

3. EBIC-Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der Messmethode ELECTRON BEAM INDUCED CURRENT (EBIC) vorgestellt. Der Elektronenstrahl eines Elektronenmikroskops wird genutzt, um Elektron-Loch-Paare (eh-Paare) in einer Diode zu erzeugen. Diese werden in der Diode getrennt und in einem äußeren Stromkreis als Kurzschlussstrom gemessen. In dieser Methode schlummern weit-aus mehr Möglichkeiten, als im Allgemeinen angewendet werden. Sie werden zum Teil mit dieser Arbeit erschlossen. Neue und detailliertere Aussagen sind damit möglich.

Zunächst wird die aus der Literatur bekannte Theorie der Messmethode zusammengefasst und der experimentelle Aufbau erklärt. Eigene Weiterentwicklungen der Methode sind in den nachfolgenden beiden Kapiteln erläutert. Das erste dieser Kapitel befasst sich mit JUNCTION EBIC (JEBIC), wobei die Probe im Querschnitt mit Elektronen bestrahlt wird, und das zweite mit PLANAREM EBIC (PEBIC), wobei die Probe planar bestrahlt wird. Die Abkürzungen JEBIC und PEBIC gehen auf [Schmidt 91] zurück.

Neben EBIC ist auch die Bezeichnung CHARGE COLLECTION (CC) sehr verbreitet. H. J. Leamy hatte in seinem Übersichtsartikel [Leamy 82] versucht, EBIC gegen CC zu tauschen, da EBIC für ELECTRON BEAM INDUCED CONDUCTIVITY stehe. Einige Autoren folgen seinem Vorschlag, andere nicht. Ich denke, die Verwirrung ist größer als der Nutzen. Außerdem sagt CC nichts darüber aus, wie die Ladung erzeugt wird.

Eine umfangreiche Übersicht über das Stoffgebiet gibt [Holt 89].

Die Theorie kann in drei Blöcke aufgeteilt werden. Der erste beschreibt die Interaktion eines Elektronenstrahls mit Materie und die Phänomene, die dabei beobachtet werden können. Der zweite betrachtet, wie die durch den Elektronenstrahl erzeugten eh-Paare in der Anregungsregion verteilt sind. Im dritten Block geht es um das Zustandekommen des Kurzschlussstroms durch die Trennung der eh-Paare.

Der experimentelle Aufbau wird im Anschluss erläutert.

3.1. Die Wechselwirkung von Elektronen mit Materie

Ein hochenergetisches Elektron, das auf Materie trifft, wechselwirkt mit den Elektronen und den Atomrümpfen des Materials. Angesichts des großen Massenunterschieds zwischen Elektron und Atomrumpf wird bei deren Wechselwirkung fast keine Energie übertragen, während sich die Bewegungsrichtung des Elektrons extrem ändern kann. Wenn das Elektron in Rückwärtsrichtung gestreut wird und sowohl auf dem Hin- als auch auf dem Rückweg durch das Material kaum Energie durch andere Prozesse verliert, dann verlässt es das Material wieder mit annähernd gleicher Energie. In diesem Fall spricht man von einem Rückstreuелеktron (BACK SCATTERING ELECTRON, BSE). Die Rückstreuwahrscheinlichkeit steigt monoton mit der Kernladungszahl Z des Streupartners.

Die Elektron-Elektron-Wechselwirkung ist in der Regel inelastisch, da die meisten Elektronen im Festkörper aufgrund der *Fermi*-Statistik eine Mindestenergie aufnehmen müssen, um wechselwirken zu können. Wegen der Massengleichheit der Wechselwirkungspartner kann es leicht zu starken Energieüberträgen kommen. Die Energie des Primärelektrons E_B verteilt sich kaskadenartig auf viele Elektronen. Die Kaskade fächert dabei immer weiter auf. Während ausschließlich die Wechselwirkung mit den Elektronen für die Umverteilung der Primärenergie auf viele Elektronen verantwortlich ist, ist die Wechselwirkung mit den Atomrümpfen der Hauptantrieb für die Auffächerung. Wenn die mittlere Energie pro Elektron in der Größenordnung der thermischen Energie liegt, kommt die Kaskade zum Erliegen. Das Wechselwirkungsvolumen nimmt bereits nach wenigen Wechselwirkungen eine Birnenform an, welche sich bis zum Erliegen der Kaskade nur noch in ihrer Ausdehnung, nicht aber in ihrer Form weiter ändert.

