

Anhang

A.1 Parallelisierung der Elektronen im Flugzeit-Spektrometer

Das verwendete Flugzeit-Spektrometer arbeitet nach dem Prinzip der magnetischen Flasche [1]. Im Unterschied zu anderen Flugzeitspektrometern werden unter verschiedenen Winkeln aus der Probe tretende Elektronen durch ein inhomogenes Magnetfeld parallelisiert. Die Magnetfeldlinien verlaufen parallel zur Längsachse des Flugrohrs und der Oberflächen-Normalen der Probe. Wird ein Elektron unter dem Winkel θ_i zur Oberflächen-Normalen emittiert, so beschreibt es eine Schraubenlinie um die Feldrichtung. Die Kreisfrequenz der Bewegung ist

$$\omega_i = \frac{e}{m} B_i \quad (\text{A.1})$$

e und m sind die Ladung und die Masse des Elektrons. Der Bahnradius ist

$$r_i = v \sin \theta_i / \omega_i \quad (\text{A.2})$$

und der Drehimpuls

$$l_i = \frac{m^2 v^2 \sin^2 \theta_i}{e B_i} \quad (\text{A.3})$$

wobei v die Geschwindigkeit des Elektrons ist. Ist die Änderung des Magnetfeldes adiabatisch, das heißt die Feldänderung, die das Elektron bei einem Umlauf verspürt, ist vernachlässigbar, so ist der Drehimpuls eine Erhaltungsgröße und für das Verhältnis zwischen dem Anfangs- und Endwinkel der Schraubenbewegung gilt

$$\frac{\sin \theta_f}{\sin \theta_i} = \sqrt{\frac{B_f}{B_i}} \quad (\text{A.4})$$

Bei einem Verhältnis der Magnetfeldstärken $B_f/B_i = 1/1000$ kann - theoretisch - ein Elektron, das unter dem Anfangswinkel $\theta_i = 90^\circ$ (parallel zur Oberfläche) emittiert wird, einen Endwinkel $\theta_f = 1.8^\circ$ besitzen.

A.2 Kalibrierung des Flugzeit-Spektrometers

Die Kalibrierung des Spektrometers erfolgte durch Variation des zwischen der HOPG-Probe und dem Flugrohr anliegenden Potentials. Für die verschiedenen Potentialwerte werden jeweils Flugzeitspektren aufgenommen. Das ganze Spektrum verschiebt sich mit zunehmendem Potential zu kürzeren Flugzeiten. Die Verschiebung ist quantifizierbar durch Analyse eines Spektren-Charakteristikums, in diesem Fall des Intensitätsmaximums. An die so erhaltenen Werte wird folgende Funktion angepaßt:

$$T_e = T_0 + \frac{L}{\sqrt{2(E + E_0)/m_e}} \quad (\text{A.5})$$

Als freie Parameter enthält diese Funktion den Zeitnullpunkt T_0 , die Flugstrecke L und die Energie E_0 der Elektronen. Der Zeitnullpunkt T_0 beinhaltet alle Verzögerungen, die

nicht von der Energie der Photoelektronen abhängen, wie z. B. die Dauer der Signalaufnahme und –verarbeitung. T_e bezeichnet das gemessene Flugzeitende, so daß die energieabhängige Flugzeit $T = T_e - T_0$ beträgt. E ist die Energie der Elektronen, m_e

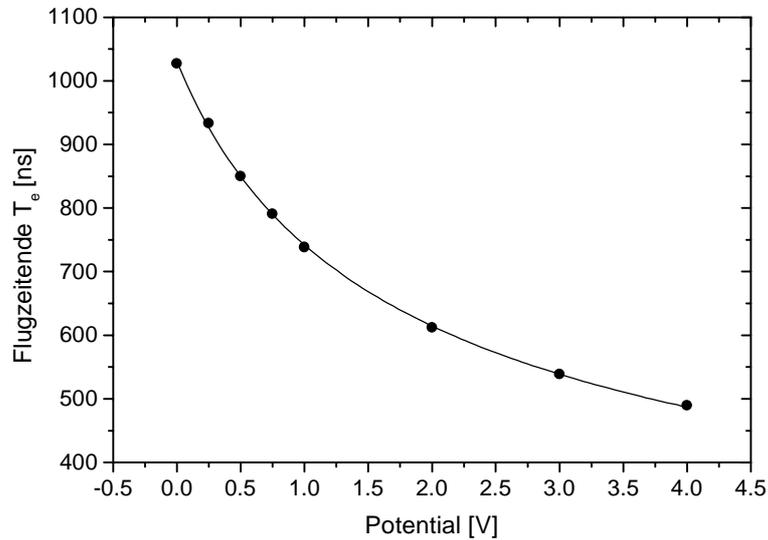


Abb. A-1: Dargestellt ist das gemessenen Flugzeitende T_e in Abhängigkeit von dem zwischen Probe und Spektrometer anliegendem Potential (schwarze Punkte). Die durchgezogene Linie stellt die an die Meßwerte angepaßte Funktion gemäß Gl. (A.5) dar, die als freie Parameter den Zeitnullpunkt T_0 , die Flugstrecke L und die Energie E_0 der Elektronen enthält.

ihre Masse. **Abb. A-1** zeigt die aufgenommenen Meßwerte und als durchgezogene Linie die angepaßte Funktion gemäß Gl. (A.5).

