

## 5 Photoelektrische Eigenschaften

Die absolute Messung des Absorptionsvermögens der Metallschicht (siehe Kap. 4) ermöglicht die Bestimmung der inneren Quantenausbeute. In diesem Kapitel werden die photoelektrischen Ergebnisse an Au/Si und CoSi<sub>2</sub>/Si im Energiebereich  $3.1 \text{ eV} > h\nu > 0.52 \text{ eV}$  dargestellt. Der Schwerpunkt liegt in der quantitativen Messung der spektralen Abhängigkeit der inneren Quantenausbeute  $Y(h\nu, d)$  im Kurzschluß Modus (ohne angelegte Spannung  $U=0\text{V}$ ). Damit wird gezeigt, daß der Emissionskoeffizient dünner Metallfilme  $C_0(d)$  schichtdickenabhängig ist (siehe Abb. 5.9). Dies wird in Kapitel 6.2 näher diskutiert.

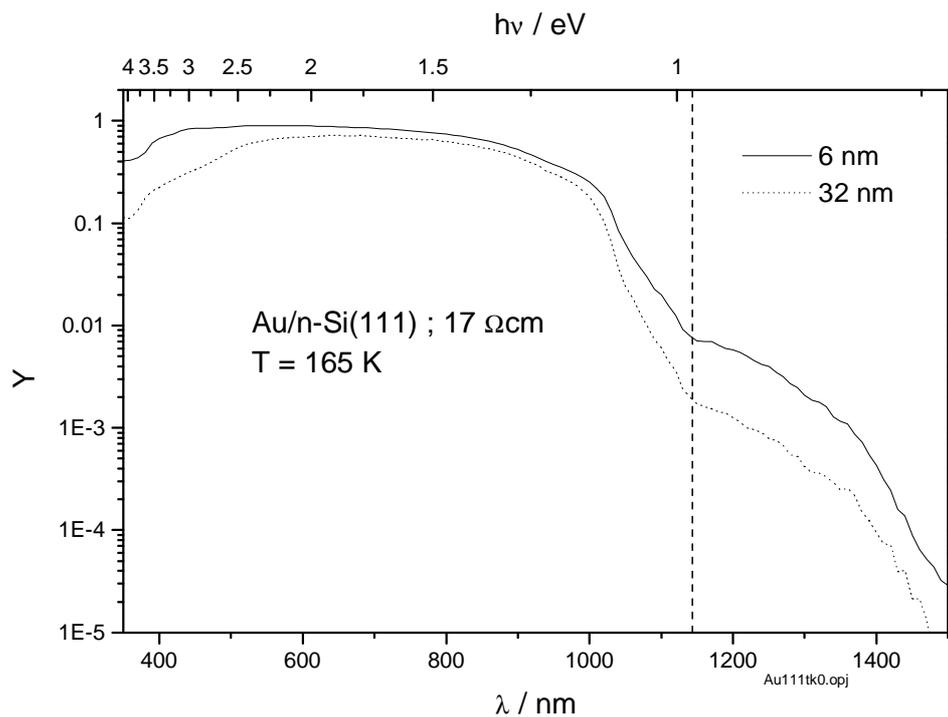
### 5.1 Au/n-Si

#### 5.1.1 Innere Quantenausbeute $Y(h\nu, d)$

Das System Au/n-Si wurde sowohl auf (111) als auch auf (100) orientierten Si Substraten in einem Temperaturbereich von 95 K bis 295 K untersucht. Es wurden jeweils Probenserien mit Au Schichtdicken  $5 \text{ nm} < d < 40 \text{ nm}$  verwendet, bei drei verschiedenen Dotierungskonzentrationen ( $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3} < N_d < 8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ).

Die innere Quantenausbeute  $Y(h\nu, d)$  ist die Anzahl der Ladungsträger, die den messbaren Photostrom bilden, dividiert durch die Anzahl der absorbierten Photonen (siehe Gl. 2.9).  $Y$  beinhaltet somit nicht mehr die optischen Eigenschaften, sondern wird allein durch den Ladungstransport im Vielschichtsystem bestimmt. Aus dem spektralen Verlauf der Quantenausbeute  $Y(h\nu)$  lassen sich daher charakteristische Transportgrößen ableiten (siehe Kap. 2.2).

In Abb. 5.1 ist der spektrale Verlauf der Quantenausbeute  $Y(h\nu, d)$  für das System Au/n-Si exemplarisch an einem 6 nm und einem 32 nm dicken Film auf (111) orientierten Substraten dargestellt ( $N_d = 3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ).  $Y$  wurde im logarithmischen Maßstab gegen die Wellenlänge aufgetragen. Die obere Skala gibt die Photonenenergie in eV an. Der spektrale Verlauf und auch die Schichtdickenabhängigkeit von  $Y(h\nu, d)$  sind bei allen untersuchten Serien auf n-Si ähnlich.

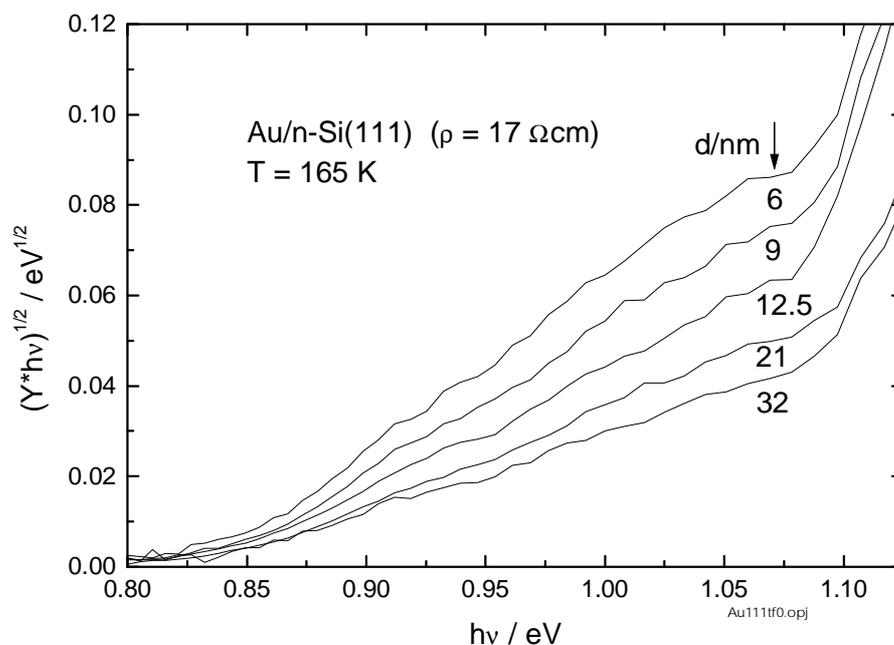


**Abb. 5.1** : Innere photoelektrische Quantenausbeute  $Y(\lambda, d)$  als Funktion der Wellenlänge  $\lambda$  für Au/n-Si(111) Heterostrukturen mit den Filmdicken  $d = 6$  nm und 32 nm, bei 165 K. Mit Photonenenergien unterhalb 1.1 eV (gestrichelte Linie) liefert nur noch die innere Photoemission aus dem Au Film einen Beitrag zum Photostrom.

Das Spektrum der inneren Quantenausbeute  $Y(h\nu)$  bzw.  $Y(\lambda)$  kann in zwei Bereiche unterteilt werden. Bei Photonenenergien größer, als die Bandlücke im Si ( $h\nu > E_G$ ) wird das eingedrungene Licht  $(1-R)$  sowohl im Au, als auch im Si absorbiert. Die innere Quantenausbeute setzt sich dann aus beiden Strömen zusammen: dem der inneren Photoemission aus dem Au und dem im Si erzeugten Photostrom. Bei  $h\nu < E_G$  geht die Anregung im Si durch Absorption eines einzelnen Phonons gegen Null. Keevers und Green [Kee95] haben an einkristallinen Si Solarzellen bei Raumtemperatur am Absorptionskoeffizienten und an der normierten inneren Quantenausbeute noch den Bereich der 4 - Phononen Prozesse bei  $\lambda > 1340$  nm und  $Y < 10^{-6}$  aufgelöst. Die innere Quantenausbeute an Au/n-Si ist bei gleichen Wellenlängen etwa 3 Größenordnungen höher und wird durch die innere Photoemission aus der Au Schicht bestimmt. Der Übergang zwischen beiden Bereichen bei  $\lambda \approx 1130$  nm fällt etwa mit der Absorptionskante für 1 - Phonon Prozesse zusammen.