Die Elektronen der Kaskade können bei ausreichender Energie das Material verlassen, wenn sie sich innerhalb der mittleren freien Weglänge unterhalb der Oberfläche befinden. Solche Elektronen werden SEKUNDÄRELEKTRONEN (SE) genannt. Per Konvention haben sie eine maximale Energie von 50 eV. Die SE-Ausbeute ist stark materialabhängig. Sie wird sowohl von der Oberflächenstruktur und -neigung als auch von der Materialzusammensetzung beeinflusst. Wenn sie bei einem Isolator größer (kleiner) als 1 ist, lädt sich dieser positiv (negativ) auf. Bei Leitern kommt es zu einem entsprechend gerichteten Strom zur Masse.

Für die unterschiedlichen inelastischen Stöße ist jeweils eine minimale Energie notwendig, die der Stoßpartner mitbringen muss. Wenn ein Elektron aus einer tiefen Atomrumpf-Schale geschlagen werden soll, kann die erforderliche Mindestenergie sehr groß sein. Im Falle der Cu-K-Schale liegt sie beispielsweise bei 8.981 keV. Unterschreitet die mittlere Energie der Kaskade diese Grenze, können nur noch Elektronen in höheren Schalen mit der Kaskade wechselwirken. So durchläuft die Kaskade eine Energiegrenze nach der anderen und kann schließlich nur noch mit den Valenzelektronen wechselwirken. Im Fall von CIS besitzen die Energiegrenzen folgende Abstufung:

	In-K	Se-K	Cu-K	In-L	Se-L	Cu-L	CIS E_g
keV	27.9	12.7	9.0	3.9	1.5	0.95	0.001

Tabelle 3.1: Energiegrenzen im CIS
K steht für die K-Schale, L für die L-Schale und E_g für den energetischen Abstand des Leitungsbandes vom Valenzband.

Alle Werte außer dem letzten sind aus [Friel 95]. Abbildung 3.1 zeigt schematisch die Zwiebelstruktur der Anregungsregion. Im innersten Bereich finden alle mit der Primärenergie möglichen

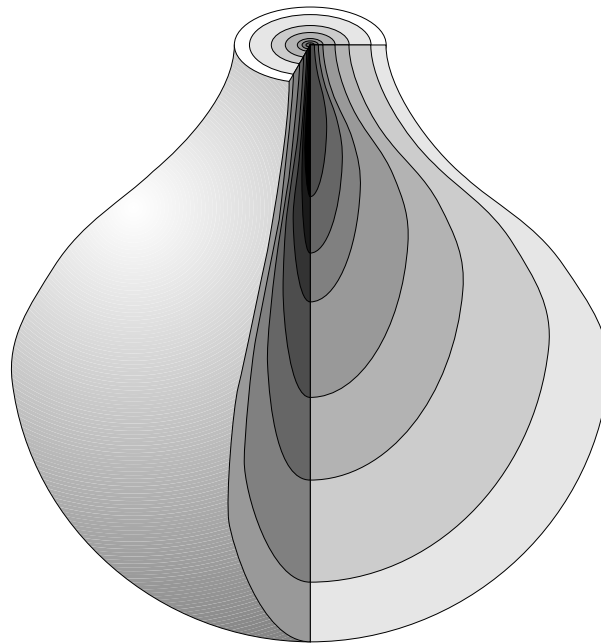


Abbildung 3.1: Energetische Zwiebelstruktur einer Anregungsregion

Während eh-Paare in der gesamten Anregungsregion erzeugt werden, können Elektronen aus energetisch tief liegenden Atomrumpf-Schalen nur im entsprechenden dunkleren Bereich im Zentrum der Anregungsregion emittiert werden.

Wechselwirkungen statt. Mit jeder „Zwiebelschale“ sinkt die Anzahl der möglichen Prozesse, bis schließlich nur noch in der äußersten Zwiebelschale eh-Paare erzeugt werden.

Fällt ein Elektron eines höheren Energie-Niveaus in den freigewordenen Platz, so wird entweder ein *Röntgen*-Quant oder ein *Auger*-Elektron mit einer charakteristischen Energie emittiert. Letzteres wird wieder ein Teil der Kaskade, wenn es nicht dem Material entkommt. *Auger*-Elektronen können zur oberflächlichen Materialanalyse verwendet werden (AUGER-ELEKTRONEN-SPEKTROSKOPIE, AES). Die *Röntgen*-Quanten können ebenfalls zur Materialanalyse detektiert werden (ENERGIEDISPERSIVE RÖNTGEN-SPEKTROSKOPIE, EDX). Hierbei ist das charakteristische Spektrum mit dem Spektrum der *Bremsstrahlung* überlagert, welche eine zwangsläufige Begleiterscheinung von beschleunigten Ladungen darstellt.

