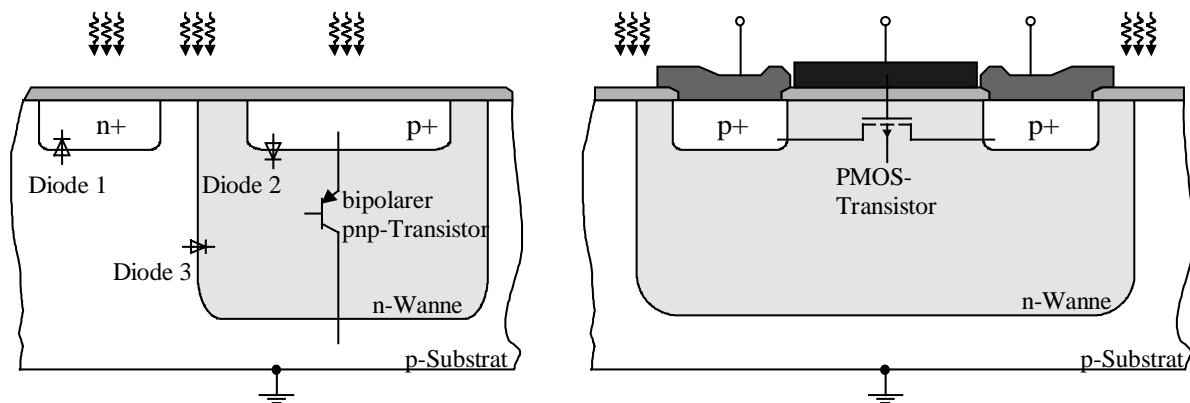


## 2 CMOS-kompatible Photosensoren

Im Photosensor findet die Umwandlung optischer Signale, die als Strahlungsleistung oder Strahlungsenergie auftreten, in elektrische Signale in Form von elektrischer Ladung, Spannung oder elektrischem Strom statt. Daher werden in diesem Kapitel zunächst strahlungsphysikalische Grundlagen, der Photoeffekt sowie die verschiedenen in der Literatur definierten optischen Wirkungsgrade aufgearbeitet.

Beim Einsatz von Photosensoren treten in verschiedenen Anwendungen meist unterschiedliche Randbedingungen auf, z.B. hohe Anforderung an den Dynamikbereich, die Empfindlichkeit oder Ansprechgeschwindigkeit der Photosensoren. Die für verschiedene Anwendungen wichtigen charakterisierenden Parameter eines Photosensors werden in diesem Kapitel, insbesondere unter Berücksichtigung für den Einsatz innerhalb eines Photosensorarrays ausführlich behandelt.

In der Standard-CMOS-Technologie steht eine Vielzahl von nutzbaren Photosensoren zu Verfügung, wie Bild 2.1 zeigt. Als Photodioden sind der p-Substrat/n<sup>+</sup>-Übergang, der p<sup>+</sup>/n-Wannen-Übergang und der p-Substrat/n-Wannen-Übergang vorhanden. Als Photosensoren mit innerer Verstärkung sind der bipolare pnp-Phototransistor und der PMOSFET verfügbar.



**Bild 2.1:** Verfügbare Photosensoren in der Standard-CMOS-Technologie

In den folgenden Unterkapiteln werden die CMOS-kompatiblen Photosensoren durch ihre statischen und dynamischen Eigenschaften charakterisiert. Diese Charakterisierung wird in ein handhabbares Modell für die Photoempfindlichkeit gefaßt, welches in das CADENCE-Design-Framework eingebunden wird. Dies ermöglicht eine äußerst komfortable Simulation der Photosensoren im sogenannten Schematic-Entry zusammen mit weiteren elektronischen Bauelementen. Darüber hinaus ist eine Modellierung für die Vorhersage der elektrooptischen Eigenschaften der Photosensorelemente (insbesondere der wellenlängenabhängigen

Empfindlichkeit) für weiterentwickelte CMOS-Prozesse oder für unterschiedliche Layoutgeometrien hilfreich. Dadurch, daß im FhG-IMS eine eigene Prozeßlinie verfügbar ist und die verschiedenen CMOS-Prozesse ständig weiterentwickelt werden, ist die Modellierung sogar bei der Lenkung der Prozeßentwicklung hinsichtlich der elektrooptischen Eigenschaften geeignet. Die statischen Modelle werden anhand von Messungen an Referenzstrukturen verifiziert oder entsprechende Parameter aufgrund der Messungen angepaßt. Die verwendeten Referenzstrukturen sind einzeln zugängliche Photosensorelemente innerhalb eines eindimensionalen Photosensorarrays mit einem Mittenabstand (Pitch) von  $30\mu\text{m}$  und einer Länge von  $400\mu\text{m}$ . Die Referenzstrukturen sind in der FhG-IMS  $1,5\mu\text{m}$ -Standard-CMOS-Technologie gefertigt.

Weitere Photosensoren, wie CCDs sowie pin- oder Lawinen-Photodioden sind zwar integrierbar, doch sind sie nicht kompatibel zum Standard-CMOS-Prozeß und seien deshalb hier nur am Rande erwähnt. Einen Überblick über weitere, nicht CMOS-kompatible Photodioden wird in [7], [8] und [9] gegeben. Umfassende Beschreibungen von CCD Photosensoren finden sich z.B. in [10], [11] und [12].

## 2.1 Physikalische Grundlagen

Zur physikalischen Beschreibung von optischen Prozessen werden zwei äquivalente Beschreibungsebenen verwendet. Bei der radiometrischen bzw. strahlungsphysikalischen Beschreibung elektromagnetischer Strahlung geht man von objektiven physikalischen Größen aus, die direkt aus den ablaufenden physikalischen Prozessen bestimmt werden können. Bei der photometrischen bzw. lichttechnischen Beschreibung werden die physiologischen Auswirkungen im Wellenlängenbereich sichtbarer elektromagnetischer Strahlung auf den Menschen berücksichtigt. Entscheidend ist hierbei die wellenlängenabhängige Empfindlichkeit des menschlichen Auges, die durch die genormte Funktion der Augenempfindlichkeit  $K(\lambda)$  beschrieben wird.

Eine anschauliche Gegenüberstellung der äquivalenten radiometrischen und photometrischen Beziehungen zeigt Tabelle 2.1.

<b>Radiometrische Größen:</b>	<b>Photometrische Größen:</b>
Strahlungsleistung $P$ , $[P]=W$	Lichtstrom $F$ , $[F] = \text{Lumen} = \text{lm}$
Strahlungsintensität $J$ , $[J]=W/\text{steradian}$	Lichtstärke $I'$ , $[I'] = \text{Candela} = \text{cd}$
Bestrahlungsstärke $H$ , $[H]=W/m^2$	Beleuchtungsstärke $E'$ , $[E'] = \text{lux} = \text{lx}$
Strahlungsdichte $R'$ , $[R']=Wm^{-2}/\text{steradian}$	Leuchtdichte $B$ , $[B] = \text{cd}/m^2$

**Tabelle 2.1:** Gegenüberstellung äquivalenter radio- und photometrischer Größen

Die Umrechnung radiometrischer Größen in photometrische Größen erfolgt durch Multiplikation der radiometrischen Größe mit  $K(\lambda)$ , welche die am menschlichen Auge meßtechnisch ermittelte Augenempfindlichkeitsfunktion darstellt. Bezieht man  $K(\lambda)$  auf das photometrische Strahlungsäquivalent  $K_m=680\text{lm}/W$ , so erhält man die relative Augenempfindlichkeitsfunktion  $V(\lambda)$ .

In Tabelle 2.2 sind als äquivalente Größen die Beleuchtungsstärke  $E'$  und die Bestrahlungsstärke  $H$  für alltägliche Werte gegenübergestellt [13].

Situation:	Vollmond-nacht bei klarem Himmel	Beleuchtung auf öffentlichen Straßen	Beleuchtung in öffentlichen Räumen	Beleuchtung in Wohnräumen	Arbeitsplatz-beleuchtung für hohe Ansprüche	Bedeckter Himmel im Sommer	Klarer Himmel im Sommer
$E'/\text{lux}$	0,1	1	10	100	$10^3$	$10^4$	$>10^5(..3 \cdot 10^5)$
$H/Wm^{-2}$	$3 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-2}$	0,3	3	30	$>300(..1000)$

**Tabelle 2. 2:** Alltägliche Werte für die Bestrahlungsstärke  $H$  und Beleuchtungsstärke  $E'$

Dabei wird von einer Wellenlänge  $\lambda=600\text{nm}$  (Gelblicht) ausgegangen, bei der die relative Augenempfindlichkeitsfunktion den Wert  $V(\lambda)=0,5$  annimmt. Es bleibt hier unberücksichtigt, daß das Tageslicht und die meisten künstlichen Lichtquellen ein kontinuierliches Spektrum und nicht nur eine monochrome Spektralkomponente aufweisen.

Die Grundlage für die Photoempfindlichkeit von Halbleitern beruht auf der Photonenabsorption und Ladungsträgerpaargenerierung innerhalb des Halbleitermaterials, dem inneren Photoeffekt. (Wenn Elektronen eines Festkörpers durch einfallende Photonen energetisch auf das Vakuumniveau angehoben werden und aus dem Festkörper austreten, spricht man vom *äußeren* Photoeffekt.)

Damit in einem undotierten (bzw. intrinsischen) Halbleiter durch ein einfallendes Photon ein Ladungsträgerpaar, bestehend aus einem Elektron und einem Loch, erzeugt werden kann, muß die Photonenenergie  $W_{\text{ph}}$  mindestens so groß wie die Bandlückenenergie  $W_{\text{gap}}$ , gemessen zwischen Valenz- und Leitungsband des Halbleiters, sein. Bei diesem als Fundamentalabsorption bezeichneten Vorgang wird mit der Photonenenergie  $W_{\text{ph}}$  ein Elektron vom Valenzband in das Leitungsband gehoben, so daß ein Loch im Valenzband zurückbleibt.

Es muß gelten:

$$W_{\text{ph}} = h \nu \geq W_{\text{gap}} . \quad (2.1)$$

Für Wellenlängen kürzer als die Grenzwellenlänge  $\lambda_g$  findet Absorption statt, das heißt der Halbleiter wirkt undurchsichtig. Für größere Wellenlängen hingegen wird der Halbleiter transparent. Es gilt:

$$\lambda_g = \frac{c}{\nu} = \frac{hc}{W_{\text{gap}}} . \quad (2.2)$$

Für Silizium mit einer Bandlückenenergie von  $W_{\text{gap}}=1,1\text{eV}$  bei Zimmertemperatur ergibt sich  $\lambda_g=1,12\mu\text{m}$ , so daß es im Wellenlängenbereich der für den Menschen sichtbaren Strahlung von etwa  $\lambda=400\text{nm}$  bis  $\lambda=800\text{nm}$  zur Fundamentalabsorption kommt.

Als intrinsische Photosensoren werden deshalb solche bezeichnet, bei denen die Ladungsträgerpaare durch Fundamentalabsorption entstehen.

Extrinsische Photosensoren beruhen auf der Absorption von Photonen, deren Energie zur Ladungsträgerpaargenerierung durch Ionisation von Störstellen verwendet wird, was voraussetzt, daß es sich um einen dotierten (bzw. extrinsischen) Halbleiter handelt. Für extrinsische Photosensoren gilt bei Zimmertemperatur ebenfalls die Bedingung nach Gleichung 2.2, da eine Störstellenabsorption und Ladungsträgerpaarerzeugung von langwelligerer Strahlung wegen der vorliegenden Störstellenschöpfung nicht stattfinden kann. Langwelligere Strahlung kann zwar durch die freien Ladungsträger im Valenz- und Leitungsband absorbiert werden, jedoch führt dieser Effekt nicht zur Generation von zusätzlichen Ladungsträgerpaaren [14].

Gelangen nun durch den inneren Photoeffekt erzeugte freie Ladungsträger in die Raumladungszone (RLZ) einer pn-Diode, so werden sie durch das innere Feld der Raumladungszone getrennt und lassen sich als Photostrom an den äußeren Klemmen des pn-Übergangs abgreifen. Die pn-Diode wirkt somit als Photodiode, die die Basis aller hier behandelten CMOS-kompatiblen Photosensoren bildet.

Nur ein Teil der auf den Halbleiter auftreffenden Photonen liefert einen Beitrag zum Photostrom. Daher werden zur Beschreibung des inneren Photoeffektes verschiedene Quantenwirkungsgrade  $\eta$  definiert. Nicht alle auf den Halbleiter auftreffenden Photonen werden absorbiert, sondern ein Teil wird an der Oberfläche reflektiert oder gelangt ohne ein Ladungsträgerpaar zu generieren durch den Halbleiter hindurch. Diese Eigenschaft des Halbleiters wird durch den optischen Quantenwirkungsgrad  $\eta_{\text{opt}}$  beschrieben.

$$\eta_{\text{opt}} = \frac{\text{Anzahl der vom Halbleiter absorbierten Photonen}}{\text{Anzahl der auf den Halbleiter auftreffenden Photonen}}. \quad (2.3)$$

Diejenigen Ladungsträger, die im Halbleiter durch die Photonen generiert werden, können ohne zum Photostrom beizutragen, wieder rekombinieren. Diese Eigenschaft ist durch den internen Quantenwirkungsgrad  $\eta_{\text{int}}$  beschrieben :

$$\eta_{\text{int}} = \frac{\text{Anzahl der erzeugten Ladungsträgerpaare, die zum Photostrom beitragen}}{\text{Anzahl der vom Halbleiter absorbierten Photonen}}. \quad (2.4)$$

Der externe Quantenwirkungsgrad bezeichnet schließlich den Anteil der durch die auftreffenden Photonen generierten und zum Photostrom beitragenden Ladungsträger:

$$\eta_{\text{ext}} = \eta_{\text{opt}} \eta_{\text{int}} = \frac{\text{Anzahl der erzeugten Ladungsträgerpaare, die zum Photostrom beitragen}}{\text{Anzahl der auf den Halbleiter auftreffenden Photonen}}. \quad (2.5)$$

Der Reflexionsfaktor  $R$  einer Halbleiteroberfläche bezüglich senkrecht einfallender Strahlung bestimmt sich nach [15] näherungsweise zu:

$$R(\lambda) = \frac{(n_{\text{Material}} - 1)^2}{(n_{\text{Material}} + 1)^2}. \quad (2.6)$$

wobei  $n_{\text{Material}}$  der optische Brechungsindex des Halbleitermaterials ist und die Strahlung aus dem Vakuum mit dem Brechungsindex 1 einfällt. Der Brechungsindex hängt im sichtbaren Wellenlängenbereich von der Wellenlänge ab. Damit ist  $R$  ebenfalls eine Funktion von  $\lambda$  und variiert für Silizium zwischen 0,32 (für  $\lambda=800\text{nm}$ ) und 0,48 (für  $\lambda=400\text{nm}$ ). Die Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex bzw. des Reflexionsfaktors beruht u.a. auf der frequenzabhängigen komplexen relativen Permittivitätszahl  $\epsilon_r$ , die die Eigenschaft der Polarisierbarkeit des Halbleitermaterials beschreibt (siehe auch [16]).

Bedingt durch die Absorption der Photonen im Halbleiter nimmt die Bestrahlungsstärke  $H$  nach dem Beer'schen Gesetz mit steigender Eindringtiefe  $z$  exponentiell ab, so daß gemäß [17] gilt:

$$H(z) = (1 - R(\lambda)) H_0 \exp(-\alpha z). \quad (2.7)$$

wobei  $H_0$  die Bestrahlungsstärke unmittelbar vor der Halbleiteroberfläche und  $\alpha$  den Absorptionskoeffizient des Halbleitermaterials bezeichnet.

Der optische Quantenwirkungsgrad  $\eta_{\text{opt}}$  eines Halbleiterbereiches der Dicke  $(d_1 - d_0)$ , mit  $d_1 > d_0$  beträgt mit Gleichung 2.7 ausgedrückt:

$$\eta_{\text{opt}} = (1 - R(\lambda)) [\exp(-\alpha d_0) - \exp(-\alpha d_1)]. \quad (2.8)$$

Bestrahlungsstärke  $H$  und Strahlungsleistung  $P$  sind über die bestrahlte Fläche  $dA$  miteinander verknüpft. Es gilt:

$$H = \frac{dP}{dA}. \quad (2.9)$$

Für den Zusammenhang zwischen der flächenbezogenen Photonenrate  $N$  (Anzahl der pro Flächen- und Zeiteinheit einfallenden Photonen) und der zugehörigen Bestrahlungsstärke  $H$  gilt:

$$N = \frac{H}{h\nu}. \quad (2.10)$$

Weiterhin gilt für die von der Eindringtiefe  $z$  abhängige Generationsrate von Ladungsträgerpaaren pro Volumen- und Zeiteinheit  $g(x)$ :

$$g(z) = -\frac{dN(z)}{dz} = -\frac{dH(z)}{dz} \frac{1}{h\nu} = \frac{H_0(1 - R(\lambda)) \alpha \exp(-\alpha z)}{h\nu}. \quad (2.11)$$

Die effektive Generationsrate der Ladungsträgerpaare  $g_{\text{eff}}(x)$ , die zum Photostrom beitragen, läßt sich dann mit dem internen Quantenwirkungsgrad angeben:

$$g_{\text{eff}}(z) = g(z) \eta_{\text{int}}. \quad (2.12)$$

## 2.2 Parameter von CMOS-kompatiblen Photosensoren und Photosensorarrays

Im folgenden werden die charakterisierenden Parameter von Photosensoren behandelt und auch die wichtigen Parameter im Hinblick auf eine Verwendung der Photosensoren innerhalb eines Photosensorarrays. Darüber hinaus beschreiben manche der hier behandelten Parameter das Verhalten eines Photosensors zusammen mit der Ausleseschaltung.

### Empfindlichkeit

Die Empfindlichkeit eines Photosensors, auch Responsivität genannt, bei dem sich die Größe des Signalstroms  $I_{\text{Ph}}$  proportional zur eingestrahlten Leistung  $P$  verhält, ist definiert als:

$$\mathfrak{R} = \frac{I_{\text{Ph}}}{P}. \quad (2.13)$$

Für einen nichtlinearen Photosensor ist  $\mathfrak{R}$  vom Arbeitspunkt AP abhängig, so daß für eine Kleinsignalbetrachtung um den Arbeitspunkt gilt:

$$\mathfrak{R} = \left. \frac{dI_{\text{Ph}}}{dP} \right|_{\text{AP}}. \quad (2.14)$$

Im Falle von Photodioden mit vertikalem pn-Übergang ist die Empfindlichkeit eine flächenunabhängige Größe, da sowohl  $I_{\text{PH}}$  und  $P$  bei gleichmäßiger Bestrahlungsstärke proportional zur Fläche der Photodiode sind und sie sich somit herauskürzt.

### Spektrale Empfindlichkeit

Die Empfindlichkeit des Photosensors bezieht sich auf die Strahlung eines auf einer vorgegebenen Temperatur befindlichen schwarzen Strahlers oder auf eine monochromatische Strahlungsquelle. Die spektrale Empfindlichkeit ist die Abhängigkeit  $\mathfrak{R}(\lambda)$ , sie wird vom Halbleitermaterial sowie vom geometrischen Aufbau des Photosensors bestimmt und spielt z.B. für die farbliche Selektivität eine große Rolle.

### Transfer-Charakteristik

Unter Transfer-Charakteristik wird die Kennlinienform zwischen Beleuchtungsstärke und Ausgangssignal des Photosensors oder der Ausleseschaltung verstanden. Für Anwendungen bei wechselnden Beleuchtungsverhältnissen über einige Größenordnung ist z.B. bei einer linearen Transfer-Charakteristik eine Kompression der Kennlinie durch Logarithmierung in der Ausleseschaltung sinnvoll.

### Dunkelrauschen (unbeleuchteter Fall)

Statistische Vorgänge unterschiedlicher physikalischer Ursachen im Halbleitermaterial wirken

als Rauschquellen auf das Ausgangssignal des Photosensors. Es werden zunächst ausschließlich dem Photosensor immanente Rauschquellen betrachtet (unbeleuchteter Fall).

Die Rauschquellen werden durch Zufallsprozesse beschrieben, deren Autokorrelationsfunktion  $\varphi_{II}(\tau)$  in den Frequenzbereich fouriertransformiert das Rauschleistungsdichtespektrum  $\Phi_{II}(f)$  ergibt. Im folgenden wird ein Zufallsprozeß vorausgesetzt, der in Bezug auf seinen Mittelwert und seine Autokorrelationsfunktion ergodisch ist (näheres dazu in [18]). Die Einheit des Rauschleistungsdichtespektrums ist für den vorliegenden Fall des Stroms als Signalträger :

$$[\text{Rauschleistungsdichte für den Strom } \Phi_{II}] = \frac{\text{A}^2}{\text{Hz}}. \quad (2.15)$$

Damit ergibt sich ein frequenzabhängiger mittlerer quadratischer Rauschstrom als Mittelung über das betrachtete infinitesimale Frequenzintervall  $df$ :

$$d\overline{I_R^2} = \Phi_{II}(f) df. \quad (2.16)$$

Für endliche kleine Frequenzintervalle gilt näherungsweise:

$$\Delta\overline{I_R^2} = \Phi_{II}(f) \Delta f. \quad (2.17)$$

Integriert man das Rauschleistungsdichtespektrum über den gesamten Frequenzbereich, so erhält man die Varianz des Zufallsprozesses  $\sigma^2$  (hier für den Strom  $\overline{I_R^2}$ ):

$$\sigma^2 = \overline{I_R^2} = \int_{f=-\infty}^{f=+\infty} \Phi_{II}(f) df. \quad (2.18)$$

Die mittlere quadratische thermische Rauschspannung, welche auch ohne Stromfluß auftritt und von der ungerichteten thermischen Bewegung der Ladungsträger in einem Material mit dem elektrischen Widerstand  $R$  herrührt, kann durch

$$\Delta\overline{U_{R,\text{therm}}^2} = 4kTR\Delta f \quad (2.19)$$

beschrieben werden. Der resultierende mittlere quadratische thermische Rauschstrom ergibt sich dann zu:

$$\Delta\overline{I_{R,\text{therm}}^2} = \frac{4kT}{R} \Delta f. \quad (2.20)$$

Dieser Zufallsprozeß ist im Rauschleistungsdichtespektrum bezüglich  $f$  bis zur dielektrischen Relaxation (bei etwa  $10^{12}$  Hz) konstant.

Unter dem elektrischen Widerstand  $R$  kann z.B. der elektrische Widerstand eines betrachteten Volumenelements im leitenden Kanal eines MOS-Transistors verstanden werden.



Das Schrotrauschen ist ein Rauschprozeß, mit dem man den statistischen Anteil der Bewegung von Ladungsträgern in Bereichen hoher elektrischer Feldstärken bei geringer Stromdichten relativ einfach beschreiben kann. Dies ist z.B. in pn-Übergängen der Fall. So ist z.B. beim mittleren fließenden Sperrstrom  $I_S$  (in diesem Fall entspricht er dem Dunkelstrom) der mittlere quadratische Rauschstrom von  $I_S$  abhängig:

$$\overline{\Delta I_{R,\text{Schrot}}^2} = 2q|I_S|\Delta f. \quad (2.21)$$

Da die statistischen Fluktuationen bei einem nicht vorgespannten pn-Übergang allerdings thermischer Natur sind, ist in diesem Fall das Schrotrauschen mit dem thermischen Rauschen identisch (siehe z.B. [19]).

