclear Physics Methods in Mat. Research",
Darmstadt
- Burgess R.F., Kroemer H., Houston J.M. (1953).
Phys. Rev. 90, 515
- Busch G., Junod P., Risi M., Vogt O. (1962).
Proc. Int. Conf. on Semiconductors, Exeter, 727
- Busch G., Fischer T. (1963). Phys. Kondens. Materie 1, 367
- Busch G., Junod P., Wachter P. (1964). Phys. Lett. 12, 11
- Callaway J. (1964). "Energy Band Theory",
Academic Press, New York, 276
- Cho S.J. (1967). Phys. Rev. 157, 632

- Cho S.J. (1970). Phys. Rev. B1, 4589
- Chu W.K., Mayer J.W., Nicolet M.A. (1978).
"Backscattering Spectrometry", Academic Press,
New York
- Clark H.E. (1971). Doktorarbeit, American University,
Washington D.C.
- Cutler P.H., Nagy D. (1964). Surface Sci. 3, 71
- Delchar T. A., Ehrlich G. (1965). J. Chem. Phys. 42, 2686
- Drechsler M., Henkel E. (1954). Z. Angew. Physik 6, 341
- Drechsler M. (1978). Nova Acta Leopoldina, Suppl.
"Tagung Physik und Chemie der Kristalloberfläche",
Halle
- Drechsler M. (1977). Proc. 7th Intern. Vac. Congr. and
3rd Int. Conf. Solid Surfaces, Wien, 2131
- Duke C.B., Alferieff M.E. (1967). J. Chem. Phys. 46, 923
- Duke C.B. (1969). "Solid State Physics: Tunneling in Solids",
Academic Press, New York and London
- Duke C.B., Fauchier J. (1972). Surface Sci. 32, 175
- Dyke W.P., Dolan W.W. (1956). "Advances in Electronics and
Electron Physics", 8, 89 (Academic Press, New York)
- Eastman D.E., Holtzberg F., Methfessel S. (1969).
Phys. Rev. Lett. 23, 226
- Eckertová L. (1966). Phys. stat. sol. 18, 3
- Eckstein W. (1970). "Polarisationseffekte bei der elastischen
Elektronenstreuung", interner Bericht
IPP 7/1, Institut für Plasmaphysik, Garching
- Erbudak M., Müller N. (1981). Appl. Phys. Lett. 38, 575
- Ermrich W. (1965). Philips Res. Rep. 20, 94
- Ermrich W., van Oostrom A. (1967). Solid State Commun. 5, 471
- Espe W. (1961). "Werkstoffkunde der Hochvakuum Technik",
Band III, VEB, Deutscher Verlag der Wissenschaften,
Berlin

- Evans B., Swanson L., Bell S. (1968). Surface Sci. 11, 1
- Everhart T.E. (1967). J. Appl. Phys. 38, 4944
- Feuchtwang T.E., Cutler P.H. (1976). Phys. Rev. B 14, 5237
- Feuchtwang T.E., Leipold W.C., Martino R.C. (1977).
Surface Sci. 64, 109
- Fischer R., Neumann H. (1966). Fortschritte d. Physik 14, 603
- Fitting H.J. (1980). Exp. Technik der Physik 28, 321
- Fowler R.H., Nordheim L.W. (1928). Proc. Roy. Soc. Lond.
A119, 173
- Franz W. (1956). In: "Encyclopedia of Physics" 17,
Hrsg. S. Flügge (Springer, Berlin), 205
- Fritzsche H., Ovshinsky S.R. (1970). J. Non-Crystalline Solids
2, 393
- Fröhlich H. (1939). Proc. Roy. Soc. (London) 172, 94
- Fröhlich H., Pines (1963). In: "Polarons and Excitons",
C.G. Kuper und G.D. Whitfield, Eds.,
Plenum Press, Inc., New York
- Fröhlich H., Mott N.F. (1939). Proc. Roy. Soc. 171, 496
- Gadzuk J.W. (1969). Phys. Rev. 182, 416
- Gadzuk J.W. (1970). Phys. Rev. 81, 2110
- Gadzuk J.W. (1971). J. Vacuum Sci. Technol. 9, 591
- Gadzuk J.W., Plummer E.W. (1971). Phys. Rev. B3, 2125
- Gadzuk J.W., Plummer E.W. (1973). Rev. Mod. Phys. 45, 487
- Gomer R. (1961). "Field Emission and Field Ionization",
Harvard University Press, Cambridge, Massachusetts
- Gomer R. (1974). "Electron Spectroscopy of chemisorption on
metals", Advances in Chemical Physics 27,
Prigogine, I. and Rice, S., Eds., John Wiley & Sons,
New York, 104
- Good R.H., Müller E.W. (1956). In: "Handbuch der Physik XXI",
Springer Verlag, Berlin