Bei Energien oberhalb von 2.45 eV, dem direkten Interbandübergang  $L_{32} \rightarrow L_{2'}$  von Au [Coo65], nimmt die Quantenausbeute  $Y(\lambda, d)$  deutlich ab. Der Verlauf von  $Y(\lambda, d)$  ist ähnlich, wie der des berechneten Anteils des im Si Substrat absorbierten Lichts, bezogen auf das Absorptionsvermögen der gesamten Au/Si Struktur  $\frac{A_{Si}}{A_{Au} + A_{Si}}$  (siehe Abb. 4.5). Extrapoliert man den Beitrag der inneren Photoemission zu  $Y(\lambda, d)$  aus dem Bereich  $h\nu < E_G$  zu höherer Photonenenergie  $h\nu$ , dann liegt der zu erwartende Anteil aus dem Au Film, auch für  $h\nu > E_G$  im unteren Prozentbereich. Dies zeigt ebenfalls, daß die innere Quantenausbeute für  $h\nu > E_G$  dem Verhältnis  $\frac{A_{Si}}{A_{Au} + A_{Si}}$  entspricht. Demnach durchquert bei  $d = 40$  nm dicken Au Filmen tatsächlich noch etwa 80 % des eingedrungenen Lichts ( $1.5 < h\nu < 2.5$  eV) die Metallschicht, Bei der gleichen Strecke  $d$  in massivem Au fällt die Intensität  $I(d)$  bereits auf etwa 7 % ab, d.h. sie wird etwa eine Größenordnung stärker abgeschwächt, als im Film. Hier zeigt sich bei der inneren Quantenausbeute  $Y(h\nu, d)$  der in Kap. 4.2.3 beschriebene Dünnschichteffekt für  $d \ll \lambda$ .

Im Folgenden wird die Quantenausbeute  $Y(h\nu, d)$  aus dem Bereich der inneren Photoemission ( $h\nu < E_G$ ) im Fowler plot ausgewertet (siehe Abb. 5.2).



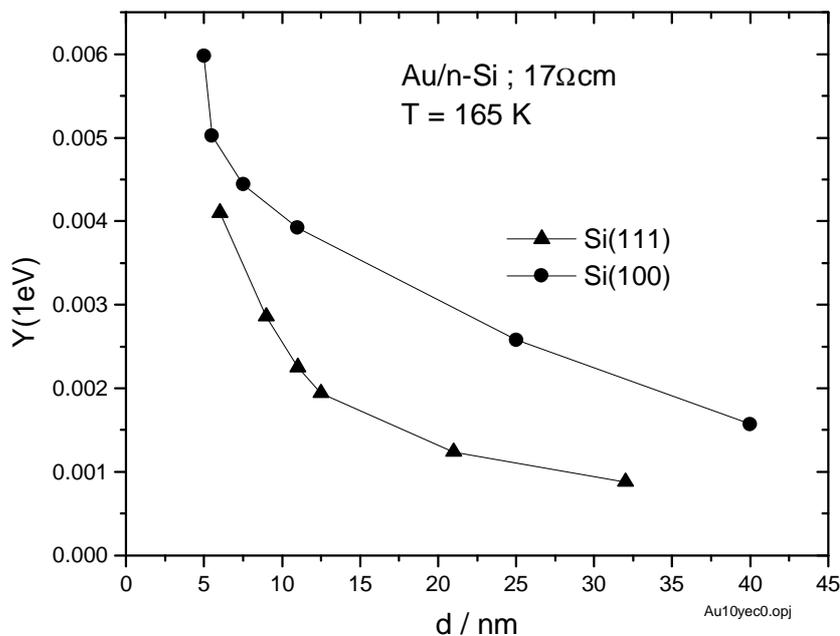
**Abb 5.2 :** Fowler plot ( $\sqrt{Y \cdot h\nu}$  vs  $h\nu$ ) der Au/n-Si(111) Serie ( $\rho_{\text{Si}} = 17 \Omega\text{cm}$ ) bei  $T = 165 \text{ K}$  mit Schichtdicken zwischen  $6 \text{ nm} < d < 32 \text{ nm}$ .

Die Kurven zeigen bei  $T = 165 \text{ K}$  zwischen  $0.87 \text{ eV} < h\nu < 1.07 \text{ eV}$  für alle Schichtdicken näherungsweise einen linearen Verlauf. Unterhalb von etwa  $0.87 \text{ eV}$  laufen die Kurven zusammen und schmiegen sich asymptotisch der Energieachse an. Oberhalb von  $1.1 \text{ eV}$  dominiert der Beitrag aus dem Si - Substrat die Quantenausbeute, und die Kurven knicken nach oben ab.

Im linearen Bereich ist die Steigung der Kurven umso größer, je dünner der Au Film ist [Hof97]. Eine ähnliche Schichtdickenabhängigkeit wurde auch von Manke et.al. mit BEEM Untersuchungen an Au/n-Si(111) gefunden und ebenfalls durch Streuprozesse heißer Ladungsträger im Metallfilm und an den Grenzflächen erklärt [Man97].

Für die Auswertung wurden zunächst die Ausgleichsgeraden im linearen Kurvenbereich bestimmt. Aus diesen Geraden wurden dann der Energieachsenabschnitt  $E_{\text{FB}}(d)$ , der Schottkykoeffizient  $C_{\text{S}}(d)$  (siehe Gl. 2.12) und die Quantenausbeute der inneren Photoemission  $Y(d)_{h\nu=1\text{eV}}$  abgeleitet.

In Abb. 5.3 ist die Schichtdickenabhängigkeit von  $Y(d)_{h\nu=1\text{eV}}$  für zwei Probenserien mit (111) und (100) Substratorientierung dargestellt ( $\rho_{\text{Si}}=17\Omega\text{cm}$ ).



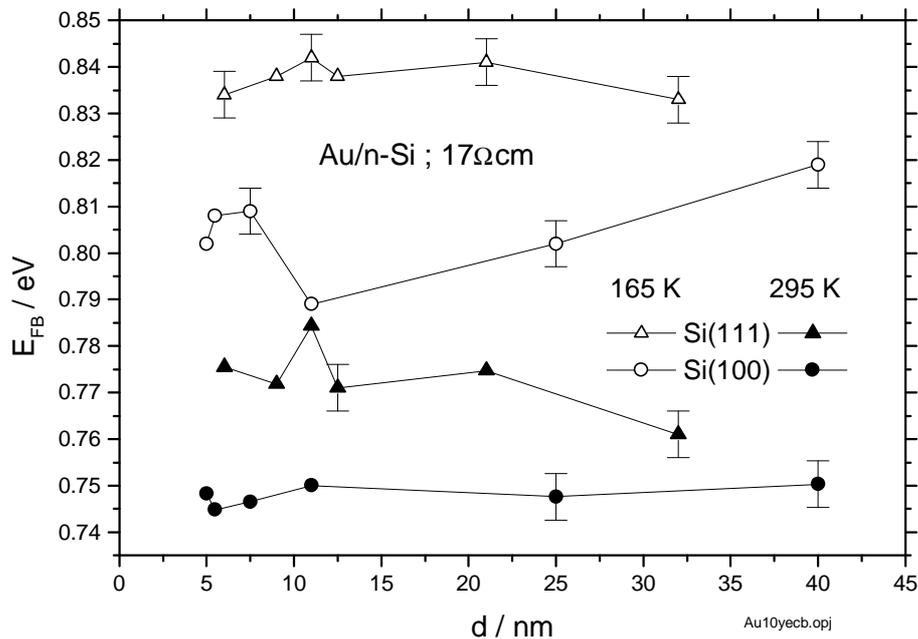
**Abb. 5.3 :** Schichtdickenabhängigkeit der inneren Quantenausbeute  $Y(d)_{h\nu=1\text{eV}}$  am Au/n-Si - System, mit den Substratorientierungen (111) und (100) bei  $T = 165 \text{ K}$  ( $\rho_{\text{Si}}=17\Omega\text{cm}$ ).

Die Quantenausbeute  $Y(d)$  steigt bei beiden Probenserien mit abnehmender Au Filmdicke  $d$ . Bei (100) orientierten Substraten mit  $d = 5$  nm Filmdicke ist  $Y(d)_{h\nu=1\text{eV}} \approx 0.6$  %, und damit ungefähr 4 mal so groß wie bei einer 40 nm dicken Schicht. Auch bei (111) Orientierung steigt  $Y(d)$  um einen Faktor 4-5 von  $Y(d=32\text{nm})_{h\nu=1\text{eV}} \approx 0.09$  % auf  $Y(d=6\text{nm})_{h\nu=1\text{eV}} \approx 0.42$  %.

Die Schichtdickenabhängigkeit der inneren Quantenausbeute  $Y(d)$  war an allen untersuchten Au/n-Si Serien qualitativ gleich. Dieses Verhalten wurde bei unterschiedlicher Substratorientierung, Dotierungskonzentration und Proben temperatur gefunden. Auf sämtliche Meßreihen bezogen variierte der Absolutwert von  $Y(d)_{h\nu=1\text{eV}}$  der jeweils dünnsten Filme ( $d \approx 5 \pm 1$  nm) zwischen  $0.4$  %  $< Y_{h\nu=1\text{eV}} < 1.0$  % und der dicksten Schichten ( $d \approx 35 \pm 5$  nm) zwischen  $0.06$  %  $< Y_{h\nu=1\text{eV}} < 0.3$  %.