Das Ergebnis der Kalibrierung ergibt folgende Werte:

Flugstrecke	$L = 579 \text{ mm}$
Zeitnullpunkt	$T_0 = 49.3 \text{ ns}$
Energie	$E_0 = 0.99 \text{ eV}$

Die ermittelten Werte dienen der Umrechnung der gemessenen Flugzeit in die kinetische Energie der Photoelektronen:

$$E = \frac{1}{2} m \frac{L^2}{T^2} \quad (\text{A.6})$$

Beim Übergang vom Flugzeitspektrum dN/dT zum Energiespektrum dN/dE muß auch die Zählrate umgerechnet werden:

$$\frac{dN}{dE} = \frac{dN}{dT} \cdot \left| \frac{dT}{dE} \right| = \frac{dN}{dT} \cdot \frac{T^3}{m L^2} \quad (\text{A.7})$$

A.3 Energiebilanz der Photoelektronen

Die Energiebilanz der emittierten Photoelektronen beträgt für die Elektronen, die vom Fermi-Niveau aus zwei-photonisch angeregt werden [2]

$$E_{\text{kin,max}} = 2h\nu + V_A - \Phi_{\text{Spek}} \quad (\text{A.8})$$

V_A bezeichnet eine eventuell anliegende Abzugsspannung zwischen Probe und Spektrometer. Φ_{Spek} ist die Austrittsarbeit des Spektrometers. Die Bilanz für die Elektronen mit der geringsten kinetischen Energie lautet

$$E_{\text{kin,min}} = \Phi_{\text{Probe}} - \Phi_{\text{Spek}} + V_A \quad (\text{A.9})$$

Φ_{Probe} ist die Austrittsarbeit der Probe. Für den Fall, daß Φ_{Probe} kleiner als Φ_{Spek} ist, ist es notwendig, die Abzugsspannung anzulegen, um das gesamte Spektrum messen zu können. **Abb. A-2** zeigt ein schematisches Energie-Diagramm für die Zwei-Photonen-Photoemission bei unterschiedlicher Austrittsarbeit von Probe und Spektrometer. Das Kontaktpotential U_{Kp} entspricht der Differenz zwischen Φ_{Probe} und Φ_{Spek} .

Aus der spektralen Breite

$$E_{\text{kin,max}} - E_{\text{kin,min}} = 2h\nu - \Phi_{\text{Probe}} \quad (\text{A.10})$$

läßt sich die Austrittsarbeit der Probe bestimmen. Die Gleichungen (A.8) und (A.10) gelten allerdings nur, wenn die Probe am Fermi-Niveau eine genügend große Zustandsdichte besitzt. HOPG besitzt am Fermi-Niveau eine geringe Zustandsdichte.

Zur Bestimmung der energetischen Lage des Fermi-niveaus wurde durch Messungen mit einer höheren Silber-Bedeckung durchgeführt. In **Abb. A-3** ist das 2PPE-Spektrum an 0.16 ML Ag₃/HOPG im Vergleich zu einem HOPG-Spektrum abgebildet. Auf der adsorbatbedeckten Probe haben sich durch eine vorübergehende Temperaturerhöhung auf Raumtemperatur bereits Ag-Nanopartikel gebildet. Beide Spektren sind bei 100 K aufgenommen worden. Durch die logarithmische Darstellung ist die verschwindende Zustandsdichte von HOPG am Fermi-niveau gut zu sehen. An der adsorbatbedeckten Probe ist dagegen eine deutliche Kante zu sehen, die zu 2.4 ± 0.1 eV bestimmt wurde. Die Bestimmung der Austrittsarbeit der Probe gemäß Gl. (A.10) liefert für die adsorbatbedeckte Probe $\Phi_{\text{Probe}} = 4.0 \pm 0.1$ eV. Dieser Wert liegt im Rahmen der Fehlergrenze sehr nahe an dem Literaturwert für den Ag-Festkörper von $\Phi_{\text{Ag}} = 4.15$ eV (40 K) [3].

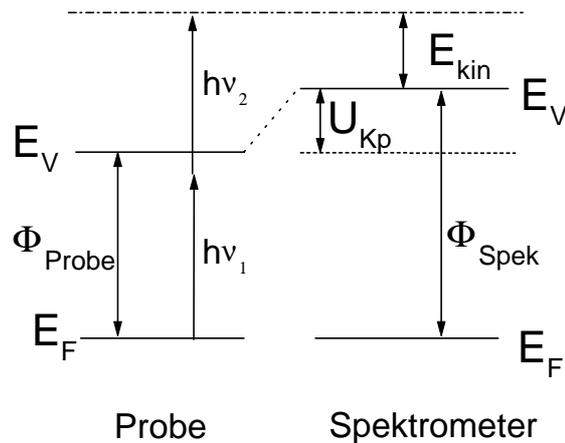


Abb. A-2: Schematisches Energie-Diagramm für die 2PPE, wenn gilt: $\Phi_{\text{Probe}} < \Phi_{\text{Spek}}$. Das Kontaktpotential U_{Kp} zwischen Probe und Spektrometer behindert die Messung des gesamten Spektrums. Daher ist es notwendig, eine Abzugsspannung anzulegen.

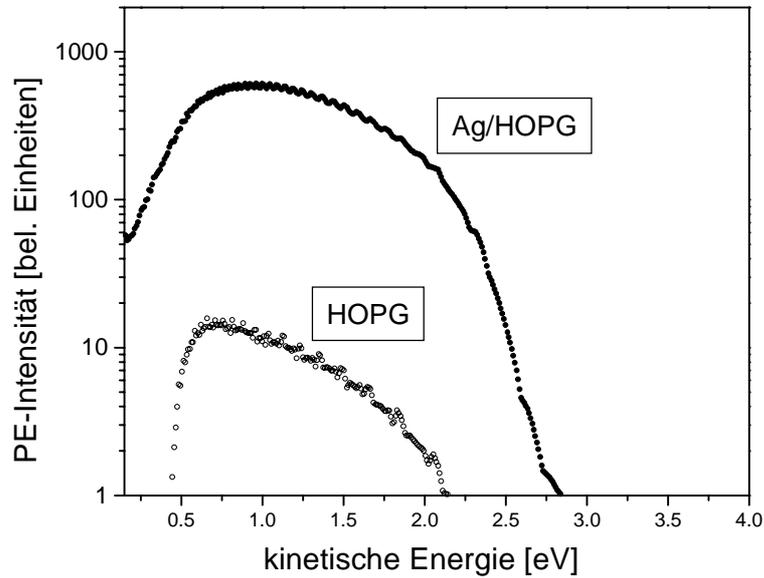


Abb. A-3: Das 2PPE-Spektrum von 0.16 ML Ag₃/HOPG im Vergleich zu einem HOPG-Spektrum. Auf der adsorbatbedeckten Probe haben sich durch eine vorübergehende Temperaturerhöhung auf Raumtemperatur bereits Ag-Nanopartikel gebildet. Beide Spektren sind bei 100 K aufgenommen worden. Durch die logarithmische Darstellung ist die verschwindende Zustandsdichte von HOPG am Ferminiveau gut zu sehen. An der adsorbatbedeckten Probe ist dagegen eine deutliche Kante zu erkennen.