Da nicht die gesamte Energie des Primärelektrons E_B in eh-Paare umgesetzt wird, ist die Anzahl N der eh-Paare kleiner als E_B/E_g . Der Quotient E_B/N wird deshalb als Generationsenergie E_{eh} pro eh-Paar definiert. Sie kann nach [Holt 89] mit folgender empirischen Formel aus E_g berechnet werden:

$$E_{eh} = 2.1 E_g + 1.3 \text{ eV} \quad (3.1)$$

Für CIS ergibt sich also $E_{eh} = 3.4 \text{ eV}$.

Die erzeugten eh-Paare können rekombinieren oder durch einen p-n-Übergang getrennt und in einem äußeren Stromkreis als EBIC-Signal detektiert werden. Die Rekombination ist entweder strahlend oder nichtstrahlend. Bei starker nichtstrahlender Rekombination ist die strahlende stark reduziert. Durch Detektion des emittierten Lichts können Stellen mit starker nichtstrahlender Rekombination von Stellen mit geringer nichtstrahlender Rekombination unterschieden werden. Diese Messmethode heißt Kathodolumineszenz (CATHODOLUMINESCENCE, CL).

3.2. Die Form der Anregungsregion

Es gibt einige theoretische Überlegungen zum Aussehen der Anregungsregion. *Corkish* gibt in [Corkish 98] einen Überblick über einige semiempirische Modelle. Sie reichen von der Annahme einer punktförmigen Anregung über eine sphärisch symmetrische *Gauß*-Verteilung [Fitting 77], eine birnenförmige Anregung [Donolato 81] bis zu einem würfelförmigen Anregungsvolumen [von Roos 84]. Keines dieser semiempirischen Modelle und kein rein theoretisches Modell, welches Wirkungsquerschnitte und mittlere freie Weglängen berücksichtigt, liefert eine Übereinstimmung mit dem Experiment, da zu viele vereinfachende Annahmen getroffen werden. Deshalb stelle ich an dieser Stelle nur empirisch gewonnene Ergebnisse vor. Sie bilden auch zugleich die Grundlage für die eigenen Auswertungen, die weiter unten beschrieben werden. Zur Rechtfertigung der theoretischen Modelle soll aber auch erwähnt werden, dass ihre nicht vereinfachten Formeln immerhin durch Monte-Carlo-Simulationen „lösbar“ sind und zu ähnlichen Ergebnissen führen wie im Experiment [Werner 88].

Die heute bekannten empirischen Formeln zur Beschreibung der Anregungsregion gehen auf Experimente von *Grün* [Grün 56], *Ehrenberg / King* [Ehrenberg 63] und *Cohn / Caledonia* [Cohn 70] zurück. *Grün* untersuchte fotometrisch die Lumineszenz der Anregungsregion eines Elektronenstrahls in Luft bei einer Anregungsenergie E_B von 5 bis 54 keV. *Ehrenberg* und *King* untersuchten die Anregungsregion in fluoreszierenden Festkörpern. *Cohn* und *Caledonia* führten ähnliche Experimente wie *Grün* durch, allerdings mit reinem Stickstoff und einer Variation des Gasdrucks zwischen 92 und 373 Pa. *Grün* fand heraus, dass die heute nach ihm benannte Reichweite der Elektronen R_G über ein Potenzgesetz mit der Anregungsenergie E_B zusammenhängt. Dank der anderen Experimente ist außerdem bekannt, dass der Vorfaktor allein eine Funktion der Dichte ρ ist.

$$R_G = \frac{0.043 \text{ } \mu\text{m g}}{\rho \text{ cm}^3} \left(\frac{E_B}{1 \text{ keV}} \right)^{1.75} \quad (3.2)$$

Über die genauen Zahlenwerte des Vorfaktors und des Exponenten herrscht weitgehende Uneinigkeit. Die hier angegebene Formel ist aus [Leamy 82]. Während in [Holt 89] der Vorfaktor 0.0398 und der Exponent 1.75 beträgt, sind in [Friel 95] Werte von 0.064 und 1.68 zu finden. In Tabelle 3.2 sind die Dichte ρ und die Bandlücke E_g aller in CIS-Solarzellen vorkommenden Materialien aufgeführt.