### 5.1.2 Bestimmung der Fowlerbarriere $E_{\text{FB}}$

Die Fowlerbarriere  $E_{\text{FB}}$  ist der Energieachsenabschnitt im Fowler plot (siehe Abb. 5.2).  $E_{\text{FB}}$  wurde mit einer Genauigkeit von  $\pm 5$  meV bestimmt. In Abb. 5.4 wird  $E_{\text{FB}}$  der Serien auf Si(100) und Si(111) Substraten ( $N_d = 3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ) bei zwei Temperaturen (165 K und 295 K) verglichen.



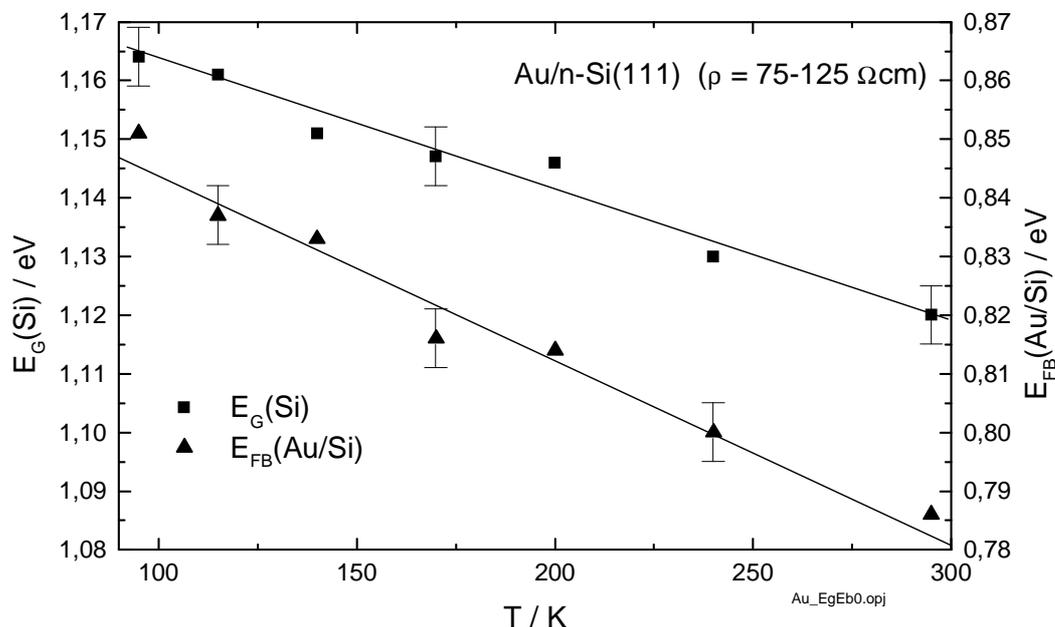
**Abb. 5.4** : Fowlerbarriere  $E_{FB}$  als Funktion von  $d$  bei Au/n-Si Serien auf (100) und (111) Substraten, mit Proben temperaturen von 165 K und 295 K.

Eine Abhängigkeit von der Schichtdicke, ist bei  $E_{FB}$  nicht zu erkennen.  $E_{FB}$  streut innerhalb einer Proben serie etwa  $\pm 10$  meV um den Mittelwert, was mit Fluktuationen der Barrierenhöhe in polykristallinen Au Filmen erklärt werden kann [Pal93]. Bei 295 K liegt  $E_{FB}$  mit Si(111) Substraten im Mittel bei 0.773 eV und mit Si(100) bei 0.748 eV. Bei 165 K Proben temperature steigt  $E_{FB}$  auf 0.838 eV mit Si(111) bzw. auf 0.805 eV mit Si(100). Die Fowlerbarriere  $E_{FB}$  ist bei Si(111) etwa  $30 \pm 5$  meV höher, als bei der Vergleichsserie auf Si(100). Mit sinkender Temperatur steigt  $E_{FB}$  bei beiden Orientierungen um ungefähr  $60 \pm 5$  meV.

Zwei weitere Au/n-Si(111) Serien mit unterschiedlicher Dotierungskonzentration wurden zu einem späteren Zeitpunkt ohne Reinraumbedingungen aufgedamft. Diesen Serien waren auch (100) Substrate der Serien beigefügt, an denen die Orientierungsabhängigkeit untersucht wurde ( $N_d = 3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ). Bei Proben mit  $N_d = 8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  betrug die mittlere Fowlerbarriere  $E_{FB} = 0.788$  eV. Bei der Serie mit  $N_d = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  war  $E_{FB} = 0.798$  eV. Die Standardabweichung innerhalb einer Serie war jeweils wieder etwa 10 meV. Bei Proben auf Substraten aus der vorangegangenen Serie auf (100) Orientierung mit  $N_d = 3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  war die Fowlerbarriere  $E_{FB} = 0.766 \text{ eV} \pm 5 \text{ meV}$ . Sie lag also wiederum etwa 30 meV niedriger als auf (111) orientierten Substraten. Im Vergleich zu den vorangegangenen Au/n-Si Serien, die im Reinraum präpariert

worden waren, liegt  $E_{FB}$  nun sowohl bei (111) als auch bei (100) Orientierung etwa 20 meV höher. Diese Verschiebung von  $E_{FB}$  kann mit einer zusätzlichen Zwischenschicht aus Verunreinigungen erklärt werden, die die Oberfläche zwischen Substratreinigung und Einbau in die HV - Anlage belegt.

Die Temperaturabhängigkeit der Fowlerbarriere  $E_{FB}(T)$  wurde an Au/n-Si(111) in einem Bereich zwischen  $95 \text{ K} < T < 295 \text{ K}$  untersucht. Die Temperaturabhängigkeit der Bandlücke von Si  $E_G(T)$  wurde simultan aus den optischen Messungen bestimmt. Bei einem indirekten Halbleiter ergibt sich  $E_G$  aus dem Achsenabschnitt der Darstellung  $\sqrt{\alpha \cdot d \cdot h\nu}$  als Funktion von  $h\nu$ , wobei  $\alpha$  der gemessene Absorptionskoeffizient des Halbleiters ist. Die Ergebnisse an einer 5 nm dicken Au/n-Si(111) Schichten sind in Abb. 5.5 dargestellt. Mit steigender Temperatur werden sowohl die Bandlücke, als auch die Barrierenhöhe kleiner. Zum direkten Vergleich sind die Maßstäbe von  $E_G(T)$  und  $E_{FB}(T)$  im Diagramm identisch, mit einer Verschiebung um 0.3 eV. Die Bandlücke sinkt zwischen  $95 \text{ K} < T < 295 \text{ K}$  von etwa  $1.165 \text{ eV} > E_G(T) > 1.12 \text{ eV}$  um  $40 \pm 5 \text{ meV}$ . Nach Sze [Sze81] ist in diesem Temperaturbereich ebenfalls eine entsprechende Änderung von 40 meV zu erwarten.



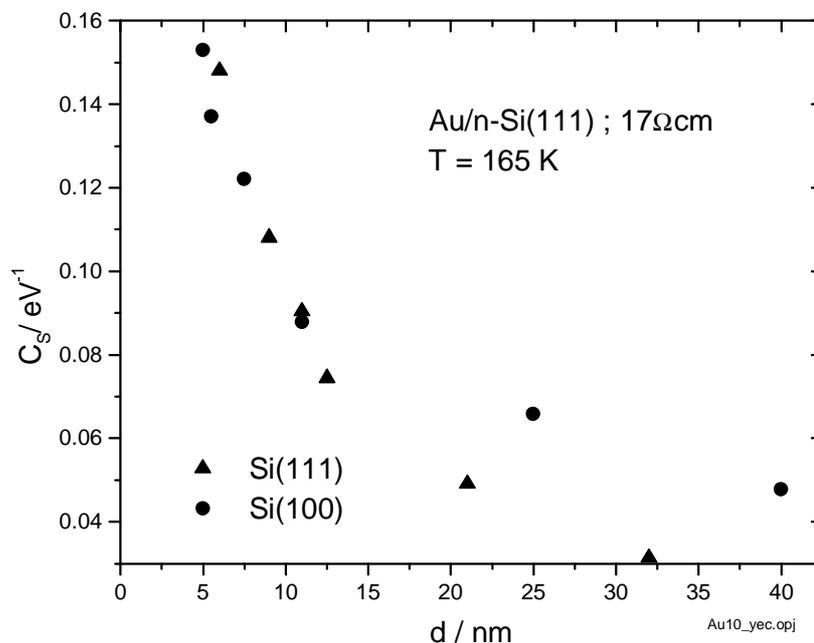
**Abb 5.5** : Temperaturabhängigkeit der Bandlücke von Si  $E_G(T)$  und der Fowlerbarriere  $E_{FB}(T)$ , gemessen an einer 5 nm dicken Au/n-Si(111) Probe ( $\rho_{Si} = 75 - 125 \text{ } \Omega\text{cm}$ ). Man beachte, daß der Maßstab der beiden Energieachsen identisch ist (0.3 eV Verschiebung).