A.4 Auflösungsvermögen des Spektrometers

Die Abschätzung des Auflösungsvermögens erfolgt gemäß

$$\Delta E = 2E \sqrt{\frac{\Delta L^2}{L^2} + \frac{\Delta T^2}{T^2}} \quad (\text{A.11})$$

Der Term $\Delta T^2 = \Delta T_1^2 + \Delta T_2^2 + \Delta T_3^2 + \Delta T_4^2$ besteht aus allen Fehlern, die in die Bestimmung der Flugzeit eingehen können:

- Breite der Flugzeitverteilung aufgrund der unterschiedlichen Winkelverteilung der Elektronen [1] $\Delta T_1/T = 0.17 \%$
- Fehler in der Bestimmung des Zeitnullpunktes T_0 $\Delta T_2/T_0 = 1 \%$
- Gemessene Signalbreite nach der Doppelkegelauskopplung [4] $\Delta T_3 = 6 \text{ ns}$
- Minimale Kanalbreite des Vielkanalzählers $\Delta T_4 = 5 \text{ ns}$

Die Laserpulsdauer von 150 fs ist dagegen zu vernachlässigen. Für den Fehler bei der Bestimmung der Flugstrecke wurde ebenfalls ein Wert von $\Delta L/L = 1 \%$ angenommen.

Die Energieauflösung ΔE ist stark abhängig von der Energie der Elektronen. Für Elektronen mit der Energie 1 eV beträgt das berechnete Auflösungsvermögen 26 meV. Ist es erforderlich, eine Abzugsspannung an die Probe zu legen, um das gesamte Spektrum messen zu können, so ist für die Elektronenenergie von 2.2 eV das Auflösungsvermögen $\Delta E = 110 \text{ meV}$. Im Unterschied dazu beträgt ΔE für 2.2 eV-Elektronen ohne Abzugsspannung 67 meV.

A.5 Optische Korrelation

Die Korrelation zwischen den Feldamplituden ist gegeben durch die Korrelation 1. Ordnung [5,6]:

$$G_1(\tau) = \frac{\langle \mathbf{E}^*(t) \mathbf{E}(t+\tau) \rangle}{\langle \mathbf{E}^* \mathbf{E} \rangle} \quad (\text{A.12})$$

τ bezeichnet die Zeitverzögerung zwischen den Laserpulsen. Die Korrelation 2. Ordnung:

$$G_2(\tau) = \frac{\langle I(t) I(t+\tau) \rangle}{\langle I \rangle^2} \quad (\text{A.13})$$

mit
$$I(t) = \langle \mathbf{E}(t) \cdot \mathbf{E}^*(t) \rangle \quad (\text{A.14})$$

und
$$\mathbf{E} = E(t) e^{i(\omega t + \phi(t))} \quad (\text{A.15})$$

läßt sich zur Pulslängenbestimmung bei einem Zwei-Photonen-Photoemissionsexperiment benutzen, wenn die Relaxationszeit der heißen Elektronen vernachlässigbar kurz ist. Setzt man die Gln. (A.14) und (A.15) in Gl. (A.13) ein und berechnet $G_2(\tau)$ für die Grenzfälle $\tau = 0$ und $\tau \rightarrow \infty$, erhält man das „peak“ zu Untergrund Verhältnis des Signals. Wird die Messung mit interferometrischer Genauigkeit durchgeführt, so beträgt das Verhältnis 8:1, bei nichtinterferometrischer Genauigkeit liegt es bei 3:1.

Aus der FWHM der Intensitätsautokorrelation erhält man unter Annahme eines Gauß- oder sekanshyperbolikusförmigen Pulsprofils die Pulsbreite. Das Verhältnis der Autokorrelations- zur Pulsbreite $\Delta\tau/\Delta t$ beträgt 1.414 bzw. 1.543.

A.6 Quantenmechanische Behandlung der optischen Anregung von 2- und 3-Niveau-Systemen

Die folgenden Ausführungen stellen die grundlegenden Prozesse der optischen Anregung dar. Ein Vergleich mit den Experimenten zeigt, daß dieses Grundgerüst in vielen Fällen erweitert werden muß. So zeigte sich z. B. bei Zweifarben-2PPE Experimenten an einer Kupfer-Oberfläche [7], daß sich die Elektronenpopulation einer bestimmten Zwischenzustandsenergie nicht alleine durch die optischen Blochgleichungen beschreiben läßt. Zusätzlich zu den dorthin durch optische Anregung gelangten Elektronen erfolgt eine kaskadenartige Bevölkering durch Sekundärelektronen aus höherenergetischen Niveaus.

A.6.1 Ideales 2-Niveau-System ohne Relaxation

Der Zustand eines Quantensystems mit zwei Energieniveaus, das durch Einschalten eines elektromagnetischen Feldes zum Zeitpunkt $t = 0$ gestört wird, wird durch die Wellenfunktion Ψ beschrieben, die die zeitabhängige Schrödingergleichung erfüllt:

$$i\hbar \frac{d\Psi}{dt} = H\Psi \quad (\text{A.16})$$

Der Hamilton-Operator H besteht aus dem ungestörten Hamilton-Operator H_0 und dem Störoperator H' , der die Wechselwirkung zwischen dem System und der elektromagnetischen Welle beschreibt:

$$H = H_0 + H' \quad (\text{A.17})$$

Die Wellenfunktionen Ψ_1 und Ψ_2 seien die ungestörten Eigenfunktionen zum Hamilton-Operator mit den Eigenwerten E_1 und E_2 . Das elektromagnetische Feld habe die Form

$$\mathbf{E}(t) = \epsilon \cos \omega t \quad (\text{A.18})$$

mit der Feldstärke ε und der Frequenz ω . Die Wellenfunktion Ψ läßt sich als Linearkombination der ungestörten Eigenfunktionen Ψ_1 und Ψ_2 darstellen:

$$\Psi = C_1(t)\Psi_1 e^{-i(E_1/\hbar)t} + C_2(t)\Psi_2 e^{-i(E_2/\hbar)t} \quad (\text{A.19})$$

