

## Kapitel 3

# Theoretische Grundlagen der Photoemission

Um geeignete Materialien in Bauelementen wie Solarzellen, Detektoren oder integrierten Schaltkreisen verwenden zu können, muss ihre elektronische und strukturelle Charakteristik bekannt sein. Dazu gehören ebenfalls die Transporteigenschaften des Materials. Die Bestimmung der elektronischen Bandstruktur ist hierzu eines der wichtigsten Hilfsmittel.

Eine leistungsfähige Methode, die direkte Zustandsdichte und die impulsaufgelöste Energiebandstruktur zu bestimmen, ist die Photoelektronenspektroskopie. Im Rahmen dieser Diplomarbeit findet insbesondere die winkelaufgelöste Photoelektronenspektroskopie oder ARPES<sup>1</sup> Anwendung. Im Folgenden werden ihre physikalischen Grundlagen erläutert.

### 3.1 Messprinzip der Photoelektronenspektroskopie

Die Photoelektronenspektroskopie basiert auf dem so genannten äußeren Photoeffekt. Dieses physikalische Phänomen wurde bereits 1887 von H. Hertz [14] und 1888 von W. Hallwachs [15] entdeckt und untersucht. Die richtige Deutung erfolgte durch A. Einstein im Jahre 1905 ([16], Nobelpreis 1921). Der Effekt wird durch die folgende Formel beschrieben:

$$E_{kin}^{max} = h\nu - \Phi. \quad (3.1)$$

Sie gibt die maximale kinetische Energie  $E_{kin}^{max}$  an, mit der Elektronen bei Anregung mit Strahlung der Energie  $h\nu$  aus einem Metall austreten. Hier ist  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum,  $\nu$  die Frequenz des ionisierenden Photons und  $\Phi$  die Austrittsarbeit des angeregten Materials.

Abhängig von der Energie der anregenden Photonen spricht man in der Photoelektronenspektroskopie von UPS<sup>2</sup> oder XPS<sup>3</sup>, wobei UPS Photonenenergien im UV-Bereich (10 bis 100 eV) bezeichnet und XPS Photonen im Röntgenbereich ( $> 1000$  eV). Auf Grund ihrer höheren Energie werden durch XPS auch Rumpfelektronen angeregt. In Abhängigkeit der chemischen Umgebung zeigen XPS-Spektren Unterschiede in den Bindungsenergien eines Rumpf-

---

<sup>1</sup>ARPES - Angle Resolved Photo Electron Spectroscopy

<sup>2</sup>UPS - Ultraviolet Photoemission Spectroscopy, UV-Photoemission

<sup>3</sup>XPS - X-Ray Photoemission Spectroscopy, Röntgenphotoemission

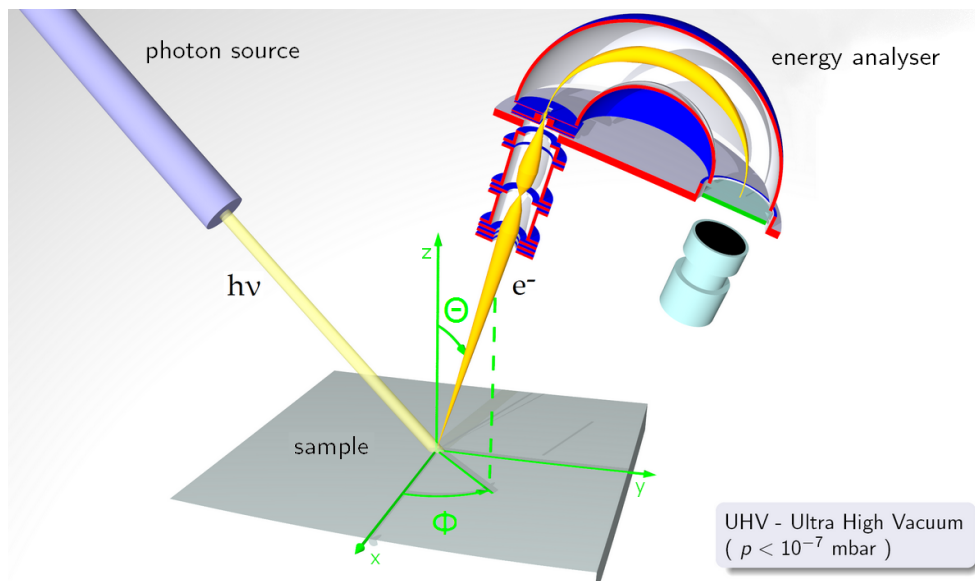


Abbildung 3.1: Messprinzip der winkelaufgelösten Photoemission. Als Photonenquelle kann ein Synchrotron dienen. Als Energieanalysator ist der Schnitt durch einen aktuellen Scienta dargestellt.

elektrons. In vielen Fällen kann aus der Form der Spektren Aufschluss über den Valenzzustand eines Elementes gegeben werden. Diese chemische Analyse ist unter der Bezeichnung ECSA (Electron Spectroscopy for Chemical Analysis) bekannt.