Gleichzeitig sinkt die Fowlerbarriere von etwa  $0.848 \text{ eV} < E_{\text{FB}} < 0.785 \text{ eV}$  um etwa  $63 \pm 5 \text{ meV}$ . Dieser Zusammenhang zwischen  $E_{\text{FB}}(T)$  und  $E_{\text{G}}(T)$ , der auch von Chen et.al. gefunden wurde [Che94],[Che95], wird in Kap. 6.3 genau diskutiert.

### 5.1.3 Emissionskoeffizient $C_0$

Schottkykoeffizient  $C_{\text{S}}(d)$  und Emissionskoeffizient  $C_0(d)$  hängen weder von der Photonenenergie  $h\nu$  noch von der Barrierenenergie  $E_{\text{B}}$  ab (siehe Gl. 2.12 und 2.13). Dadurch werden Probenserien mit unterschiedlicher Barrierenenergie vergleichbar.  $C_{\text{S}}$  wurde aus der inneren Quantenausbeute  $Y(h\nu)$  (Quadrat der Steigung im Fowler plot) ermittelt. Über die Spannungsabhängigkeit von  $Y(h\nu, U)$  wurde der Einfluß der Trägerstreuung im Bildkraftbereich des Halbleiters gemessen. Damit wurde der Emissionskoeffizient  $C_0$  bestimmt, der nur noch die Transportcharakteristik des Metallfilms beinhaltet.

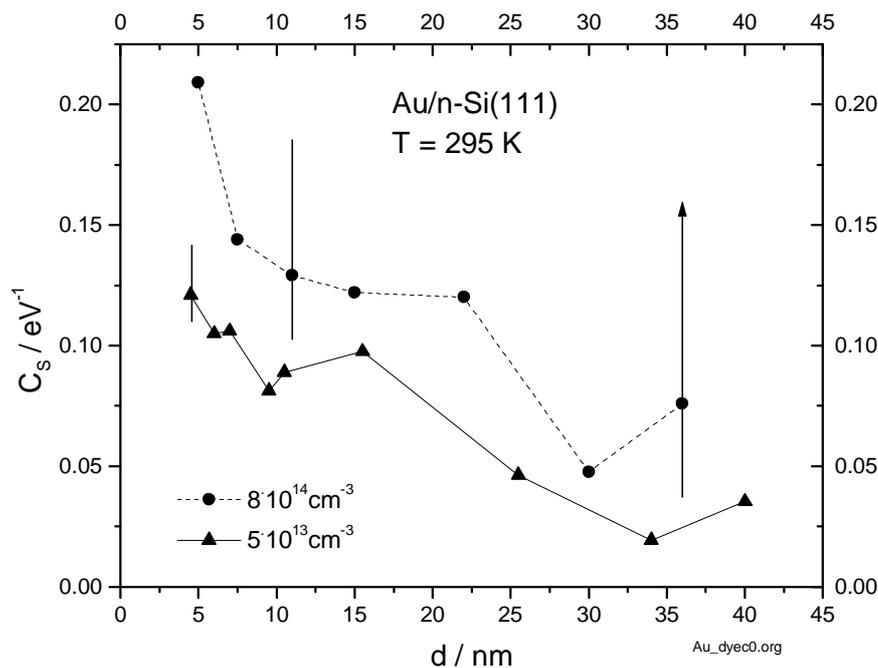
In Abb. 5.6 ist  $C_{\text{S}}(d)$  zweier Serien auf Si(111) und Si(100) Substraten dargestellt ( $N_{\text{d}} = 3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T = 165 \text{ K}$ ).



**Abb. 5.6** : Schichtdickenabhängigkeit der Schottkykoeffizienten  $C_{\text{S}}(d)$  von Au/n-Si(111) und Au/n-Si(100) Serien ( $N_{\text{d}} = 3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  und  $T = 165 \text{ K}$ ).

Wie auch die innere Quantenausbeute  $Y(d)$ , steigt der Schottkykoeffizient  $C_S(d)$  beider Serien mit abnehmender Schichtdicke ( $40 \text{ nm} < d < 5 \text{ nm}$ ) um einen Faktor 3 - 5 an. Bei Schichtdicken  $d < 13 \text{ nm}$  ist  $C_S(d)$  für beide Substratorientierungen, im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht zu unterscheiden. Die höhere innere Quantenausbeute der Serie auf Si(100) Substraten ist für  $d < 13 \text{ nm}$  also auf die niedrigere Barrierenenergie  $E_B$  bzw.  $E_{FB}$  zurückzuführen (vgl. Abb. 5.3 und 5.4). Mit Filmendicken  $d > 13 \text{ nm}$  ist  $C_S(d)$  bei Proben auf Si(100) Substraten größer als auf Si(111).

Neben den Streuprozessen der heißen Ladungsträger in der Metallschicht haben auch die Lage des Barrierenmaximums  $x_m$  im Halbleiter, sowie die effektive Dämpfungslänge  $l_s$  für Streuung im Bildkraftbereich im Si einen Einfluß auf den Schottkykoeffizienten (siehe Gl. 2.13).  $x_m$  kann durch die Substratdotierung verändert werden. Dies wurde an zwei weiteren Au/n-Si(111) Serien untersucht, mit Dotierungskonzentrationen  $N_d = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  und  $N_d = 8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . In Abb. 5.7 ist  $C_S(d)$  für beide Serien dargestellt ( $T = 295 \text{ K}$ ).



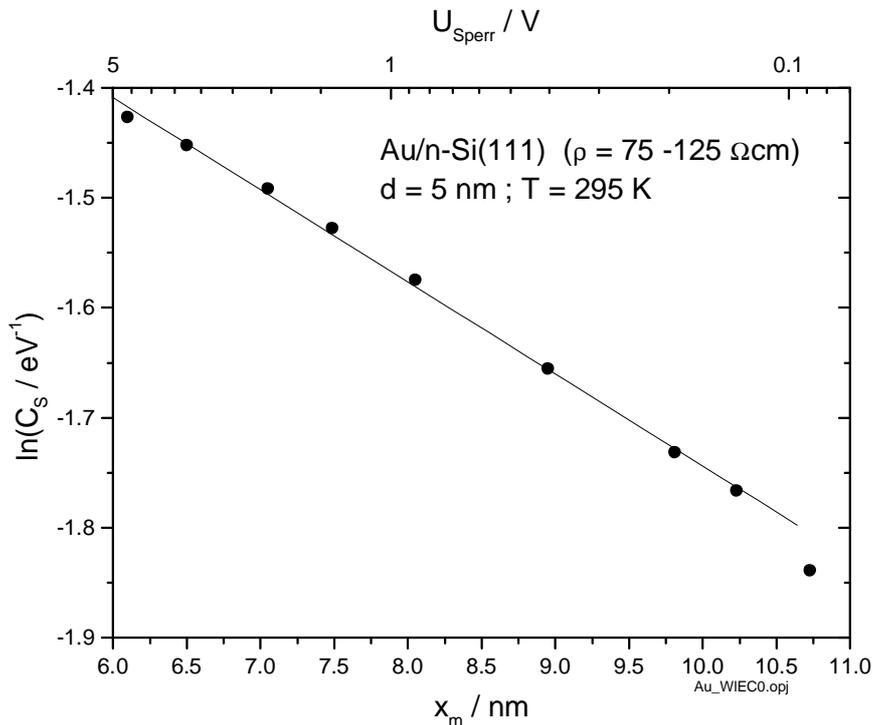
**Abb 5.7 :** Schichtdickenabhängigkeit des Schottkykoeffizienten  $C_S(d)$  von Au/n-Si(111) Serien mit unterschiedlicher Dotierungskonzentration ( $N_d = 8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  und  $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ) bei  $T = 295 \text{ K}$ . Die Fehlerbalken gehen aus der Messung des Absorptionsvermögens nach Gl. (3.4) hervor.

Der oben gezeigte Anstieg von  $C_S(d)$  mit abnehmender Schichtdicke ( $40 \text{ nm} > d > 4.5 \text{ nm}$ ), beträgt auch bei diesen Serien einen Faktor 4 - 5. Die Fehlerbalken entsprechen Gl. (3.4) mit

einem Meßfehler  $\Delta A = \pm 0.02$  beim Absorptionsvermögen  $A(d)$  der Proben (siehe Abb. 4.8). Bei der Serie mit  $N_d = 8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  ist der Schottkykoeffizient ( $0.06 \text{ eV}^{-1} < C_S(d) < 0.21 \text{ eV}^{-1}$  mit  $35 \text{ nm} > d > 5 \text{ nm}$ ) etwa doppelt so groß, wie bei der niedrigeren Dotierungskonzentration  $N_d = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  ( $0.022 \text{ eV}^{-1} < C_S < 0.12 \text{ eV}^{-1}$ ).