Dieser Zufallsprozeß ist im Rauschleistungsdichtespektrum bis zur reziproken Driftzeit des Ladungsträgers durch den pn-Übergang in Bezug auf  $f$  konstant [20]. Die formale Beschreibung des Schrotrauschens (Gleichung 2.21) ist jedoch nur dann gültig, wenn die gegenseitige Beeinflussung der Ladungsträger vernachlässigbar gering ist, ansonsten ist die statistische Dichte- und Geschwindigkeitsverteilung der Ladungsträger durch deren gegenseitige Abstoßung geringer. Die Bewegung der Ladungsträger z.B. im leitenden Kanal eines MOS-Transistors kann daher besser durch das thermische Rauschen beschrieben werden [21].

Die letzte hier betrachtete signifikante Rauschquelle ist das Modulationsrauschen, nach seiner Frequenzabhängigkeit auch  $1/f$ -Rauschen genannt. Statistische Umladevorgänge von Oberflächen- und Zwischenschichtzuständen führen zur Änderung der Konzentration von freien Ladungsträgern im stromdurchflossenen Material. Für das Modulationsrauschen sind neben der Oberflächenbeschaffenheit des Materials, elektrische Kontakte und Kristalldefekte verantwortlich [22]. Diese Ursachen sind in der Konstante  $K_{R,\text{Mod}}$  vereinigt. Das Modulationsrauschen dominiert neben dem thermischen Rauschen im stromdurchflossenen ( $I_{\text{MOS}}$ ) leitenden Kanal eines MOS-Transistors. Es gilt für den mittleren quadratischen Rauschstrom:

$$\overline{\Delta I_{R,\text{Mod}}^2} = I_{\text{MOS}} \frac{K_{R,\text{Mod}}}{f} \Delta f. \quad (2.22)$$

Liegt ein Array von Photosensorelementen vor, so kommt eine weitere zu beachtende Rauschquelle hinzu: Das Ortsrauschen (im folgenden FPN). Es beschreibt die Inhomogenität der Ausgangssignale von Photosensorelementen innerhalb eines Arrays. Ursachen für das FPN sind geometrische Streuungen der Photosensorelemente und der Bauelemente der Ausleseschaltung sowie ungleichmäßige Dotierstoffkonzentrationen auf einem Wafer. Die Ausgangssignale der Photosensorelemente können durch einen diskreten Zufallsprozeß beschrieben werden. Der Zufallsprozeß ist zwar im Sinne der Zeit deterministisch (zeitlich konstant), jedoch nicht bezüglich der Ortskoordinate  $x$ . Unter FPN wird die Varianz  $\sigma^2$  des Zufallsprozesses verstanden. Das FPN für den unbeleuchteten Fall hat additiven Charakter

(FPN 0. Ordnung => signalunabhängig). Eine Approximation für den mittleren quadratischen Rauschstrom eines Arrays ist also die empirische Varianz der Dunkelströme  $I_{S,i}$  der  $N$  Photosensorelemente im Array:

$$\overline{I_{R,FPN0}^2} \approx \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (I_{S,i} - I_S)^2, \quad (2.23)$$

mit dem mittleren Dunkelstrom  $I_S$ .

Wenn verschiedene wirksame Rauschprozesse nicht korreliert sind, lassen sie sich additiv zu einem gesamten mittleren quadratischen Rauschstrom für den unbeleuchteten Fall zusammenfassen:

$$\overline{I_{R,dunkel}^2} = \sum_i I_{R,i}^2, \quad (2.24)$$

wobei  $i$  der Laufindex für die verschiedenen Rauschprozesse ist.

### Rauschäquivalente Leistung (Noise Equivalent Power, NEP) und Nachweisgrenze

Die Rauschäquivalente Leistung  $P_R$  (im folgenden NEP) ist gleich derjenigen Strahlungsleistung, die das Dunkelrauschsignal  $\sqrt{\overline{I_{R,dunkel}^2}}$  am Ausgang des Sensorelements hervorruft, wobei das betrachtete Frequenzintervall  $\Delta f$  unendlich groß ist (andererseits wird die effektive Rauschbandbreite von vorhandenen Kapazitäten und Widerständen durch ihr Tiefpaßverhalten begrenzt):

$$P_R = H_R A_{\text{Sensorelement}} = \frac{\sqrt{\overline{I_{R,dunkel}^2}}}{\mathfrak{R}}, \quad (2.25)$$

wobei  $H_R$  die zur NEP korrespondierende Bestrahlungsstärke bezeichnet. Die Nachweisgrenze der Eingangsbestrahlungsstärke hängt davon ab, mit welcher Sicherheit das Signal im Rauschen erkannt werden soll. Es gibt daher unterschiedliche Angaben zur Nachweisgrenze, beispielsweise wird sie häufig als ein bestimmtes Vielfaches der NEP angegeben.

### Signalabhängiges Rauschen

Die kohärente Emission von Photonen kann aus statistischer Sicht als diskreter binominalverteilter Zufallsprozeß beschrieben werden, was im allgemeinen als Photonenrauschen bezeichnet wird. Bei einer großen Anzahl von Beobachtungen geht die Binominalverteilung in die Poissonverteilung über. Die Wahrscheinlichkeit  $Pr$  für die Emission von  $n$  Photonen innerhalb eines Beobachtungszeitraumes  $\Delta t$  ist dann gegeben durch:

$$Pr_{\Delta t} \{n\} = \frac{(\bar{n})^n}{n! \exp(\bar{n})}. \quad (2.26)$$

Die mittlere Anzahl der emittierten Photonen ist  $\bar{n}$ . Diese ist abhängig vom Beobachtungszeitraum  $\Delta t$  sowie von der abgegebenen mittleren Strahlungsleistung.

Wenn nun die  $\bar{n}$  im Mittel emittierten Photonen im Photosensor auftreffen und im Mittel  $\eta_{\text{ext}} \bar{n} = \bar{m}$  Elektronen generieren, ist auch die Wahrscheinlichkeitsverteilung für  $m$  generierte Elektronen ebenfalls poissonverteilt:

$$\Pr_{\Delta t} \{m\} = \frac{(\bar{m})^m}{m! \exp(\bar{m})}. \quad (2.27)$$

Die Varianz eines poissonverteilten Zufallsprozesses ist gleich dessen Mittelwert:

$$\sigma_{\text{Poisson}}^2 = \overline{(m - \bar{m})^2} = \bar{m}. \quad (2.28)$$

Die Poissonverteilung darf strenggenommen nur bei kohärenter Emission angenommen werden. Bei inkohärenter Emission muß die sog. Bose-Einstein Statistik berücksichtigt werden, die Varianz würde dabei mit dem sog. Bose-Faktor multipliziert werden, der jedoch für den Fall  $h\nu \gg kT$  (relativ kleine Wellenlängen bis  $1\mu\text{m}$  und geringe Temperaturen kleiner  $120^\circ\text{C}$ ) zu eins angenommen werden darf.

Im Zeitraum  $\Delta t$  fließt ein mittlerer Photostrom  $\bar{I}_{\text{Ph}}$  sowie der aktuelle Photostrom  $I_{\text{Ph}}$  mit

$$\bar{I}_{\text{Ph}} = \frac{q \bar{m}}{\Delta t} \text{ und } I_{\text{Ph}} = \frac{q m}{\Delta t}. \quad (2.29)$$

Die Varianz des Photostromes, der im Zeitraum  $\Delta t$  ermittelt ist

$$\begin{aligned} \Delta I_{\text{R,Ph}}^2 &= \overline{(I_{\text{Ph}} - \bar{I}_{\text{Ph}})^2} = \overline{\left( \frac{q m}{\Delta t} - \frac{q \bar{m}}{\Delta t} \right)^2} \\ &= \left( \frac{q}{\Delta t} \right)^2 \overline{(m - \bar{m})^2} = \left( \frac{q}{\Delta t} \right)^2 \bar{m} = \frac{q \bar{I}_{\text{Ph}}}{\Delta t}. \end{aligned} \quad (2.30)$$

Für ein betrachtetes Frequenzintervall mit  $\Delta f = \frac{1}{2\Delta t}$  ([23]) ergibt sich ein mittlerer quadratischer Rauschstrom der Photoelektronen (Photostromrauschen) für das Frequenzintervall  $\Delta f$  zu

$$\Delta I_{\text{R,Ph}}^2 = 2q \bar{I}_{\text{Ph}} \Delta f, \quad (2.31)$$

der, wie gezeigt, signalabhängig ist.

Analog zum Rauschen im unbeleuchteten Fall kann das FPN innerhalb eines Photosensorarrays ebenfalls signalabhängig sein. Das signalabhängige FPN hat also multiplikativen Charakter (FPN 1. Ordnung). Dies ist dann der Fall, wenn die Verstärkungen von Bauelementen in den einzelnen Ausleseschaltungen oder die inneren Verstärkungen der Photosensorelemente nicht homogen sind. Das FPN 1. Ordnung wird in der Literatur auch Pixel Response Nonuniformity (PRNU) genannt. Die empirische Varianz der Verstärkungen kann für  $N$  Photosensorelementen zu

$$\sigma_{\mathfrak{R}} = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (\mathfrak{R}_i - \overline{\mathfrak{R}})^2 \quad (2.32)$$

angegeben werden. Bei Photosensorelementen mit linearer Transfer-Charakteristik kann dann der mittlere quadratische Rauschstrom des Photosensorarrays, der aus dem FPN 1. Ordnung resultiert, mit

$$\overline{I_{R,FPN1}^2} \approx \sigma_{\mathfrak{R}}^2 P^2 \quad (2.33)$$

approximiert werden.

### Dynamikbereich (Dynamic Range, DR)

Als Dynamikbereich DR ist das Verhältnis der maximal detektierbaren Bestrahlungsstärke  $H_{\max}$  (z.B. bis die Transfer-Charakteristik Sättigungseffekte zeigt) zur NEP-korrespondierenden Bestrahlungsstärke  $H_R$  zu verstehen. Der DR charakterisiert somit das eingangsbezogene Verhalten des Photosensors und wird üblicherweise in dB angegeben:

$$DR = 20 \log_{10} \left( \frac{H_{\max}}{H_R} \right) \text{dB}. \quad (2.34)$$

### Signal-Rausch-Abstand (Signal-to-Noise Ratio, SNR)

Beim Signal-Rausch-Abstand SNR wird das jeweilige Ausgangssignal des Photosensors (hier z.B. Strom)  $I_{\text{Ph}}$  auf das Gesamttrauschsignal  $\sqrt{I_{R,\text{gesamt}}^2}$ , welches sich aus allen wirksamen Rauscharten (Dunkelrauschen und signalabhängiges Rauschen) zusammensetzt, bezogen. Der SNR charakterisiert somit das ausgangsbezogene Verhalten des Photosensors oder des Arrays (ggf. mit Ausleseschaltungen) und wird ebenfalls üblicherweise in dB angegeben:

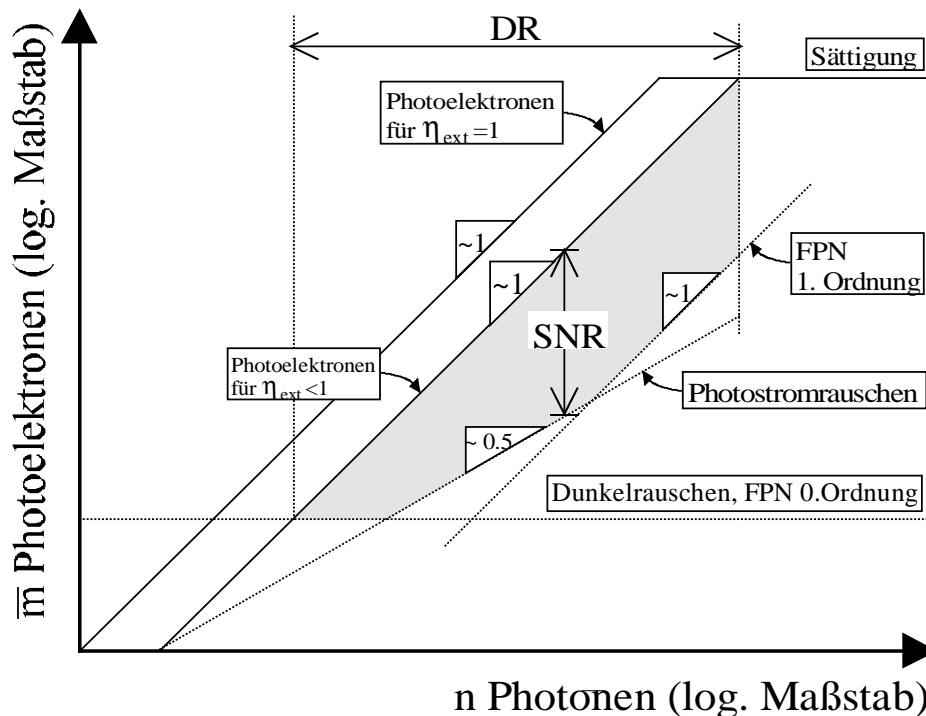
$$SNR = 20 \log_{10} \left( \frac{I_{\text{Ph}}}{\sqrt{I_{R,\text{gesamt}}^2}} \right) \text{dB}. \quad (2.35)$$

Die verschiedenen Rauscharten lassen sich nach den obigen Überlegungen in signalabhängige und -unabhängige sowie zeit- und ortsbezogene unterteilen, wie Tabelle 2. 3 zeigt.

<b>Rauscharten</b>	<b>signalunabhängiges Dunkelrauschen</b>	<b>signalabhängiges Rauschen</b>
<b>zeitbezogen</b>	z.B. <ul style="list-style-type: none"> <li>• thermisches Rauschen des leitenden Transistorkanals</li> <li>• Modulationsrauschen des leitenden Transistorkanals</li> <li>• Schrotrauschen des Diodensperrstroms</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Photonenrauschen bzw.daraus resultierendes Photostromrauschen</li> </ul>
<b>ortsbezogen</b>	FPN 0. Ordnung z.B. <ul style="list-style-type: none"> <li>• ungleichmäßige Dunkelströme durch Kristalldefekte</li> <li>• ungleichmäßige Dunkelströme durch inhomogene Geometrien</li> <li>• ungleichmäßige Offsets in den Ausleseschaltungen</li> </ul>	FPN 1. Ordnung z.B. <ul style="list-style-type: none"> <li>• ungleichmäßige Verstärkungen der Photo-MOSFETs</li> </ul>

**Tabelle 2.3:** Unterteilung der verschiedenen Rauscharten bei Photosensoren

In Bild 2.2 ist das Verhalten eines allgemeinen Photosensors in Anlehnung an [24] bezüglich der verschiedenen Rauscharten sowie DR und SNR in einer Übersicht dargestellt. Das Eingangssignal sind hier Photonen ( $\bar{n}$ ) und das Ausgangssignal Elektronen ( $\bar{m}$ ), die über den Quantenwirkungsgrad  $\eta_{\text{ext}}$  generiert werden. Der SNR entspricht der Projektion des grauen Bereichs auf die ausgangssseitige  $\bar{m}$ -Achse für das jeweilige Signal.



**Bild 2.2:** Darstellung verschiedener Rauscharten

### Temperaturabhängigkeit

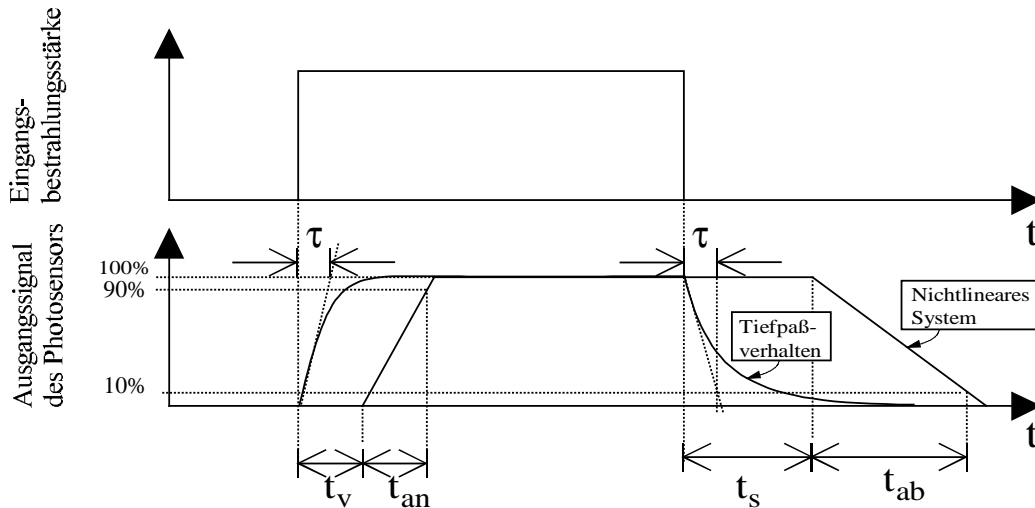
Im Halbleiter sind vielerlei Größen temperaturabhängig, z.B. Diodensperrestrom, Schwellenspannung von MOS-Transistoren, Ladungsträgerbeweglichkeiten, usw.. Dies gilt insbesondere auch für Photosensoren. Wird bei einer Anwendung Wert auf ein temperaturunabhängiges Verhalten gelegt, so können einige temperaturabhängige Größen schaltungstechnisch kompensiert werden. Differenzierende Verfahren, bei denen die Ausgangssignale von Photosensorelementen eines Arrays voneinander subtrahiert werden, nehmen eine Kompensation der Temperaturabhängigkeit vor. Für Photodioden reicht solch eine Kompensation bereits aus, da der Photostrom  $I_{\text{ph}}$  nahezu temperaturunabhängig ist.

### Zeitkonstanten, dynamisches Verhalten

Die Antwort des Ausgangssignals eines Photosensors bei impulsförmiger Bestrahlung kann mit einer Zeitkonstanten  $\tau$  ausreichend beschrieben werden, sofern der Photosensor tiefpaßförmiges Verhalten aufweist. Mit der 3dB-Eckfrequenz der Tiefpaßcharakteristik  $\omega_{3\text{dB}}$  gilt dann:

$$\tau = \frac{1}{\omega_{3\text{dB}}} . \quad (2.36)$$

Zeigt der Photosensor nichtlineares Verhalten, können als geeignete Beschreibung der dynamischen Vorgänge verschiedene Zeitkonstanten definiert werden. Die Definition der verschiedenen Zeitkonstanten soll analog zu denen von digitalen Gattern gem. Bild 2.3 sein: Verzögerungszeit  $t_v$ , Anstiegszeit  $t_{an}$ , Speicherzeit  $t_s$  und Abklingzeit  $t_{ab}$ .



**Bild 2.3:** Verschiedene Zeitkonstanten eines Photosensors

### Mikroskopische Apertur eines Photosensorelementes und die ortsbezogene Impulsantwort eines Photosensorarrays

Bei einigen Anwendungen ist es von Bedeutung, welche Empfindlichkeit ein Photosensorelement auf eine ortsabhängige Bestrahlung aufweist. Diese Empfindlichkeitscharakteristik wird hier als mikroskopische Apertur des Photosensorelementes bezeichnet. Die diskrete ortsbezogene Impulsantwort eines Photosensorarrays gibt demgegenüber an, wie sich die Ausgangssignale eines beleuchteten Photosensorelementes und dessen benachbarte Elemente verhalten. Aus der mikroskopischen Apertur eines Photosensorelementes kann die diskrete Impulsantwort eines Photosensorarrays bestimmt werden. Beide Größen charakterisieren die Ortsauflösung des Photosensorarrays.

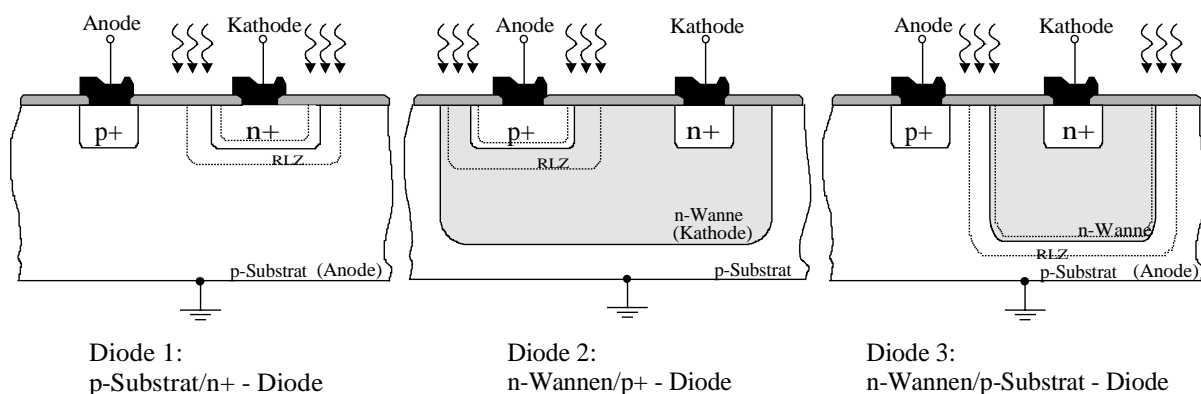
### Übersprechen

Das Übersprechen ist eine Eigenschaft von Photosensorarrays. Unter Übersprechen versteht man bei Bestrahlung eines Photosensorelementes das Verhältnis vom Ausgangssignal des bestrahlten Photosensorelementes zur Summe aller Ausgangssignale der übrigen Photosensorelemente des Arrays. Das Übersprechen kann aus der Apertur und dem Abstand der einzelnen Photosensorelemente (sog. Pitch) abgeleitet werden. Es sei darauf hingewiesen, daß mit Übersprechen nicht das von CCD-Photosensorarrays her bekannte Blooming gemeint ist, welches bei starker Beleuchtungsstärke ein quasi Überlaufen der Potentialtöpfe der CCD-Photosensorelemente in benachbarte Potentialtöpfe beschreibt. Das Übersprechen in Photosensorarrays entsteht i.a. durch die Diffusion photogenerierter Ladungsträger im Substratmaterial zu benachbarten Photosensorelementen hin.

## 2.3 pn-Photodiode

Von den in der CMOS-Technologie verfügbaren Photosensorelementen wird die pn-Photodiode zunächst ausführlich behandelt. Es werden die laterale und vertikale pn-Diode sowie die verschiedenen Stromanteile für das statische und dynamische Verhalten getrennt voneinander betrachtet. Das hier entwickelte Photodiodenmodell ist ebenso für die Modellierung der aktiven pn-Photodioden im bipolaren Phototransistor und im Photo-MOSFET verwendbar.

Bei der Photodiode spielt die Einstrahlungsrichtung des Lichts in Bezug auf die pn-Grenzschicht mitunter eine entscheidende Rolle. Fällt die Strahlung senkrecht in die RLZ ein, so spricht man von einer vertikalen und bei parallelem Einfall von einer lateralen Photodiode. CMOS-kompatible Photodioden sind stets eine Mischung aus beiden Fällen. Es kommt auf das Design an, welcher Anteil überwiegt. Die Strukturen verfügbarer CMOS-kompatibler pn-Photodioden, die als Referenzstrukturen im FhG-IMS-1,5 $\mu$ m-Standard-CMOS-Prozeß vorhanden sind, zeigt Bild 2.4.