Setzt man Gl. (A.19) in Gl. (A.16) ein, so erhält man für die zeitliche Entwicklung der Wahrscheinlichkeitsamplituden C_1 und C_2 :

$$i\hbar \frac{dC_1}{dt} = H'_{21} C_2 e^{-i\omega_0 t} \quad (\text{A.20})$$

$$i\hbar \frac{dC_2}{dt} = H'_{12} C_1 e^{+i\omega_0 t}$$

$\omega_0 = (E_2 - E_1)/\hbar$ ist die resonante Übergangsfrequenz und H'_{12} ist das Matrixelement des Störoperators, definiert durch:

$$H'_{12}(t) = \int \Psi_1^* H' \Psi_2 dq \quad (\text{A.21})$$

Bei einem durch Gl. (A.18) beschriebenen Feld hat die Wechselwirkungsenergie H'_{12} die Form:

$$H'_{12}(t) = -\mu_{12} \varepsilon \cos \omega t \quad \text{und} \quad H_{21}^* = H_{12} \quad (\text{A.22})$$

μ_{12} ist das Dipolmatrixelement. Unter der Annahme, daß die Lichtfrequenz ω nahe an der Übergangsfrequenz ω_0 liegt, so daß die Differenzfrequenz $|\Delta| = |\omega - \omega_0|$ sehr viel kleiner als die Feldfrequenz ist, können alle zeitabhängigen Terme durch die "Rotating wave approximation" vereinfacht werden [8,9]. Dann oszillieren die Wahrscheinlichkeitsamplituden nur mit der langsamen Frequenz Δ und man erhält für die Population $|C_2(t)|^2$ des oberen Niveaus [10]

$$|C_2(t)|^2 = \left[1 - (\Delta/\gamma)^2 \right] \sin^2(\gamma/2)t \quad (\text{A.23})$$

Mit der Rabi-Frequenz $\gamma = (\Delta^2 + \gamma_0^2)^{-1/2}$ und $\gamma_0 = \mu\epsilon/\hbar$ [11].

A.6.2 2-Niveau-System mit Besetzungs- und Phasenrelaxation

Ein reales 2-Niveau-Teilchen, das der Wechselwirkung mit seiner Umgebung ausgesetzt ist, unterliegt dem Zerfall seines angeregten Zustands. Die Besetzungsrelaxation des Niveaus zum Gleichgewichtszustand ist durch die longitudinale Relaxationszeit T_1 [12,13] gekennzeichnet. Der Zerfall der Kohärenz der Zustände wird durch die transversale Relaxationszeit T_2 beschrieben. In diesem Fall ist es günstiger, die Anregung des Quantensystems durch die Dichtematrixelemente

$$\rho_{ij}(t) = \langle C_i^*(t) C_j(t) \rangle \quad (\text{A.24})$$

zu beschreiben. Die Besetzungswahrscheinlichkeit des Zustands i entspricht dem entsprechenden Diagonalelement der Matrix $\rho_{ii}(t) = n_i(t)$. Die zeitliche Entwicklung der Population der beiden Niveaus ist

$$\frac{dn_1}{dt} = i\hbar\mathbf{E} (\mu_{12}\rho_{21} - \mu_{21}\rho_{12}) - \frac{1}{T_1} (n_1 - n_1^0) \quad (\text{A.25})$$

$$\frac{dn_2}{dt} = -i\hbar\mathbf{E} (\mu_{12}\rho_{21} - \mu_{21}\rho_{12}) - \frac{1}{T_1} (n_2 - n_2^0)$$

Die zeitliche Entwicklung hängt von den Nebendiagonalelementen $\rho_{12}(t)$ und $\rho_{21}(t)$ der Dichtematrix ab. Sie beschreiben die Polarisierbarkeit des 2-Niveau-Partikels, d. h. das Dipolmoment $\mathbf{P}(t)$, welches im Partikel durch das Licht induziert wird:

$$\mathbf{P}(t) = \mu_{12}\rho_{21} + \mu_{21}\rho_{12} \quad (\text{A.26})$$

Man erhält für die zeitliche Entwicklung der Nebendiagonalelemente:

$$\frac{d\rho_{12}}{dt} = i\omega_0\rho_{12} + \frac{i}{\hbar}\mathbf{E}\mu_{12}(n_2 - n_1) - \frac{1}{T_2}\rho_{12}$$

(A.27)

$$\frac{d\rho_{21}}{dt} = -i\omega_0\rho_{21} - \frac{i}{\hbar} \mathbf{E} \mu_{21} (n_2 - n_1) - \frac{1}{T_2} \rho_{21}$$

Die Gln. (A.25) und (A.27) werden als optische Bloch-Gleichungen bezeichnet. Sei $N(t) = n_2(t) - n_1(t)$ die Differenz der Besetzungswahrscheinlichkeit zwischen den beiden Niveaus und die mit der Frequenz des Lichtfeldes ω oszillierende Polarisation habe folgende Form:

$$\mathbf{P}(t) = \mathbf{e} P(t) \cos[\omega t + \varphi(t)] \quad (\text{A.28})$$

Dann erhält man mit der "rotating wave approximation" den folgenden Satz von Gleichungen:

$$\begin{aligned} \dot{N} + \frac{1}{T_1} (N - N_0) &= -\frac{1}{\hbar} P \epsilon \sin \varphi \\ \dot{P} + \frac{1}{T_2} P &= \gamma_0 \mu N \sin \varphi \\ (\omega - \omega_0) P &= \gamma_0 \mu N \cos \varphi \end{aligned} \quad (\text{A.29})$$

Ist die Wechselwirkung zwischen System und Laserfeld kohärent, so wird die Änderung der Niveau-Besetzung durch folgenden Näherungsausdruck beschrieben:

$$N = N_0 e^{-t/2T_2} \cos \gamma_0 t \quad (\text{A.30})$$

Im Grenzfall der inkohärenten Wechselwirkung hängt die Polarisation P des 2-Niveau-Systems stetig von der Lichtfeldamplitude ϵ ab:

$$P = \frac{\mu^2}{\hbar} \epsilon T_2 N \sin \varphi \quad (\text{A.31})$$

Mit dieser Näherung wird die Wechselwirkung des Systems mit dem Lichtfeld durch eine einfache Ratengleichung beschrieben:

$$\dot{N} + \frac{1}{T_1} (N - N_0) = -2\sigma(\omega) I N \quad (\text{A.32})$$

I ist die Strahlungsintensität in Photonen/cm². $\sigma(\omega)$ ist der Absorptionsquerschnitt für den Übergang zwischen Niveau 1 und 2 bei der Lichtfrequenz ω :

$$\sigma(\omega) = \sigma_0 \frac{(\Gamma/2)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (\text{A.33})$$

mit $\sigma_0 = \sigma(\omega = \omega_0)$ und $\Gamma = 1/T_2$. Das Lösen von Gl. (A.32) unter Beachtung der Beziehung $n_1 + n_2 = 1$ ergibt die Population der Niveaus n_1 und n_2 .