Dies entspricht nach Gl. (2.13) in der Tendenz dem geringeren Abstand des Barrierenmaximums von der Grenzfläche  $x_m(N_D)$  bei höherer Dotierungskonzentration.  $x_m$  wurde aus Gl. (2.5) über die Beziehung  $\max[V_S(x)] = V_S(x_m)$  berechnet. Außer  $x_m$  hat auch die effektive Dämpfungslänge im Bildkraftbereich von Si  $l_s$  einen Einfluß auf den Schottkykoeffizienten  $C_S(d)$ . Diese wurde aus der Sperrspannungsabhängigkeit von  $C_S(U)$  an einzelnen Proben der verschiedenen Serien bestimmt. Hierbei wird der Zusammenhang zwischen der Lage des Barrierenmaximums  $x_m(U)$  und dem Spannungsabfall im Raumladungsbereich der Probe nach Gl. (2.5) ausgenutzt.  $Y(h\nu, U)$  wurde im Wechsellichtmodus über einen Strom - Spannungs Wandler (HMS Elektronik Mod. 564) mit Lock - In Verstärkern (SR 530) gemessen (siehe Kap. 3.1) und auf die im Gleichlichtmodus bei  $U = 0 \text{ V}$  gemessene innere Quantenausbeute  $Y(h\nu)_{U=0V}$  normiert.

In Abb. 5.8 ist der Logarithmus des Schottkykoeffizienten  $\ln C_S(U)$  als Funktion von  $x_m(U)$  dargestellt. Die Messung wurde bei 295 K an der 5 nm dicken Au/n-Si(111) Probe mit  $N_d = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  durchgeführt.



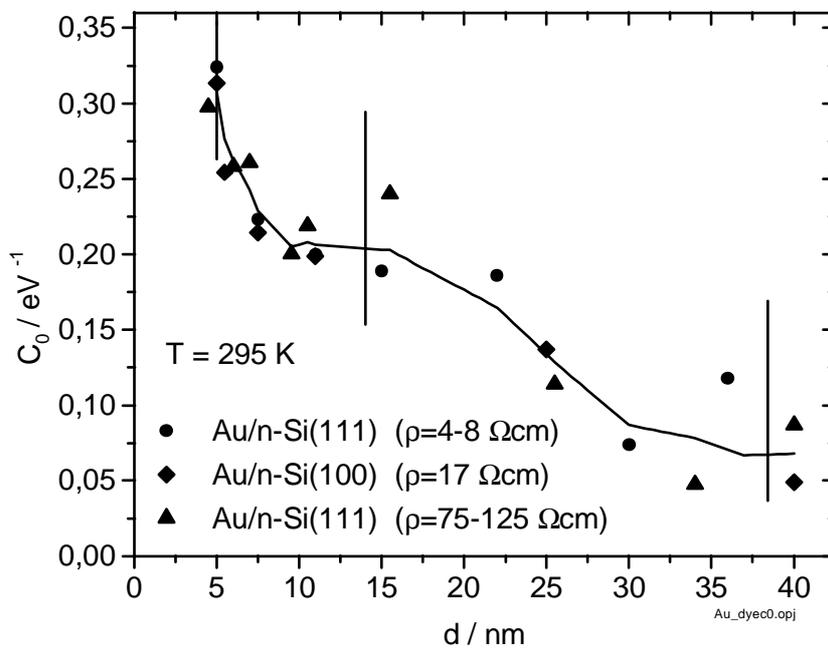
**Abb. 5.8 :**  $\ln(C_S)$  als Funktion von  $x_m$  an 5 nm Au/n-Si(111) mit  $N_d = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  bei  $T = 295 \text{ K}$ . Die Steigung der Ausgleichsgeraden ergibt die effektive Dämpfungslänge im Bildkraftbereich  $l_s = 11.9 \pm 1 \text{ nm}$ .

Durch Anlegung einer Sperrspannung von  $0 \text{ V} < U < 4 \text{ V}$  rückt das Barrierenmaximum nach Gl. (2.5) von  $7.8 \text{ nm} > x_m > 4.6 \text{ nm}$  an die Grenzfläche heran. Der Logarithmus von  $C_S(x_m)$  steigt mit sinkendem  $x_m$  in etwa linear an. Aus der Steigung der Ausgleichsgeraden ergibt sich nach Gl. 2.13 die effektive Dämpfungslänge im Bildkraftbereich  $l_s = 11.9 \pm 1 \text{ nm}$ .

Zum Vergleich wurde  $l_s$  an derselben Probe aus der Spannungsabhängigkeit des Photostroms  $I_{ph}(U)$  bei  $\lambda = 1240 \text{ nm}$  und  $\lambda = 1400 \text{ nm}$  bei  $295 \text{ K}$  bestimmt. Der Mittelwert ergab  $l_s = 12.0 \pm 0.3 \text{ nm}$ , in sehr guter Übereinstimmung mit dem Ergebnis der  $C_S(U)$  Messung. Au/n-Si(111) Proben mit  $N_d = 8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  ergaben bei  $295 \text{ K}$  als effektive Dämpfungslänge im Bildkraftbereich  $l_s = 11.6 \pm 0.3 \text{ nm}$ , etwa 3 % kürzer, als bei Proben mit niedrigerer Dotierungskonzentration ( $N_d = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ). Der geringe Unterschied stimmt tendenziell mit der höheren Störstellenkonzentration überein.

Mit bekanntem  $l_s$  und  $x_m(U=0V)$  läßt sich nach Gl (2.13) aus dem Schottkykoeffizienten  $C_S(d)$  der Emissionskoeffizient  $C_0(d)$  berechnen.  $C_0(d)$  ist unabhängig von der Schottky - Barriere

und beinhaltet nur noch die Eigenschaften des Transports heißer Ladungsträger im Metall, sowie die Zustandsdichte  $N(E,k)$  im Halbleiter. In Abb. 5.9 ist die Schichtdickenabhängigkeit von  $C_0(d)$  an drei Probenserien Au/n-Si bei 295 K dargestellt. Die Serien unterscheiden sich sowohl in der Dotierungskonzentration  $N_d$ , als auch in der Orientierung der Substrate.



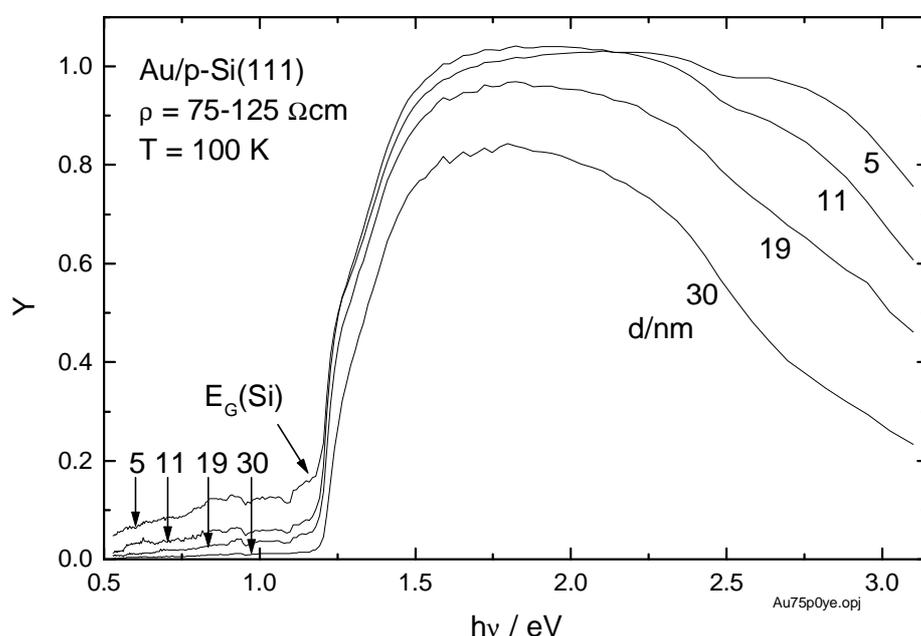
**Abb. 5.9** : Emissionskoeffizient  $C_0(d)$  als Funktion von  $d$  dreier Schichtdickenserien Au/n-Si bei  $T = 295$  K. Die durchgezogene Linie ist das arithmetische Mittel von  $C_0(d)$  der Serien.

Der Emissionskoeffizient  $C_0(d)$  der Au/n-Si Proben liegt für die dargestellten Serien innerhalb von  $\Delta C_0 = \pm 0.03 \text{ eV}^{-1}$  um die durchgezogene Kurve. Diese ist der arithmetische Mittelwert von  $C_0(d)$  der Serien nach linearer Interpolation. Die Dotierungskonzentration hat im Bereich  $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3} < N_d < 8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  keinen meßbaren Einfluß auf  $C_0(d)$ , ebenso wenig wie die Orientierung der Substrate, (111) bzw. (100). Der Emissionskoeffizient  $C_0(d)$  steigt mit abnehmender Au Schichtdicke, ebenso wie der Schottkykoeffizient  $C_S(d)$  um einen Faktor 4-5 ( $5 \text{ nm} < d < 40 \text{ nm}$ ). Er beträgt für polykristalline Au/n-Si Schichten durchschnittlich bei 5 nm dicken Filmen  $C_0(d=5\text{nm}) = 0.31 \pm 0.02 \text{ eV}^{-1}$  und sinkt auf  $C_0(d=40\text{nm}) = 0.07 \pm 0.03 \text{ eV}^{-1}$ . Das arithmetische Mittel mehrerer Serien (durchgezogene Linie) deutet auf ein Plateau im Dickenbereich  $10 \text{ nm} < d < 20 \text{ nm}$ , in dem sich  $C_0$  nur geringfügig ändert.