**Bild 2.4:** Verfügbaren pn-Photodioden des FhG-IMS-1,5 $\mu$ m-Standard-CMOS-Prozesses

Diode 1 ist diejenige mit dem geringstem Platzbedarf und daher am geeignetsten für hochauflösende Photosensorarrays. Falls es nötig ist, die Dioden innerhalb eines Arrays vollständig voneinander zu isolieren (z.B. kein gemeinsamer Anodenanschluß), sollte auf Diode 2 zurückgegriffen werden. Diode 3 ist aufgrund der größeren Dotierungstiefe (ca. 3 $\mu$ m im Vergleich zu ca. 0,5 $\mu$ m bei Diode 1) diejenige mit dem größten externen Quantenwirkungsgrad für größere Wellenlängen im sichtbaren Bereich.

### 2.3.1 Randbedingungen des Modells

#### Randbedingungen für das statische Verhalten

Die gesamte äußere Spannung der Photodiode  $U_{\text{Diode}}$  fällt über der Raumladungszone ab. Im Normalfall findet der Betrieb von Photodioden zu Detektionszwecken im Sperrbereich mit



$U_{\text{Diode}} \leq 0V$  statt. Die Betrachtung im Sperrbereich rechtfertigt die Vernachlässigung der Bahnwiderstände der Photodiode, da diese nur von geringen Strömen durchflossen werden. Es soll eine eindimensionale, querschnittsunabhängige Betrachtung der generierten Photostromdichten erfolgen und es werden sämtliche Halbleiter-Grenzschichten als ideal, das heißt als abrupt, angenommen.

### Zusätzliche Randbedingungen für das dynamische Verhalten

Eine übersichtliche Modellbeschreibung zur Bestimmung des im Bauelement hervorgerufenen Photostroms ist bei beliebiger zeitlicher Modulation der Bestrahlungsstärke  $H$  nur unter geeigneten Voraussetzungen für den Gültigkeitsbereich des Modells möglich. Unberücksichtigt bleibt die Laufzeit des Lichtes im Halbleiter, da sie wesentlich geringer als alle später berechneten Zeitkonstanten ist. Eine Abschätzung liefert eine Laufzeit von etwa 0,06ps durch die RLZ einer Siliziumphotodiode mit einer Ausdehnung von  $5\mu\text{m}$ . Es wird davon ausgegangen, daß die betrachtete pn-Photodiode mit einer Sperrspannung im Bereich von  $-5V < U_{\text{Diode}} < -4V$  betrieben wird. Dieser Betriebsbereich ist im Kurzschlußbetrieb von Photodioden bei einer Versorgungsspannung von 5V durchaus üblich.

### 2.3.2 Das Stromquellenmodell

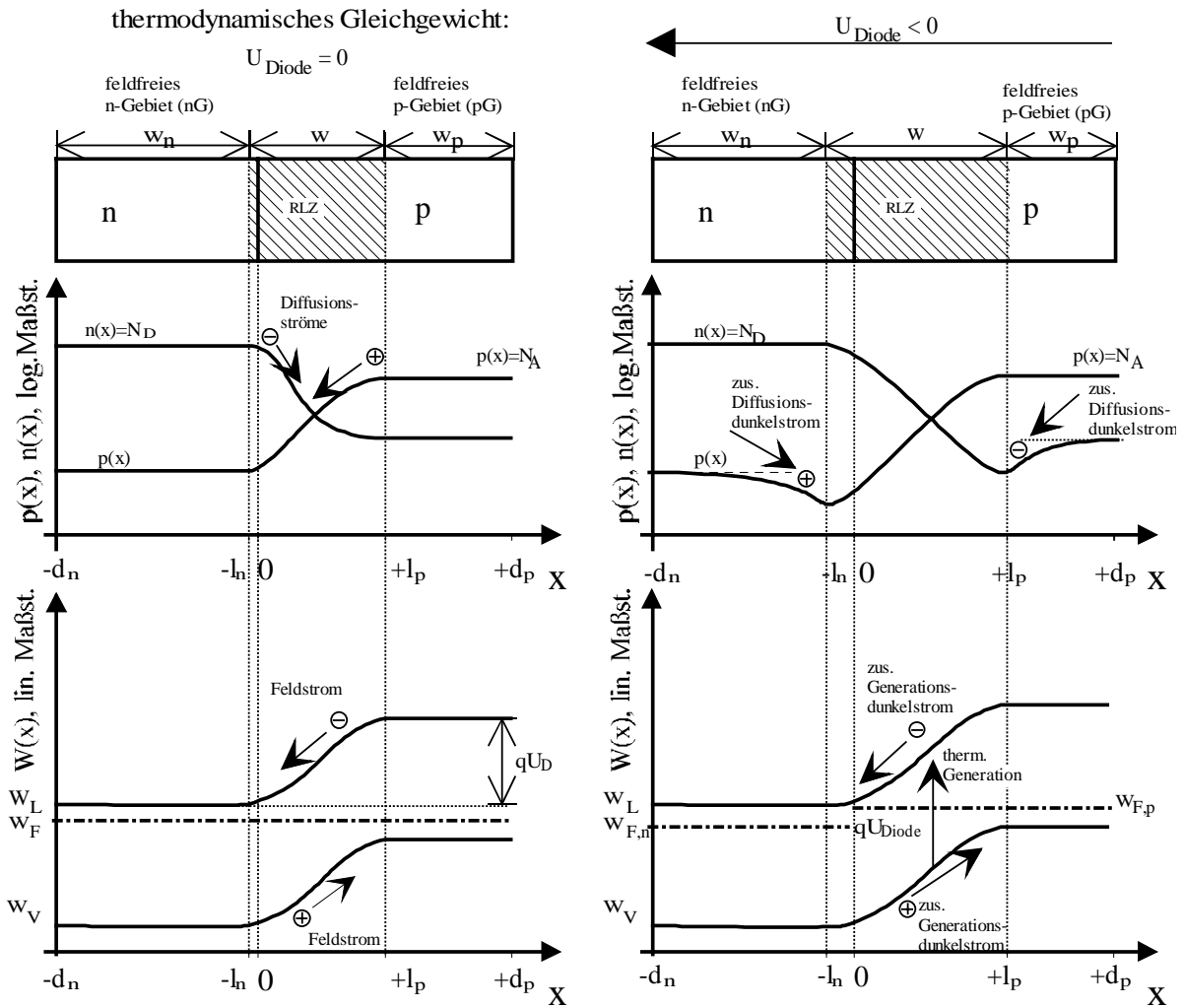
Unter den oben angeführten Randbedingungen ist das Ersatzschaltbild der pn-Photodiode im Sperrbereich durch die Parallelschaltung mehrerer Stromquellen darstellbar. Diese Ströme werden zunächst für den unbeleuchteten und beleuchteten Fall getrennt behandelt.

#### Unbeleuchteter Fall (Dunkelstrom)

Der pn-Übergang sei mit einer Dotierstoffkonzentration von  $N_D$  auf der n-Seite und  $N_A$  auf der p-Seite dotiert. Ohne äußere Spannung  $U_{\text{Diode}}$  und ohne Beleuchtung befindet sich die pn-Diode im thermodynamischen Gleichgewicht, das Fermi-Energieniveau  $W_F$  im Energiebänder-Diagramm ist dann räumlich konstant. Durch Konzentrationsgradienten an freien Ladungsträgern von den feldfreien Gebieten zur RLZ hin bilden sich Diffusionsströme aus. Hierdurch entstehen wiederum Feldströme, da sich durch die Diffusion ein elektrisches Feld ausgebildet hat, welches den Abfall der Diffusionsspannung

$$U_D = -U_{\text{Temp}} \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right), \text{ mit } U_{\text{Temp}} = \frac{kT}{q} \quad (2.37)$$

über der RLZ zur Folge hat. Diffusionsströme und Feldströme gleichen sich im zeitlichen Mittel exakt aus. Mit Hilfe der Poisson-Gleichung kann der in Bild 2.5, links qualitativ gezeigte Verlauf der Ladungsträgerkonzentrationen und der Energiebandverläufe ermittelt werden. Im folgenden soll die x-Richtung stets quer zum pn-Übergang verlaufen.



**Bild 2.5:** Modell des unbeleuchteten pn-Übergangs ohne und mit angelegter Sperrspannung

Wird eine Spannung  $U_{Diode}$  in Sperrrichtung an den pn-Übergang gelegt, befindet sich der pn-Übergang nicht mehr im thermodynamischen Gleichgewicht und auf p- und n-Seite bilden sich unterschiedliche Fermi-Energien  $W_{F,p}$  und  $W_{F,n}$  (gem. Bild 2.5, rechts) aus:

$$W_{F,n} - W_{F,p} = q U_{Diode} \tag{2.38}$$

Die Ausdehnung der RLZ kann mit und ohne Berücksichtigung der äußeren Spannung, wobei  $U_{Diode}$  in Sperrrichtung negativ angenommen wird, zu

$$w = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_{r,Si}(N_A + N_D)(-U_{Diode} - U_D)}{qN_A N_D}} \tag{2.39}$$

angegeben werden. Zur Berechnung der Ladungsträgerkonzentrationen und der Energiebandverläufe muß zusätzlich zur Poisson-Gleichung die Kontinuitätsgleichung angesetzt werden. Es zeigt sich dann, daß es Bereiche im feldfreien p- und n-Gebiet gibt, in denen die Minoritätsladungsträgerkonzentrationen ( $p(x)$  im n-Gebiet und  $n(x)$  im p-Gebiet) geringer sind, als die entsprechenden Gleichgewichtswerte an den eingezeichneten Tangenten.

Dadurch entsteht ein zusätzlicher Diffusionsdunkelstrom  $I_{S,diff}$ , der nicht vollständig vom Feldstrom ausgeglichen wird. Es gilt dann:

$$I_{S,diff} = I_{S,diff,n} + I_{S,diff,p} = q A n_i^2 \left( \frac{D_n}{N_A L_n} + \frac{D_p}{N_D L_p} \right). \quad (2.40)$$

$A$  ist die Querschnittsfläche des pn-Übergangs.  $D_{n,p}$  sind die Diffusionskonstanten für Elektronen bzw. Löcher, sie sind über die Einstein'sche Beziehung mit den Ladungsträgerbeweglichkeiten  $\mu_{n,p}$  verknüpft:

$$D_{n,p} = \mu_{n,p} U_{Temp}. \quad (2.41)$$

$\mu_{n,p}$  sind zu den mittleren Lebensdauern der Ladungsträger  $\tau_{n,p}$  proportional. Auch die Diffusionslänge der Löcher im n-Gebiet  $L_p$  sowie der Elektronen im p-Gebiet  $L_n$  hängen von  $\mu_{n,p}$  ab:

$$L_{n,p} = \sqrt{\tau_{n,p} \mu_{n,p} U_{Temp}}. \quad (2.42)$$

Berücksichtigt man zusätzlich die thermische Generation von Ladungsträgern innerhalb der RLZ, die in Sperrichtung vorgespannter RLZ überwiegt, so erhält man einen weiteren Stromanteil, der im Fall von Silizium eine dominante Rolle spielt: Den Generationsdunkelstrom

$$I_{S,gen} = A \frac{q w n_i}{\tau_{eff}}. \quad (2.43)$$

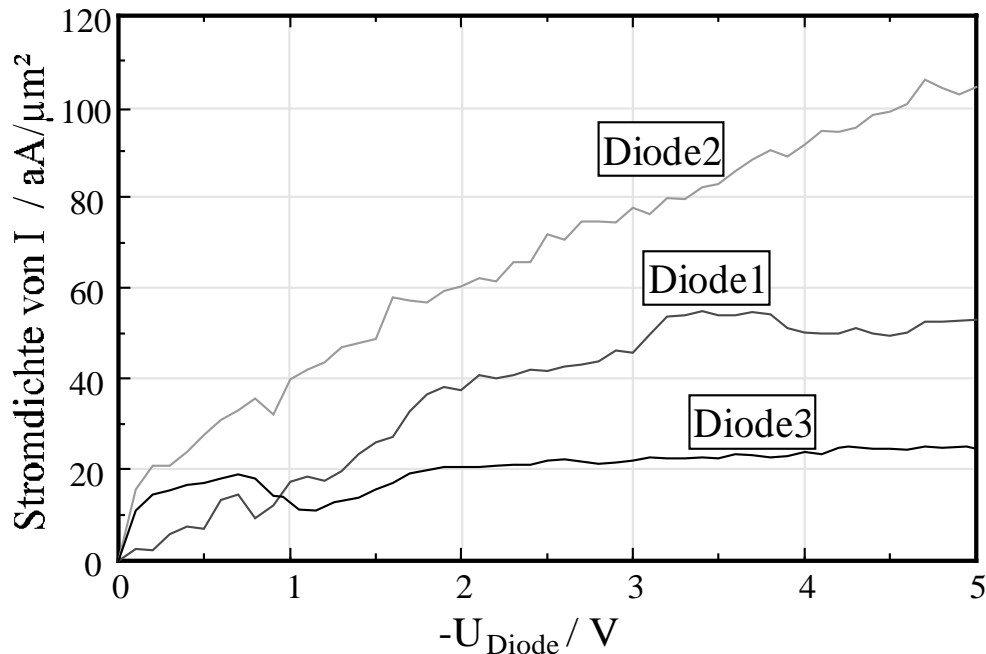
$\tau_{eff}$  bezeichnet die effektive Lebensdauer der Ladungsträger. Sie hängt vom Energieniveau und der Konzentration von Rekombinationszentren sowie der Temperatur ab. Da sich  $w$  mit der angelegten Spannung  $U_{Diode}$  ändert (Gleichung 2.43), ist auch  $I_{S,gen}$  spannungsabhängig. Zusätzlichen Einfluß auf den Dunkelstrom haben Oberflächenzustände, die zu Oberflächenrekombinationen führen und zusätzliche Dunkelströme verursachen können. Ferner können fest im Oxid eingebaute Ladungen durch den Feldeffekt zu Verbiegungen der Energiebandverläufe an der Oberfläche führen und den Dunkelstrom ebenfalls vergrößern [25]. Alle oberflächenbedingten Dunkelströme werden in der Bezeichnung  $I_{S,OF}$  zusammengefaßt.

Der gesamte Dunkelstrom  $I_S$ , der für eine allgemeine pn-Diode auch als Sperrstrom bezeichnet wird, ergibt sich also zu

$$I_S = I_{S,diff} + I_{S,gen} + I_{S,OF}. \quad (2.44)$$

Alle Einflüsse auf den Dunkelstrom getrennt zu modellieren, wäre sehr schwierig und wird in der Praxis der Bauelementmodellierung nicht durchgeführt. Es wird daher ein empirisches Modell für den Dunkelstrom verwendet und in Schaltungssimulationsprogrammen (z.B.

SPECTRE) implementiert. Bild 2.6 zeigt die an Teststrukturen ermittelten Dunkelstromverläufe über der Sperrspannung. Die Meßergebnisse in Bild 2.6 [26] bestätigen die Ergebnisse von [27] im Rahmen der Meßgenauigkeit. Die empirisch ermittelten Dunkelströme sind in Form von Modellparametern Bestandteil der SPECTRE-Diodenmodelle [28] im CADENCE-Design-Framework.



**Bild 2.6:** Ermittelte Dunkelströme verschiedener CMOS-kompatibler Photodioden

### Beleuchteter Fall

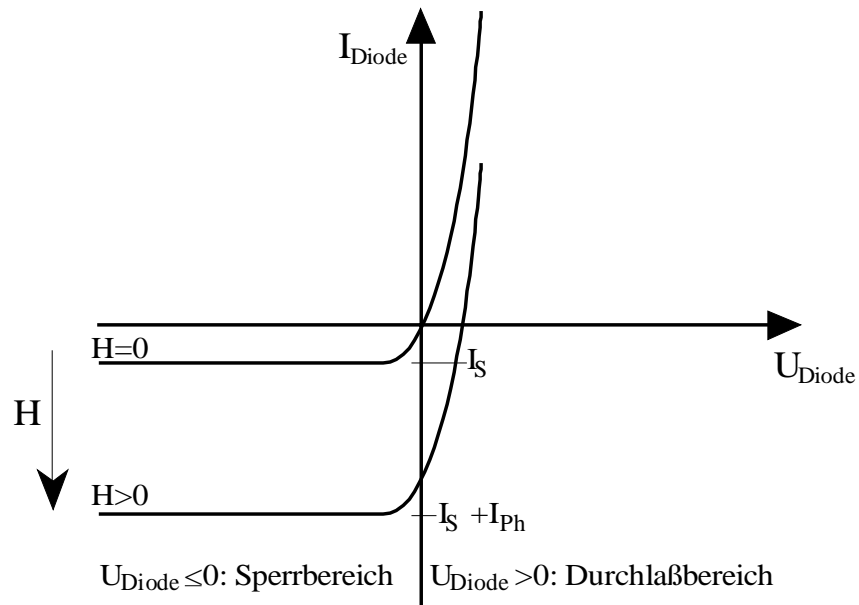
Bei Beleuchtung der Photodiode (ohne Spannungsänderung) erhöhen zusätzliche Diffusions- und Driftphotoströme bestehend aus den in Richtung RLZ diffundierenden (Diffusionsphotostrom  $I_{Ph,diff}$ ) und innerhalb der RLZ driftenden (Driftphotostrom  $I_{Ph,drif}$ ) photogenerierten Elektronen und Löchern den Gesamtstrom durch die Photodiode  $I_{Diode}$  mit

$$I_{Diode} = I_S + I_{Ph}, \text{ wobei } I_{Ph} \text{ in} \quad (2.45)$$

$$I_{Ph} = I_{Ph,drif} + I_{Ph,diff} \text{ unterteilt werden kann.} \quad (2.46)$$

Diese Stromerhöhung gilt auch im (hier nicht behandelten) Durchlaßbereich der pn-Diode.

Bild 2.7 zeigt qualitativ die statische I-U-Kennlinie einer Photodiode.



**Bild 2.7:** Strom-Spannungsabhängigkeit einer Photodiode mit  $H$  als Parameter

Der Photostrom einer Photodiode kann auch durch den externen Quantenwirkungsgrad ausgedrückt werden:

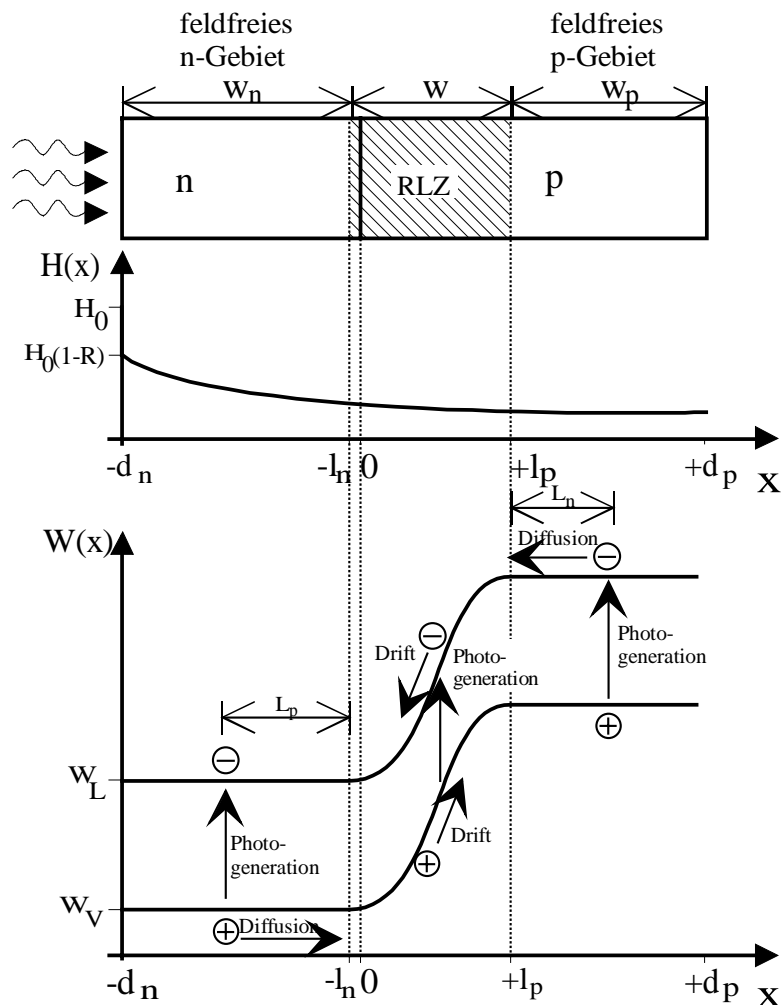
$$I_{\text{Ph}} = \frac{qA}{h\nu} \eta_{\text{ext}} H_0. \quad (2.47)$$

Mit  $I_{\text{Ph}} = A \mathfrak{R} H_0$  gilt dann für die Empfindlichkeit der pn-Photodiode:

$$\mathfrak{R} = \frac{q}{h\nu} \eta_{\text{ext}}. \quad (2.48)$$

Da  $\mathfrak{R}$  in weiten Bereichen von  $H_0$  unabhängig ist, bedeutet dies, daß die Photodiode eine lineare Transfer-Charakteristik aufweist.

Betrachtet sei nun Bild 2.8, es zeigt den schematischen Aufbau eines beleuchteten eindimensionalen vertikalen pn-Übergangs, sowie den Bestrahlungsstärke- und den Energiebandverlauf.

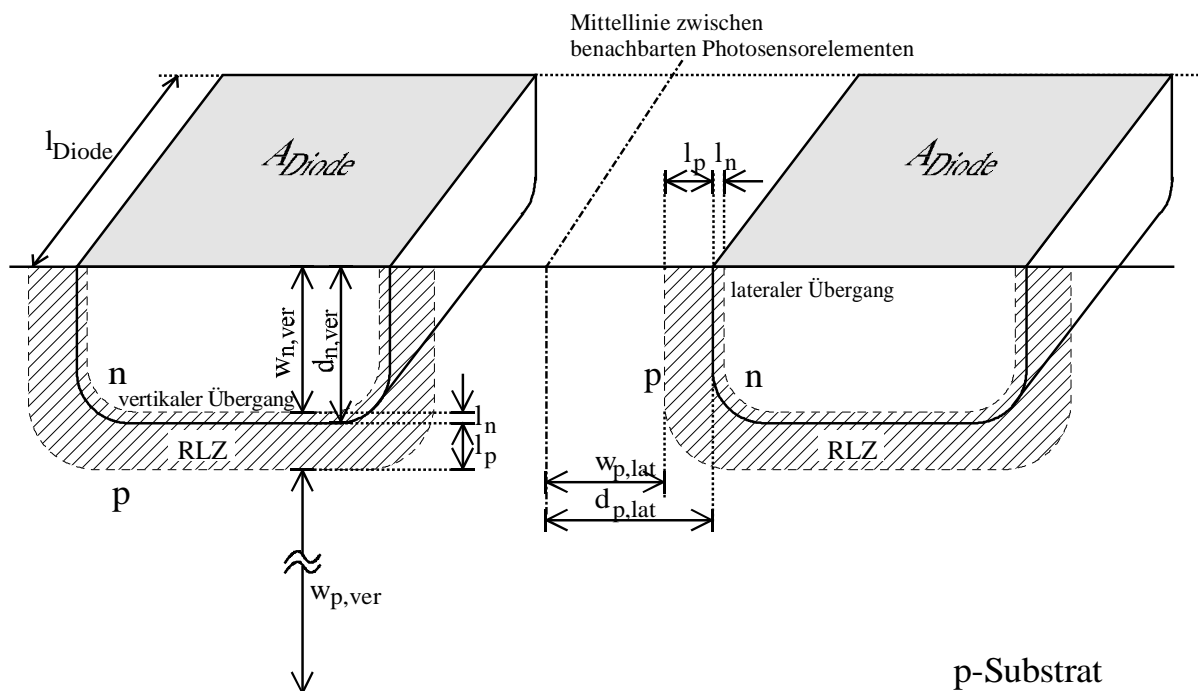


**Bild 2.8:** Eindimensionales Modell eines beleuchteten pn-Übergangs

Diffusionsphotoströme photogenerierter Ladungsträger entstehen aufgrund des Konzentrationsgefälles der Minoritätsladungsträgerdichten in den feldfreien Gebieten links und rechts neben der RLZ. Dabei bewegen sich die Ladungsträger aus den Diffusionsgebieten in die RLZ, wo sie dann vom elektrischen Feld in der RLZ abgesaugt werden. Die photogenerierten Elektronen diffundieren im feldfreien p-Gebiet der Länge  $w_p$  rechts neben der RLZ während ihrer Lebensdauer  $\tau_n$ , die durch Gleichung 2.42 mit der Diffusionslänge  $L_n$  verknüpft ist, zur RLZ. Die teilweise Rekombination der generierten Ladungsträger wird mit den endlichen Lebensdauern der Ladungsträger berücksichtigt. Die analoge Betrachtung gilt für die im feldfreien n-Gebiet der Länge  $w_n$  generierten Löcher, die in die Richtung des linken Randes der RLZ diffundieren. Dabei rufen die Löcher einen Diffusionsphotostrom  $I_{\text{Ph,diff,nG}}$  und die Elektronen einen Diffusionsphotostrom  $I_{\text{Ph,diff,pG}}$  im äußeren Stromkreis der Photodiode hervor.