A.6.3 2-Photonen-Anregung

Betrachtet wird die Anregung eines hochliegenden Niveaus E_f durch einen 2-Photonen-Übergang betrachtet, wobei die Energie der 2 Photonen summiert wird:

$$\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 = E_f - E_i \quad (\text{A.34})$$

Solch eine Anregung kann mit oder ohne einen vorhandenen intermediären Zustand erfolgen. Das Lichtfeld sei eine Summe aus zwei Wellen mit den Frequenzen ω_1 und ω_2 und den Amplituden ε_1 und ε_2 . Die Wahrscheinlichkeit W_{if} , daß das System die 2 Photonen absorbiert und dadurch in den Zustand E_f angeregt wird, ist [5,14]:

$$W_{if} \propto \frac{\Gamma_{if} \varepsilon_1 \varepsilon_2}{(\omega_{if} - \omega_1 - \omega_2)^2 + (\Gamma_{if} / 2)^2} \left| \sum_k \frac{\mu_{ik} \mu_{kf}}{\omega_{ki} - \omega_1} + \frac{\mu_{ik} \mu_{kf}}{\omega_{ki} - \omega_2} \right|^2 \quad (\text{A.35})$$

Der erste Term gibt das spektrale Linienprofil des 2-Photonen Überganges und entspricht dem Linienprofil eines Einphotonen-Übergangs mit der Mittenfrequenz $\omega_{if} = \omega_1 + \omega_2$. Der zweite Faktor resultiert aus Störungsrechnung zweiter Ordnung und gibt die Wahrscheinlichkeit für den 2-Photonen Übergang als Quadrat einer Summe über die Produkte von Einphotonen-Übergangsdipolelemente, wobei die Summe über alle vom Zustand E_i aus erreichbaren Zwischenzustände geht.

Gemäß Fermi's goldener Regel ist im Fall eines Kontinuums von Endzuständen die Übergangsrate proportional zur Zustandsdichte der Endzustände. Entsprechend ist die Übergangsrate bei einer Zwei-Photonenanregung von Elektronen einer Festkörperoberfläche proportional zu den Zustandsdichten des Anfangs-, Zwischen- und Endzustands. Der Einfluß der verschiedenen Zustandsdichten auf das Photoemissionssignal läßt sich prinzipiell durch eine Variation der Photonenenergien untersuchen. Die Anzahl der tatsächlich photoemittierten Elektronen hängt noch von anderen Faktoren ab, wie z. B der mittleren freien Weglänge. Werden im ersten Schritt Sekundärelektronen erzeugt, so ist der entsprechende Teil des Photoelektronenspektrums durch die Kaskadenprozesse dominiert [2].

A.7 Weitere 2PPE-Spektren zu Kapitel 5.2.1

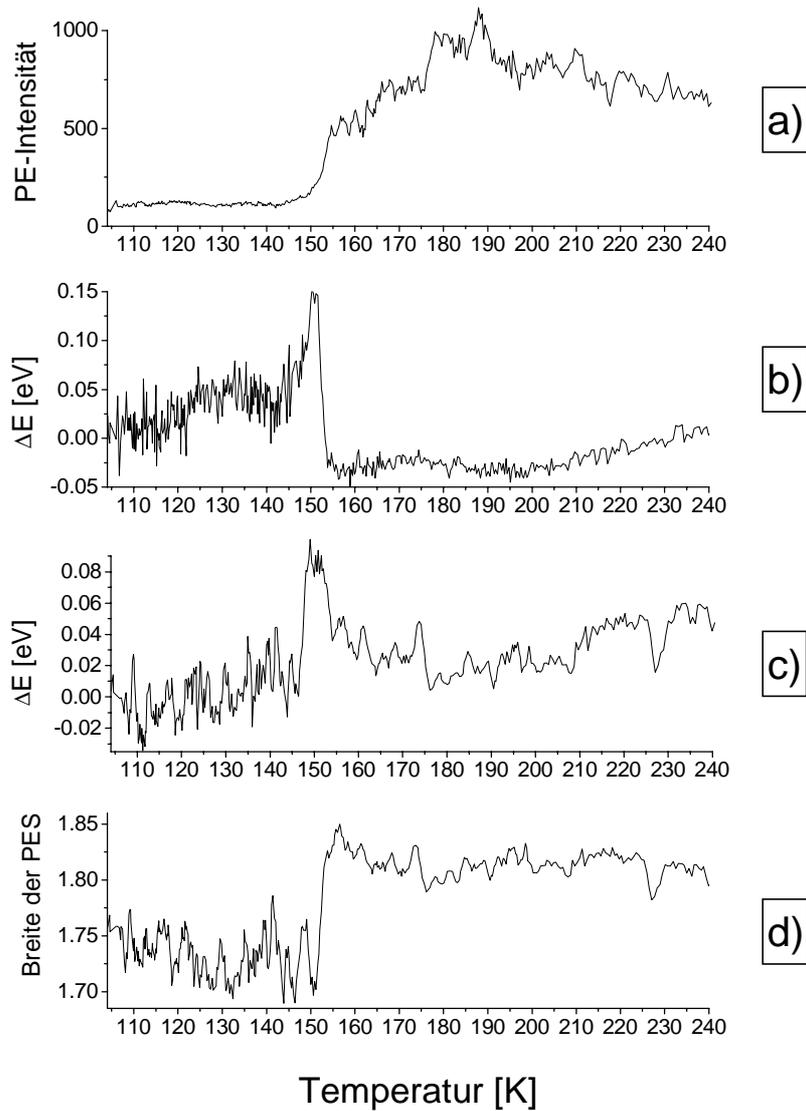


Abb. A-4: In **a)** ist die gemessene Photoelektronen-Intensität für Ag_4/HOPG , integriert über alle Photoelektronen-Energien, in Abhängigkeit von der gemessenen Substrat-Temperatur dargestellt. Die Depositionsenergie beträgt 3 eV. In **b)** und **c)** sind die Veränderungen von $E_{\text{kin},\text{min}}$ bzw. $E_{\text{kin},\text{max}}$ dargestellt. Die Skalierung wurde in beiden Fällen so gewählt, daß der Wert bei 100 K Null ist. **d)** zeigt die Breite der Spektren, d. h. $E_{\text{kin},\text{max}} - E_{\text{kin},\text{min}}$. Die Kurven in **c)** und **d)** wurden etwas geglättet.