Material	Glas	ITO	In ₂ Se ₃	CIS	CdS	ZnO	Au	Mo	In	Zn
ρ [gcm ⁻³]	2.30	7.18	5.67	5.77	4.82	3.00	19.28	10.22	7.29	7.13
E_g [eV]	~ 4	3.75	1.62	1.04	2.45	3.30				

Tabelle 3.2: Materialeigenschaften der Schichten einer CIS-Solarzelle

Während sich *Grün*, *Ehrenberg / King* und *Cohn / Caledonia* damit begnügten, ihre Ergebnisse für

die Tiefendosis - also die Energieverlustverteilung mit der Eindringtiefe z - grafisch darzustellen, veröffentlichten *Everhart* und *Hoff* [Everhart 71] eine empirische Formel, die die Tiefendosis beschreibt.

$$g_z(z) = \frac{A}{R_G} \begin{cases} 0 & \zeta < 0 \\ 0.70 + 5.50\zeta - 11.21\zeta^2 + 5.13\zeta^3 & 0 < \zeta < 1.14 \\ 0 & \zeta \geq 1.14 \end{cases} \quad (3.3)$$

mit

$$\zeta = \frac{z}{R_G} \quad (3.4)$$

und

$$A = \frac{E_B I_B}{e E_{eh}} (1 - \eta) \quad (3.5)$$

A ist die eh-Paar-Generationsrate im gesamten Volumen der Anregungsregion, I_B der Strahlstrom, e die Elementarladung, E_{eh} die Generationsenergie pro eh-Paar gemäß Gleichung (3.1) und η ist ein Korrekturfaktor für den materialabhängigen Anteil der rückgestreuten Elektronen. A ist das Integral von $-\infty$ bis $+\infty$ über $g_z(z)$.

Shea, Partain und *Warter* veröffentlichten in [Shea 78] die Daten der lateralen Dosisfunktion, welche sie aus [Grün 56] gewonnen hatten. Die in dieser Arbeit verwendete laterale Dosisfunktion folgt aus einem Fitt an jene Daten.

$$g_x(x) = \frac{A}{R_G} 3 \exp\left(-10.3 \xi + 29.7 \xi^2 - 56.9 \xi^3 + 44.8 \xi^4 - 13.5 \xi^5\right) \quad (3.6)$$

mit

$$\xi = \left| \frac{x}{R_G} \right| \quad (3.7)$$

Auch hier ist A das Integral von $-\infty$ bis $+\infty$ über $g_x(x)$. Der Definitionsbereich für Gleichung (3.6) geht von $-\infty$ bis $+\infty$. Aus den Gleichungen (3.3) und (3.6) kann die 2-dimensionale Dosisfunktion bestimmt werden.

$$G(x, z) = \frac{g_x(x) g_z(z)}{A} \quad (3.8)$$

Die Tiefendosis und die laterale Dosis sind in Abbildung 3.2 neben der entsprechenden 2-dimensionalen Anregungsregion dargestellt. R_G ergibt sich durch Extrapolation der Tiefendosis auf die