## 5.2 Au/p-Si

Mit Au/p-Si wurde ein Materialsystem mit niedriger Barrierenenergie ( $E_B \approx 0.3 \text{ eV}$ ) untersucht. Der Emissionsstrom wird bei Au/p-Si durch die angeregten Löcher in der Au Schicht gespeist.

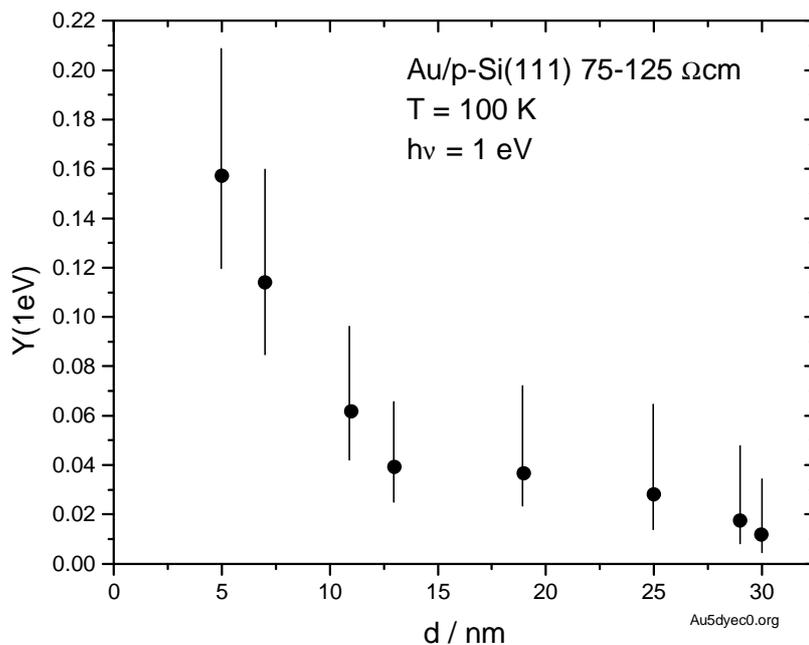
Die photoelektrischen Messungen wurden an Au/p-Si(111) mit der Dotierkonzentration  $N_d = 1.5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  bei  $T = 100 \text{ K}$  durchgeführt. Die innere Quantenausbeute  $Y(h\nu, d)$  vs Photonenenergie  $h\nu$  ist in Abb. 5.10 für verschiedene Au Schichtdicken ( $5 \text{ nm} < d < 30 \text{ nm}$ ) dargestellt.



**Abb. 5.10 :** Innere Quantenausbeute  $Y(h\nu, d)$  als Funktion der Photonenenergie  $h\nu$  an Au/p-Si(111) ( $N_d = 1.5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ) mit Au Schichtdicken  $5 \text{ nm} < d < 30 \text{ nm}$  bei  $T = 100 \text{ K}$ .

Aufgrund der Energielücke der PbS Sensoren konnte  $Y(h\nu)$  nur für  $\lambda < 3000 \text{ nm}$  bzw.  $h\nu > 0.42 \text{ eV}$  bestimmt werden (siehe Kap. 3.1). Der Bereich um die Barrierenenergie von Au/p-Si  $E_B$  wurde somit nicht erfaßt. Der Verlauf der Quantenausbeute  $Y(h\nu, d)$  ist ähnlich wie bei Au/n-Si (vgl. Abb. 5.1). Etwa zwischen  $1.5 \text{ eV}$  und  $2.5 \text{ eV}$  erreicht  $Y(h\nu, d)$  für alle Schichtdicken ein Maximum mit Werten zwischen  $Y_{\text{max}} = 0.8$  bei  $d = 30 \text{ nm}$  und  $Y_{\text{max}} = 1.0$  bei  $d = 5 \text{ nm}$ . Für  $h\nu > 2.5 \text{ eV}$  macht sich der direkte Übergang im Au durch eine verstärkte Abnahme der Quantenausbeute bemerkbar (vgl. Kap. 5.1.1). Unterhalb von  $1.5 \text{ eV}$  fällt  $Y$  steil

ab und geht etwa bei  $h\nu = E_G$  in einen flacheren Verlauf über, der durch die innere Photoemission heißer Löcher aus dem Au Film bestimmt wird. Wie auch bei Au/n-Si sinkt die Quantenausbeute der inneren Photoemission  $Y(d)_{h\nu=\text{const}}$  für  $h\nu < E_G$  monoton mit zunehmender Au Schichtdicke  $d$ . Die Struktur, die  $Y(h\nu, d)$  im Energiebereich  $0.8 \text{ eV} < h\nu < 0.95 \text{ eV}$  bei allen Kurven aufweist, korreliert mit dem scheinbaren Absorptionsvermögen  $A_{\text{Si}}(d)$ , die an unbedampften Si Substraten als Eichkurve bestimmt wurde (siehe Kap.3.3). Sie spiegelt daher den Einfluß der diffusen Lichtstreuung an den Au/Si Proben wider, die durch die Korrekturfunktion (siehe Gl 3.3) nur näherungsweise berücksichtigt wird. Für die innere Quantenausbeute, ist diese Struktur als Messartefakt zu werten. Die Auswertung der Quantenausbeute im Fowler plot ergibt keine Gerade und hängt somit vom verwendeten Energiebereich ab. Für die Bestimmung der Größen  $Y(d)_{h\nu=1\text{eV}}$ ,  $E_{\text{FB}}(d)$  und  $C_S(d)$  wurde bei allen Filmen als einheitlicher Bereich  $0.52 \text{ eV} < h\nu < 1.15 \text{ eV}$  gewählt.

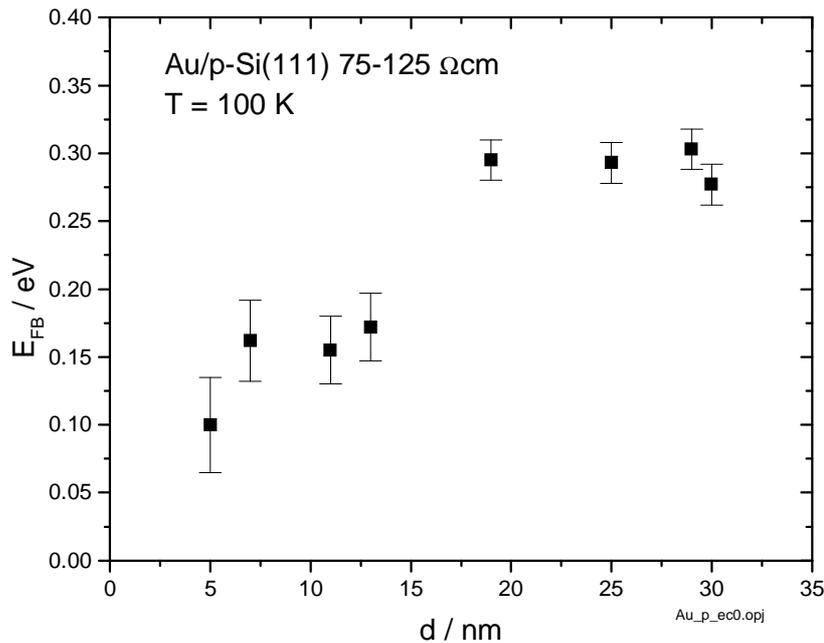


**Abb. 5.11** : Innere Quantenausbeute  $Y(d)_{h\nu=1\text{eV}}$  als Funktion der Schichtdicke  $d$  an Au/p-Si(111) bei  $h\nu = 1 \text{ eV}$  und  $T = 100 \text{ K}$ .

Die innere Quantenausbeute  $Y(d)_{h\nu=1\text{eV}}$  an Au/p-Si Heterostrukturen bei  $T = 100 \text{ K}$  ist in Abb. 5.11 für Schichtdicken  $5 \text{ nm} < d < 30 \text{ nm}$  dargestellt.  $Y(d)_{h\nu=1\text{eV}}$  steigt mit abnehmender Schichtdicke von etwa 0.015 bei  $d \approx 30 \text{ nm}$  auf 0.16 bei  $d = 5 \text{ nm}$  um eine Größenordnung an. Die Fehlerbalken setzen sich zusammen aus einer Variation von  $\pm 10 \%$ , die durch die Wahl der Ausgleichsgeraden im Fowler plot bedingt ist, sowie der Berücksichtigung des Fehler in

der Messung des Absorptionsvermögens von  $\Delta A = \pm 0.02$  nach Gl. (3.4). Im Vergleich zu Au/n-Si Strukturen ist die Quantenausbeute der inneren Photoemission  $Y(d)_{h\nu=1\text{eV}}$  bei Au/p-Si über eine Größenordnung höher.