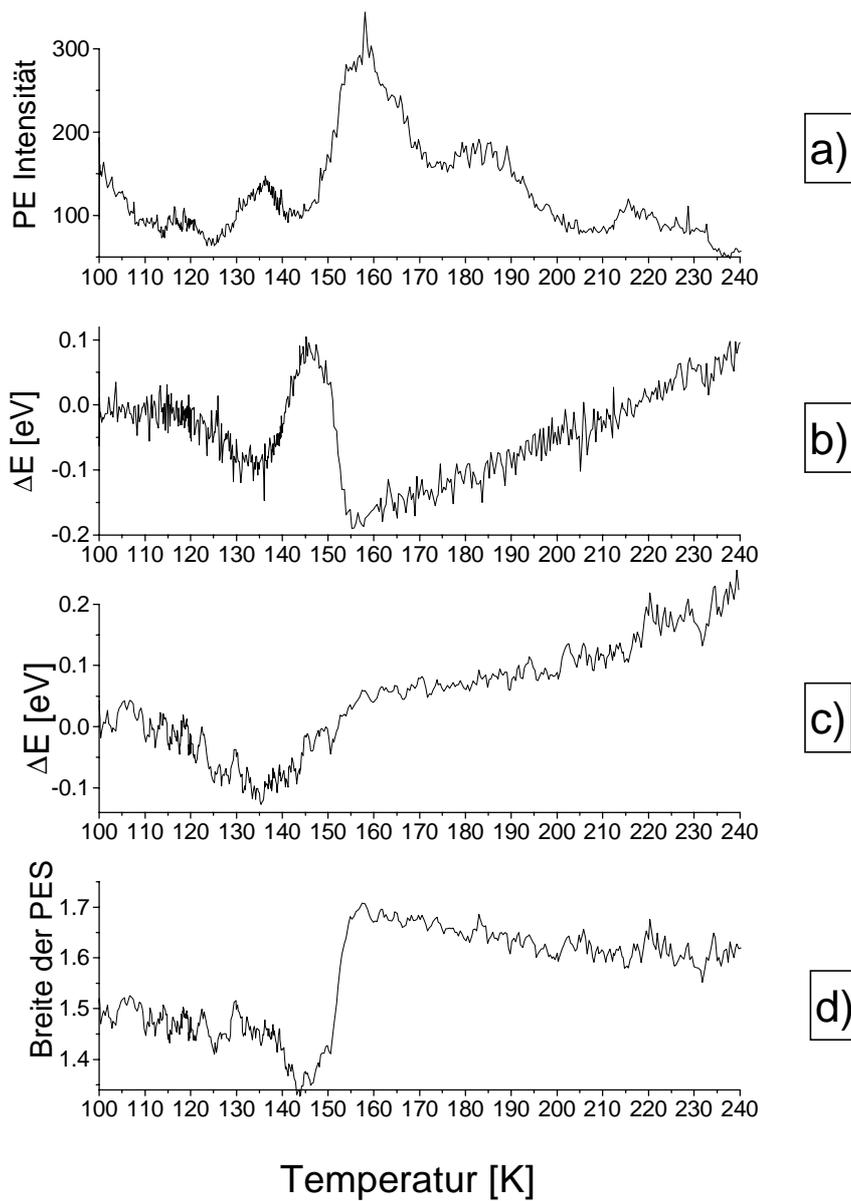


Abb. A-5: In **a)** ist die gemessene Photoelektronen-Intensität für Ag/HOPG, integriert über alle Photoelektronen-Energien, in Abhängigkeit von der gemessenen Substrat-Temperatur dargestellt. Die Depositionsenergie beträgt 3 eV. In **b)** und **c)** sind die Veränderungen von $E_{kin,min}$ bzw. $E_{kin,max}$ dargestellt. Die Skalierung wurde in beiden Fällen so gewählt, daß der Wert bei 100 K Null ist. **d)** zeigt die Breite der Spektren, d. h. $E_{kin,max} - E_{kin,min}$. Die Kurve in **c)** wurde etwas geglättet.