Driftphotoströme entstehen durch Ladungsträgerpaare, die innerhalb der RLZ der pn-Photodiode photogeneriert und dort direkt vom elektrischen Feld getrennt werden. Für die Dauer des Driftvorganges bildet ein generiertes Ladungsträgerpaar einen Strom, der im äußeren Stromkreis der Photodiode einen Influenzstrom hervorruft, dessen Zeitintegral laut [29] den Betrag der Einheitsladung  $q$  pro generiertem Elektronen-Loch-Paar aufweist. Es soll stets davon ausgegangen werden, daß die Lebensdauern  $\tau_{n,p}$  der generierten Ladungsträger größer als ihre Driftzeiten in der RLZ sind, so daß die teilweise Rekombination der driftenden Ladungsträger in der RLZ vernachlässigbar wird.

Die Photodrift- und Photodiffusionsströme einer realen pn-Photodiode, also  $I_{Ph,drif}$  und  $I_{Ph,diff}$  können jeweils den vertikalen und lateralen Übergängen zugeordnet werden. Bild 2.9 zeigt die Bezeichnungen für die geometrischen Abmessungen der o.g. Referenzstrukturen im FhG-IMS-1,5 $\mu$ m-Standard-CMOS-Prozeß. Dies entspricht der Anordnung für die Dioden 1 und 3, die zur Berechnung der verschiedenen Photostromanteile zugrunde gelegt werden.



**Bild 2.9:** Bezeichnungen der Abmessungen für den vertikalen und lateralen pn-Übergang

Die Diodenfläche der Referenzstrukturen besitzen eine Rechteckform, wobei von einem Photosensorelement innerhalb eines Arrays mit einem Pitch, d.h. Abstand der Mittellinien zwischen benachbarten Photosensorelementen, von 30 $\mu$ m ausgegangen wird. Weitere geometrische Abmessungen der Referenzstrukturen sind:

$$l_{Diode} = 400\mu\text{m}, A_{Diode} = 6700\mu\text{m}^2, \quad (2.49)$$

$$w_{p,ver} \approx 600\mu\text{m}, d_{p,lat} = 6,5\mu\text{m}, d_{d,ver} = \begin{cases} 0,5\mu\text{m}(\text{Diode1}) \\ 3\mu\text{m}(\text{Diode2}) \\ 0,5\mu\text{m}(\text{Diode3}) \end{cases}. \quad (2.50)$$

Die lateralen Diffusionsströme im feldfreien n-Gebiet bleiben unberücksichtigt, da sie dem vertikalen Diffusionsstrom im feldfreien n-Gebiet zugeordnet werden.  $A_{\text{Diode}}$  hat normalerweise einen größeren Anteil an der gesamten wirksamen Fläche als die seitlichen Querschnittsflächen.

Für eine Modelleinbindung des gesamten Photostroms der pn-Photodiode in das CADENCE-Design-Framework müssen die Photostromanteile bei statischer Beleuchtung ( $I_{\text{Ph,stat}}$ ) und bei wechselnder Beleuchtung in Form einer gewöhnlichen Differentialgleichung 1. Ordnung beschrieben werden. Damit ist das Verhalten bei wechselhafter Beleuchtung durch einen Tiefpaß erster Ordnung mit der Zeitkonstante  $1/\omega_{3\text{dB}}$  angenähert. Dieses zeitliche Verhalten kann insbesondere dann dominieren, wenn die pn-Photodiode im sog. Kurzschlußbetrieb niederohmig angeschlossen ist, d.h. wenn die Spannungsänderung sehr gering und damit die Umladeströme vernachlässigbar sind.

Die allgemeine Beschreibung der Differentialgleichung 1. Ordnung im Zeitbereich lautet dann:

$$I_{\text{Ph}}(t) = \frac{q A}{h \nu} n_{\text{ext}} H_0(t) - \frac{1}{\omega_{3\text{dB}}} \frac{d}{dt} I_{\text{Ph}}(t). \quad (2.51)$$

Die statischen Photoströme der einzelnen Photostromanteile werden im Anhang A ermittelt. Für die verschiedenen Zeitkonstanten bzw. 3dB-Eckfrequenzen werden im Anhang A Abschätzungen gemacht.

Die statischen Anteile der verschiedenen Photoströme gemäß Gleichung 2.52 faßt Tabelle 2.4 zusammen.

$$I_{\text{Ph}}(\omega = 0) = I_{\text{Ph,diff,pG,ver}}(\omega = 0) + I_{\text{Ph,diff,nG,ver}}(\omega = 0) + I_{\text{Ph,diff,pG,lat}}(\omega = 0) + I_{\text{Ph,drif,ver}}(\omega = 0) + I_{\text{Ph,drif,lat}}(\omega = 0) \quad (2.52)$$

Hierbei bedeuten die Indizes "diff" Diffusion, "drif" Drift, "ver" vertikal, "lat" lateral, "nG" n-Gebiet und "pG" p-Gebiet.

Bei allen statischen Photostromanteilen wird der Term  $H_0 q/h\nu$ , der eine Stromdichte bezeichnet, mit der jeweils gültigen Fläche und dem jeweiligen optischen Quantenwirkungsgrad multipliziert. Der verbleibende Multiplikator repräsentiert den internen Quantenwirkungsgrad, der für den Driftstromanteil 100% ausmacht.



	vertikaler - pn Übergang	lateral pn-Übergang
<b>Driftanteil</b>	$I_{\text{Ph,drif,ver}} = \frac{H_0 q}{h\nu} A \eta_{\text{opt,RLZ,ver}} \quad (2.53)$	$I_{\text{Ph,drif,lat}} = \frac{H_0 q}{h\nu} A \eta_{\text{opt,lat}} \quad (2.55)$
	mit $A = A_{\text{Diode}} + l_{\text{Diode}} l_p \quad (2.54)$	mit $A = 2l_{\text{Diode}} w \quad (2.56)$
<b>Diffusions- anteil</b>	$I_{\text{Ph,diff,pG,ver}} = \frac{H_0 q}{h\nu} A \eta_{\text{opt,pG,ver}} \left( \frac{\alpha L_n}{1 + \alpha L_n} \right) \quad (2.57)$	$I_{\text{Ph,diff,pG,lat}} = \frac{H_0 q}{h\nu} A \eta_{\text{opt,lat}} \left[ \frac{L_n}{2 w_{p,lat}} \left( 1 - \exp\left( \frac{-2 w_{p,lat}}{L_n} \right) \right) - \exp\left( \frac{-2 w_{p,lat}}{L_n} \right) \right] \quad (2.61)$
	mit $A = A_{\text{Diode}} + 2l_p l_{\text{Diode}} \quad (2.58)$	mit $A = (d_{n,ver} + l_p) l_{\text{Diode}} \quad (2.62)$
	$I_{\text{Ph,diff,nG,ver}} = \frac{H_0 q}{h\nu} A \eta_{\text{opt,nG,ver}} \left( \frac{\alpha L_p}{1 + \alpha L_p} \right) \quad (2.59)$	
	mit $A = A_{\text{Diode}} - (2l_n l_{\text{Diode}}) \quad (2.60)$	

**Tabelle 2.4:** Zusammenfassung der im Anhang hergeleiteten Stromanteile

Die optischen Wirkungsgrade der einzelnen Stromanteile ergeben sich aus den Verhältnissen in Bild 2.9:

$$\eta_{\text{opt,pG,ver}} = (1 - R) \exp(-\alpha (d_{n,ver} + l_p)), \quad (2.63)$$

$$\eta_{\text{opt,nG,ver}} = (1 - R) \left[ 1 - \exp(-\alpha (w_{n,ver})) \right], \quad (2.64)$$

$$\eta_{\text{opt,RLZ,ver}} = (1 - R) \left[ \exp(-\alpha w_{n,ver}) - \exp(-\alpha (d_{n,ver} + l_p)) \right], \quad (2.65)$$

$$\eta_{\text{opt,lat}} = (1 - R) \left[ 1 - \exp(-\alpha d_{n,ver}) \right]. \quad (2.66)$$

Befindet sich die pn-Photodiode (im Gegensatz zum Kurzschlußbetrieb) im Leerlaufbetrieb, wird ein weiter Stromanteil in der Photodiode im Fall von Änderung der äußeren Spannung durch mögliche Umladevorgänge der Raumladungszonenkapazität  $C_{\text{RLZ}}$  verursacht, die einen Verschiebungsstrom  $I_C$  hervorrufen. Es gilt:

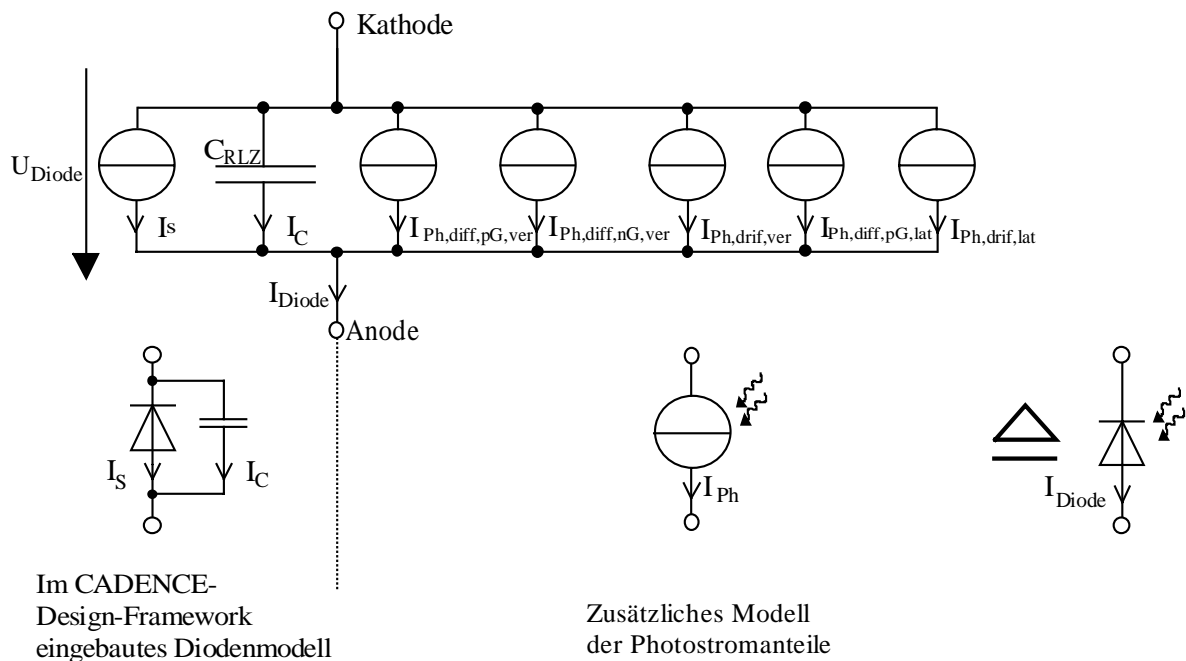
$$I_C = C_{\text{RLZ}} \frac{dU_{\text{Diode}}}{dt}, \quad (2.67)$$

wobei laut [30] für  $C_{RLZ}$  gilt:

$$C_{RLZ} = \frac{A \epsilon_0 \epsilon_{r,Si}}{\sqrt{\left( \frac{2 \epsilon_0 \epsilon_{r,Si}}{q} \left( \frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (-U_D - U_{Diode}) \right)}}. \quad (2.68)$$

Wie anhand des Ausdrucks für die Raumladungszonenkapazität  $C_{RLZ}$  erkennbar wird, ist diese selbst von der äußeren Spannung  $U_{Diode}$  abhängig, so daß sich für  $I_C$  ein nichtlinearer Ausdruck ergibt. Auch die spannungsabhängige Raumladungszonenkapazität ist Bestandteil des CADENCE-Design-Frameworks in Form von Modellparametern.

Das Ersatzschaltbild der pn-Photodiode im Sperrbereich läßt sich demnach, wie in Bild. 2.10, durch die Parallelschaltung aus mehreren Stromquellen und einer Kapazität darstellen. Der Bahnwiderstand der Diode, der in der Praxis in der Größenordnung von  $10\Omega$ – $50\Omega$  liegt [31], [32], spielt nur eine untergeordnete Rolle. Mit einer Raumladungszonenkapazität von beispielsweise  $100\text{fF}$  ergibt sich eine zu vernachlässigende RC-Zeitkonstante von  $10\text{ps}$ . Im Gleichstromfall würde ein Photostrom von beispielsweise  $1\text{nA}$  lediglich einen Spannungsabfall von  $10\text{nV}$  am Bahnwiderstand bewirken.

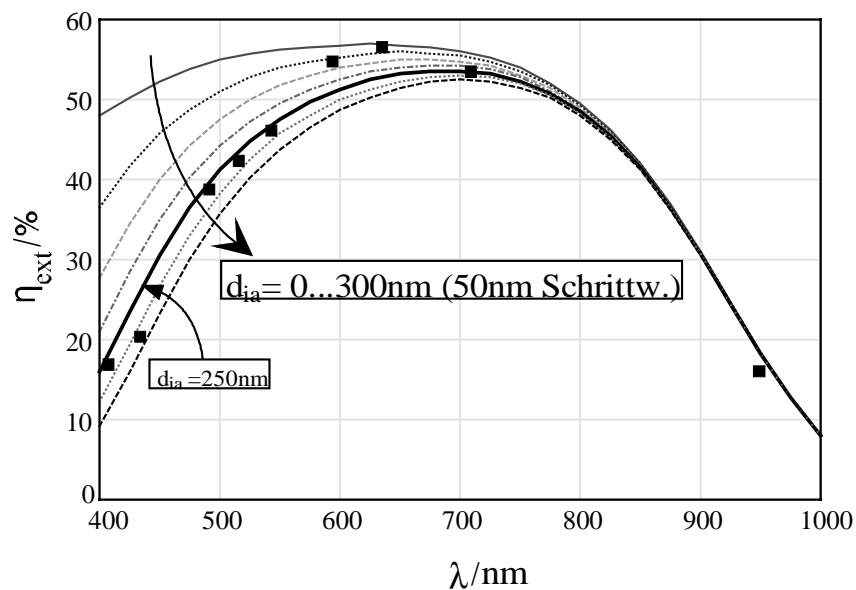


**Bild 2.10:** Stromquellenmodell als Ersatzschaltbild für die pn-Photodiode im Sperrbereich.

### 2.3.3 Spektrale Abhängigkeit

Da  $R$  und  $\alpha$  wellenlängenabhängige Parameter sind (siehe Anhang A), läßt sich aus den ermittelten Modellen für den Photostrom der pn-Photodioden auch dessen Wellenlängenabhängigkeit angeben. Als repräsentative Größe ist aus Gründen der Anschaulichkeit der externe Quantenwirkungsgrad gewählt. Die in Kap. 2.3.2 erwähnten Oberflächenre-

kombinationszentren sowie Oberflächenladungen im Oxid können eine lokale Verringerung des externen Quantenwirkungsgrades bewirken. Dies kann hier durch die Einführung einer optisch inaktiven Schicht mit einer effektiven Schichtdicke  $d_{ia}$  im bestehenden Modell nachgebildet werden. Dies bedeutet, daß alle zuvor getroffenen geometrischen und physikalischen Annahmen ihre Gültigkeit behalten, jedoch das Volumen der inaktiven Schicht nicht mehr zum optischen Wirkungsgrad beiträgt. In Bild 2.11 ist der spektrale Verlauf des externen Quantenwirkungsgrades mit  $d_{ia}$  als Parameter (Diode 1) aufgetragen. Die durch Rechtecke markierten Punkte sind Meßwerte, die mit optischen Interferenzfiltern verschiedener Durchlaßbereiche ermittelt wurden.

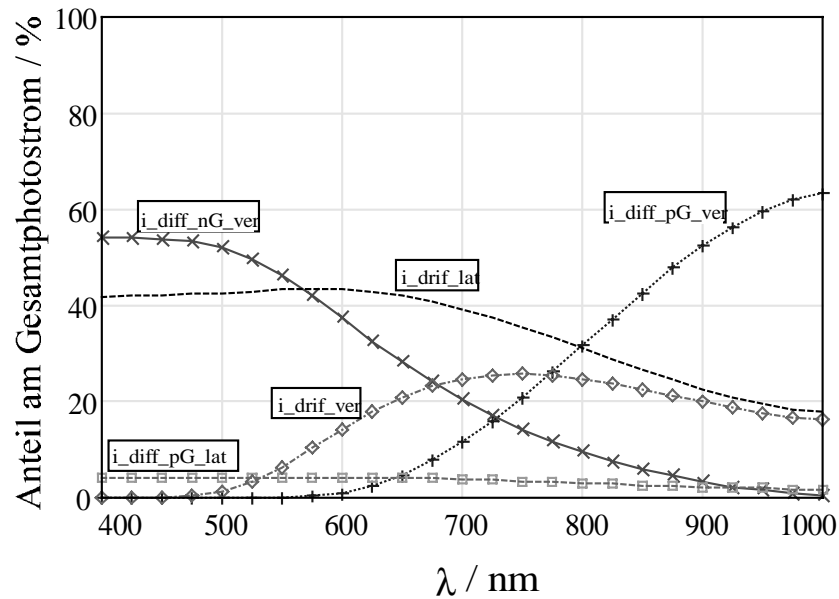


**Bild 2.11:** Spektrale Abhängigkeit von  $\eta_{ext}$  (Diode 1): Messungen und Modell

Aus Bild 2.11 wird ersichtlich, daß das Modell  $d_{ia}=250\text{nm}$  am besten mit den Meßergebnissen übereinstimmt.

Im Wellenlängenbereich zwischen  $600\text{nm} < \lambda < 750\text{nm}$  beträgt der externe Quantenwirkungsgrad etwa 55% und gemäß Gleichung 2.48 kann man für diesen Bereich eine Empfindlichkeit von näherungsweise  $\mathfrak{R}=0,33\text{A/W}$  annehmen.

Je nach Wellenlängenbereich ist keiner der behandelten statischen Teilphotoströme zu vernachlässigen. Für die gewählte Schichtdicke  $d_{ia}=250\text{nm}$  ist im folgenden Bild jeder Teilphotostrom über der Wellenlänge des Modells aufgetragen.



**Bild 2.12:** Spektrale Abhängigkeit der Teilphotoströme der pn-Photodiode (Diode 1)

### 2.3.4 Rauschen, Signal-Rausch-Abstand und Dynamikbereich

Es sei zunächst angemerkt, daß das im Kapitel 2.2 eingeführte Schrotrauschen des unbeleuchteten pn-Übergangs und das weiße Widerstandsrauschen bei thermodynamischem Gleichgewicht zwei unterschiedliche Sichtweisen desselben Phänomens sind, nämlich der thermisch bedingten statistischen Fluktuation von Ladungsträgern im Halbleitermaterial. Dies konnte 1993 in [33] gezeigt werden. Es ist für den Fall des thermodynamischen Gleichgewichtes nur zulässig, eine Rauschart für eine Zustandsgröße (Strom oder Spannung) eines elektrischen Bauelementes ins Kalkül zu ziehen.

Im der folgenden Betrachtung wird zwischen dem Kurzschlußbetrieb und dem Leerlaufbetrieb sowie dem unbeleuchteten und dem beleuchteten Fall unterschieden.

#### Kurzschlußbetrieb

Im Kurzschlußbetrieb dient der Strom der Photodiode als Signalträger und wird niederohmig ausgekoppelt. Die Photodiode ist dabei in Sperrichtung vorgespannt. Im *unbeleuchteten Fall* wirkt sich nur der Dunkelstrom auf den mittleren quadratischen Rauschstrom aus:

$$\overline{\Delta I_{R,dunkel}^2} = \overline{\Delta I_{R,Schrot}^2} = 2q|I_S|\Delta f. \quad (2.69)$$

Mit *Beleuchtung* muß der Photostrom mitberücksichtigt werden und dominiert für starke Beleuchtung. Da der Zufallsprozeß der Fluktuation photogenerierter Ladungsträger auch als Schrotrauschen aufgefaßt werden kann, können Dunkelstrom und mittlerer Photostrom  $\overline{I_{ph}}$  ( $I_S$  sei hier ebenfalls als Mittelwert verstanden) zu einem gesamten mittleren Strom und damit beide Rauschanteile aufaddiert werden.

$$\overline{\Delta I_{R,gesamt}^2} = 2q|I_S + \overline{I_{ph}}|\Delta f. \quad (2.70)$$

Der maximal erreichbare Signal-Rausch-Abstand  $\text{SNR}_{\max}$  ist ebenso wie der Dynamikbereich DR vom maximal detektierbarem Photostrom  $I_{\text{Ph,max}}$  abhängig:

$$\text{SNR}_{\max} = 20 \log_{10} \left( \frac{I_{\text{Ph,max}}}{\sqrt{2q|I_S + I_{\text{Ph,max}}|\Delta f}} \right) \text{dB und} \quad (2.71)$$

$$\text{DR} = 20 \log_{10} \left( \frac{I_{\text{Ph,max}}}{\sqrt{2q|I_S|\Delta f}} \right) \text{dB}, \quad (2.72)$$

wobei  $\Delta f$  die für den jeweiligen Fall gültige effektive Rauschbandbreite ist.

In der Praxis wird der Dynamikbereich als Verhältnis der maximal detektierbaren Bestrahlungsstärke zur rauschäquivalenten Bestrahlungsstärke  $H_R$  ausgedrückt. Beide Formulierungen sind für eine konstante Empfindlichkeit  $\mathfrak{R}$  gleichwertig.