Demgegenüber werden in UPS nur Valenzelektronen und Elektronen aus hochgelegten Rumpfniveaus angeregt. UPS eignet sich daher zur Untersuchung der Valenzbandstruktur von Halbleitern. In ARPES werden die emittierten Elektronen winkel- und energieaufgelöst detektiert. Das Prinzip wird in Abbildung 3.1 verdeutlicht.

## 3.2 Das Drei-Stufen-Modell

Es gibt eine Vielzahl erfolgreicher theoretischer Beschreibungen des Photoemissionsprozesses. In der Praxis hat sich das anschauliche Drei-Stufen-Modell [17] durchgesetzt. Im Einteilchenbild gliedert sich der Prozess damit in die folgenden drei unabhängigen Schritte [18]:

- Absorption des Photons und Anregung eines Elektrons aus einem Anfangszustand im Valenzband in einen Endzustand im Leitungsband
- Transport des angeregten Elektrons zur Oberfläche des Festkörpers
- Austritt des Elektrons durch die Oberfläche ins Vakuum

Die einzelnen Schritte dieses Modells werden im Folgenden einzeln beschrieben.

### Schritt 1: Anregung des Elektrons

Der erste Schritt beschreibt die Photoionisation. Lokal wird ein Photon absorbiert und ein Elektron angeregt. Dieser Prozess lässt sich mit der zeitabhängigen Störungstheorie erklären [19].

Die Übergangsrate  $T_{f \rightarrow i}$  für ein Elektron von einem Anfangszustand  $|\Phi_i\rangle$  mit einer Anfangsenergie  $E_i$  in einen Endzustand  $|\Phi_f\rangle$  mit der Energie  $E_f$  ist durch Fermis Goldene Regel gegeben:

$$T_{f \rightarrow i} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \Phi_f | H_{WW} | \Phi_i \rangle|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega) \quad (3.2)$$

Hierbei bezeichnet  $\hbar\omega$  die Energie des Photons. Die Wechselwirkung zwischen Elektron und Photon wird durch den Hamiltonoperator  $H_{WW}$  beschrieben. In Coulomb-Eichung und linearer Näherung lautet dieser

$$H_{WW} = \frac{e}{2mc} \vec{A} \cdot \vec{p} \quad (3.3)$$

Das Vektorpotential der einfallenden elektromagnetischen Strahlung ist durch  $\vec{A}$  gegeben und beinhaltet Eigenschaften wie Frequenz, Phase und Polarisierung.  $\vec{p}$  ist der quantenmechanische Impulsoperator  $\vec{p} = -i\hbar\nabla$ . Die Energieerhaltung fordert, dass nur Übergänge vorkommen, die der Relation  $E_f = E_i + \hbar\omega$  genügen. Diese Bedingung wird in Formel 3.2 durch die  $\delta$ -Funktion berücksichtigt.

Es seien die Wellenvektoren des Anfangs- und Endzustandes mit  $\vec{k}_i$  und  $\vec{k}_f$  gegeben. Der Photonenimpuls kann bei den geringen Anregungsenergien von ARPES gegenüber dem Elektronenimpuls vernachlässigt werden. Wir erhalten daher wellenvektorerhaltende direkte Übergänge. Die Impulserhaltung lautet somit:

$$\vec{k}_i = \vec{k}_f = \vec{k} \quad (3.4)$$

Die Übergangswahrscheinlichkeit wird im wesentlichen durch das Betragsquadrat des Übergangsmatrixelementes in Gleichung 3.2 bestimmt. Dieses hängt sowohl vom Anfangszustand  $|\Phi_i\rangle$  als auch vom Endzustand  $|\Phi_f\rangle$  ab. In der Photoemission wird daher eine Kombination aus beiden Zustandsdichten gemessen.

## Schritt 2: Transport des angeregten Elektrons zur Oberfläche

Die Photonen dringen mehrere 100 Å in den Festkörper ein und regen Elektronen an. Beim Transport zur Oberfläche verlieren einige Elektronen durch inelastische Stöße kinetische Energie. Dabei geht die Information über den Anfangszustand verloren. Die mittlere freie Weglänge der Elektronen in Abhängigkeit von ihrer kinetischen Energie ist in Abbildung 3.3 gezeigt. Diese „universelle Kurve“ ergibt sich aus Messungen, die an verschiedenen Materialien durchgeführt wurden. Die eingetragenen Messpunkte verdeutlichen, dass die mittlere freie Weglänge weitgehend unabhängig vom Material ist.