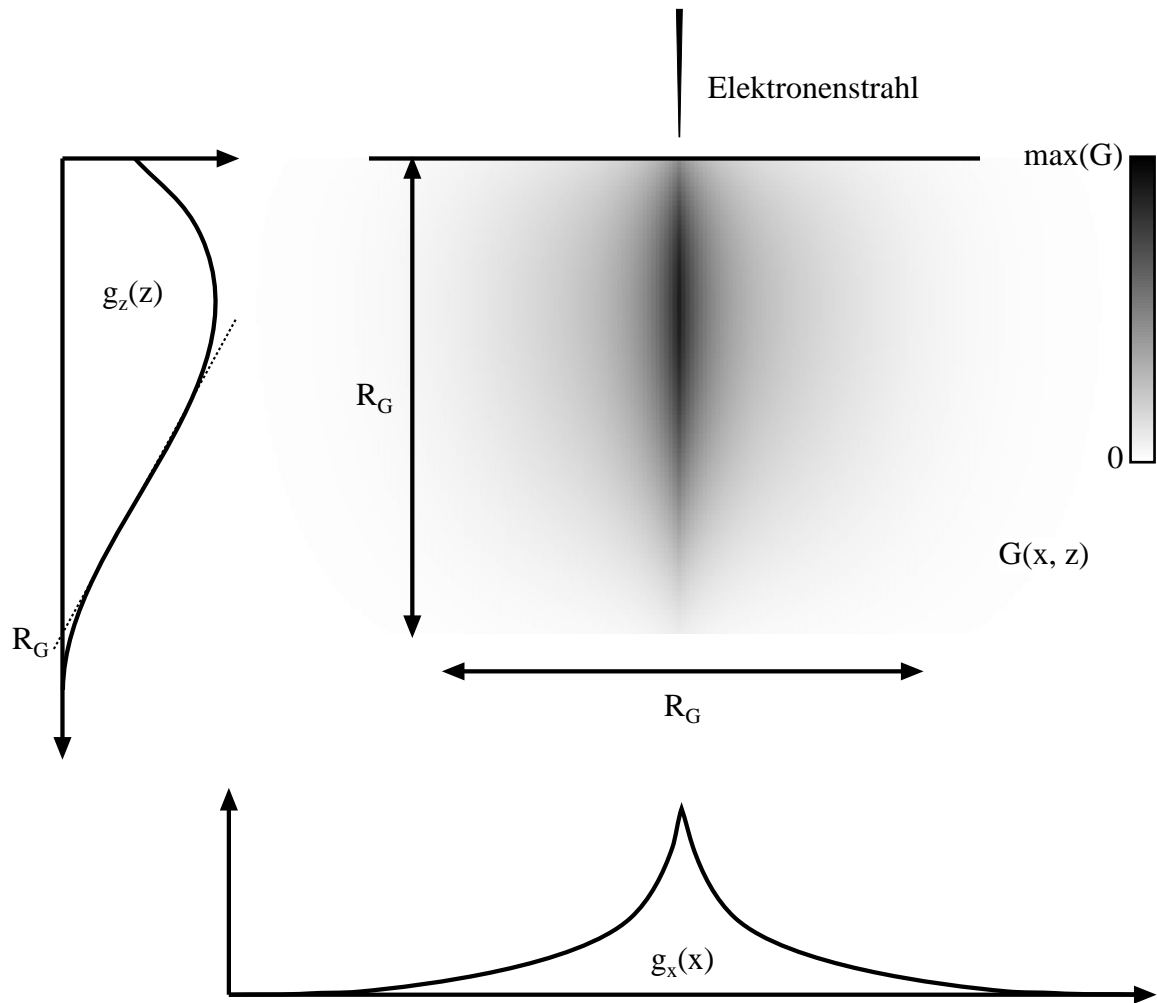


Abbildung 3.2: Tiefendosis $g_z(z)$, laterale Dosis $g_x(x)$ und 2-dimensionale Dosis $G(x, z)$ der Anregungsregion
 Die Grün-Reichweite R_G ergibt sich durch Extrapolation der Tiefendosis auf die Ortsachse für große Eindringtiefen (gestrichelte Linie).

Ortsachse. Interessant ist, dass die laterale Dosis bei R_G um 3 Größenordnungen abgefallen ist. Die Grün-Reichweite R_G ist also nicht so etwas wie die Halbwertsbreite von g_x . Bereits bei $0.11 R_G$ ist g_x auf $1/e$ von seinem Wert bei $x = 0$ abgefallen. Die Halbwertsbreite beträgt $0.28 R_G$.

Bei der Auswertung von EBIC-Messungen ist es üblich anzunehmen, dass die Dosisfunktion die gleiche Verteilung hat wie die Dichte der generierten eh-Paare. Da die Dosisfunktion aus Messungen der Lumineszenz gewonnen wurde, ist diese Annahme gleichbedeutend mit der Vorstellung, dass die Lumineszenz proportional zur Dichte der eh-Paare ist.

3.3. Ladungstrennung

Die eh-Paare der Anregungsregion verursachen im Halbleiter eine Aufspaltung der Quasi-Fermi-Niveaus F_e und F_h für Elektronen und Löcher. Wenn die Dichte der erzeugten eh-Paare klein gegen die Dichte der Majoritäts-Ladungsträger ist - man spricht in diesem Fall von *Low Injection* -, dann ist die Aufspaltung im Bereich der RLZ des p-n-Übergangs lateral nicht symmetrisch (Abbildung 3.3). Der Gradient von F_e ist in Richtung des n-Halbleiters größer als in Richtung des p-Halbleiters. Der Gradient von F_h verhält sich genau entgegengesetzt. Im zeitlichen Mittel fließen deshalb die erzeugten eh-Paare in entgegengesetzter Richtung auseinander: die Elektronen in den n-Halbleiter und die Löcher in den p-Halbleiter. Wenn die Dichte der erzeugten eh-Paare die Dichte der Majoritäts-Ladungsträger erreicht oder überschreitet, liegt *High Injection* vor. Der Gradient von F_e und F_h ist dann selbst in der vormaligen RLZ in allen Richtungen gleich. Eine Ladungstrennung findet nicht statt. Für EBIC-Messungen ist es also wichtig, im Bereich der *Low Injection* zu bleiben. Die Konzentration der erzeugten Ladungen muss somit klein gegen die der Majoritäten sein.