### Leerlaufbetrieb

Im Leerlaufbetrieb wird die Photodiode zunächst auf eine Sperrspannung  $U_{\text{Diode}}(t_0)$  aufgeladen, dann werden die äußeren Klemmen geöffnet und der Strom der Photodiode kann deren Raumladungszonenkapazität  $C_{\text{RLZ}}$  entladen. Dieser Vorgang soll im Zeitraum  $\Delta t$  stattfinden, d.h.:

$$U_{\text{Diode}}(t_0 + \Delta t) = U(t_0) - \frac{I_{\text{Diode}}}{C_{\text{RLZ}}} \Delta t. \quad (2.73)$$

Nach dem Öffnen der äußeren Klemmen ist im *unbeleuchteten Fall* der Momentanwert der mittleren quadratischen Rauschspannung von den Ladungsfluktuationen am gesperrten pn-Übergang der Photodiode bestimmt. Je nach Sperrspannung der Diode sind unterschiedliche Stromanteile am Gesamtrauschstrom beteiligt. Zunächst soll  $U_{\text{Diode}} \rightarrow 0\text{V}$  betrachtet werden: In diesem Fall ist  $C_{\text{RLZ}}$  vollständig entladen, der Halbleiter befindet sich im thermodynamischem Gleichgewicht und es verschwindet  $I_S$ . Jedoch fließen zwei im Mittel entgegengesetzt gleich große Ströme  $+I_{\text{S,diff}}$  und  $-I_{\text{S,diff}}$  (siehe Kap. 2.3.2) [34],[35], die beide zum Gesamtrauschen beitragen. Als Schrotrauschen formuliert, gilt dann für  $\overline{\Delta I_{\text{R,dunkel}}^2}$ :

$$\overline{\Delta I_{\text{R,dunkel}}^2} \Big|_{U_{\text{Diode}} \rightarrow 0} = 2q|2I_{\text{S,diff}}|\Delta f. \quad (2.74)$$

$\overline{I_{\text{R,dunkel}}^2}$  ergibt sich aus der Multiplikation mit der effektiven Rauschbandbreite

$$\Delta f = \int_{f=0}^{\infty} \frac{df}{1 + (2\pi f r_{\text{Diode}} C_{\text{RLZ}})^2} = \frac{1}{4r_{\text{Diode}} C_{\text{RLZ}}} \text{ zu} \quad (2.75)$$

$$\overline{I_{R,dunkel}^2} \Big|_{U_{Diode} \rightarrow 0} = 4q |I_{S,diff}| \frac{1}{4r_{Diode} C_{RLZ}}. \quad (2.76)$$

wobei  $r_{Diode}$  den differentiellen Widerstand der Diode repräsentiert

$$r_{Diode} = \frac{\partial U_{Diode}}{\partial I_{Diode}} \Big|_{U_{Diode} \rightarrow 0} = \frac{U_{Temp}}{I_{S,diff}}. \quad (2.77)$$

Für die gesamte mittlere quadratische Rauschspannung  $\overline{U_{R,dunkel}^2}$  gilt:

$$\overline{U_{R,dunkel}^2} = \overline{I_{R,dunkel}^2} r_{Diode}^2 \text{ und damit} \quad (2.78)$$

$$\overline{U_{R,dunkel}^2} = q \frac{U_{Temp}}{C_{RLZ}} = \frac{kT}{C_{RLZ}}. \quad (2.79)$$

Dasselbe Ergebnis erhält man, wenn man das thermische Widerstandsrauschen an einem RC-Tiefpaß bestehend aus  $r_{Diode}$  und  $C_{RLZ}$  ansetzt und mit der effektiven Rauschbandbreite multipliziert.

Nun soll  $U_{Diode} \ll 0$  gelten, jetzt befindet sich der Halbleiter nicht mehr im thermodynamischen Gleichgewicht.

In diesem Fall liefern sämtliche in Kapitel 2.3.2 behandelten Dunkelströme einen Beitrag zum Gesamtstrom im unbeleuchteten Fall, wobei der Diffusionsdunkelstrom nur einen einfachen Anteil liefert:

$$I_S = I_{S,diff} + I_{S,gen} + I_{S,OF}. \quad (2.80)$$

Wird die Photodiode *beleuchtet*, werden Dunkelstrom und Photostrom zu Diodenstrom aufaddiert:

$$I_{Diode} = I_S + I_{Ph}. \quad (2.81)$$

Nach Verstreichen eines Zeitintervalls  $\Delta t$  ist eine Änderung der Diodenspannung  $\Delta U_{Diode}$  eingetreten:

$$\Delta U_{Diode} = \frac{I_{Diode}}{C_{RLZ}} \Delta t. \quad (2.82)$$

Innerhalb von  $\Delta t$  wird die Kapazität im Mittel von  $\overline{m}$  Elektronen entladen. Entweder sind diese photogeneriert oder repräsentieren den Dunkelstrom. (Beide statistischen Prozesse sind poissonverteilt).

Es gilt für die Spannungsänderung dann:

$$\Delta U_{Diode} = \frac{q\overline{m}}{C_{RLZ}}. \quad (2.83)$$

Wenn  $\Delta U_{\text{Diode}}$  die aktuelle und  $\overline{\Delta U_{\text{Diode}}}$  die mittlere Spannungsänderung zum Zeitpunkt  $t_0 + \Delta t$  ist, dann ist die Varianz der Spannungsänderung an der Diode bzw. die mittlere quadratische Rauschspannung zum Zeitpunkt  $t_0 + \Delta t$ :

$$\overline{U_{\text{R,gesamt}}^2} = \overline{(\Delta U_{\text{Diode}} - \overline{\Delta U_{\text{Diode}}})^2} = \overline{\left( \frac{q m}{C_{\text{RLZ}}} - \frac{q \bar{m}}{C_{\text{RLZ}}} \right)^2} = \frac{q^2}{C_{\text{RLZ}}^2} \overline{(m - \bar{m})^2}. \quad (2.84)$$

Wegen der Poissonverteilung des Dunkelstromrauschens und der poissonverteilten Fluktuation der Photogeneration, ist lt. Gleichung 2.28 die Varianz von  $m$  gleich dem Mittelwert  $\bar{m}$ :

$$\overline{(m - \bar{m})^2} = \bar{m}. \quad (2.85)$$

Damit ergibt sich für die beleuchtungsabhängige und dunkelstromabhängige mittlere quadratische Rauschspannung an der Photodiode:

$$\overline{U_{\text{R,gesamt}}^2} = \frac{q \overline{\Delta U_{\text{Diode}}}}{C_{\text{RLZ}}}, \text{ da gilt} \quad (2.86)$$

$$\bar{m} = \frac{C_{\text{RLZ}} \overline{\Delta U_{\text{Diode}}}}{q}. \quad (2.87)$$

Damit ergibt sich mit der maximal erreichbaren Spannungsänderung  $\Delta U_{\text{Diode,max}}$  für  $\text{SNR}_{\text{max}}$ :

$$\text{SNR}_{\text{max}} = 20 \log \left( \sqrt{\frac{\Delta U_{\text{Diode,max}} C_{\text{RLZ}}}{q}} \right) \text{dB und} \quad (2.88)$$

$\sqrt{U_{\text{R,dunkel}}^2}$  repräsentiert die kleinste erreichbare mittlere Rauschspannung der Photodiode und definiert zusammen mit  $\Delta U_{\text{Diode,max}}$  den Dynamikbereich:

$$\text{DR} = 20 \log \left( \frac{\Delta U_{\text{Diode,max}}}{\sqrt{U_{\text{R,dunkel}}^2}} \right) \text{dB} = 20 \log \left( \frac{\Delta U_{\text{Diode,max}}}{\sqrt{\frac{kT}{C_{\text{RLZ}}}}} \right) \text{dB}. \quad (2.89)$$

### 2.3.5 Temperaturverhalten

Die Abhängigkeit der Dunkelstromanteile  $I_{\text{S,gen}}$  und  $I_{\text{S,diff}}$  sind wie folgt:

$$I_{\text{S,gen}} \sim n_i \sim \exp \left( \frac{-W_{\text{gap}}}{2kT} \right) \quad (2.90)$$

und für den Diffusionsdunkelstrom gilt mit Gleichung 2.40:

$$I_{S,diff} \sim n_i^2 \sim \exp\left(\frac{-W_{gap}}{kT}\right). \quad (2.91)$$

Der Diffusionsdunkelstrom steigt damit schneller mit der Temperatur an, als der Generationsdunkelstrom. Bei Raumtemperatur dominiert für Silizium zwar der Generationsdunkelstrom, aber bei ausreichend hohen Temperaturen überwiegt der Diffusionsdunkelstrom [36].

Durch das exponentielle Verhalten verdoppelt sich der Dunkelstrom alle 8-9°C oder verzehnfacht sich alle 30°C im Bereich der Raumtemperatur.

Der Photostrom ist von der Temperatur unabhängig, solange  $w_{n,p}$  kleiner als die Diffusionslängen der Ladungsträger, die durchaus temperaturabhängig sind, angenommen werden können und der vertikale Diffusionsphotostrom unterhalb des pn-Übergangs gegenüber den anderen Photostromanteilen vernachlässigt werden kann.

### 2.3.6 Zusammenfassung zum Modell der pn-Photodiode

Die Photodiode besitzt in weiten Bereichen eine konstante Empfindlichkeit, die durch den externen Quantenwirkungsgrad bestimmt wird. Wie eine Auswertung der Modelle zeigt, befinden sich die verschiedenen Photostromanteile der betrachteten pn-Photodiodenstruktur in Bild 2.12 in ähnlichen Größenordnungen. Dabei können die lateralen oder die vertikalen Photostromanteile überwiegen. Das bedeutet, daß sich der Verlauf der spektralen Empfindlichkeit je nach Wahl der Photosensorgeometrie signifikant verändern kann.

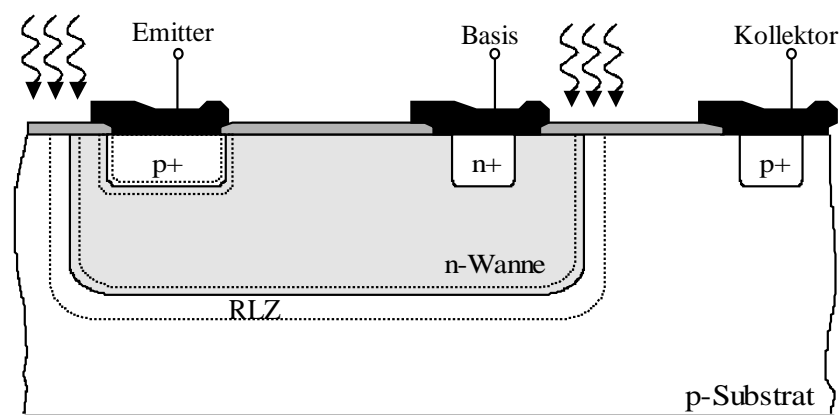
Wird die pn-Photodiode im Kurzschluß betrieben, weist sie ein sehr schnelles Ansprechverhalten auf. In der Literatur [37] werden Angaben für die 3dB-Eckfrequenzen gemacht, die in den Größenordnungen der im Anhang A modellierten Werte liegen. Bei hochohmiger Beschaltung ist das zeitliche Ansprechverhalten der pn-Photodiode für kleine Photoströme durch die Umladevorgänge der Raumladungszonenkapazität bestimmt und für große Photoströme durch die RC-Zeitkonstante von  $C_{RLZ}$  und dem Lastwiderstand. Aufgrund des geringen Platzbedarfs ist die Photodiode das favorisierte Photosensorelement in CMOS-kompatiblen zweidimensionalen integrierten Photosensorarrays [38], [39] und [40].

Die in diesem Kapitel entwickelten Modelle für den statischen Photostrom und das zeitliche Verhalten sowie der spektrale Verlauf der Empfindlichkeit sind in das CADENCE-Design-Framework eingebunden. Damit ist es möglich, Photoelemente und Lichtquellen zusammen mit elektronischen Bauelementen und elektrischen Quellen zu simulieren. Dies geschieht auf einer gemeinsamen Ebene, dem sog. Schematic-Entry eines Programms zur Schaltungssimulation. Es muß nicht auf eine wesentlich aufwendigere Device-Simulation zurückgegriffen werden. Weiterhin bildet das optoelektronische Modell der pn-Photodiode die Grundlage für die optoelektronischen Modelle des bipolaren pnp-Phototransistors sowie des Photo-MOSFET.



## 2.4 Bipolarer Phototransistor

Im FhG-IMS-Standard-CMOS Prozeß ist ein parasitärer vertikaler pnp-Bipolartransistor auf Grund der Folge von p<sup>+</sup>-Implantation, n-Wanne und p-Substrat verfügbar. Aus diesem Bauelement läßt sich durch Ausbildung des Kollektor-Basis pn-Übergangs als pn-Photodiode der bipolare pnp-Phototransistor herstellen. Die Struktur des parasitären vertikalen pnp-Phototransistors ist in Bild 2.13 gezeigt. Wegen der Substratkontaktierung des Kollektors kann der pnp-Phototransistor ausschließlich in Kollektorschaltung betrieben werden.

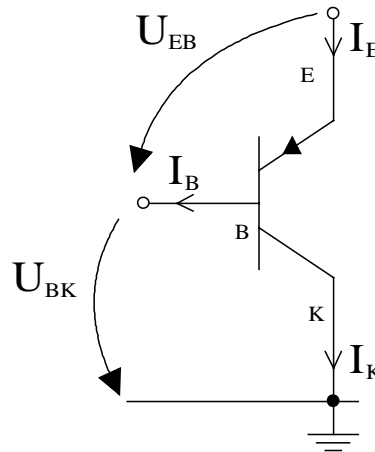


**Bild 2.13** : Struktur des bipolaren pnp-Phototransistors

### 2.4.1 Unbeleuchteter Fall (Normalbetrieb)

Durch Anlegen einer positiven Spannung  $U_{EB}$  ist die Emitter-Basis Diode in Flußrichtung vorgespannt. Diese Spannung bestimmt nun hauptsächlich den Emitterstrom (analog zur Einzeldiode). Die in die Basiszone gelangenden Ladungsträger diffundieren innerhalb ihrer Lebensdauer durch das Basisgebiet und erreichen so den gesperrten Basis-Kollektor-Übergang, dessen elektrisches Feld die Ladungsträger zum Kollektor hin absaugt, so daß nur ein geringer Anteil des Emitterstroms durch die Basis wieder austreten kann. Voraussetzung für diesen Transistoreffekt ist allerdings, daß die Diffusionslänge der Minoritätsladungsträger größer sein muß als die Ausdehnung des feldfreien Basisgebiets vom Emitter zum Kollektor. Das Verhältnis des Kollektorstroms zum verbleibendem Basisstrom ist die Stromverstärkung im sog. Verstärkerbetrieb.

In Bild 2.14 sind die Ströme und Spannungen des Bipolartransistors bezeichnet.



**Bild 2.14 :** Strom- und Spannungsbezeichnungen des pnp-Bipolartransistors

Bestimmt man die Ladungsträgerkonzentrations- und Energiebandverläufe der pnp-Dotierungsfolge mit Hilfe der Poisson- und Kontinuitätsgleichung (z.B. [41]), erhält man die Strom-Spannungsbeziehungen des pnp-Bipolartransistors, die auch unter dem Namen Ebers-Moll Gleichungen bekannt sind. Aus den Ebers-Moll Gleichungen können dann die Zusammenhänge für den Basis- und Emittorstrom für die Kollektorschaltung in vereinfachter Form abgeleitet werden:

$$I_B = \frac{1}{1+\beta} I_{S,E} \left[ \exp\left(\frac{U_{EB}}{U_{Temp}}\right) - 1 \right] + I_{Rest1}, \quad (2.92)$$

$$I_E = (1+\beta) (I_B + I_{Rest2}) \text{ und} \quad (2.93)$$

$$I_K = I_E - I_B \approx \beta I_B. \quad (2.94)$$

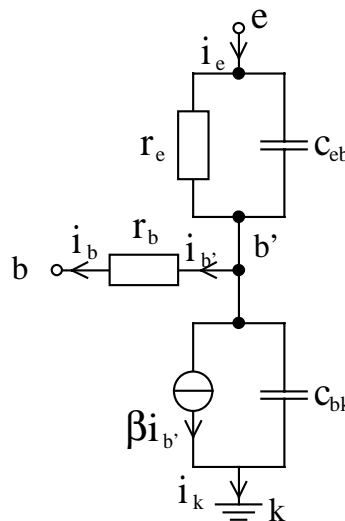
$I_{Rest1}$  ist ein Reststrom, der wesentlich kleiner ist als der Sperrstrom der Basis-Kollektor-Diode  $I_{S,K}$ .  $I_{Rest2}$  ist ein Reststrom, der etwas kleiner als  $I_{S,K}$  ist.  $I_{S,E}$  ist der Sperrstrom der Emitter-Basis-Diode. Beide Restströme sind für übliche Arbeitspunkte des pnp-Bipolartransistors in erster Näherung vernachlässigbar.

In Kollektorschaltung kann man mit einem Bipolartransistor nur Stromverstärkung zwischen  $I_B$  und  $I_E$  bzw.  $I_K$  erzielen. Spannungsverstärkung, beispielsweise mit einem Lastwiderstand am Emitter, ist nicht möglich, da eine positive Spannungsänderung am Lastwiderstand sofort eine negative Änderung von  $U_{EB}$  zur Folge hätte, was den Emittorstrom verringert und damit die positive Spannungsänderung am Lastwiderstand wieder umkehrt.

Für den Bipolartransistor läßt sich das folgende stark vereinfachte Kleinsignal-Ersatzschaltbild (ESB) angeben:  $r_b$  modelliert den quasi ohmschen Basisbahnwiderstand,  $r_e$  den arbeitspunktabhängigen differentiellen Widerstand des Emitters mit

$$r_e = \frac{U_{\text{Temp}}}{I_{S,E}} \exp\left(-\frac{U_{EB}}{U_{\text{Temp}}}\right). \quad (2.95)$$

Weiterhin enthält das Kleinsignal-ESB die Kollektorstromquelle, die den durch  $\beta$  verstärkten Basisstrom liefert, sowie die Emitter-Basis- und die Basis-Kollektor-Kapazität. Der differentielle Widerstand zwischen Emitter und Kollektor, der den geringen Anstieg des Emitterstroms bei steigender Emitter-Kollektor-Spannung repräsentiert, ist sehr viel größer als  $r_b$  bzw.  $r_e$  und wird hier der Einfachheit halber vernachlässigt. Im Kleinsignal-ESB wird ein weiterer Knoten  $b'$  eingeführt, der die innere Basis beschreibt.



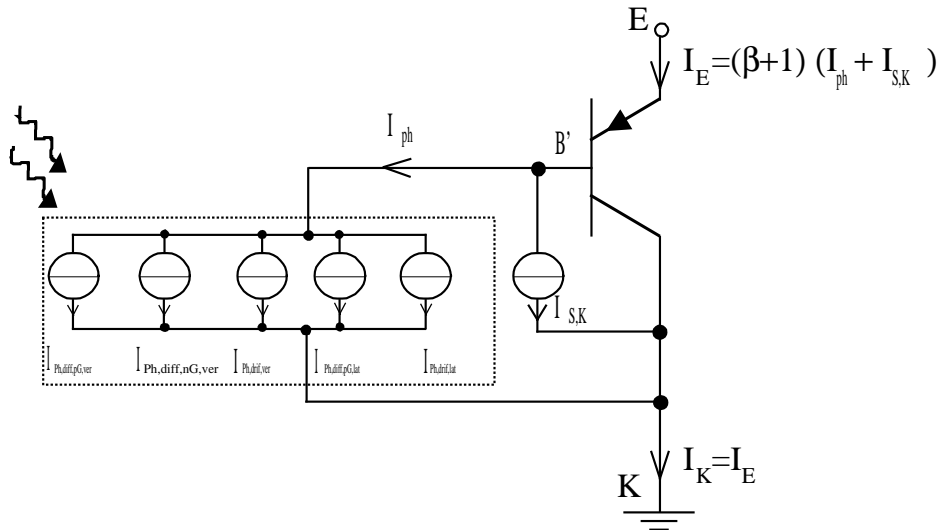
**Bild 2.15** : Kleinsignal-Ersatzschaltbild des pnp-Bipolartransistors im Verstärkerbetrieb

### 2.4.2 Beleuchteter Fall

Der gesperrte Übergang zwischen Basis und Kollektor wirkt beim pnp-Phototransistor als aktiver pn-Übergang. Zunächst soll die Basis nicht angeschlossen, also floatend, sein. Der primäre durch den inneren Photoeffekt generierte Photostrom füllt die Basis mit einer Überschlußladung an Elektronen. Diese können wegen des fehlenden Basisanschlusses nicht aus der Basis abfließen. Das Basispotential sinkt also herab. Dies hat demnach dieselbe Wirkung wie das Anlegen einer äußeren Spannung  $U_{BE}$ . Es kommt zu einem leitenden Emitter-Basis-Übergang, durch den zusätzlich Löcher in die Basis injiziert werden. Wenn die Voraussetzung des Transistoreffektes erfüllt ist (siehe Kapitel 2.4.1), gelangen diese zusätzlichen Löcher durch das feldfreie Gebiet in die RLZ der gesperrten Basis-Kollektor-Diode und werden dort zum Kollektor hin abgesaugt. Dieser zusätzliche Löcherstrom kann demnach als der um  $\beta$  verstärkte (primäre) Photostrom aufgefaßt werden. Der Dunkelstrom des Basis-Kollektor-Übergangs  $I_{S,K}$  wird mit demselben Mechanismus verstärkt.

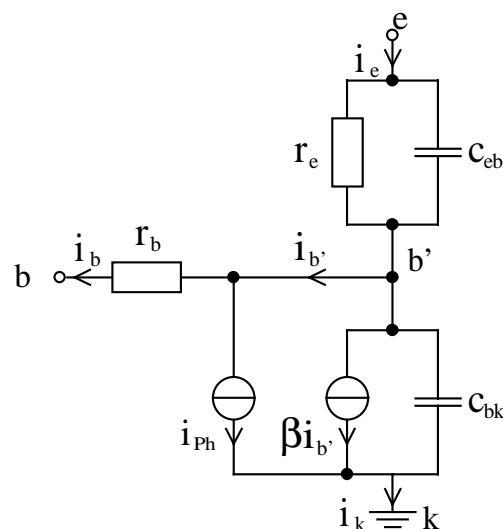
Bild 2.16 gibt ein Großsignal-ESB des beleuchteten pnp-Phototransistors und dessen Implementierung in das CADENCE-Design-Framework an. Da eine unkontaktierte, also "floatende" Basis angenommen wird, ist der Emittorstrom gleich dem Kollektorstrom und es gilt:

$$I_E = I_K = (\beta + 1) (I_{ph} + I_{S,K}). \quad (2.96)$$



**Bild 2.16:** Großsignal-ESB des bipolaren pnp-Phototransistors mit floatender Basis

Im Kleinsignal-ESB wirkt sich der Photostrom durch eine zusätzliche Stromquelle gemäß Bild 2.17 aus:



**Bild 2.17 :** Kleinsignal-ESB des beleuchteten pnp-Bipolartransistors

Das Verhalten des bipolaren Phototransistors kann nun durch Anschließen einer Strom- oder Spannungsquelle an die Basisklemme verändert werden. Bei Anschluß einer Gleichstromquelle ( $I_B = \text{const.}$  und damit  $i_b = 0$  bzw.  $i_{b'} = i_{Ph}$ ) ist unmittelbar zu erkennen, daß die

kleinsignalmäßige Photostromverstärkung für kleine Frequenzen  $i_e/i_{Ph}=1+\beta$  formal unverändert bleibt. Jedoch ist  $\beta$  für kleine  $I_E$  von  $I_B$  abhängig. D.h. die Photostromverstärkung läßt sich für kleine  $I_E$  durch das Einprägen eines konstanten Basisstroms einstellen.

