

Optoelektronische Detektoren

- Neben der Erzeugung von Licht aus Strom (LED, LD) ist, ist die Detektion von Licht durch Umwandlung von optischer Leistung in ein elektrisches Signal (Strom- oder Spannung) eine der wichtigsten Aufgaben der Optoelektronik
- Erforderliche Eigenschaften hängen von der Anwendung ab
 - spektrale Empfindlichkeit
 - minimal nachweisbare Intensität
 - Geschwindigkeit
 - Totzeit
 - Rauschen
 - Dunkelzählrate
- z. B. für Datenübertragung sicherlich sehr schneller Detektor erforderlich

Optische Absorption

- Grundlage einer optisch-elektrischen Signalwandlung ist die Absorption der Photonen
- Für den Absorptionskoeffizient gilt
 - direkter Halbleiter

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{2\pi e^2 \hbar}{3n_r c m_0^2 \varepsilon_0} \frac{|p_{cv}|^2}{\hbar\omega} \frac{\sqrt{2m_r^*}^{3/2} \sqrt{\hbar\omega - E_g}}{\pi^2 \hbar^3}$$
$$\cong 4 \times 10^6 \left(\frac{m_r^*}{m_0}\right) \frac{\sqrt{\hbar\omega - E_g}}{\hbar\omega} [cm^{-1}]$$

- indirekte Halbleiter

$$\alpha_{indirekt}(\hbar\omega) = (K_0 + K_1(T))(\hbar\omega - E_g)^2$$

dabei sind K_0 und K_1 Konstanten, wobei K_1 temperaturabhängig ist und mit steigender Temperatur zunimmt

- Typischerweise ist der Absorptionskoeffizient für direkte HL etwa 100x höher als für indirekte HL (z. B. GaAs vs. Si)

Optische Absorption: Cut-Off-Wellenlänge

$$\alpha(\hbar\omega) = 4 \times 10^6 \left(\frac{m_r^*}{m_0} \right) \frac{\sqrt{\hbar\omega - E_g}}{\hbar\omega} [\text{cm}^{-1}]$$

$$\alpha_{\text{indirekt}}(\hbar\omega) = (K_0 + K_1(T))(\hbar\omega - E_g)^2$$

- Fundamentalabsorption, die ein e-h-Paar erzeugt, gibt es nur für Photonenenergie oberhalb der Bandlückenenergien!!
- Damit gibt es eine „Cut-Off-Wellenlänge“ λ_c oberhalb derer der Detektor nicht empfindlich ist.

$$\lambda_c = \frac{hc}{E_g} = \frac{1,24}{E_g (\text{eV})} [\mu\text{m}]$$

- Damit die Photonen nachgewiesen werden können, müssen sie absorbiert werden. Wie dick muss die absorbierende Schicht sein?

Optische Absorption: Schichtdickenabhängigkeit

- Ist L die Dicke des absorbierenden Bereichs so ergibt sich der Anteil der absorbierten Intensität nach dem Absorptionsgesetz zu:

$$\frac{I_{abs}(L)}{I(0)} = 1 - e^{-\alpha L}$$

- Für starke Absorption muss also gelten:

$$L > \frac{1}{\alpha(\hbar\omega)}$$

- Für typische Detektormaterialien ergeben sich bei 1,5 eV Photonenenergie folgende Mindestschichtdicken:

$$\text{Ge: } L \sim 0,1\mu m$$

$$\text{GaAs: } L \sim 1\mu m$$

$$\text{Si: } L \sim 10 - 20\mu m$$

Erzeugungsrates e-h-Paare/Stromempfindlichkeit

- Mittels des Absorptionsgesetzes man berechnen, welche Leistung in einer dünnen Schicht (dx) in der Entfernung x von der Oberfläche absorbiert wird

$$\begin{aligned} P_{opt}(x + dx) - P_{opt}(x) &= P_{op}(0)[e^{-\alpha(x+dx)} - e^{-\alpha x}] \\ &= P_{op}(0)e^{-\alpha x}\alpha dx = P_{op}(x)\alpha dx \end{aligned}$$

- Wenn die Strahlung monochromatisch ist und pro Photon ein Elektronen-Loch-Paar erzeugt, dann gilt für die Erzeugungsrates G_L :

$$G_L = \frac{\alpha P_{opt}(x)}{\hbar\omega} = \alpha I_{ph}$$

mit I_{ph} = Photonenflussdichte in der Tiefe x

Stromempfindlichkeit

- Ohne Sammlung der Ladungsträger durch eine angelegte Spannung oder ein eingebautes Feld, gibt es kein elektrisches Signal
- Effektive Sammlung ist wichtig für die Detektorperformance
- Um dies zu berücksichtigen, definiert man die Stromempfindlichkeit (responsivity)

$$R_{ph} = \frac{I_L / A}{P_{opt}} = \frac{J_L}{P_{opt}}$$

I_L ist der erzeugte Photostrom, A die Bauelementfläche und J_L die Photostromdichte