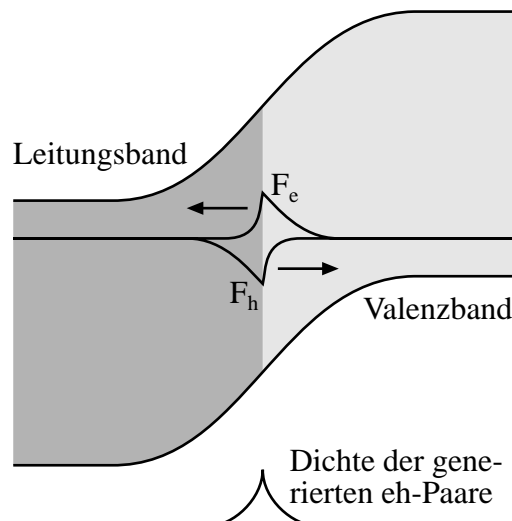


Abbildung 3.3: Qualitative Darstellung der Aufspaltung der Quasi-Fermi-Niveaus F_e und F_h in der RLZ

Die generierten eh-Paare bewirken eine Aufspaltung der Quasi-Fermi-Niveaus. Diese ist unsymmetrisch, da ein Elektron im n-Gebiet nur eine sehr geringe, im p-Gebiet aber eine starke Veränderung von F_e bewirkt. Für ein Loch verhält es sich genau umgekehrt. Die unterschiedlichen Gradienten von F_e und F_h bewirken eine Trennung der eh-Paare.

Bei einer analytischen Beschreibung des EBIC-Signals wird üblicherweise zunächst die Kontinuitätsgleichung unter gegebenen Randbedingungen für eine Einheits-Punktladungsquelle gelöst. Das Ergebnis wird sodann über die tatsächliche Ladungsverteilung und die Stromdurchtrittsfläche integriert. Wenn auch dieses äußerst komplexe Verfahren im Folgenden nicht zur Anwendung kommt, so soll es hier trotzdem kurz dargestellt werden, damit spätere Vereinfachungen des Verfahrens nachvollzogen werden können. Die Kontinuitätsgleichung für einen p-Halbleiter gibt an, wie sich die Konzentration n der Elektronen mit der Zeit aufgrund der Generationsrate G_n , der Rekombinationsrate R_n und der Migration verändert.

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - R_n + \frac{1}{e} \operatorname{div} \mathbf{J}_n \quad (3.9)$$

e ist die Elementarladung und \mathbf{J}_n ist die Migrationsstromdichte. Sie setzt sich aus einer Feld- und einer Diffusionsstromdichte zusammen, wenn außer dem elektrochemischen Potential keine weiteren Potentiale betrachtet werden.

$$\mathbf{J}_n = e\mu_n n \mathbf{E} + eD_n \text{grad } n \quad (3.10)$$

μ_n ist die Beweglichkeit, \mathbf{E} das elektrische Feld und D_n die Diffusionskonstante.

Im Fall von *Low Injection* kann R_n über die Lebensdauer der Überschusselektronen bestimmt werden. Überschusselektronen sind solche, die im thermischen Gleichgewicht nicht angeregt sind, die also durch Generation in der Anregungsregion entstanden sind.

$$R_n = \frac{n - n_0}{\tau_n} = \frac{\Delta n}{\tau_n} \quad (3.11)$$

n_0 ist die Elektronenkonzentration im thermodynamischen Gleichgewicht, τ_n die Lebensdauer und Δn die Konzentration der Überschusselektronen.

Die Kontinuitätsgleichung wird in der Regel nur außerhalb der Raumladungszone (RLZ) gelöst, da hier nur die Diffusions- nicht aber die Feldstromdichte beachtet werden muss. Für die RLZ wird eine 100 %ige Trennung der Überschusselektronen angenommen (Annahme !). Jedes hier erzeugte Elektron trägt also mit Faktor 1 zum EBIC-Signal bei.

Da die Kontinuitätsgleichung für n_0 automatisch erfüllt ist, kann sie in eine Gleichung für Δn umgeformt werden. Wenn sich Δn zeitlich nicht ändert, das System sich also im stationären Zustand befindet und eine punktförmige Einheits-Ladungsquelle mit einer Generationsrate von $a = 1 \text{ m}^{-3}\text{s}^{-1}$ am Ort \mathbf{x}' vorliegt, erhält die Kontinuitätsgleichung das folgende Aussehen:

$$D_n \text{div grad} \Delta n - \frac{\Delta n}{\tau_n} = - a \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \quad (3.12)$$

Als Randbedingungen auf den Oberflächen s_i (i ist ein Laufindex über alle Oberflächen des Halbleiters) wird eine Grenzflächen-Rekombination mit der Geschwindigkeit v_i angenommen. Auf der Grenzfläche s_0 zur RLZ gilt in Übereinstimmung mit der oben hervorgehobenen Annahme die Randbedingung, dass Δn verschwindet.

$$\Delta n = 0 \quad \text{für } \mathbf{x} \in s_0 \quad (3.13)$$

$$D_n \frac{\partial \Delta n}{\partial \hat{\mathbf{x}}_i} = v_i \Delta n \quad \text{für } \mathbf{x} \in s_i, i \neq 0 \quad (3.14)$$

$\hat{\mathbf{x}}_i$ ist der nach außen gerichtete Normalenvektor auf s_i .