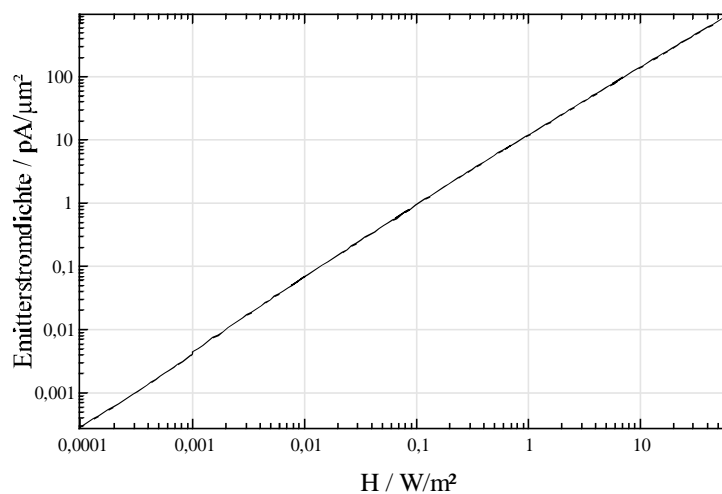
Wird eine ideale Spannungsquelle, bei der  $r_b$  quasi als Innenwiderstand wirkt, an die Basis angeschlossen und der Emitteranschluß ebenso auf konstantem Potential gehalten (niederohmige Auskopplung von  $I_E$ ), so ergibt sich die kleinsignalmäßige Photostromverstärkung für kleine Frequenzen zu:

$$\frac{i_e}{i_{Ph}} = \frac{1}{\frac{1}{\beta+1} + \frac{r_c}{r_b}}. \quad (2.97)$$

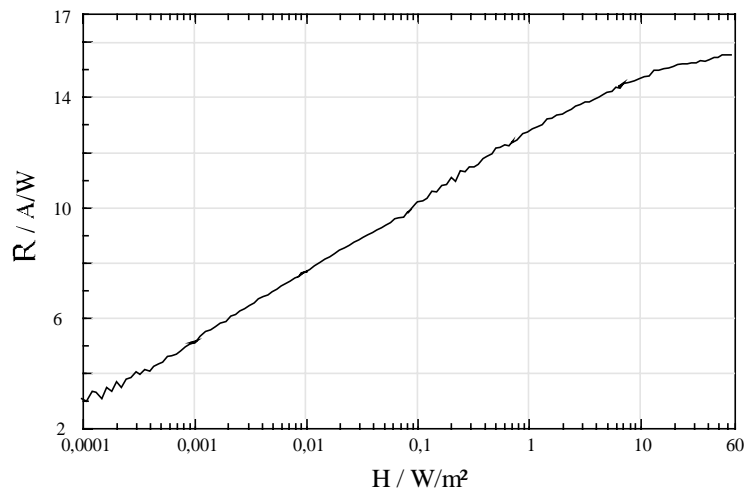
Für den ersten Extremfall einer idealer Spannungsquelle mit  $r_b=0$  würde die Photostromverstärkung verschwinden. Der andere Extremfall  $r_b \rightarrow \infty$  würde einer "floatenden" Basis und damit einer differentiellen Photostromverstärkung von  $\beta+1$  entsprechen (siehe Großsignal-ESB, Bild 2.16). Für alle anderen Werte von  $r_b$  ist die differentielle Photostromverstärkung stets kleiner als  $\beta+1$ .

$\beta$  ist nur für einen begrenzten Bereich von  $I_E$  bzw.  $I_K$  konstant. Für große Emitter-Basis Spannungen  $U_{BE}$  (also für hohe Stromdichten) überwiegt der Diffusionsstromanteil, der durch die photogenerierten Elektronen zusätzlich injizierten Löcher. Für kleine Spannungen können diese Löcher eher im Basisgebiet rekombinieren oder andererseits die photogenerierten Elektronen das Basisgebiet über die Basis-Emitter-Barriere verlassen. Beide Mechanismen bewirken bei kleinem  $U_{BE}$  eine geringere Stromverstärkung.

Bild 2.18 zeigt die gemessene Emitterstromdichte über der Bestrahlungsstärke, wobei die Empfindlichkeit bzw. die Stromverstärkung  $\beta$  mit der Bestrahlungsstärke ansteigt, wie im anschließenden Bild 2.19 zu sehen ist, was bedeutet, daß der bipolare pnp-Phototransistor keineswegs eine lineare Transfer-Charakteristik hat.



**Bild 2.18** : Emitterstromdichte eines bipolaren pnp-Phototransistors



**Bild 2.19** : Photoempfindlichkeit eines bipolaren pnp-Phototransistors

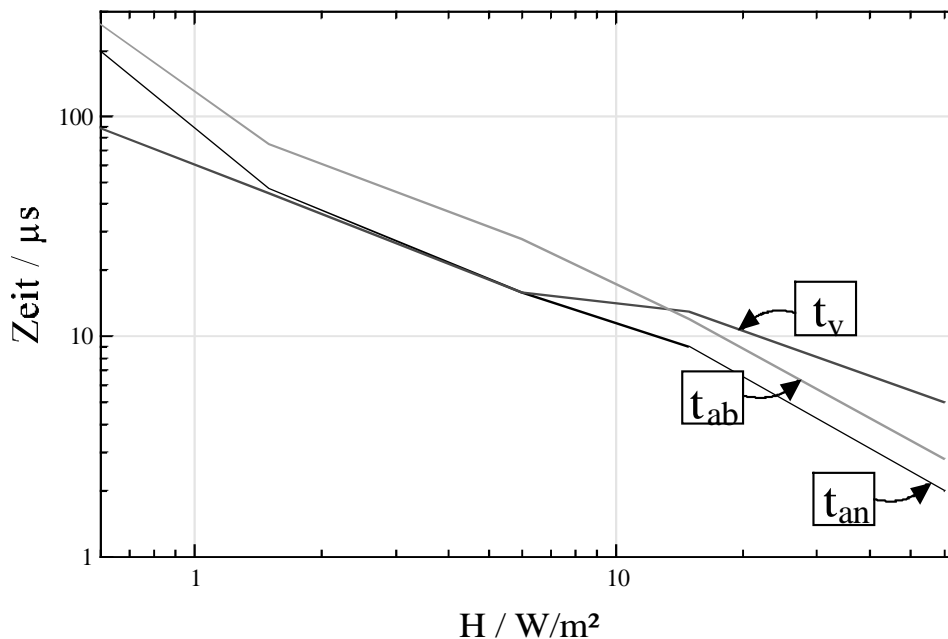
Für kleinste Bestrahlungsstärken ist die Photostromverstärkung etwa 10, d.h.  $\beta$  beträgt nur ungefähr 9. Bei der maximal gemessenen Bestrahlungsstärke ist die in Emittorstromdichte ca.  $1\text{nA}/\mu\text{m}^2$  und  $\beta$  beträgt nur 50 und in der  $1,5\mu\text{m}$ -FhG-IMS-Standard-CMOS-Technologie wird in [42]  $\beta=80$  angegeben, dieser Wert gilt allerdings für eine Kollektorstromdichte von  $100\text{nA}/\mu\text{m}^2$  und wird daher für  $I_E'=1\text{nA}/\mu\text{m}^2$  noch nicht erreicht.

### 2.4.3 Weitere Eigenschaften

#### Dynamisches Verhalten

Die Zeitkonstanten bzw. die 3dB Eckfrequenzen der Photogeneration sind im dynamischen Modell der Kollektor-Basis-Photodiode enthalten (siehe ESB), jedoch spielen sie beim bipolaren Phototransistor nicht die entscheidende Rolle. Für genügend große Emittorstromdichten dominiert das Kleinsignalverhalten bzw. die aus dem Kleinsignal-ESB ableitbare 3dB-Eckfrequenz  $f_{3\text{dB}}=1/2\pi r_c(C_{\text{eb}}+C_{\text{bk}})$ . Für sprunghafte Änderungen der Bestrahlungsstärke und kleine Emittorstromdichten dominieren die Umladevorgänge der Sperrschichtkapazitäten (Großsignalverhalten). Zunächst muß der primäre Photostrom die Kapazitäten  $C_{\text{eb}}$  und  $C_{\text{bk}}$  umladen, bevor der Transistoreffekt überhaupt wirksam werden kann. Die Sperrschichtkapazitäten sind im Modell des pnp-Transistors üblicherweise enthalten. Die Zeitkonstanten der Umladevorgänge können durch Anlegen von Gleichspannungsquellen an der Basis und am Emitter abgeschwächt werden, allerdings verringert sich dadurch die Photostromverstärkung bis hin zu 0. Man muß also ein schnelleres dynamisches Verhalten durch eine geringere Stromverstärkung erkaufen.

Bild 2.20 zeigt die verschiedenen Zeitkonstanten Anstiegszeit  $t_{an}$ , Abklingzeit  $t_{ab}$  und Verzögerungszeit  $t_v$  der Sprungantwort des Emitterstroms eines bipolaren pnp-Phototransistors mit "floatender" Basis bei verschiedenen Bestrahlungsstärken.



**Bild 2.20** : Dynamisches Verhalten des bipolaren pnp-Phototransistors

### Temperaturabhängigkeit und Rauschverhalten

Die Temperaturabhängigkeit und das Rauschverhalten sind ähnlich wie bei der Photodiode, wenn die Verstärkung des primären Photostroms mitberücksichtigt wird.

Anders als beim MOS-Transistor weist der bipolare Phototransistor keine zusätzliches dominierendes  $1/f$  Rauschen auf [43].

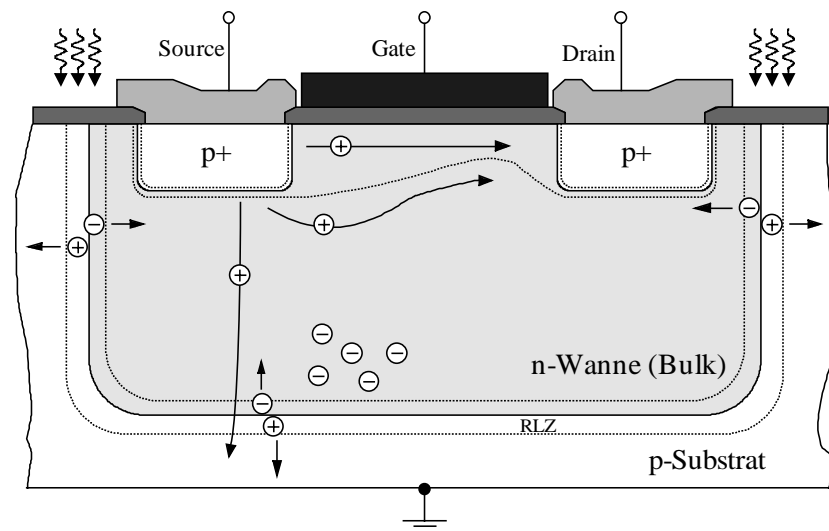
### 2.4.4 Zusammenfassung zum Modell des bipolaren Phototransistors

Zusammenfassend ist festzustellen, daß der bipolare Phototransistor zur Detektion schnell modulierten Lichts gegenüber der Photodiode ungeeignet erscheint. Der bipolare Phototransistor zeichnet sich jedoch wegen einer möglichen Arbeitspunkteinstellung am Basisanschluß durch eine gewisse Flexibilität aus. Durch das Beschalten der Basis lassen sich Verhältnisse zwischen den Extremfällen einer hohen Verstärkung des Photostromes (jedoch langsames dynamisches Verhalten) und einem schnellen dynamischen Verhalten (jedoch ohne Verstärkung des Photostroms) erreichen.

CMOS-kompatible bipolare Phototransistoren wurden vereinzelt in integrierten Bildsensordsystemen eingesetzt [44], [45], [46]. Weitere Literatur zu bipolaren Phototransistoren findet man in [47] und [48].

## 2.5 Photo-Feldeffekttransistor

Beim Photo-Feldeffekttransistor, im folgenden Photo-MOSFET, handelt es sich wie bei der Photodiode und beim parasitären bipolaren Phototransistor um ein 100% Standard-CMOS-kompatibles Bauelement, das in einer Wanne innerhalb des Substrates liegt. Ist die Wanne nicht mit einem festen Potential kontaktiert, also das Wannepotential "floatend", so reagiert das Bauelement auf Licht, welches in die Nähe des Wannensubstrat-Übergangs einfällt. Im FhG-IMS-Duisburg sind u.a. z.Z. ein  $1,5\mu\text{m}$  und ein  $1\mu\text{m}$  Prozeß mit p-dotiertem Substrat Standardprozesse. Aus diesem Grund kommt hier nur ein PMOSFET als Photo-MOSFET in Frage.



**Bild 2.21:** Struktur des Photo-MOSFET

Die Photoempfindlichkeit beim MOSFET in SOI (Silicon On Insulator) Technologie wurde zunächst in [49] und [50] untersucht. In [51] wurde vorgeschlagen, Photo-MOSFETs in Bulk-CMOS Technologie als Photosensorelemente zu nutzen.

Folgende Varianten für Photo-MOSFETs sind in der CMOS-Technologie grundsätzlich möglich:

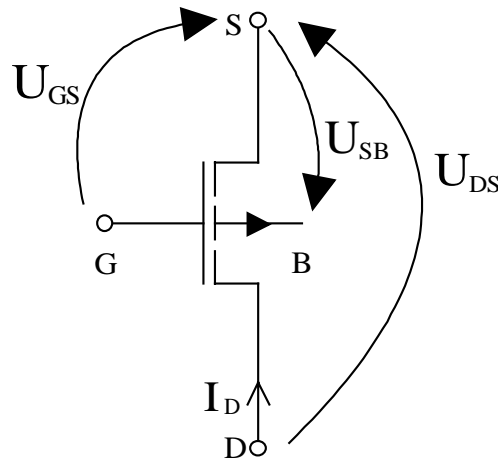
Bulk-CMOS oder BiCMOS		SOI
n-Wannen-Prozeß	p-Wannen-Prozeß	
PMOSFET	NMOSFET	NMOS-,PMOSFET

**Tabelle 2.5:** Mögliche Photo-MOSFETs in CMOS-Technologie



### 2.5.1 Unbeleuchteter Fall (Normalbetrieb)

Durch Anlegen einer negativen Gate-Source-Spannung  $U_{GS}$  bildet sich beim PMOSFET aufgrund des Feldeffektes in der n-dotierten Wanne unterhalb des Gates ein p-leitender Kanal (Löcherleitung) durch Inversion aus. Der leitende Kanal und damit der durch den Kanal fließende Strom  $I_D$  wird zusätzlich durch die Drain-Source-Spannung  $U_{DS}$  und die Source-Bulk-Spannung (bzw. Source-Wannen-Spannung)  $U_{SB}$  beeinflusst. In Bild 2.22 sind die Ströme und Spannungen des PMOSFET bezeichnet. Die Wanne ist hier floatend.



**Bild 2.22:** Strom- und Spannungsbezeichnungen des PMOSFET

In der einfachen Modellbeschreibung (z.B. [52]) kann für  $I_D$  in starker Inversion unterhalb der sog. Abschnürgrenze (der MOSFET befindet sich dann im Anlaufgebiet) angegeben werden:

$$I_D = \mu_p C'_{ox} \frac{W}{L_{eff}} \left[ (U_{GS} - U_T) U_{DS} - \frac{U_{DS}^2}{2} \right]. \quad (2.98)$$

$U_T$  bezeichnet die Schwellenspannung des Transistors, die näherungsweise die Schwelle für  $U_{GS}$  zur starken Inversion bildet und technologisch beeinflussbar ist.  $U_T$  liegt in der aktuellen FhG-IMS-CMOS-Technologie bei -1V (1,5 $\mu$ m-Prozeß) bzw. bei -0.8V (1 $\mu$ m-Prozeß).  $C'_{ox}$  ist die spezifische Kapazität des Oxids unterhalb des Gates und beträgt 0.85fF/ $\mu$ m<sup>2</sup> (1,5 $\mu$ m-Techn.).  $W$  und  $L_{eff}$  sind die Gateweite und effektive Gatelänge, wobei  $L_{eff}$  durch die Unterdiffusion von Drain und Source ( $F_L \approx 0,2\mu$ m) immer etwas kleiner ausfällt, als die durch das Layout vorgegebene Gatelänge  $L$ :

$$L_{eff} = L - 2F_L. \quad (2.99)$$

Die Abschnürgrenze des leitenden Kanals ist für  $U_{DS}$  mit

$$U_{DS} = U_{GS} - U_T \quad (2.100)$$

gegeben und für  $I_D$  gilt dann:

$$I_D = \frac{\mu_p C'_{ox} W}{2L_{eff}} (U_{GS} - U_T)^2. \quad (2.101)$$

Liegt  $U_{DS}$  oberhalb der Abschnürgrenze, befindet sich der MOSFET in Sättigung und  $I_D$  nimmt nur noch schwach mit  $U_{DS}$  wegen der eintretenden Kanalverkürzung und dem damit geringer werdenden Kanalwiderstand zu. Diese Abhängigkeit ist um so geringer, je kleiner  $U_{GS}$  betragsmäßig ist.

Gleichung 2.101 ist nur für den Arbeitsbereich der starken Inversion gültig. Durch Verringerung von  $I_D$ , z.B. mit betragsmäßiger Herabsetzung von  $U_{GS}$ , kann der MOSFET in das Arbeitsgebiet der schwachen Inversion gebracht werden. Der Übergang zwischen starker und schwacher Inversion wird nur sehr ungenau durch  $U_{GS}$  und  $U_T$  beschrieben. Eine genauere Abgrenzung liefert der charakteristische Strom  $I_c$  mit

$$\text{schw. Inv.: } I_D < I_c = 2n\mu_p C'_{ox} \frac{W}{L_{eff}} U_{Temp}^2. \quad (2.102)$$

$n$  ist der sog. Slope-Faktor, dessen Wert technologisch nur schwer kontrollierbar ist. In der schwachen Inversion wird der Sättigungsbereich des MOSFET sehr früh ( $U_{DS}$  bereits unterhalb von 100mV) erreicht. Für  $I_D$  wird in [53] folgende Gleichung für die schwache Inversion angegeben:

$$I_D = I_c \exp\left(\frac{U_G - U_{T0}}{nU_{Temp}}\right) \left[ \exp\left(-\frac{U_S}{U_{Temp}}\right) - \exp\left(-\frac{U_D}{U_{Temp}}\right) \right]. \quad (2.103)$$

$U_{T0}$  ist die Schwellenspannung für den Fall, daß zwischen Bulk (B) und Source (S) kein Spannungsabfall vorliegt.  $U_D$ ,  $U_G$ , und  $U_S$  sind die auf Bulk bezogenen Potentiale. Werden diese Spannungen durch  $U_{GS}$ ,  $U_{DS}$  und  $U_{SB}$  ausgedrückt, (wie z.B. in [54]) erhält man für den PMOSFET in schwacher Inversion:

$$I_D = I_c \exp\left(-\frac{U_{GS} - U_{T0} - U_{SB}}{nU_{Temp}}\right) \left[ \exp\left(\frac{U_{SB}}{U_{Temp}}\right) - \exp\left(\frac{U_{SB} + U_{DS}}{U_{Temp}}\right) \right]. \quad (2.104)$$

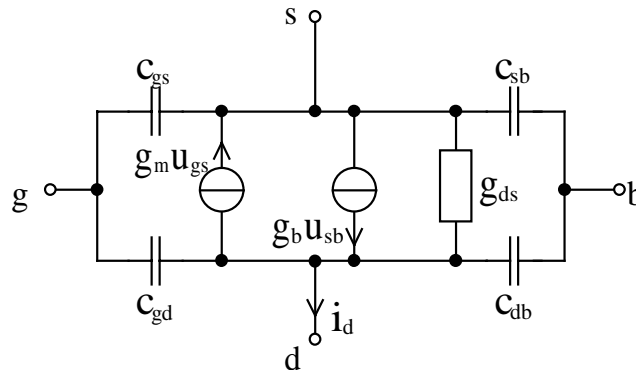
Die Schwellenspannung kann durch das Anlegen einer Spannung zwischen Bulk und Source beeinflusst werden. Dieses Verhalten beschreibt der Substrateffekt:

$$U_T = U_{T0} + k_S (\sqrt{U_{SB} + \Phi_S} - \sqrt{\Phi_S}). \quad (2.105)$$

Dabei bezeichnet  $k_S$  die Substrateffektkonstante ( $k_S \approx 0,8\sqrt{V}$ ) und  $\Phi_S$  ist das Oberflächeninversionspotential ( $\Phi_S \approx 0,95V$ ).

Die o.a. Gleichungen für den MOSFET sind in vollständiger Analogie für den NMOSFET und PMOSFET zu betrachten, wenn man berücksichtigt, daß beim PMOSFET Löcherleitung statt Elektronenleitung zugrunde gelegt wird und sich die Vorzeichen der Spannungen  $U_{GS}$ ,

$U_{DS}$  und  $U_T$  umkehren. Ebenso ist das folgende Kleinsignal-ESB des PMOSFET gleichermaßen für den NMOSFET gültig, wenn man die eingezeichnete Richtung von  $i_D$  umkehrt.



**Bild 2.23:** Kleinsignal-ESB des PMOSFET

$g_m$  bezeichnet hier die Vorwärtssteilheit, also die Wirkung von  $u_{gs}$  auf  $i_d$ .  $g_s$  bezeichnet die Substratsteilheit und beschreibt die Wirkung von  $u_{sb}$  auf  $i_d$ .  $g_{ds}$  ist der Ausgangsleitwert. Alle kleinsignalmäßigen Leitwerte werden durch Linearisierung bzw. durch partielle Differentiation gewonnen:

$$g_m = \frac{\partial i_d}{\partial u_{gs}}, g_b = \frac{\partial i_d}{\partial u_{sb}}, g_{ds} = \frac{\partial i_d}{\partial u_{ds}}. \quad (2.106)$$

Das Kleinsignal-ESB des PMOSFET enthält weiterhin die wirksamen differentiellen Kapazitäten zwischen den äußeren Anschlüssen.