- Goodenough J.B. (1963). "Magnetism and the Chemical Bond" 149,
New York, J. Wiley
- Griessen R.M., Landolt M., Ott H.R. (1971).
Solid State Commun. 9, 2219
- Güntherodt G. (1974). Phys. cond. Matter 18, 37
- McGuire T.R., Argyle B.E., Shafer M.W., Smart J.S. (1962).
Appl. Phys. Lett. 1, 17
- Haas C. (1968). Phys. Rev. 168, 531
- Henisch H.K. (1969). Sci. Am. 221, 30
- Heywang W. (1981). Physikalische Blätter 37, 152
- Houten S. van (1962). Phys. Rev. Lett. 2, 215
- Hrach R., Eckertová L. (1965). 3rd Czech. Conf. on Electr.
and Vac. Phys. Trans. Academia Prag, 293
- Hrach R. (1968). Czech. J. Phys. B18, 1591
- Hrach R. (1971). Czech. J. Phys. B21, 1287
- Hughes O.H., White P.M. (1969). Phys. stat. sol. 33, 309
- Kasuya T. (1970). J. Appl. Phys. 41, 1090
- Kessler J. (1976). "Polarized Electrons", Springer Verlag,
Berlin, Heidelberg, New York
- Kisker E., Mahan A.H., Reihl B. (1977). Physics Letters, 62A
- Kisker E., Baum G., Mahan A.H., Rath W., Reihl B. (1978).
Phys. Rev. B18
- Klipping G., Vanselow R. (1967). Z. Phys. Chem. 53, 195
- Kneer G., Zinn W. (1969). Z. angew. Phys. 26, 152
- Kneschaurek P., Kamgar A., Koch J.F. (1976). Phys. Rev. 14, 1610
- Krisement O. (1976). J. Magn. Mat. 3, 7
- Kuhlmann E., Kisker E. (1980). Phys. Rev. Lett. 45, 207
- Kurtin S., McGill T.C., Mead C.A. (1969). Phys. Rev. Lett. 22, 1433
- Kuyatt C.E., Plummer E.W. (1972). Rev. Sci. Instrum. 43, 108

- Lea C., Gomer R. (1971). J. Chem. Phys. 54, 3349
- Leipold W.C., Feuchtwang T.E. (1974). Phys. Rev. B10, 2195
- Leipold W.C., Feuchtwang T.E. (1975). Surface Sci. 50, 1
- Levine J.D. und Mark P. (1966). Phys. Rev. 144, 751
- Llacer J. und Garwin E.L. (1969). J. Appl. Phys. 40, 2766
- Mead C.A. (1966). Solid State Electr. 9, 1023
- Meier F., Zürcher P., Kaldis E. (1979). Phys. Rev. B19
- Menzel D., Gomer R. (1964). J. Chem. Phys. 41, 3311
- Methfessel S. (1965). Z. Angew. Physik 18, 414
- Methfessel S., Mattis D.C. (1968). In: "Handbuch der Physik" 18,
Hrsg. S. Flügge, Springer Verlag 1
- Mileshkina N.V., Sokolskaya I.L. (1963). Fiz. Tverd. Tela 5, 2501
- Millikan R.A., Eyring C.F., Mackeown S.S. (1928).
Phys. Rev. 31, 900
- Modinos A. (1974). Surface Sci. 42, 205
- Modinos A. (1967). Brit. J. Appl. Phys. 18, 531
- Modinos A. (1968). Surface Sci. 9, 1459
- Modinos A. (1973). Surface Sci. 42, 205
- Molnar S. von (1970). IBM J. Res. Develop. 14, 269
- Molnar S. von, Kasuya T. (1970). Proc. Int. Conf. Physics of
Semiconductors, Cambridge, Mass., 233
- Mott N.F. (1969). Contemp. Phys. 10, 125
- Mott N.F. (1975). Philos. Mag. 32, 159
- Müller E.W. (1937). Z. Phys. 106, 541
- Müller E.W. (1949). Z. F. Physik 126, 642
- Müller N., Eckstein W., Heiland W., Zinn W. (1972).
Phys. Rev. Letters 29, 1651