Aus der Abbildung ist ersichtlich, dass die mittlere freie Weglänge bei den in UPS üblichen Anregungsenergien nur einige Angström beträgt. Damit ist der Transport zur Oberfläche der limitierende Schritt der PES und begründet seine Oberflächensensitivität. Messungen der Photoemission repräsentieren nur die obersten Atomschichten. Sie erfordern ein gutes Vakuum, um eine Bedeckung der Oberfläche mit Fremdatomen zu verhindern. Weiterhin werden besondere Anforderungen gestellt, um zuvor eine geeignete Oberfläche zu erhalten.

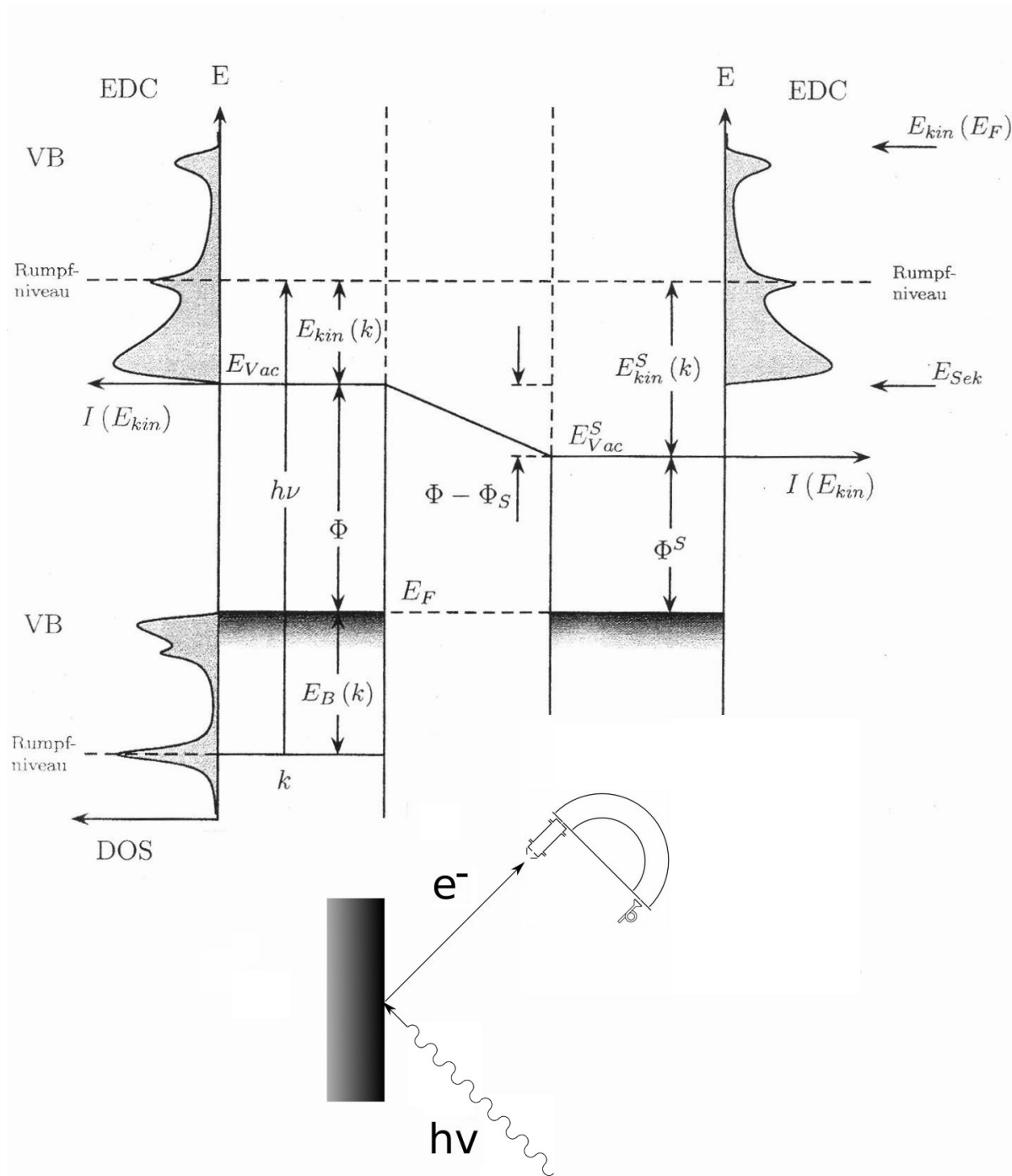


Abbildung 3.2: Photoemissionsprozess und zugehörige Energieverhältnisse für Probe und Analysator. Die einzelnen Energien werden im Text erläutert.