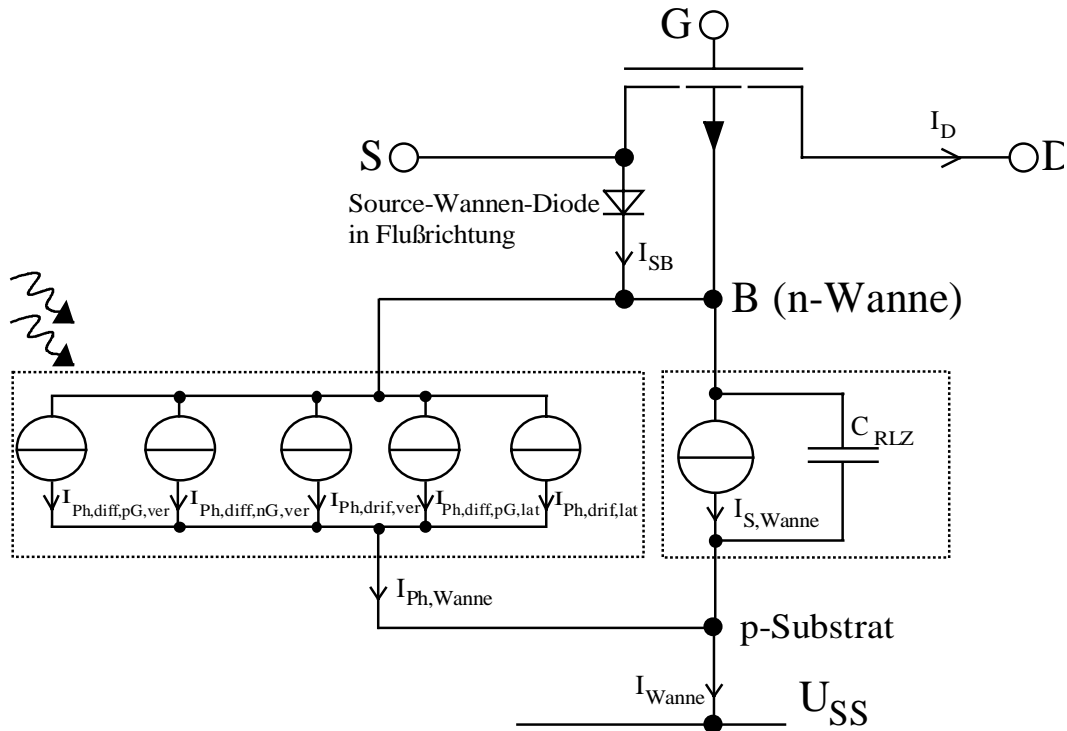
### 2.5.2 Beleuchteter Fall

Das "floatende" Bulk-Potential, welches beim PMOSFET gleich dem Wannepotential ist, liegt ohne Lichteinstrahlung im Normalbetrieb auf dem Source-Potential. Bei Lichteinstrahlung werden die durch den inneren Photoeffekt generierten Elektronen-Loch Paare in der Raumladungszone der Substrat-Wannen-Diode voneinander getrennt (Bild 2.21). Die Elektronen können zunächst nicht aus der Wanne abfließen. Dadurch sinkt das Bulk-Potential herab und es werden somit zusätzliche Löcher in den leitenden Kanal des Photo-MOSFET injiziert, so daß und  $I_D$  ansteigt.

Nach Bild 2.21 fließen die weit vom Sourcegebiet injizierten Löcher über den parasitären bipolaren pnp-Transistor zum Substrat hin ab. Bei kleinen Sourcegebieten wird dieser parasitäre Effekt jedoch erst ab einer Spannung  $U_{SB} > 0.65V$  dominant [55], was einer Beleuchtungsstärke von  $\gg 10^6 W/m^2$  und somit keiner realistischen Situation entspricht (vergl. Tabelle 2.2).

Durch das herabsinkende Bulk-Potential beginnt die Source-Wannen-Diode, die jetzt in Vorwärtsrichtung vorgespannt ist, mehr und mehr zu leiten. Hierdurch entsteht ein

Gleichgewicht zwischen generiertem Photostrom und abfließendem Strom in Durchlaßrichtung über die Source-Wannen-Diode, welches zur Berechnung der Abhängigkeit zwischen  $U_{SB}$  und der Bestrahlungsstärke heranzuziehen ist. Bild 2.24 zeigt das Großsignal-ESB des beleuchteten Photo-MOSFET, welches auch im CADENCE-Design-Framework eingebunden ist.



**Bild 2.24:** Großsignal-ESB des Photo-MOSFET

Die Source-Wannen-Diode verhindert das von CCDs her bekannte Blooming, wobei bei äußerst starker Beleuchtung eines Pixels die Potentialtöpfe zur Ladungsspeicherung quasi überlaufen und die überschüssige Ladung durch benachbarte Pixel aufgenommen wird.

Voraussetzung für die folgende Berechnung des statischen Übertragungsverhaltens vom Photo-MOSFET ist, daß kein anderer pn-Übergang, als der zwischen Substrat und n-Wanne, beleuchtet wird. Zunächst müssen die o.a. Ströme gleichgesetzt werden:

$$I_{\text{Wanne}} = I_{\text{Ph,Wanne}} + I_{\text{S,Wanne}} = I_{\text{SB}} = I_{\text{S,SB}} \left[ \exp\left(\frac{U_{\text{SB}}}{U_{\text{Temp}}}\right) - 1 \right] \Leftrightarrow \quad (2.107)$$

$$U_{\text{SB}} = U_{\text{Temp}} \ln \left[ 1 + \frac{I_{\text{S,Wanne}} + I_{\text{Ph,Wanne}}}{I_{\text{S,SB}}} \right]. \quad (2.108)$$

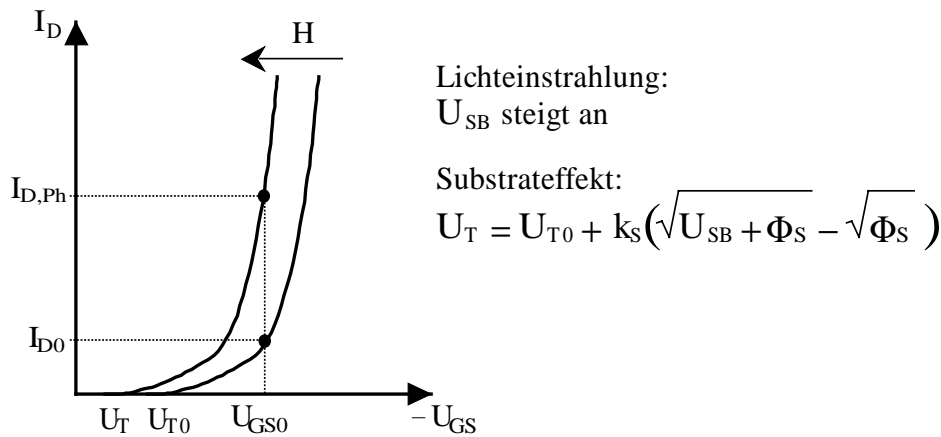
Setzt man Gleichung 2.108 in Gleichung 2.105 ein, die die Änderung der Schwellenspannung durch den Substrateffekt beschreibt, so erhält man:

$$\begin{aligned}
 U_T &= U_{T0} + k_s \left( \sqrt{U_{\text{Temp}} \ln(\rho) + \Phi_s} - \sqrt{\Phi_s} \right) \\
 &= U_{T0} + k_s \left( \sqrt{\Phi_s} \sqrt{1 + \frac{U_{\text{Temp}}(\rho)}{\Phi_s}} - \sqrt{\Phi_s} \right).
 \end{aligned}
 \tag{2.109}$$

mit der Abkürzung

$$\rho = 1 + \frac{I_{S,\text{Wanne}} + I_{\text{Ph,Wanne}}}{I_{S,\text{SB}}} \approx \frac{I_{\text{Ph,Wanne}}}{I_{S,\text{SB}}}, \text{ für } I_{\text{Ph,Wanne}} \gg I_{S,\text{SB}}, I_{S,\text{Wanne}}.
 \tag{2.110}$$

Gleichung 2.109 beschreibt das betragsmäßige Absinken der Schwellenspannung und somit eine Verschiebung der Übertragungskennlinie des Photo-MOSFET. Bild 2.25 zeigt die Änderung der Schwellenspannung anhand der durch den Lichteinfluß verschobenen Übertragungskennlinie. Für eine konstante Gate-Source-Spannung  $U_{\text{GS}0}$  steigt der Drainstrom  $I_{\text{D}0}$  also bei Lichteinfall auf  $I_{\text{D,Ph}}$  an.



**Bild 2.25:** Herabsinken der Schwellenspannung durch den Substrateffekt

Für kleine und mittlere Bestrahlungsstärken gilt:

$$\Phi_s \gg \ln(\rho).
 \tag{2.111}$$

Mit Gleichung 2.111 kann der Term  $\sqrt{1 + \frac{U_{\text{Temp}} \ln(\rho)}{\Phi_s}}$  mit den ersten zwei Gliedern einer

Reihenentwicklung um den Wert 1 approximiert werden und man erhält aus Gleichung 2.109:

$$U_T = U_{T0} + k_s \frac{k_s \ln(\rho)}{2\sqrt{\Phi_s}}.
 \tag{2.112}$$

### Anlaufgebiet

Im Anlaufgebiet gilt für den unbeleuchteten Fall Gleichung 2.98, in die Gleichung 2.112 im beleuchteten Fall einzusetzen ist:

$$I_D = \mu_p C'_{ox} \frac{W}{L_{eff}} \left[ \left( U_{GS} - U_{T0} - \frac{k_S \ln(\rho)}{2\sqrt{\Phi_S}} \right) U_{DS} - \frac{U_{DS}^2}{2} \right]. \quad (2.113)$$

Damit ist im Anlaufgebiet

$$I_D \sim k_1 \ln(\rho) \sim k_1 \ln(I_{Ph,Wanne}), \text{ für } I_{Ph,Wanne} \gg I_{S,SB}, I_{S,Wanne}. \quad (2.114)$$

### Sättigung

Im Sättigungsgebiet gilt für den unbeleuchteten Fall Gleichung 2.101, in die Gleichung 2.112 im beleuchteten Fall einzusetzen ist:

$$\begin{aligned} I_D &= \frac{\mu_p C'_{ox} W}{2L_{eff}} \left[ (U_{GS} - U_{T0}) - \frac{k_S U_{Temp} \ln(\rho)}{2\sqrt{\Phi_S}} \right]^2 \\ &= \frac{\mu_p C'_{ox} W}{2L_{eff}} \left[ (U_{GS} - U_{T0})^2 - (U_{GS} - U_{T0}) \frac{k_S U_{Temp} \ln(\rho)}{\sqrt{\Phi_S}} + \left( \frac{k_S U_{Temp} \ln(\rho)}{2\sqrt{\Phi_S}} \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (2.115)$$

Mit  $2(U_{GS} - U_{T0}) \gg \frac{k_S U_{Temp} \ln(\rho)}{2\sqrt{\Phi_S}}$ , was im Sättigungsbereich in den meisten Fällen

angenommen werden kann, wird der quadratische Summand in der eckigen Klammer der rechten Seite von Gleichung 2.115 gegenüber den anderen Summanden verschwindend klein. Es gilt daher näherungsweise:

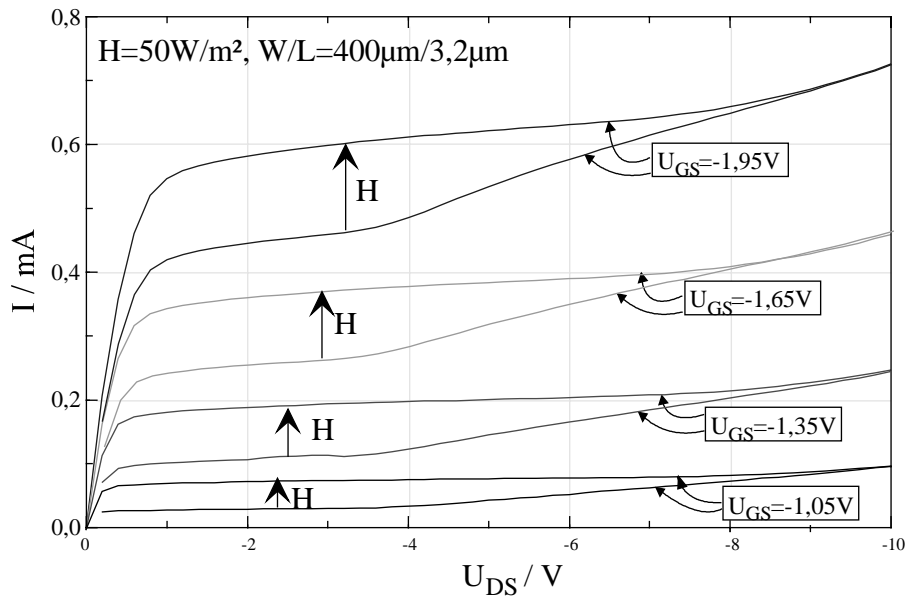
$$I_D \approx \frac{\mu_p C'_{ox} W}{2L_{eff}} \left[ (U_{GS} - U_{T0})^2 - (U_{GS} - U_{T0}) \frac{k_S U_{Temp} \ln(\rho)}{\sqrt{\Phi_S}} \right]. \quad (2.116)$$

Damit weist  $I_D$  auch im Sättigungsbereich eine logarithmische Abhängigkeit auf:

$$I_D \sim \ln(\rho) \sim \ln(I_{Ph,Wanne}), \text{ für } I_{Ph,Wanne} \gg I_{S,SB}, I_{S,Wanne}. \quad (2.117)$$

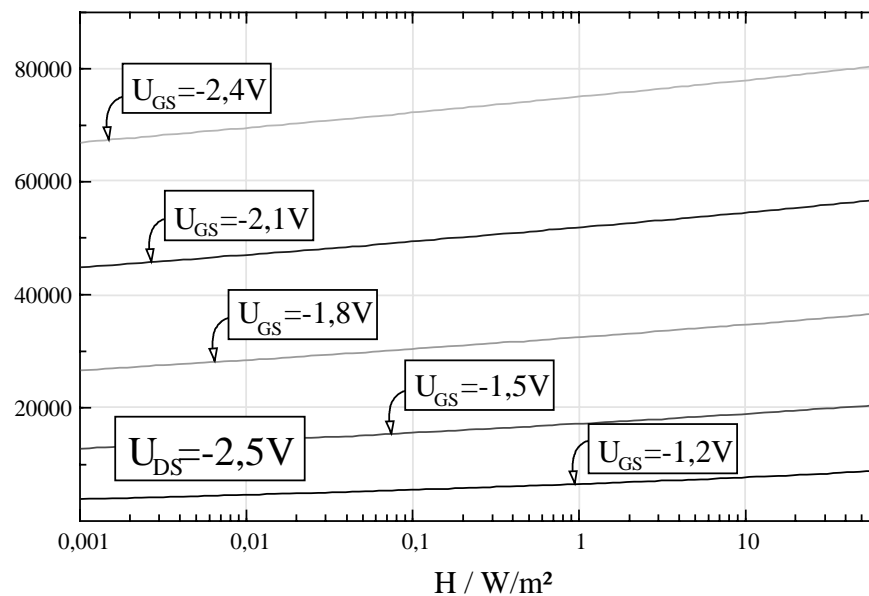
Ein wichtiger Effekt ist die Beeinflussung der Schwellenspannung durch die Drain-Source-Spannung. Bei großer Drain-Source-Spannung kommt es im Sättigungsgebiet am Ende des leitenden Kanals zur Lawinenmultiplikation (auch Avalanche-Multiplikation oder Stoßionisation genannt). Diese Erhöhung des Drainstroms erzeugt einen zusätzlichen Strom aus Elektronen in der Source-Wannen-Diode, der dort wiederum einen zusätzlichen Spannungsabfall zur Folge hat und sich somit  $U_{SB}$  vergrößert (im unbeleuchteten Fall) einstellt. Steigt ab einer bestimmten Drain-Source-Spannung die Lawinenmultiplikation stark an, so geht die Ausgangskennlinie für  $U_{T0}$  zur Ausgangskennlinie einer betragsmäßig geringeren Schwellenspannung über und ein Stufeneffekt wird wirksam. Der beschriebene Stufeneffekt überdeckt damit den Effekt der Lichteinstrahlung. Man muß also darauf bedacht sein,  $U_{DS}$  nicht zu groß werden zu lassen. Bild 2.26 zeigt ein gemessenes Ausgangskennlinienfeld des Photo-MOSFET ohne und mit starker Bestrahlungsstärke ( $H=50W/m^2$ ). Das W/L-Verhältnis des Photo-MOSFET ist hier  $400\mu m/3,2\mu m$ , wobei der

Photo-MOSFET eine Fläche von  $12\mu\text{m}^2$  einnimmt. Der Stufeneffekt und die Überdeckung der Lichteinwirkung durch den Stufeneffekt sind deutlich zu erkennen.



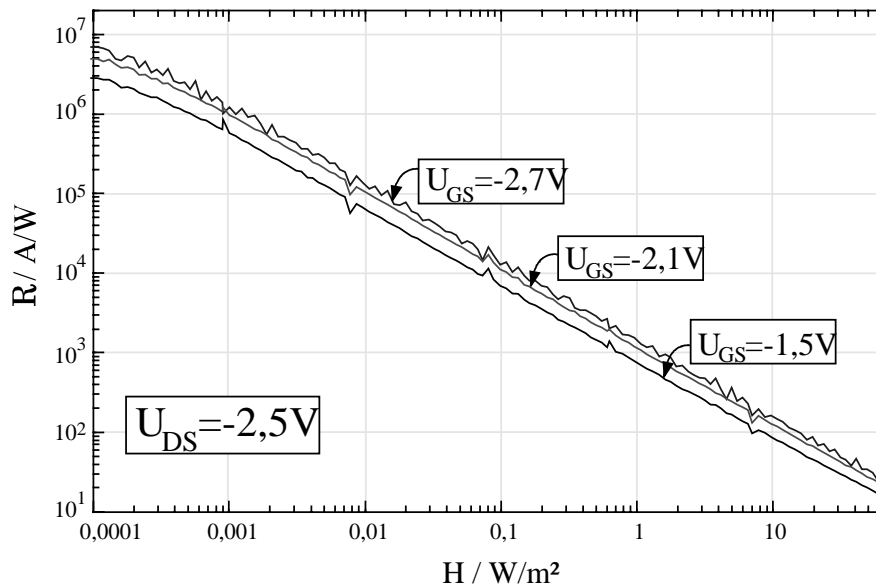
**Bild 2.26:** Ausgangskennlinienfeld des Photo-MOSFET und Stufeneffekt

Bild 2.27 zeigt die gemessene statische Abhängigkeit des Drainstroms über der Bestrahlungsstärke im Sättigungsbereich der starken Inversion. Um einen Vergleich mit der pn-Photodiode herstellen zu können, ist Drainstromdichte über der Bestrahlungsstärke aufgetragen. Die zuvor hergeleitete logarithmische Abhängigkeit ist deutlich erkennbar.



**Bild 2.27:** Abhängigkeit des Drainstroms von der Bestrahlungsstärke in starker Inversion

Bild 2.28 zeigt die gemessene Photoempfindlichkeit des Photo-MOSFET, die hier zu  $\mathfrak{R} = \partial I_p / \partial H$  definiert ist.



**Bild 2.28:** Photoempfindlichkeit des Photo-MOSFET in starker Inversion

### Schwache Inversion

Im Arbeitspunkt  $U_{DS} = -2,5V$ ,  $0 < U_{SB} < 0,45V$  gilt:

$$\left| \exp\left(\frac{U_{SB}}{U_{Temp}}\right) \right| \gg \left| \exp\left(\frac{U_{DS} + U_{SB}}{U_{Temp}}\right) \right|. \quad (2.118)$$

Setzt man nun Gleichung 2.109 in Gleichung 2.104 ein und verwendet Gleichung 2.111 und Gleichung 2.118, so gilt für die schwache Inversion:

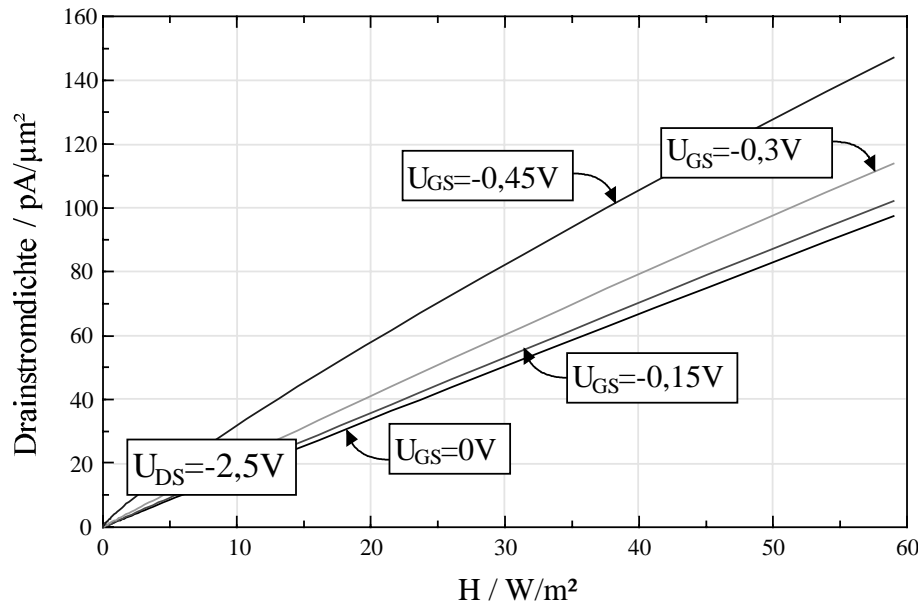
$$\begin{aligned} I_D &\approx I_c \exp\left(-\frac{U_{GS} - U_{T0} - U_{SB}}{nU_{Temp}}\right) \exp\left(\frac{U_{SB}}{U_{Temp}}\right) \\ &= I_c \exp\left(-\frac{U_{GS} - U_{T0}}{nU_{Temp}}\right) \exp\left(\frac{(1+n)}{n} \ln(\rho)\right) \\ &= I_c \exp\left(-\frac{U_{GS} - U_{T0}}{nU_{Temp}}\right) \rho^{\frac{1+n}{n}}. \end{aligned} \quad (2.119)$$

Damit ist in schwacher Inversion:

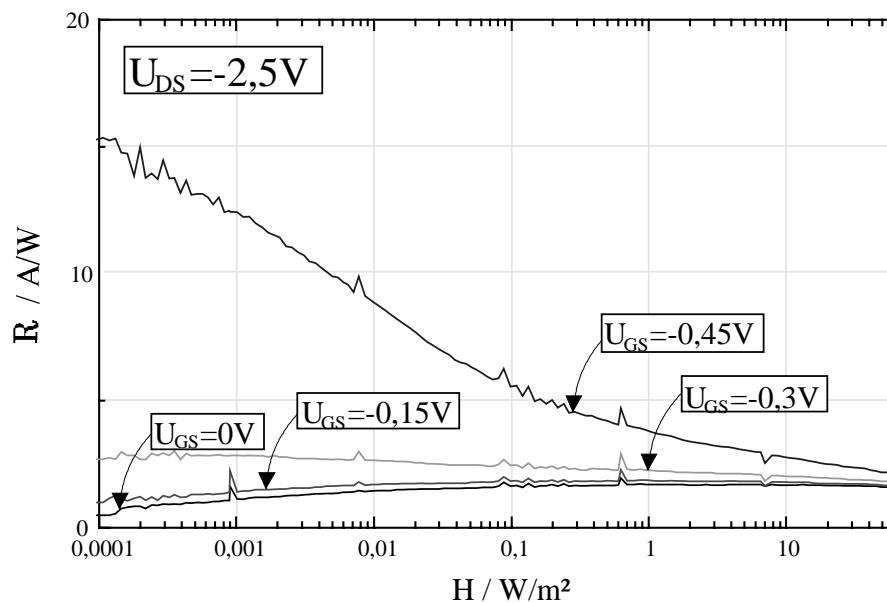
$$I_D \sim \rho^{\frac{1+n}{n}}. \quad (2.120)$$

Bild 2.29 zeigt die gemessene Abhängigkeit des Drainstroms  $I_D$  und Bild 2.30 die Abhängigkeit der Empfindlichkeit von der Bestrahlungsstärke in schwacher Inversion. Da ein lineares Verhalten deutlich zu erkennen ist, muß  $n \gg 1$  in dem Arbeitspunkt bei linearer Abhängigkeit sein. Weiterhin ist auffällig, daß ein geringerer Dunkelstrom als bei einer pn-Photodiode gleicher Fläche fließt.