- Neumann H. (1967). Ann. Physik 19, 270
- Nicolaou N., Modinos A. (1971). J. Phys. C4, 2859
- Nicolaou N., Modinos A. (1976). Surface Sci. 60, 527
- Nolting W. (1977). Phys. stat. sol. (b) 79, 573
- Nolting W. (1978). J. Phys. C11, 1427
- Nolting W. (1979a). Phys. stat. sol. (b) 96, 11
- Nolting W. (1979 b). J. Phys. C12, 3033
- Nolting W. (1979 c). Phys. stat. sol. (b) 96, 11
- Nolting W., Reihl B. (1979). J. Magnetism magnetic Mater. 10, 1
- Nolting W. und Olés A.M. (1980 a). Solid State Commun. 33, 961
- Nolting W. und Olés A.M. (1980 b). J. Phys. C13, 823
- Nolting W. und Olés A.M. (1980 c). J. Magn. & Magn. Mater. 20, 195
- Nolting W. (1981). Erscheint in Phys. Rev. B
- Nordheim L.W. (1928). Proc. Roy. Soc. Lond. A121, 626
- Nowicki R. (1967). Surface Sci. 8, 357
- Oliver M.R., Dimmock J.O., McWhorter A.L., Reed T.B. (1970).
Phys. Rev. B5, 1078
- Oostrom A. van (1966). Philips Res. Rep. Suppl. 11, 102
- Oppenheimer J.R. (1928). Phys. Rev. 31, 66
- Pelmore J.M., Chapman C.J.S., Walls J.M. Summers G.G.,
Southworth H.N. (1976). Rev. Sci. Instr. 9, 96
- Penn D.R., Plummer E.W. (1974). Phys. Rev. B9, 1216
- Petrich G., Molnar S. von, Penney T. (1971). Phys. Rev. Lett.
26, 885
- Politzer B., Cutler P.H. (1970). Surface Sci. 22, 277
- Politzer B., Cutler P.H. (1972). Phys. Rev. Lett. 28, 1330
- Reihl B. (1977). Diplomarbeit, Universität Bielefeld
- Rihon N. (1978). Surface Sci. 70, 92

- Roth T.A. (1974). J. Appl. Phys. 45, 4771
- Rys F., Helman J.S., Baltensperger W. (1967).
Phys. Kondens. Materie 6, 105
- Salmon L.T.J., Braun E. (1973). Phys. stat. sol. (a) 16, 527
- Savoie E.D. und Anderson D.E. (1967). J. Appl. Phys. 38, 3245
- Seiwatz R., Green M. (1958). J. Appl. Phys. 29, 1034
- Smoes S., Drowart J., Welter J.M. (1977). J. Chem. Thermo-
dynamics 9, 275
- Schlegel A., Wachter P. (1973). Solid State Commun. 13, 1865
- Schoenes J., Nolting W. (1978). J. Appl. Phys. 49, 1466
- Schoenes J., Wachter P. (1974). Phys. Rev. B9, 3097
- Schrieffer J.R. (1957). In: "Semiconductor Surface Physics",
Univ. of Pennsylvania Press, Philadelphia
- Shafer M.W., Torrance J.B., Penney T. (1972).
Magnetism and Magnetic Materials 1971,
AIP Conference Proceedings No. 5, 840
- Shapira Y. (1974). Proc. Int. Conf. on Magnetism and Magnetic
Materials, Vol. VI, 5
- Sheperd W.B., Peria W.T. (1973). Surface Sci. 38, 461
- Smoluchowski R. (1941). Phys. Rev. 60, 661
- Somorjai G.A., Lester J.E. (1965). J. Chem. Phys. 43, 1450
- Stern F. (1972). Phys. Rev. B5, 4891
- Stratton R. (1955). Proc. Phys. Soc. B68, 746
- Stratton R. (1962). Phys. Rev. 125, 67
- Stratton R. (1964). Phys. Rev. 135 A, 794
- Swanson L.W., Crouser L.C. (1966a). Phys. Rev. Lett. 16, 389
- Swanson L.W., Crouser L.C., Charbonnier F.M. (1966b).
Phys. Rev. 151, 327
- Swanson L.W., Crouser L.C. (1967). Phys. Rev. 163, 622
- Swanson L.W., Strayer R. (1968). J. Chem. Phys. 48, 2421