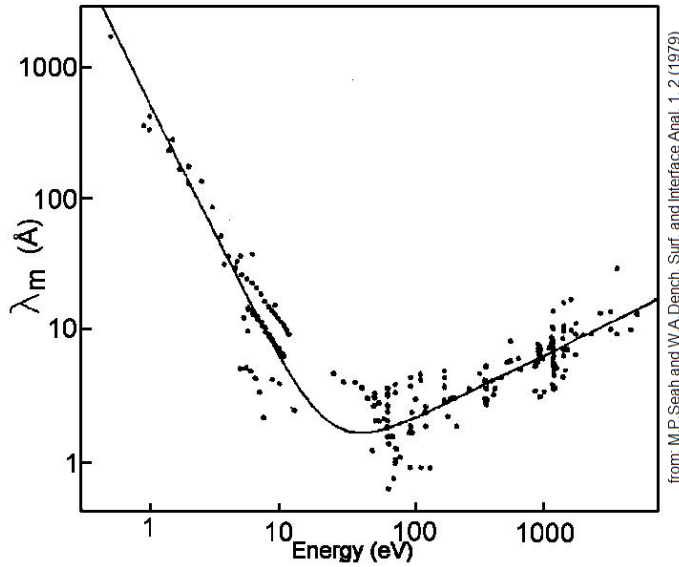


Abbildung 3.3: Energieabhängige mittlere freie Weglänge von Elektronen im Festkörper [20].

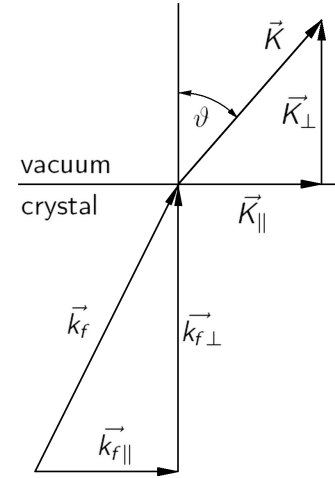


Abbildung 3.4: Brechung der Elektronen an der Kristalloberfläche.  $\vec{K}$  Wellenvektor im Vakuum,  $\vec{k}_f$  Wellenvektor des Endzustandes im Kristall

Der dominierende Stoßprozess ist die Elektron-Elektron Streuung. Durch diesen Prozess wird ein Spektrum von niederenergetischen Sekundärelektronen generiert, die später im Photoemissionsspektrum sichtbar sind (siehe Abbildung 3.2). Die Elektron-Phonon Wechselwirkung hat nur bei sehr geringen Energien eine Bedeutung [18].

### Schritt 3: Durchtritt des Elektrons vom Festkörper ins Vakuum

Der dritte Schritt ist mit einer Brechung verbunden. Wir können das angeregte Elektron innerhalb des Kristalls als quasi-frei betrachten. Die Energie-Impuls-Beziehung für den Endzustand  $\vec{k}_f$  vor dem Durchtritt durch die Oberfläche lautet daher

$$E_f = \frac{\hbar^2}{2m_e} \vec{k}_f^2 \quad (3.5)$$

Der Wellenvektor  $\vec{k}_f$  zerlegt sich in seine Anteile  $\vec{k}_{f\parallel}$  parallel zur Probenoberfläche und  $\vec{k}_{f\perp}$  senkrecht zur Oberfläche (siehe Abbildung 3.4). Aufgrund der Translationsinvarianz bleibt die parallele Komponente beim Durchtritt bis auf einen reziproken Gittervektor oder Oberflächen-gittervektor  $\vec{g}_{\parallel}$  erhalten:

$$\vec{K}_{\parallel} = \vec{k}_{f\parallel} + \vec{g}_{\parallel}$$

Die Addition eines solchen reziproken Gittervektors bezeichnet man als *Umklappprozess*. Betrachten wir die Emission unter einem Winkel  $\vartheta$  zur Probennormalen und vernachlässigen Umklappprozesse (d. h.  $\vec{g}_{\parallel} = 0$ ), so erhalten wir für die Parallelkomponente des Wellenvektors:

$$\vec{k}_{f\parallel} = \vec{K}_{\parallel} = \sqrt{\frac{2m}{\hbar}} E_{kin} \sin \vartheta \quad (3.6)$$

Die senkrechte Komponente bleibt nicht erhalten, da das Kristallpotential  $V_0$  außerhalb des Festkörpers nicht vorhanden ist. Dies führt zu einer Verkürzung der senkrechten Komponente. Dennoch können wir über sie eine Aussage machen, wenn wir als Endzustände freie Elektronenparabeln annehmen. Die kinetische Energie ist dann wie folgt gegeben:

$$E_{kin} = \frac{\hbar^2}{2m} (\vec{k}_f + \vec{G})^2 - |V_0| \quad (3.7)$$

Die reziproken Volumengittervektoren  $\vec{G}$  repräsentieren die jeweiligen Elektronenparabeln. Der Wellenvektor  $\vec{k}_f$  lässt sich in seine Komponenten  $\vec{k}_f = \vec{k}_{f\parallel} + \vec{k}_{f\perp}$  zerlegen. Das Ergebnis von Gleichung (3.6) kann in diesen Ansatz eingesetzt werden. In senkrechter Emission ( $\vartheta = 0$ ) erhalten wir:

$$k_{f\perp} = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (E_{kin} + |V_0|) - \vec{G}_{\parallel}^2} - G_{\perp} \quad (3.8)$$