In Abb. 5.12 ist die Barrierenhöhe  $E_{\text{FB}}(d)$  als Funktion der Schichtdicke  $d$  für Au/p-Si(111) dargestellt.

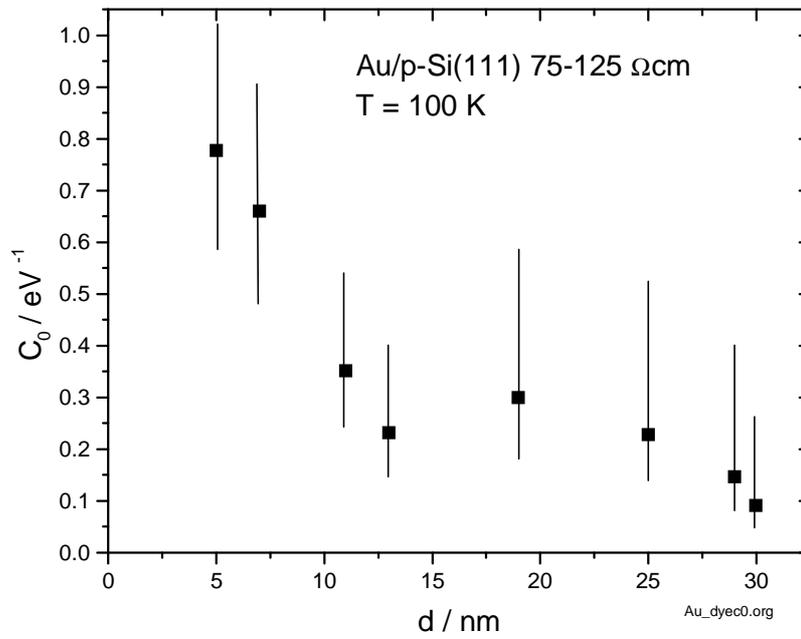


**Abb. 5.12 :** Barrierenhöhe  $E_{\text{FB}}(d)$  als Funktion der Schichtdicke  $d$  für Au/p-Si Proben mit  $5 \text{ nm} < d < 30 \text{ nm}$  bei  $T = 100 \text{ K}$  Meßtemperatur.

Bei dünnen Au Schichten steigt  $E_{\text{I}}(d)$  von  $0.10 \pm 0.035 \text{ eV}$  auf  $0.29 \pm 0.015 \text{ eV}$  zwischen  $5 < d < 20 \text{ nm}$  mit zunehmender Schichtdicke an. Dickere Filme  $d \geq 20 \text{ nm}$  zeigen keine Schichtdickenabhängigkeit der Barrierenhöhe  $E_{\text{FB}}$ . Die Fehlerbalken an  $E_{\text{FB}}$  sind bei Au/p-Si größer als bei Au/n-Si, weil der Bereich um  $h\nu \approx E_{\text{FB}}$  mit den verwendeten Detektoren nicht mehr meßbar ist. An dünnen Filmen ist der Fehlerbalken von  $E_{\text{FB}}$  größer, als an dicken Schichten, weil sich der Einfluß des glatten Substrats auf die optischen Daten dort stärker auswirkt (siehe Kap. 3.3).

Die effektive Dämpfungslänge im Bildkraftbereich im Si  $l_{\text{s}}$  wurde analog wie bei Au/n-Si bestimmt (siehe Kap. 5.1.3). Im p-Si(111) mit  $N_{\text{d}} = 1.5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  bei  $100 \text{ K}$  Proben temperatur

beträgt  $l_s = 6.7 \pm 0.5$  nm. Das Barrierenmaximum liegt nach Gl. (2.5) bei  $x_m = 9.4$  nm. Damit wurde der Emissionskoeffizient  $C_0(d)$  (siehe Gl. 2.13) von Au/p-Si Heterostrukturen bei  $T = 100$  K bestimmt und in Abb. 5.13 dargestellt.



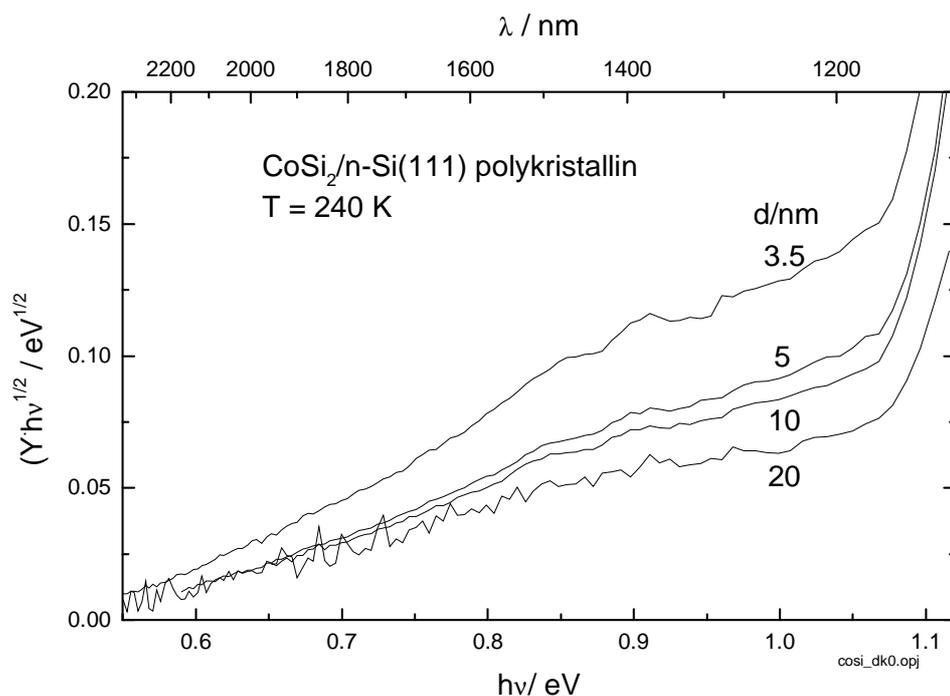
**Abb. 5.13 :** Der Emissionskoeffizient  $C_0(d)$  als Funktion der Schichtdicke  $d$  an Au/p-Si(111) Heterostrukturen ( $N_d = 1.5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ) bei  $T = 100$  K.

Mit abnehmender Au Schichtdicke von ( $30 \text{ nm} > d > 5 \text{ nm}$ ) steigt der Emissionskoeffizient von ungefähr  $C_0(d=30\text{nm}) = 0.1 \text{ eV}^{-1}$  auf  $C_0(d=5\text{nm}) = 0.8 \pm 0.2 \text{ eV}^{-1}$  an. Die Fehlerbalken ergeben sich analog wie bei der inneren Quantenausbeute (s.o.) nach Gl. (3.4). Ähnlich wie bei Au/n-Si, deutet sich im Emissionskoeffizienten ein Plateau im Bereich  $12 \text{ nm} < d < 25 \text{ nm}$  an, das jedoch im Rahmen der Meßgenauigkeit keine Bedeutung haben muß. Der Absolutwert von  $C_0(d)$  liegt bei Au/p-Si (Löcher Emission) etwa einen Faktor 1 - 3 höher, als bei der Elektronen Emission ins n-Si (siehe Abb. 5.6 und 5.7). Für den direkten Vergleich beider Leitungstypen müßte der Emissionskoeffizient in der Nähe der Barrierenenergie ( $0.3 \text{ eV} < h\nu < 0.6 \text{ eV}$ ) bestimmt werden. Dort ist die Steigung größer, als im ausgewerteten Meßbereich ( $0.52 \text{ eV} < h\nu < 1.15 \text{ eV}$ ), wegen des abflachenden Kurvenverlaufs im Fowler plot, mit steigender Photonenenergie  $h\nu$ .

### 5.3 CoSi<sub>2</sub>/n-Si

Mit einer spezifischen Leitfähigkeit  $\rho(\text{CoSi}_2) = 2.5 \mu\Omega\text{cm}$  [All93] ist CoSi<sub>2</sub> ein Metall. Im Ultrahochvakuum (UHV) konnten epitaktische Filme auf n-Si(111) mit einer homogenen Schichtdicke und vernachlässigbarer Störstellenkonzentration gewachsen werden (siehe Kap. 3.4.2). Durch den Vergleich zwischen polykristallinen und einkristallinen CoSi<sub>2</sub>/n-Si(111) Filmen ( $N_D = 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ) wurde der Einfluß der Ladungsstreuung an Korngrenzen auf die innere Quantenausbeute  $Y(h\nu, d)$  untersucht.