- Swanson L.W., Crouser L.C. (1969). In: "The Structure and Chemistry of Solid Surfaces", Hrsg. G.A. Somorjai, Wiley, New York
- Swanson L.W. (1974). "A Field Emission Study of Europium Sulfide on Tungsten", unveröffentlicht.
- Sze S.M., Crowell C.R., Kahng D. (1964).
J. Appl. Phys. 35, 2534
- Sze, S.M. (1969). "Physics of Semiconductor Devices", Wiley-Interscience, New York, 370
- Taglauer E., Heiland W. (1976). Appl. Phys. 9, 261
- Thompson W.A., Holtzberg F., McGuire T.R., Petrich G. (1972).
AIP Conf. Proc. 5, 827
- Thorner K.K., McGill T.C., Mead C.A. (1967).
J. Appl. Phys. 3, 2384
- Torrance J.B., Shafer M.W., McGuire T.R. (1972).
Phys. Rev. Lett. 29, 1168
- Tsong T.T. (1979). Surface Sci. 81, 28
- Tsubokawa I. (1960). J. Phys. Soc. Japan 15, 1664
- Ulbrich (1981). Persönliche Mitteilung
- Vernickel H. (1968). Labornotiz Nr. 66, IPP Garching
- Wachter P. (1964). Helv. Phys. Acta 37, 637
- Wachter P. (1969). Habilitationsschrift, Bücherei ETH Zürich
- Wachter P. (1971). Z. angew. Phys. 32, 171
- Wachter P. (1972 a). CRC Critical Reviews in Solid State Sciences 3, 189
- Wachter P. (1972 b). Phys. Lett. A41, 391
- Wachter P. (1973). In: "Amorphous Magnetism", herausgegeben von H.O. Hooper und A.M. de Graaf, Plenum Press, New York, 133
- Wachter P. (1978). Physics Reports 44, 3, 159
- Wachter P. (1979). In: "Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths", North-Holland Publishing Company, 507

White G.K., Woods S.B. (1957). Con. J. Phys. 35, 663

Workowski C.J. (1976). Acta Phys. Pol. A49, 699

Young R.D., Kuyatt C.E. (1968). Rev. Sci. Instrum. 39, 1477

Zener C. (1934). Proc. R. Soc. A145, 523

Geneigter Leser!

Der erste Dank gebührt Ihnen, der Sie bis hierher durchgehalten haben. Oder beginnen Sie die Lektüre etwa erst an dieser Stelle?

Eine Feldemissionsarbeit fordert von allen Beteiligten Geduld: vom Doktoranden, weil ständig Spitzen reißen und ihn wirre Spektren überschwemmen, von seinen Betreuern, weil der Eleve nie ein Ende findet. Allen, die trotzdem die Hoffnung nicht aufgegeben haben, gilt mein besonderer Dank.

Am Geheimen Rat von Goethe ist der Einblick zu bewundern, den der alte Herr in das Wesen der Feldemission gehabt haben muß!

Herr Professor Menzel kennt die Not eines FEM-Experimentators aus eigener Erfahrung. Für sein Verständnis, sein geduldiges Interesse und seine nützliche Kritik möchte ich ihm meinen herzlichsten Dank aussprechen.

Diese Arbeit wurde am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik durchgeführt und begonnen, als Herr Dr. Vernickel dem Projekt PWW vorstand. Er war um das Wohl eines Doktoranden stets bemüht und hat von seinem reichen FEM-Erfahrungsschatz bereitwillig mitgeteilt. Seinem Thronfolger, Herrn Dr. Behrisch, sei für die verschwenderische Mischung von Zuckerbrot und Peitsche freundlichst gedankt.

Herrn Dr. Eckstein danke ich für seine Bereitschaft, das Unverständliche zu diskutieren. Es ist sein Verdienst, das Experiment immer wieder erfolgreich im Sonderforschungsbereich vertreten zu haben.

Ein besonders herzlicher Dank gilt zwei Freunden, die aus manchem Tief geholfen haben. Herr Dr. Müller kennt die Tücke des Objekts wie kein anderer. Er war bei allen Problemen mit Rat und Tat kompetent zur Stelle. Er wußte zu motivieren, wo kaum noch Hoffnung war. Nach seinem Umzug ins Westfälische hat er weder Zeit noch Reisen gescheut, um nützliche Diskussionen zu ermöglichen. Seine kritischen Anmerkungen sind dankbar und nur gelegentlich mit Murren aufgenommen worden. Frau Müller war stets besorgt, daß neben dem Geist der Leib nicht zu kurz kam.