Hier wurde der Volumengittervektor  $\vec{G}$  in seine Komponenten zerlegt. Jedoch kann  $\vec{G}_{\parallel}$  auch ein reziproker Oberflächengittervektor sein. Aufgrund der Impulserhaltung (3.4) kann so aus (3.6) und (3.8) die gemessene Zustandsdichte einem bestimmten Punkt in der Brillouin-Zone zugeordnet werden. Durch ein systematisches Abrastern des  $k$ -Raumes kann auf diese Weise die Bandstruktur  $E(\vec{k}_{\perp}, \vec{k}_{\parallel}) = E(\vec{k})$  bestimmt werden. In der Praxis erfolgt dies entlang hochsymmetrischer Richtungen.

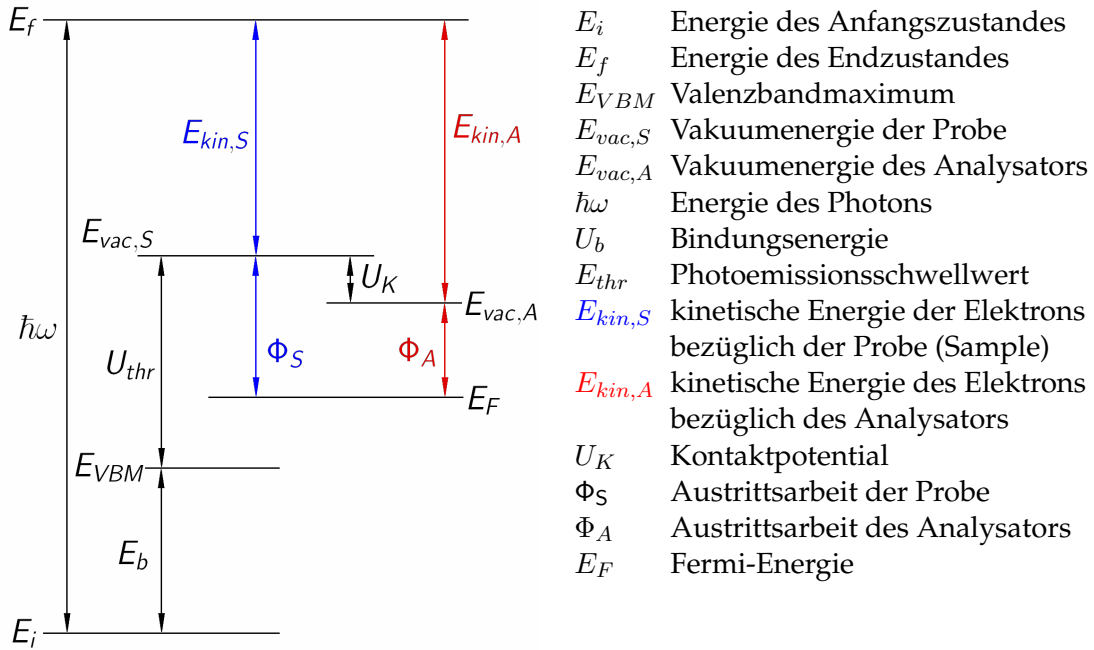


Abbildung 3.5: Energieniveauschema für die Photoemission an Probe und Analysator

Aus der kinetischen Energie der emittierten Elektronen lassen sich Informationen über die Bindungsenergien im Kristall erhalten. Ist die Energie  $U_{thr}$  des Photoemissionsschwellwertes bekannt, so kann die Bindungsenergie bezüglich des Valenzbandmaximums durch folgende Formel bestimmt werden:

$$E_b = E_{kin} + |U_{thr}| - h\nu \quad (3.9)$$

Hier muss zwischen der kinetischen Energie bezüglich der Probe  $E_{kin,S}$  und bezüglich des Analysators  $E_{kin,A}$  unterschieden werden. Die relativen Energieverhältnisse sind in Abbildung 3.5 noch einmal gesondert dargestellt. Der Unterschied zwischen den beiden kinetischen Energien entspricht dem Kontaktpotential  $U_K$ . Es ergibt sich aus der Differenz der Austrittsarbeiten von Probe und Analysator

$$E_{kin,S} = E_{kin,A} - U_K \quad (3.10)$$

In den Gleichungen (3.6), (3.8) und (3.9) bezeichnet  $E_{kin}$  die kinetische Energie bezüglich der Probe. Letzten Endes wird die kinetische Energie jedoch im Analysator bestimmt. Die maximal gemessene kinetische Energie hängt damit nur von der Energie der anregenden Photonen und der Austrittsarbeit des Analysators ab - siehe auch die eingangs erwähnte Formel (3.1). Im Falle eines untersuchten Metalls entspricht diese der Fermi-Energie. Somit ist die gemessene energetische Lage der Fermi-Kante *unabhängig* von der Austrittsarbeit der Probe.