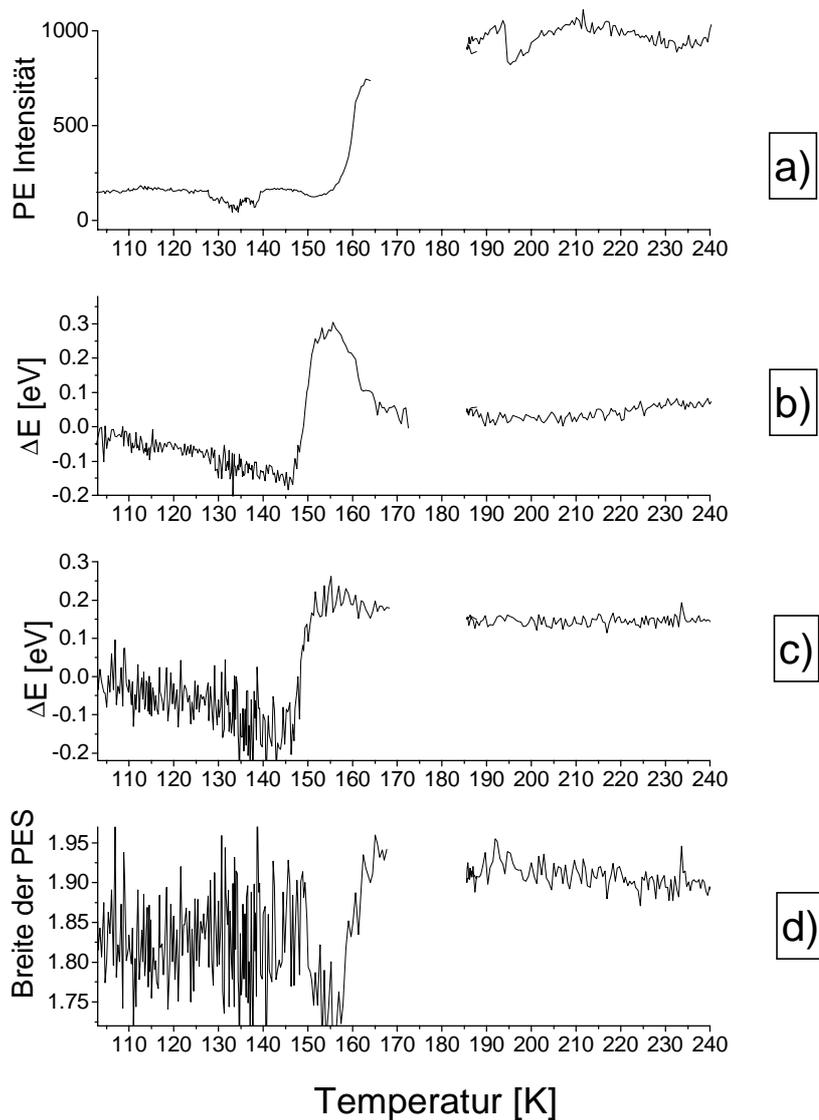


Abb. A-6: In **a)** ist die gemessene Photoelektronen-Intensität für Ag_2/HOPG , integriert über alle Photoelektronen-Energien, in Abhängigkeit von der gemessenen Substrat-Temperatur dargestellt. Die Depositionsenergie beträgt 3 eV. In **b)** und **c)** sind die Veränderungen von $E_{\text{kin},\text{min}}$ bzw. $E_{\text{kin},\text{max}}$ dargestellt. Die Skalierung wurde in beiden Fällen so gewählt, daß der Wert bei 100 K Null ist. **d)** zeigt die Breite der Spektren, d. h. $E_{\text{kin},\text{max}} - E_{\text{kin},\text{min}}$. Die Messung war aus technischen Gründen in dem fehlenden Temperatur-Intervall unterbrochen. Dennoch sind die interessanten Strukturen zu erkennen.

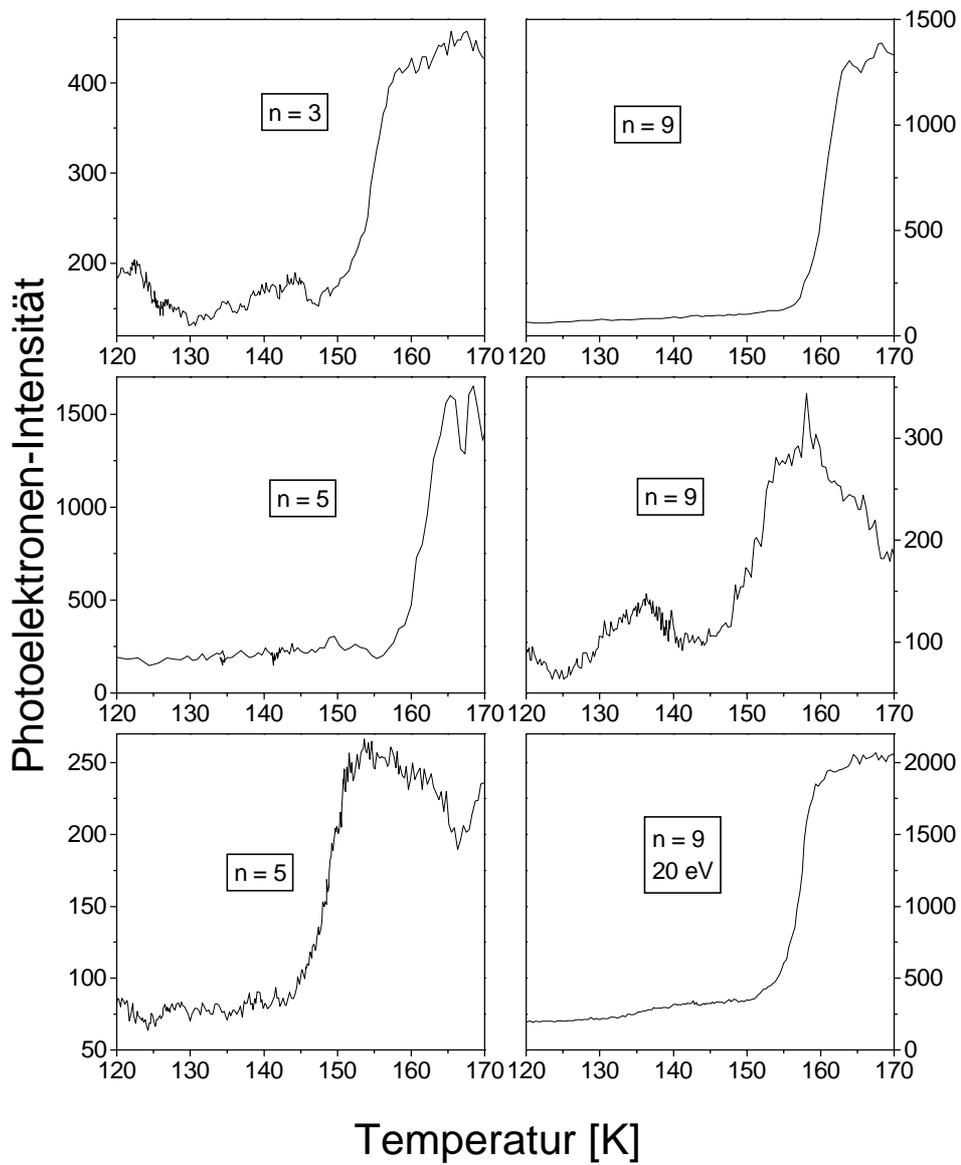


Abb. A-7: Übersicht über die gemessene Photoelektronen-Intensität für $Ag_n/HOPG$, integriert über alle Photoelektronen-Energien, in Abhängigkeit von der gemessenen Substrat-Temperatur.