Normalerweise wird Gleichung (3.12) mit den Randbedingungen (3.13) und (3.14) gelöst. Im Folgenden sei \tilde{n} eine solche Lösung. Mit \tilde{n} wird der zu erwartende EBIC-Strom für eine punktförmige Einheits-Ladungsquelle bestimmt. Er ergibt sich als Flächenintegral über die Stromdichte, die normal auf s_0 steht. Durch Normierung auf die verwendete punktförmige Einheits-Ladungsquelle kann

die Wahrscheinlichkeit $\varphi(\mathbf{x}')$ dafür bestimmt werden, dass ein Elektron, das am Ort \mathbf{x}' erzeugt wird, durch s_0 fließt.

$$\varphi(\mathbf{x}') = - \frac{\iint_{s_0} D_n \frac{\partial \tilde{n}}{\partial \hat{\mathbf{x}}_0} d\sigma}{\iiint a \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') d\mathbf{x}} \quad (3.15)$$

Der EBIC-Strom I_{EBIC} wird durch Integration über die Anregungsregion ermittelt.

$$I_{\text{EBIC}} = \iiint e \varphi(\mathbf{x}) \hat{G}(\mathbf{x}) d\mathbf{x} \quad (3.16)$$

$\hat{G}(\mathbf{x})$ ist die 3-dimensionale Dosisfunktion.

Wie bereits erwähnt, ist dieses Vorgehen in der Regel sehr kompliziert und führt nur selten zu einer analytischen Lösung. *Donolato* zeigt in [Donolato 89] unter Verwendung des Formalismus der *Green-Funktionen* ganz allgemein, dass sich das Problem mit einem REZIPROZITÄTS-THEOREM stark vereinfachen lässt. Statt die inhomogene Kontinuitätsgleichung (3.12) für Δn zu lösen, kann eine äquivalente homogene Gleichung für die oben eingeführte Einsammelwahrscheinlichkeit $\varphi(\mathbf{x})$ gelöst werden:

$$D_n \operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi - \frac{\varphi}{\tau_n} = 0 \quad (3.17)$$

mit den veränderten Randbedingungen

$$\varphi = 1 \quad \text{für } \mathbf{x} \in s_0 \quad (3.18)$$

$$D_n \frac{\partial \varphi}{\partial \hat{\mathbf{x}}_i} = v_i \varphi \quad \text{für } \mathbf{x} \in s_i, i \neq 0 \quad (3.19)$$

Eine andere Schreibweise für (3.17) ist

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi - \frac{\varphi}{L^2} = 0 \quad (3.20)$$

wobei L die Diffusionslänge ist und mit D_n und τ_n folgendermaßen zusammenhängt:

$$L = \sqrt{D_n \tau_n} \quad (3.21)$$

Noch eine Anmerkung zum Schluss:

In den beiden folgenden Kapiteln wird nicht mit der 3-dimensionalen Einsammelwahrscheinlichkeit gearbeitet, sondern nur mit der 1- und 2-dimensionalen. Die 1-dimensionale wird für alle Raum-

richtungen mit ϕ und die 2-dimensionale wie im 3-dimensionalen Fall mit φ bezeichnet. Die relevante Raumrichtung wird jeweils angegeben, insofern sie nicht in ihrem Kontext eindeutig ist. Von der 3-dimensionalen Einsammelwahrscheinlichkeit gelangt man durch Integration über das Anregungsvolumen zur 2- bzw. 1-dimensionalen Einsammelwahrscheinlichkeit.