Dieser spezielle Umstand des elektrostatischen Elektronenanalysators wird z. B. in der Untersuchung von HTSCs<sup>4</sup> genutzt. Es werden die Spektren einer Probe aufgenommen, die von besonderem Interesse sind. Anschließend wird die Probe an einer speziellen Stelle der Vakuumkammer mit amorphen Gold bedampft. Danach wird die Fermi-Kante der so präparierten Oberfläche gemessen. Dies dient als Referenzpunkt für Bindungsenergien. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden die gemessenen Spektren ebenfalls auf die Fermi-Energie bezogen, deren Lage mit einer amorphen Goldprobe bestimmt wurde.

Außerdem ist es möglich, auf diese Weise die Austrittsarbeit der untersuchten Probe selbst zu bestimmen. Die bestimmte Fermi-Energie ist bei jeder Messung an derselben Stelle, weil das gesamte Spektrum beim Eintritt in den Analysator verschoben wird. Der Betrag der Verschiebung ist durch die Kontaktspannung gegeben (Abbildung 3.5). Die meisten Analysatoren sind innen mit Graphit beschichtet, welches eine geringe Austrittsarbeit von 4,14 eV besitzt. Die minimale kinetische Energie der Sekundärelektronen beim Austritt aus der Probe beträgt 0 eV. Diese Kante wird ebenfalls um die Kontaktspannung  $U_K$  verschoben. Aus der mit dem Analysator bestimmten niederenergetischen Grenze der Sekundärelektronen kann damit die Austrittsarbeit der Probe bestimmt werden.

### 3.3 Auswertung der Messdaten und Spektren

#### 3.3.1 Konstanter Untergrund

Die zur Detektion der Elektronen eingesetzten elektronischen Bauelemente (u. a. Channeltron, Operationsverstärker) besitzen ein charakteristisches Eigenrauschen. Dieses Rauschen verursacht einen energieunabhängigen konstanten Untergrund  $I_B$ . Betrachten wir die Intensität  $I_i$  an einem Messpunkt oder Kanal  $i$ . Dieser Wert  $I_i$  kann der Intensität bei einer bestimmten Energie  $I(E)$  zugeordnet werden. Diese Intensität sollte bei kinetischen Energien oberhalb der Fermi-Energie Null betragen. Damit lässt sich der konstante Untergrund  $I_B$  bestimmen und von den Messdaten abziehen [21]:

<sup>4</sup>HTSC - High Temperature SupraConductor, Hochtemperatursupraleiter oder High- $T_C$ -Supraleiter

$$I'_i = I_i - I_B \quad (3.11)$$

In den letzten Jahrzehnten sind große Fortschritte in der Technologie der Detektoren sowie ihrer Elektronik gemacht worden. Oftmals besitzen sie eine Einstellmöglichkeit für die Rauschunterdrückung [19]. So kann dieser Anpassungsschritt heute meist entfallen.

### 3.3.2 Subtraktion des inelastischen Untergrundes

Insbesondere bei Anregung durch die He-Gasentladungslampe ist das gemessene Spektrum von einem deutlichen inelastischen Untergrund überlagert (siehe Abbildung 3.6 im Vergleich zu Abbildung 7.4). Ein wichtiger Unterschied ist die Größe des Fokus, in dem die Anregung erfolgt. An der BUS<sup>5</sup>-Beamline liegt der Durchmesser des bestrahlten Fleckes im Bereich von 100  $\mu\text{m}$ . Das ermöglicht bei empfindlichen Proben ein „Abrastern“ der Oberfläche [23]. Demgegenüber regen die Photonen der He-Lampe HIS 13 trotz Fokussierspiegel einen Bereich von ca. 1mm Durchmesser an [19].