Die innere Quantenausbeute  $Y(h\nu, d)$  an CoSi<sub>2</sub>/n-Si(111) Heterostrukturen hat bei  $T = 240 \text{ K}$  einen ähnlichen spektralen Verlauf wie Au/n-Si (siehe Abb. 5.2) und zeigt für  $3.5 \text{ nm} < d < 20 \text{ nm}$  auch eine ähnliche Schichtdickenabhängigkeit (siehe Abb. 5.14).



**Abb. 5.14** : Fowler plot von polykristallinen CoSi<sub>2</sub>/n-Si(111) Heterostrukturen, mit CoSi<sub>2</sub> Schichtdicken  $3.5 \text{ nm} < d < 20 \text{ nm}$  bei  $T = 240 \text{ K}$ .

Der Einsatz der Absorption im Si bei  $h\nu \approx 1.08 \text{ eV}$  ist am steilen Anstieg der Quantenausbeute mit zunehmender Photonenenergie zu erkennen. Im Energiebereich, der durch die innere Photoemission aus dem CoSi<sub>2</sub> Film dominiert wird ( $h\nu < 1.08 \text{ eV}$ ) ergibt der spektrale Verlauf

von  $Y(h\nu)$  im Fowler plot in etwa eine Gerade. Wie auch bei Au/Si steigt  $Y(d)_{h\nu=1\text{eV}}$  bei polykristallinen Filmen mit abnehmender Schichtdicke von  $20\text{ nm} < d < 3.5\text{ nm}$  um etwa einen Faktor 4 an (siehe Tab. 5.1).

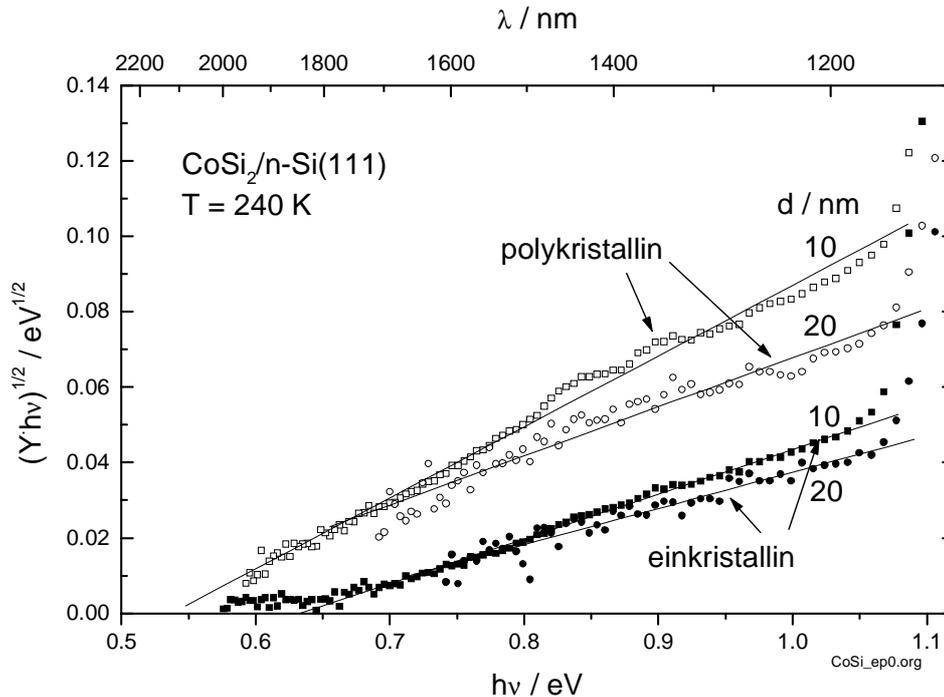
<b>d / nm</b>	<b><math>E_{\text{FB}} / \text{eV}</math></b>	<b><math>C_S / \text{eV}^{-1}</math></b>	<b><math>Y_{h\nu=1\text{eV}}</math></b>
3.5	0.529	$7.9 \cdot 10^{-2}$	$1.8 \cdot 10^{-2}$
5	0.543	$4.3 \cdot 10^{-2}$	$9.0 \cdot 10^{-3}$
10	0.538	$3.5 \cdot 10^{-2}$	$7.5 \cdot 10^{-3}$
20	0.488	$1.8 \cdot 10^{-2}$	$4.6 \cdot 10^{-3}$

**Tab. 5.1** : Barrierenhöhe  $E_{\text{FB}}$ , Schottkykoeffizient  $C_S$  und innere Quantenausbeute  $Y(d)_{h\nu=1\text{eV}}$  von polykristallinen  $\text{CoSi}_2/\text{n-Si}(111)$  Heterostrukturen mit Schichtdicken  $3.5\text{ nm} < d < 20\text{ nm}$  bei  $T = 240\text{ K}$  (siehe Abb. 5.14).

Die Barrierenhöhe liegt bei den untersuchten polykristallinen  $\text{CoSi}_2/\text{n-Si}(111)$  Heterostrukturen im Mittel um  $E_{\text{FB}} = 0.52 \pm 0.03\text{ eV}$ . Vergleichbare Experimente von Roca et.al. [Roc96] lieferten um 60 meV kleiner Werte. Die Werte des Schottkykoeffizienten ( $7.9 \cdot 10^{-2}\text{ eV}^{-1} > C_S(d) > 1.8 \cdot 10^{-2}\text{ eV}^{-1}$ ) für  $3.5\text{ nm} < d < 20\text{ nm}$  stimmen quantitativ gut mit Ref. [Roc96], wo  $C_S = 2.25 - 2.52 \cdot 10^{-2}\text{ eV}^{-1}$  an Filmen mit Schichtdicken  $7\text{ nm} < d < 11\text{ nm}$  und  $C_S(30\text{nm}) = 1.56 \cdot 10^{-2}\text{ eV}^{-1}$  bei  $T = 100\text{ K}$  gemessen wurde.

Mit der effektiven Dämpfungslänge im Bildkraftbereich  $l_s \approx 9\text{ nm}$  und der Lage des Barrierenmaximums  $x_m = 4.5\text{ nm}$  ist nach Gl (2.13) der Emissionskoeffizient  $C_0(d) \approx 1.65 C_S(d)$  bei  $T = 240\text{ K}$ . Bei gleichen Schichtdicken ist  $C_0(d)$  bei  $\text{CoSi}_2/\text{n-Si}(111)$  Heterostrukturen etwa 4 - 6 mal kleiner, als bei Au/n-Si (vgl. Abb. 5.9).

Die innere Quantenausbeute polykristalliner und einkristalliner  $\text{CoSi}_2/\text{n-Si}(111)$  Schichten ( $N_D = 1.5 \cdot 10^{14}\text{ cm}^{-3}$ ) ist in Abb. 5.15 jeweils für 10 nm und 20 nm dicke Filme, als Fowler plot dargestellt. Die Messungen wurden bei  $T = 240\text{ K}$  durchgeführt.



**Abb. 5.15 :** Vergleich zwischen polykristallinen und einkristallinen  $\text{CoSi}_2/\text{n-Si}(111)$  Filmen im Fowler plot, mit jeweils 10 nm und 20 nm Schichtdicke bei  $T = 240$  K.

Im Vergleich zu polykristallinen Schichten gleicher Dicke, haben einkristalline Filme sowohl eine geringere Quantenausbeute  $Y(h\nu)$ , als auch eine etwa 0.1 eV höhere Barriere  $E_{\text{FB}} = 0.62 \pm 0.02$  eV (siehe Tab. 5.2). Der Schottkykoeffizient  $C_S(d)$  bzw. Emissionskoeffizient  $C_0(d)$  ist nur etwa halb so groß, wie an polykristallinen Filmen. Diese Ergebnisse stimmen in der Tendenz mit Ref. [Roc96] überein, und die gemessenen Werte von  $C_S(d)$  schließen sich quantitativ gut an Ergebnisse von Roca et. al. an, die mit Schichtdicken  $25 \text{ nm} < d < 36 \text{ nm}$  an einkristallinen Filmen erzielt wurden.

	$d / \text{nm}$	$E_{\text{FB}} / \text{eV}$	$C_0 / \text{eV}^{-1}$	$Y_{h\nu=1\text{eV}}$
einkristallin	10	0.639	$2.5 \cdot 10^{-2}$	$1.9 \cdot 10^{-3}$
einkristallin	20	0.611	$1.5 \cdot 10^{-2}$	$1.4 \cdot 10^{-3}$
polykristallin	10	0.538	$5.8 \cdot 10^{-2}$	$7.5 \cdot 10^{-3}$
polykristallin	20	0.488	$3.0 \cdot 10^{-2}$	$4.6 \cdot 10^{-3}$

**Tab. 5.2 :** Ein - und polykristalline  $\text{CoSi}_2/\text{n-Si}(111)$  Heterostrukturen bei  $T = 240$  K im direkten Vergleich mit je 10 nm und 20 nm Schichtdicke.