3.4. Der experimentelle Aufbau

In Abbildung 3.4 ist der experimentelle Aufbau wiedergegeben. Zum Einsatz kommt das Elektronenmikroskop *SEM 525 M* von *Philips*. Die Beschleunigungsspannung kann zwischen 6 und 30 kV stufenlos eingestellt werden. Der EBIC-Strom wird zunächst mit dem Strom-Spannungs-Wandler *Modell 1641* der Firma *Ithaco* vorverstärkt und gewandelt. Die Verstärkung kann in drei Stufen eingestellt werden: 10^4 , 10^6 und 10^8 V/A. Dann folgt ein Wechselspannungs-Verstärker (*Modell 568* der Firma *hms-Elektronik*) mit einer Verstärkung von 10^1 oder 10^2 . Dieser Verstärker hat die Funktion, den unvermeidbaren Drift des ersten Verstärkers zu kompensieren. Die Zeitkonstante des AC-Eingangs beträgt 11 s. Da ein ganzes EBIC-Bild mit 408 Zeilen in 12 s aufgenommen wird, wird das Signal einer einzelnen Zeile nicht durch den AC-Verstärker verzerrt. Allerdings geht so die Nulllinie verloren. Diese wäre aber aufgrund des Drifts ohnehin selbst ohne AC-Verstärker nicht sehr zuverlässig. Sie muss aus den Messdaten wiedergewonnen werden.

Schließlich folgt ein Endverstärker mit stufenloser Offset-Korrektur, welcher in der Elektronikwerkstatt des ISFH gebaut wurde. Er erlaubt eine stufenlose Einstellung der Verstärkung im Bereich von 0 bis 110. Das verstärkte EBIC-Signal wird auf den Video-Eingang des Elektronenmikroskops gegeben. Von dort kann es mit einem Computer ausgelesen werden. Die Digitalisierungs-Soft- und Hardware stammt von der Firma *PGT* (Deutscher Vertriebspartner: *Gala-Instruments*).

Desweiteren wurde versucht, das EBIC-Signal unter Spannungsbias aufzunehmen. Obwohl der Aufbau mit Silizium-Solarzellen hervorragend funktionierte, konnte er für die Messung von CIS-Solarzellen nicht verwendet werden, da diese bei angelegtem Potential stark rauschen. Aus dem gleichen Grund sind auch reine ELECTRON BEAM INDUCED VOLTAGE Messungen nicht möglich gewesen.

Für die Messung von I/U-Kennlinien kommt die *Source Measurement Unit 236* der Firma *Keithley* zum Einsatz. Die Messung von I/U-Kennlinien ist für die Interpretation der PEBIC-Messdaten erforderlich.

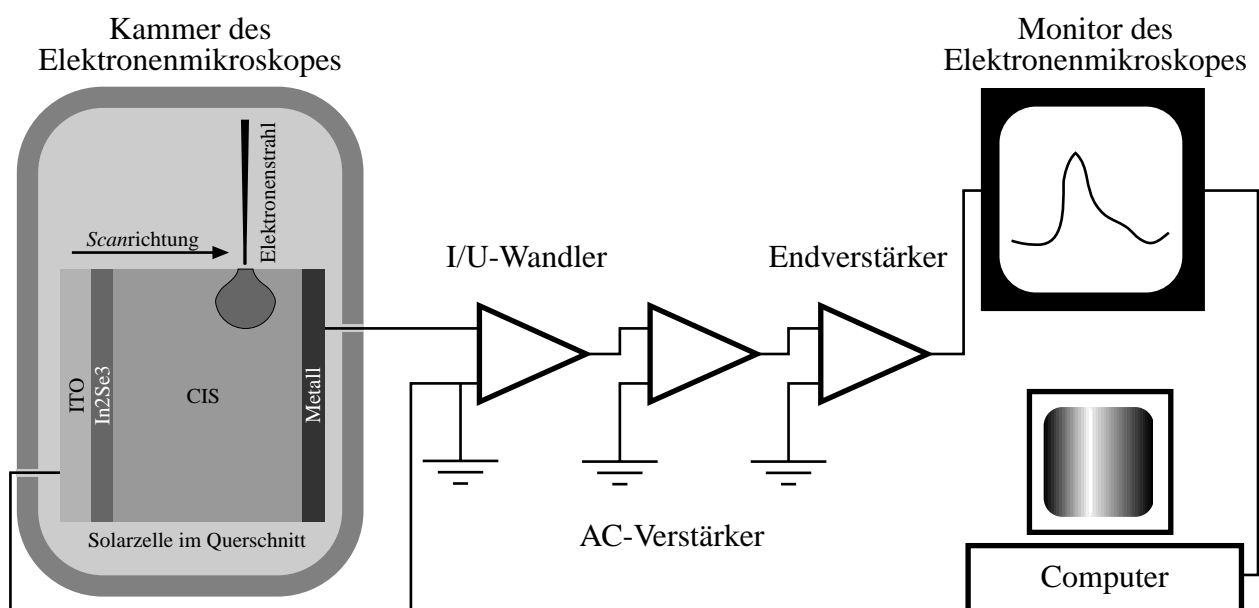


Abbildung 3.4: Experimenteller Aufbau

Die genaue Bezeichnung der einzelnen Komponenten ist im Text enthalten.