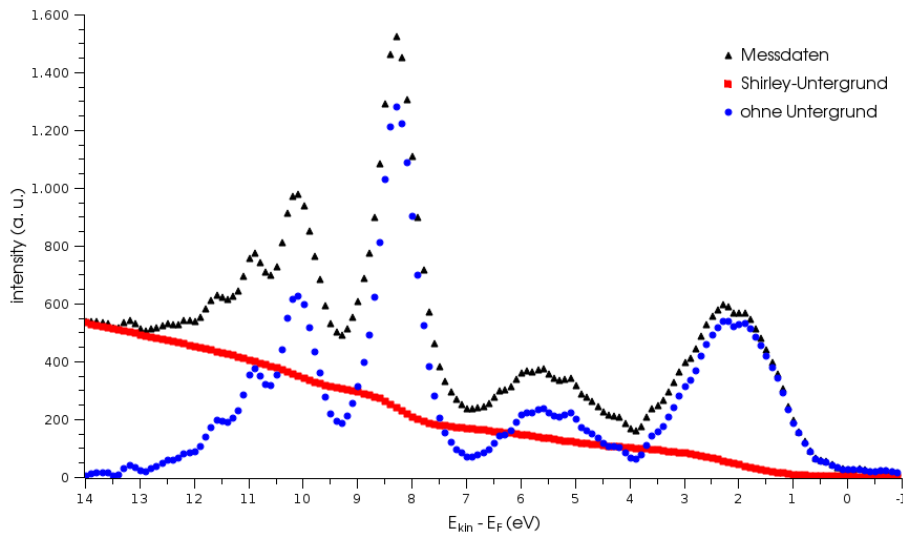


Abbildung 3.6: Valenzbandspektrum von HgCdTe mit inelastischem Untergrund, berechnetem Untergrundsignal und dem Spektrum ohne Untergrund.

Wir betrachten wieder die Intensität  $I'_i$  an einem Messpunkt  $i$ . Zur Korrektur der inelastischen Streuung wird von der Intensität  $I'_i$  ein Betrag abgezogen, der proportional zur integrierten Intensität des Valenzbandspektrums bei höheren Energien  $E > E(i)$  ist. Die korrigierte Intensität  $I''_i$  ergibt sich daher wie folgt:

$$I''_i = I'_i - I''_0 \left( \sum_{k>i} I'_k / \sum_{k>0} I'_k \right) \quad (3.12)$$

Die Intensität  $I'_0$  in Kanal 0 steht für eine Energie unterhalb des Valenzbandes und wurde mit  $I''_0 = I'_{i_{max}}$  festgelegt.

<sup>5</sup>BUS - Berliner Universitäts Strahlrohr, XUV-Beamline bei BESSY, siehe Abschnitt 4.4



### 3.3.3 Glättung der Spektren nach Savitzky-Golay

Wie jedes andere analoge Signal sind die gemessenen Intensitäten mit einem statistischen Fehler behaftet, der sich in einem Rauschen des Messsignals äußert. Dieses lässt sich selbstverständlich durch eine Erhöhung der Statistik verringern. Damit ist aber auch ein Anstieg der nötigen Messzeit verbunden; der möglichen Zählrate sind Grenzen gesetzt. In der Praxis muss ein Kompromiss zwischen akzeptabler Messzeit und hoher Zählrate gefunden werden.

Die Spektren der Photoemission werden meist mit sehr hoher Auflösung aufgenommen, so dass die einzelnen Werte von Datenpunkt zu Datenpunkt nur wenig variieren. Diese sind mit einem Rauschen überlagert. Für diese Art Daten eignet sich der Glättungsalgorithmus nach Savitzky-Golay [24] sehr gut. Hierbei ergibt sich der geglättete Wert  $I'_i$  eines Messpunktes aus der gewichteten Mittelung über seine Nachbarwerte:

$$I'_i = \sum_{n=-n_L}^{n_R} c_n I_{i+n} \quad (3.13)$$

Die Mittelung im Intervall  $k \in [i - n_L, i + n_R]$  soll gerade dem Wert des Least-Square-Polynomfits durch die Punkte  $I_k$  am Punkt  $I_i$  entsprechen, die Koeffizienten  $c_n$  werden entsprechend gewählt. Zur Auswertung der Spektren wurde die Software Origin 7.5 verwendet [25]. Sie bietet einen eingebauten Algorithmus zur Datenglättung nach Savitzky-Golay. Er fand bei den ausgewerteten Spektren Anwendung.

## 3.4 Trennung von Oberflächen und Volumenbandstruktur

Im Allgemeinen interessiert bei Photoemissionsmessungen die elektronische Struktur des Volumens. Bedingt durch die starke Oberflächensensitivität dieser Messmethode spielen energetische Zustände der Oberfläche in den gemessenen Spektren eine große Rolle. Die Wellenfunktion dieser Zustände fällt auf beiden Seiten der Oberfläche exponentiell ab. Im Fall einer Entartung mit Volumenzuständen fällt sie im Kristall nur auf einen endlichen Wert ab, man spricht von einer Oberflächenresonanz.