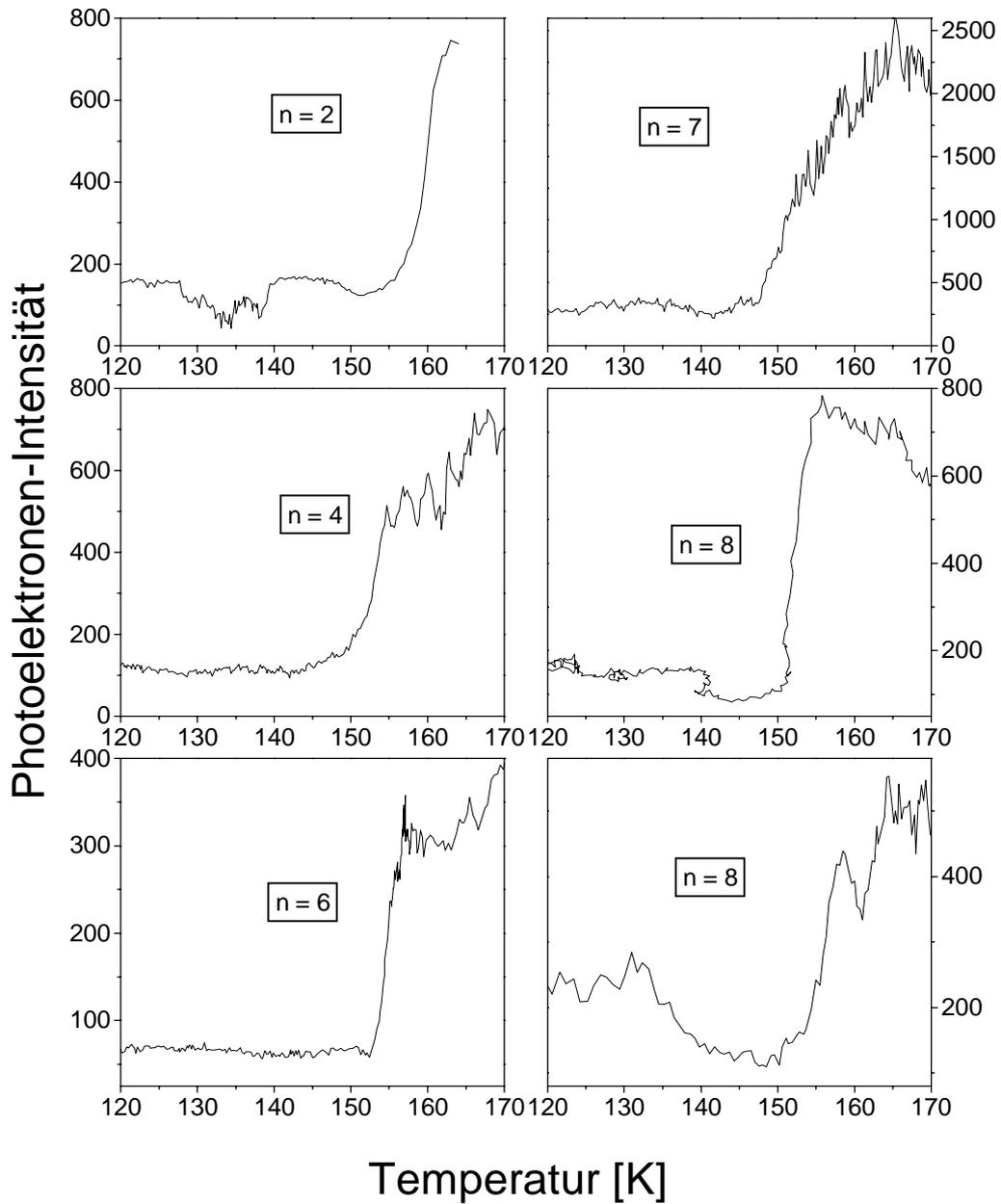


Abb. A-8: Übersicht über die gemessene Photoelektronen-Intensität für Ag_n/HOPG, integriert über alle Photoelektronen-Energien, in Abhängigkeit von der gemessenen Substrat-Temperatur.

Literatur

- [1] P. Kruit, F. H. Read: *Magnetic field paralleliser for 2π electron-spectrometer and electron-image magnifier*. J. Phys. E: Scientific Instruments **16** (1983), 313
- [2] G. Ertl, J. Küppers: *Low energy electrons and surface chemistry*. VCH Verlagsgesellschaft mbH (1985)
- [3] A. Goldmann: *Photoelectron spectroscopy*. In: „Thin metal films and gas chemisorption“, Hrsg.: P. Wissmann, Elsevier (1987), 160
- [4] S. Leinert: *Flugzeit-Elektronenspektrometer nach dem Magnetflaschenprinzip*. Diplomarbeit, Freie Universität Berlin (1997)
- [5] W. Demtröder: *Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken*. Springer-Verlag (1991)
- [6] L. Sarger, J. Oberle: *How to measure the characteristics of laser pulses*. In: „Femtosecond laser pulses“, Hrsg. C. Rulliere, Springer Verlag (1998), 185
- [7] E. Knoesel, A. Hotzel, T. Hertel, M. Wolf, G. Ertl: *Dynamics of photoexcited electrons in metals studied with time-resolved two-photon photoemission*. Surf. Sci. **368** (1996) 76
- [8] R. P. Feynman, F. L. Vernon, R. W. Hellwarth: *Geometrical representation of the Schrödinger equation for solving maser problems*. J. Appl. Phys. **28** (1957), 49
- [9] R. P. Feynman: *Lectures on physics*. Bd. 3 (1975), Addison-Wesley Publishing Company
- [10] S. Letokhov: *Laser photoionization spectroscopy*. Academic Press, Inc. (1987)
- [11] I. I. Rabi: *Space Quantization in a grating magnetic field*. Phys. Rev. **51** (1937), 652
- [12] F. Bloch: *Nuclear induction*. Phys. Rev. **70** (1946), 460
- [13] F. Bloch: *The nuclear induction experiment*. Phys. Rev. **70** (1946), 474
- [14] M. Goeppert-Mayer: *Über Elementarakte mit zwei Quantensprüngen*. Ann. Phys. (Leipzig) **9** (1931), 273