Ein zweiter kritischer Leser war Herr Dr. von Seefeld, immer unzufrieden mit umständlichen Formulierungen, genüßlich auf der Suche nach Stilblüten - ein leidenschaftlicher Gegner schmückender Adjektive. Er versteht es, so schöne Sätze zu formulieren, daß die Physik fast völlig auf der Strecke bleibt.

Den Herren Professor Gomer und Professor Wachter bin ich für inspirierende Diskussionen verpflichtet. Es war erfrischend zu entdecken, daß auch dem Spezialisten dieses System nicht geheuer ist. Herr Dr. Schulte wirkte klärend an der inneren Barriere und Herr Professor Nolting hat viel Zeit geopfert, mir seine Multibandtheorie ans Herz zu legen.

Ohne das versierte Können und das Geschick der Herren Ottenberger - mein Gott, Walter ! - Graf und Nagleder hätte die Vollendung dieser Arbeit wahrscheinlich 20 Jahre auf sich warten lassen. Das Anpunkten der Potentialdrähte kostete Herrn Nagleder manchen Nerv, Herrn Dr. Bauer - den Peter - nicht minder.

Wenn Untersuchungen des EuS mit Methoden nötig wurden, die man außerdem in der Abteilung meistert, kam Unterstützung im Überfluß. So danke ich Herrn Dr. Staib und Herrn Kukral, wie auch Herrn Schuster und Fräulein Hirschinger, deren Handfertigkeit unter dem Schirm der Verantwortung des Herrn Dr. Taglauer ein Lob für sich rechtfertigt. Während Herr Schmidl den Strahl fokussierte, unterwies mich das Peterl in Theorie und Praxis der Rückstreuung. Sogar Herr Børgesen kam eigens aus Dänemark herunter, um mit viel Aufwand zu errechnen, daß auf die bekannte Stöchiometrie des EuS durchaus Verlaß ist.

Bei so gestrecktem Aufenthalt in einer Abteilung ist schließlich jeder helfend mit der Arbeit verwoben. Deshalb gilt mein ausdrücklicher Dank all denen, die anonym, aber zuverlässig in der Kulisse gearbeitet haben.

Bedankt sollen auch sein alle ehemaligen und gebliebenen Jünger des Projekts Datenerfassung. Ihre Geduld mit den Problemen eines süchtigen Computerneulings kann nicht genügend unterstrichen werden. Die zweihundert gelöschten Spektren habe ich ihnen verziehen - sie hätten sowieso nur zur Verwirrung beigetragen.

Frau Sombach danke ich für ihre rasche und sorgfältige Zeichenarbeit, den Damen der Bildstelle für fleckenfreie Abzüge und den Schwestern des ärztlichen Dienstes für die Wahl der richtigen Pille, aber auch für ihren Zuspruch bei gelegentlicher Mutlosigkeit.

Doch was nützt - summa summarum - ein Produkt so umfassender Hilfsbereitschaft, wenn man es nicht lesen kann! Frau Kraus, erfahren im Klären vollgekratzter Zettel, hat sich auch diesmal bewährt. Begleitet von ungebrochener Freundlichkeit wurde dieser letzte Schliff geleistet. Bedenken Sie, geneigter Leser, wie umständlich sich ins Reine spricht, was nicht verstanden ist, um zu schätzen, welche Ausdauer der Übertrag ins Leserliche fordert. Und ging sie in verdiente Ferien, stand mir Frau Daube fingerfertig zur Seite. Als sie nach Italien fuhr, war guter Rat teuer. Aber dann klapperte es wieder hinter der bewußten Tür und eigenartig war, wie sich die Atmosphäre verdüsterte, denn flurauf flurab hieß es plötzlich, der Charlie finde aus dem Sekretariat nicht mehr heraus, weil er Fräulein Seuß nicht traue, seinen Schwanengesang nicht außer Aufsicht lassen könne ...

Nun, jeder ist frei zu denken, was er mag. Ich vermute, es war nur der Neid dieser Trödler, die ewig schreiben und niemals fertig werden.

Mit schuldigster Verpflichtung empfiehlt sich Ihnen

Ihr ergebener

Karl GHe