Der Ursprung dieser abweichenden Zustände liegt in der abweichenden Bindungsstruktur der Oberfläche. Dazu zählen sogenannte 'dangling bonds' - freie Valenzen - sowie Brückenbindungen ('bridge bonds') und Rückbindungen ('back bonds'). Oberflächenabgeleitete Zustände besitzen einige Eigenschaften, die sie von Volumenzuständen unterscheiden. In der folgenden Liste sind einige aufgeführt [7]. Dabei ermöglicht ein einzelner Punkt allein keine eindeutige Zuordnung [11]. Vielmehr sollten immer mehrere dieser Kriterien erfüllt sein:

- Die energetische Lage von Oberflächenzuständen ist unabhängig von der Photonenenergie. Bei einer Messung in normaler Emission (auch:  $k_{\perp}$ -Messung,  $k_{\parallel} = 0$ ) zeigen sie keine Dispersion.
- Ihre Periodizität ist an die Oberflächen-Brillouin-Zone gekoppelt. Sie zeigen daher ein anderes Dispersionsverhalten bezüglich  $k_{\parallel}$ .
- Oberflächenzustände liegen teilweise in einer Energielücke des Volumens. Oberflächenresonanzen fallen dagegen mit Volumenzuständen zusammen.

- Oberflächenzustände reagieren empfindlich auf Adsorbate. Sie verschwinden vielfach bei Adsorption von weniger als einer Monolage.
- Volumenzustände können häufig durch den Vergleich mit Volumenbandstrukturechnungen identifiziert werden.
- Wenn ebenso Bandstrukturechnungen für die Oberfläche vorliegen, kann ein Vergleich weitere Hinweise auf Oberflächenzustände liefern.
- Teilweise besitzen Oberflächenzustände Orbitalcharakter. Durch gezielte Variation des Übergangsmatrixelementes oder der Symmetrieeigenschaften in Abhängigkeit vom Azimutalwinkel kann dieser Charakter untersucht werden.

## Kapitel 4

# Experimentelles

Alle Photoemissionsmessungen wurden mit der hochauflösenden AR65-Anlage durchgeführt. Sie ist transportabel gestaltet, daher konnten Messungen sowohl im Labor mit einer He-Lampe als auch bei BESSY an einem Synchrotronmessplatz durchgeführt werden.

### 4.1 Die Photoemissionsanlage AR65

Die UHV-Anlage AR65 wurde in unserer Arbeitsgruppe bis 1999 aufgebaut [26], um hochauflösende Messungen am neu gebauten Synchrotron BESSY II zu ermöglichen [27]. Die 750kg schwere Anlage wurde kompakt und fahrbar aufgebaut, damit an verschiedenen Beamlines oder auch im Labor gemessen werden kann. Sie besteht aus einer Hauptkammer, in der die eigentlichen Messungen durchgeführt werden, und einer Einschleuskammer.

In Kapitel 2 wurde die hohe Oberflächensensitivität der Photoemission erläutert. Weitere Aspekte HgCdTe betreffend werden in Kapitel 6 erörtert. Um diesen hohen Anforderungen gerecht zu werden, ist die Hauptkammer mit einer Vielzahl unterschiedlicher Pumpen verbunden. Diese laufen an der Pumpkammer zusammen, dort findet auch die Druckmessung statt. Die Pumpkammer ist über ein 200mm-Pumprohr von 1 Meter Länge mit der Messkammer verbunden. Auf diese Weise sollen störende Einflüsse der Pumpsysteme und des Druckmesskopfes auf die Photoemissionsmessung minimiert werden. Insbesondere magnetische Streufelder der Ionengetterpumpe könnten das Messergebnis beeinflussen.

An die Pumpkammer sind eine 500l-Turbomolekularpumpe, eine 500l-Ionengetterpumpe, eine 1200l-Titansublimationspumpe sowie eine 1500l-Kryopumpe angeschlossen. Die angegebenen Pumpleistungen pro Sekunde beziehen sich mit Ausnahme der TSP (hier H<sub>2</sub>) auf Stickstoff. Mit ihnen kann am Pumpenkreuz ein Druck von  $p = 1.3 \cdot 10^{-10} \text{ mbar}$  erreicht werden (2007), ohne Kryopumpe werden noch  $p = 3 \cdot 10^{-10} \text{ mbar}$  erreicht. Der entsprechende Druck in der Hauptkammer liegt um den Faktor 2 höher [26]. Die Druckmessung der IGP unterschreitet im ersteren Fall ihren Grenzbereich von  $6.4 \cdot 10^{-11} \text{ mbar}$  und zeigt `low pressure . . .` an.

Um störende Magnetfelder (wie auch das Erdmagnetfeld) vom Messort fernzuhalten, ist die Messkammer innen mit einer Abschirmung aus  $\mu$ -Metall versehen. Dadurch können äußere Magnetfelder auf 0,5 % reduziert werden.

Die winkelaufgelöste Untersuchung der emittierten Photonen erfolgt mit dem Photoelek-