**Bild 2.29:** Abhängigkeit des Drainstroms von der Bestrahlungsstärke in schwacher Inversion



**Bild 2.30:** Photoempfindlichkeit des Photo-MOSFET in schwacher Inversion.

### 2.5.3 Rauschen

Der aktive Wannensubstratübergang stellt im beleuchteten Fall eine in Sperrichtung vorgespannte pn-Photodiode im Kurzschlußbetrieb dar, bei der ein mittlerer quadratischer Rauschstrom im Frequenzintervall  $\Delta f$  von

$$\overline{\Delta I_{R,Wanne}^2} = 2q |I_{S,Wanne} + I_{Ph,Wanne}| \Delta f \quad (2.121)$$

angenommen wird.

Weiterhin dominieren im leitenden Kanal des MOS-Transistors 2 Rauschquellen: Das 1/f proportionale Modulationsrauschen im Kanal (siehe Gleichung 2.22) und das thermische

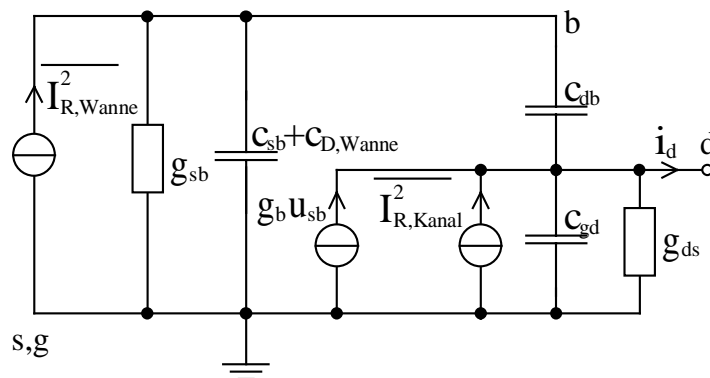
weiße Kanalrauschen (siehe Gleichung 2.19), bei dem der leitende Kanal durch einen äquivalenten Rauschwiderstand repräsentiert werden kann:

$$R_{\text{äq}} = \frac{3}{2g_m}. \quad (2.122)$$

Beide Rauschanteile des Kanals überlagern sich wegen der Unkorreliertheit zu:

$$\overline{\Delta I_{R,\text{Kanal}}^2} = \overline{\Delta I_{R,\text{Therm}}^2} + \overline{\Delta I_{R,\text{Mod}}^2} = \left( \frac{4kT}{R_{\text{äq}}} + I_D \frac{K_{R,\text{Mod}}}{f} \right) \Delta f. \quad (2.123)$$

Beide Rauschquellen können in das Kleinsignal-ESB übernommen werden. Es wird angenommen, daß der Photo-MOSFET in Source-Schaltung betrieben wird, und daß der Arbeitspunkt durch ein konstantes Gatepotential eingestellt wird. Der Rauschstrom, der resultierend den Drainstrom überlagert, kann mit Hilfe des folgenden Kleinsignal-ESB für den eingestellten Arbeitspunkt ermittelt werden.



**Bild 2.31:** Rauschquellen des Photo-MOSFET im Kleinsignal-ESB in Source-Schaltung

$g_{sb}$  repräsentiert den differentiellen Leitwert der Source-Wannen-Diode in Flußrichtung:

$$g_{sb} = \frac{\partial I_{SB}}{\partial U_{SB}} = \frac{I_{S,SB}}{U_{Temp}} \exp\left(\frac{U_{SB}}{U_{Temp}}\right). \quad (2.124)$$

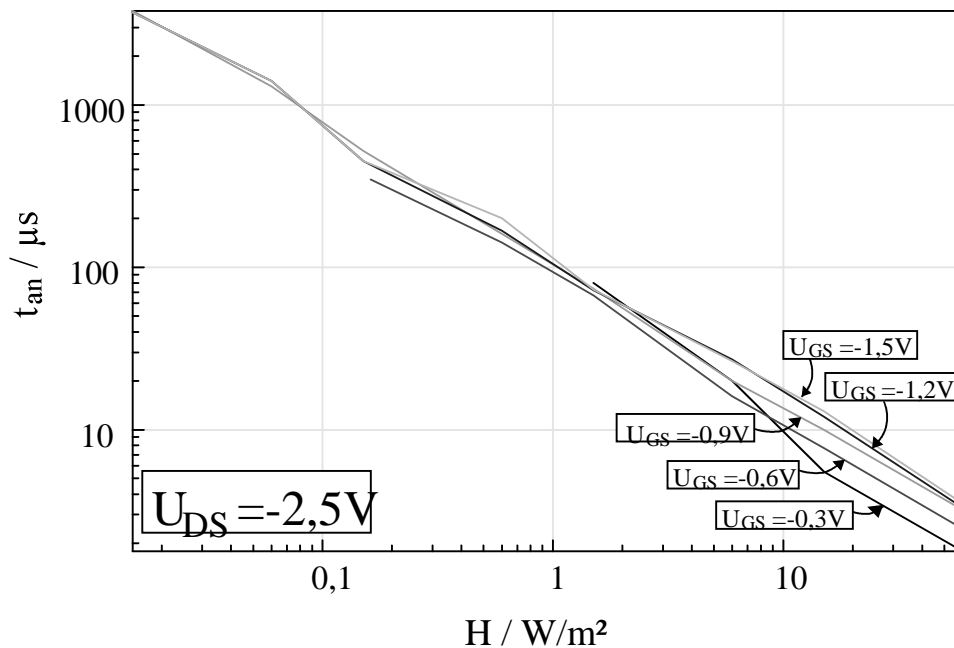
Der Serienwiderstand der Source-Wannen-Diode wird hier ebenso vernachlässigt wie zuvor bei der Photodiode im Sperrbereich, weil er für den betrachteten Spannungsbereich von  $U_{SB}$  immer noch wesentlich kleiner ist als  $1/g_{sb}$ .  $C_{D,Wanne}$  ist die Sperrschichtkapazität des Wannen-Substrat-Übergangs.

Für das Großsignalverhalten, beispielsweise bei sich änderndem  $U_{SB}$  analog zum Leerlaufbetrieb der Photodiode, ist keine geschlossene Darstellung des resultierenden Rauschens möglich, da sich  $g_{sb}$  mit der Bestrahlungsstärke sehr stark ändert.

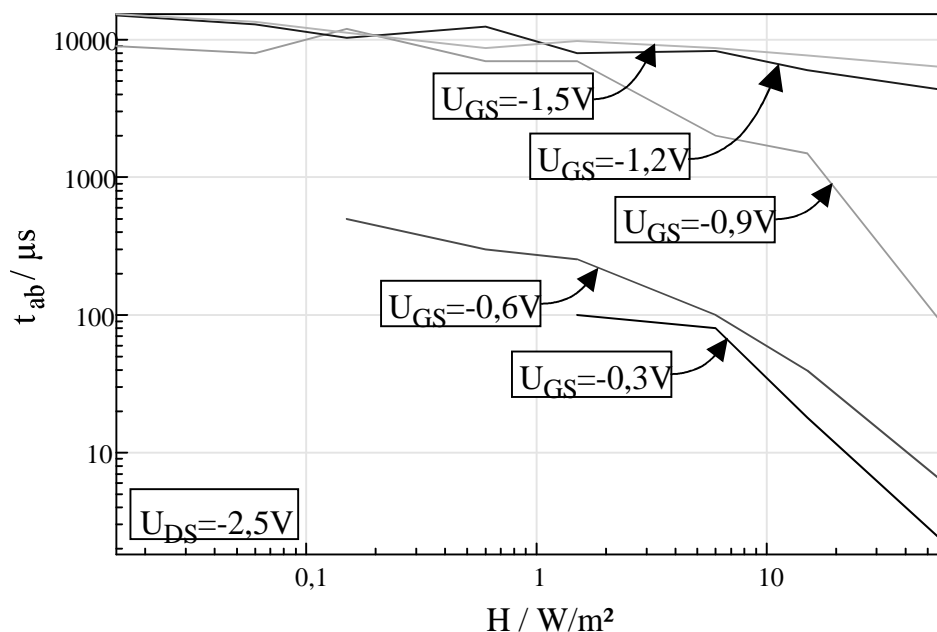
#### 2.5.4 Dynamisches Verhalten

Im Gegensatz zur pn-Photodiode lassen sich die Klemmen des lichtempfindlichen pn-Übergangs nicht schaltungstechnisch auf konstantem Potential halten, da ansonsten der Effekt der inneren Verstärkung des Photo-MOSFET verloren geht. Man sollte jedoch zumindest die Drain- und Source-Klemmen möglichst niederohmig anschließen, um die maximale Anstiegs- und Abklinggeschwindigkeit für den Drainstrom zu erhalten. Steigt die Bestrahlungsstärke sprungförmig an, so muß  $c_{SB}$  und  $c_{D,Wanne}$  mit dem Photostrom umgeladen werden. Für kleine Bestrahlungsstärken, also für geringen Photostrom, ist die Anstiegszeit dieses Vorgangs größer als die dominierende RC-Zeitkonstante  $1/(g_{sb}(c_{SB}+c_{D,Wanne}))$ . Der Umladevorgang bei sprungförmigem Abklingen der Bestrahlungsstärke ist deutlich langsamer als bei ansteigender Bestrahlungsstärke. Die Kapazitäten können nur noch mit dem Strom der Source-Wannen-Diode in Flußrichtung umgeladen werden, der für  $U_{SB} \rightarrow 0V$  die Größenordnung eines Dunkelstroms hat. Eine Beschleunigung des Abklingvorgangs läßt sich durch ein dynamisches Reset der Wanne mittels zusätzlichem Schalter nach  $U_{DD}$  hin erreichen. Dies ist allerdings nur innerhalb synchron getakteter Systeme möglich. In beiden der oben genannten Fälle dominiert das Großsignalverhalten.

Bild 2.32 und Bild 2.33 zeigen die verschiedenen gemessenen Zeitkonstanten des Anstiegs- und Abklingverhalten des Photo-MOSFET in Abhängigkeit von der Bestrahlungsstärke bei verschiedenen Gate-Source-Spannungen.



**Bild 2.32:** Anstiegszeit des Photo-MOSFET in Abhängigkeit der Bestrahlungsstärke

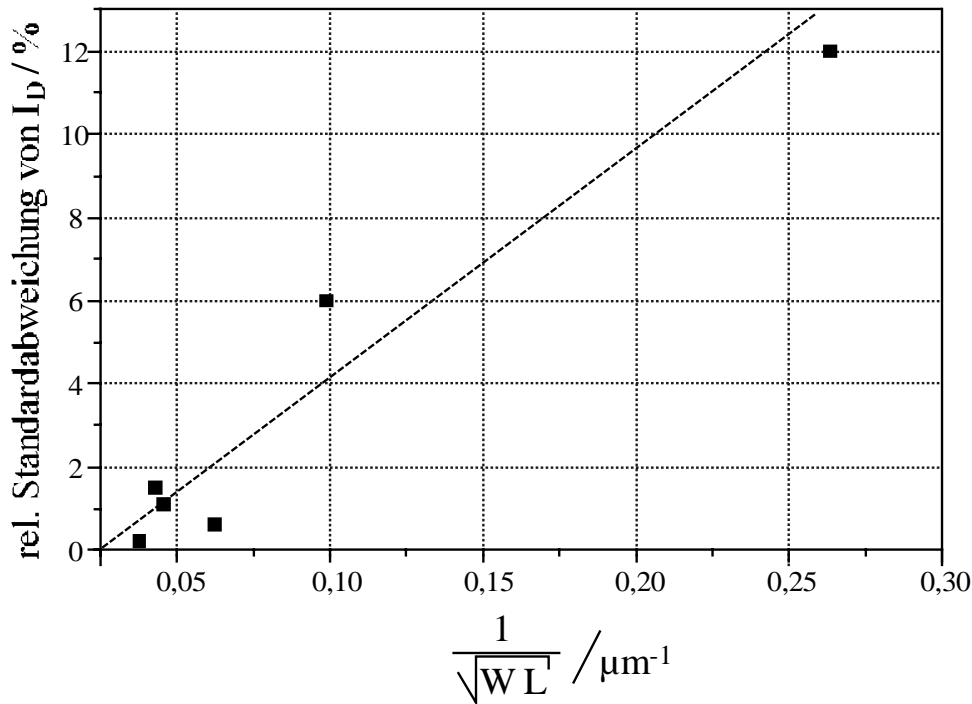


**Bild 2.33:** Abklingzeit des Photo-MOSFET in Abhängigkeit der Bestrahlungsstärke

### 2.5.5 Fixed-Pattern-Noise

Die relative Standardabweichung der Drainströme verschiedener gleichartiger MOS-Transistoren eines Arrays bezüglich des FPN ist  $\sqrt{I_{R,FPN}^2} / I_D$ , also ist der Kehrwert des SNR, der wegen Parameterschwankungen auftritt, laut [56] proportional zu  $1/\sqrt{WL}$ . Bild 2.34

zeigt die relativen Standardabweichungen für große  $I_D$  von verschiedenen realisierten Photosensorarrays, deren Photo-MOSFET jeweils verschiedene  $W$  und  $L$  Parameter besitzen. Die gezeigten Ergebnisse wurden durch Mittelwertbildung aus vielen Messungen gewonnen, um den Einfluß des zeitlichen Rauschens zu unterdrücken. Die Meßergebnisse bestätigen die in [56] hergeleitete Proportionalität.



**Bild 2.34:** FPN 0. Ordnung in Abhängigkeit von  $WL$

Für das Signal/Rausch-Verhältnis SNR bezüglich FPN kann gemäß Kapitel 2.2

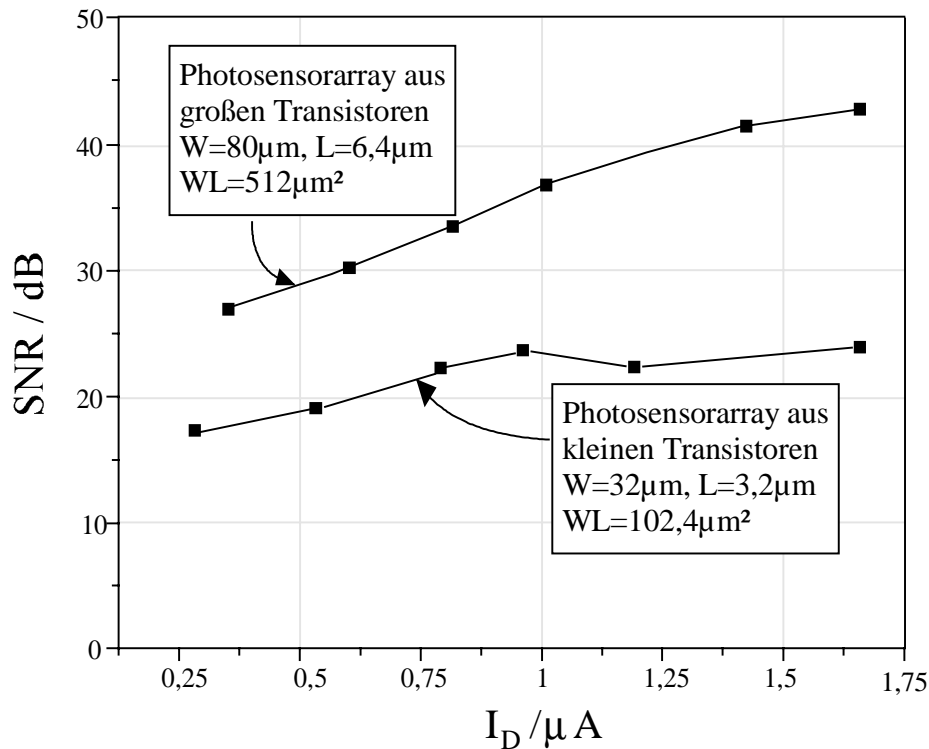
$$\text{SNR} = 20 \log_{10} \left( \frac{I_D}{\sqrt{I_{R,\text{FPN}}^2}} \right) \text{dB} = 20 \log_{10} \left( \frac{I_D}{\sqrt{I_{R,\text{FPN}0}^2 + I_{R,\text{FPN}1}^2}} \right) \text{dB}. \quad (2.125)$$

geschrieben werden .

Im Fall geringer Drainströme  $I_D$  wird das SNR vom FPN 0. Ordnung bestimmt. Für große  $I_D$  dagegen konvergiert das SNR unter der Voraussetzung einer linearen Transfer-Charakteristik des Photo-MOSFET, also  $I_D = \mathfrak{R}P$ , zu einer Konstanten:

$$\text{SNR} \approx 20 \log_{10} \left( \frac{I_D}{\sqrt{I_{R,\text{FPN}1}^2}} \right) \text{dB} = 20 \log_{10} \left( \frac{I_D}{\sigma_{\mathfrak{R}} P} \right) \text{dB} = 20 \log_{10} \left( \frac{\mathfrak{R}}{\sigma_{\mathfrak{R}}} \right) \text{dB}. \quad (2.126)$$

Im folgendem Bild und folgender Tabelle sind gemessene SNR zweier Arrays aus Photo-MOSFET mit jeweils unterschiedlichen  $W$  und  $L$  Abmessungen in Abhängigkeit von  $I_D$  gezeigt:



**Bild 2.35:** FPN bezügliches SNR von Photosensorarrays verschiedener Geometrien

	Photosensorarray 1	Photosensorarray 2
W,L	W=32 $\mu$ m, L=3,2 $\mu$ m	W=80 $\mu$ m, L=6,4 $\mu$ m
WL	102,4 $\mu$ m <sup>2</sup>	512 $\mu$ m <sup>2</sup>
SNR <sub>max</sub> (bezgl. FPN)	23dB	43dB
relative Standardabweichung $\frac{\sigma_{\mathfrak{R}}}{\mathfrak{R}}$	6,6%	4,7%

**Tabelle 2.6:** Parameter zweier Photosensorarrays bzgl. FPN

Die in Bild 2.35 und obiger Tabelle gezeigten Meßergebnisse belegen, daß bei den verwendeten Geometriegrößen von  $W=80\mu\text{m}$ ,  $L=6.4\mu\text{m}$  ein SNR erzielt werden kann, der eine On-Chip Vorverarbeitung mit 7 Bit Auflösung ohne zusätzliche FPN Korrektur zuläßt. Weiterhin zeigen die Ergebnisse, daß für kleine Abmessungen  $W$  und  $L$  das FPN 1. Ordnung schon für geringere  $I_D$  dominiert, da das SNR relativ früh zu einer Konstanten konvergiert. Bei größeren  $W$  und  $L$  steigt das SNR bezüglich FPN weiter an, d.h. das FPN 0. Ordnung kann noch nicht vernachlässigt werden.

### 2.5.6 Temperaturverhalten

Wegen des komplexeren Aufbaus des Photo-MOSFET gegenüber der pn-Diode finden sich vielfältige temperaturabhängige Größen. Die wichtigsten sind im folgenden zusammengefaßt:

**Dunkelströme der Substrat-Wannen-Diode bzw. Source-Wannen-Diode**

Diese Dunkelströme haben analog zur pn-Photodiode die in Kapitel 2.3.7 beschriebenen Temperaturabhängigkeiten.

**Photoströme der Substrat-Wannen-Diode**

Solange das Bahngebiet des lichtempfindlichen Substrat-Wannen-Übergangs kleiner ist als die Diffusionslänge der Ladungsträger, ist der Photostrom temperaturunabhängig.

**Durchlaßstrom der Source-Wannen-Diode**

Der Strom in Flußrichtung  $I_{SB}$  der Source-Wannen-Diode

$$I_{SB} = I_{S,SB} \left[ \exp\left(\frac{U_{SB}}{U_{Temp}}\right) - 1 \right]. \quad (2.127)$$

ist exponentiell von der inversen Temperaturspannung  $U_{Temp}$  abhängig. Diese wiederum steigt linear mit der Temperatur an.

**Schwellenspannung**

Die Temperaturabhängigkeit der Schwellenspannung ist dominierend. Dies gilt vor allem im Bereich der starken Inversion. Die Temperaturabhängigkeit der Schwellenspannung des Photo-MOSFET kann im Bereich von  $T=300K...450K$  mit einem Polynom 1. Ordnung beschrieben werden

$$U_T(T) = U_T(300K) + k_{Temp} T. \quad (2.128)$$

Dabei sind  $U_T(300K)$  und die Proportionalitätskonstante  $k_{Temp}$  für den Photo-MOSFET in FhG-IMS-1,5 $\mu$ -Standard-CMOS-Technologie angegeben zu  $U_T(300K)=1V$  und  $k_{Temp}=-2mV/K$ .

**Ladungsträgerbeweglichkeit**

Die Ladungsträgerbeweglichkeit  $\mu_p$  nimmt aufgrund der erhöhten Bewegung der Atome des Kristallgitters ab, diese Abnahme kann durch

$$\mu_p(T) = \mu_p(300K) \left( \frac{T}{300K} \right)^{-1.5}, \quad \text{mit } \mu_p(300K) = 0,018 \frac{m^2}{Vs} \quad (2.129)$$

beschrieben werden.

Die Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerbeweglichkeit wirkt derjenigen der Schwellenspannung entgegen. In [57] ist beispielsweise ein Arbeitspunkt mit geringster Temperaturabhängigkeit innerhalb des Temperaturbereiches  $T_1...T_2$  für MOSFET angegeben:

$$\text{Sättigungsbereich: } U_{GS} = \frac{k_{Temp}}{6} (T_2 + T_1) + U_T(300K) \quad \text{und} \quad (2.130)$$

$$\text{Anlaufgebiet: } U_{GS} = -\frac{k_{\text{Temp}}}{6}(T_2 + T_1) + U_T(300\text{K}). \quad (2.131)$$

### 2.5.7 Zusammenfassung zum Photo-MOSFET

Mit dem Photo-MOSFET steht ein äußerst flexibles Photosensorelement zur Verfügung. Er zeigt lineares Verhalten in schwacher Inversion und eine logarithmische Transfer-Charakteristik in starker Inversion über viele Dekaden einfallender Bestrahlungsstärke. Die erreichbare Photoempfindlichkeit ist um Größenordnungen höher als die der Photodiode (bis zu mehr als  $10^6$ -fach bei geringer Bestrahlungsstärke) und des bipolaren Phototransistors, während der Dunkelstrom in schwacher Inversion im Vergleich zur Photodiode sogar niedriger ausfällt. Nachteilig wirkt sich jedoch der verhältnismäßig große Dunkelstrom in starker Inversion aus, der den möglichen Dynamikbereich erheblich einschränken kann, wenn keine zusätzlichen schaltungstechnischen Maßnahmen getroffen werden. Der Platzbedarf eines Photo-MOSFET, mit dem für eine On-Chip Vorverarbeitung ein genügend kleines FPN erreichbar ist, ist jedoch so groß, daß der Photo-MOSFET nur für eindimensionale Bildsensorik sinnvoll einsetzbar ist. Das Anstiegs- und Abklingverhalten des Photo-MOSFET ist deutlich langsamer als das der Photodiode im Kurzschlußbetrieb, so daß er für extrem schnelle Bildaufnahme ungeeignet ist.