Stromempfindlichkeit

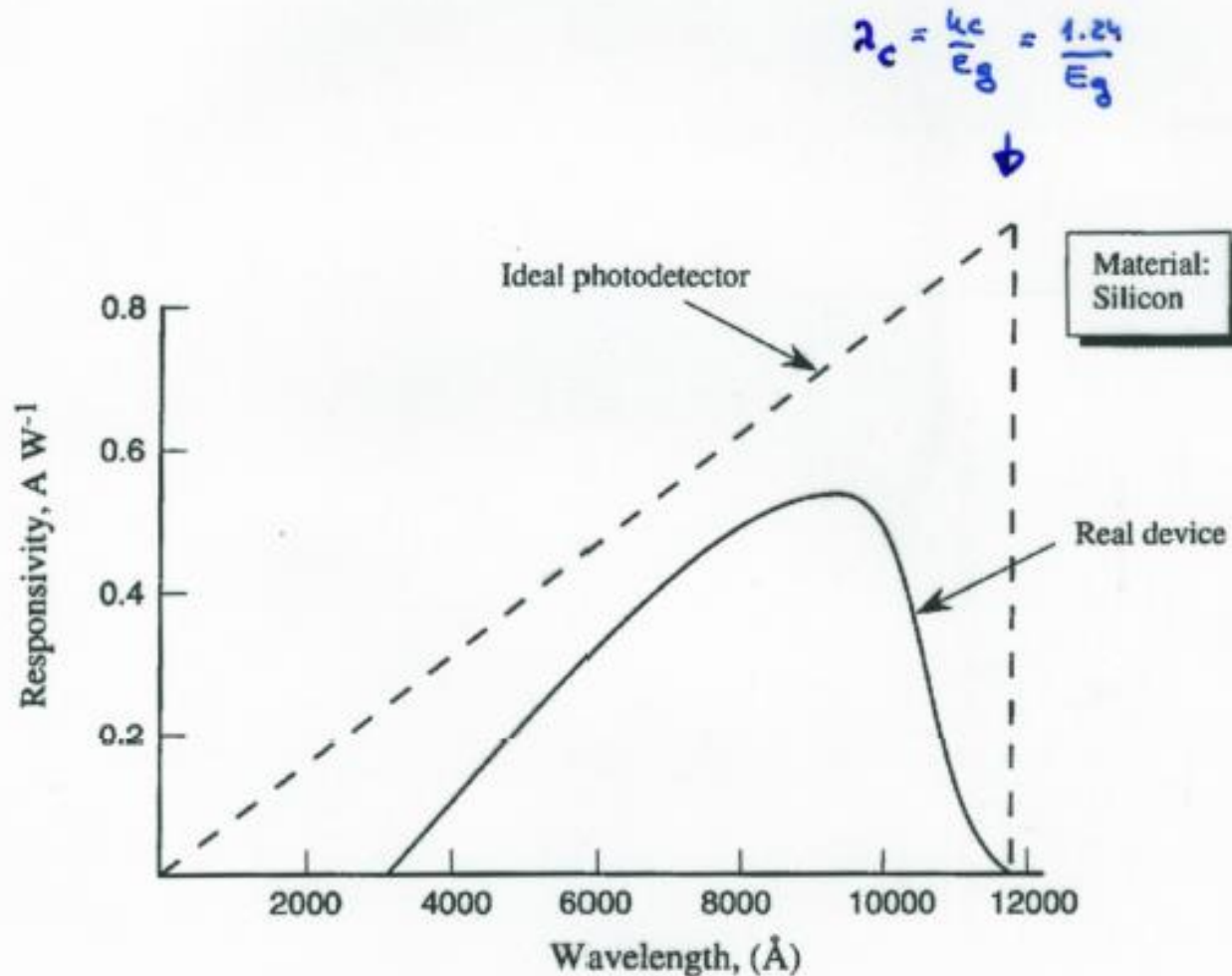


Figure 7.5: The responsivity curve of an ideal detector.

- Ideal = ein e-h-Paar pro Photon
- Jedes e-h-Paar trägt zu Strom bei
- Zahl der Photonen bei konstanter optischer Leistung nimmt linear mit zunehmenden λ ab \Rightarrow R nimmt linear ab

Quanteneffizienz eines Detektors

- Die Quanteneffizienz gibt an wie viele Ladungsträger man pro einfallendes Photon der Energie $\hbar\omega$ bekommt

$$\eta_Q = \frac{I_L / e}{P_{opt} / \hbar\omega} = R_{ph} \frac{\hbar\omega}{e}$$

- Gesamte Quanteneffizienz
- Die Quanteneffizienz hängt von mehreren Faktoren ab:
 - Welcher Anteil der Photonen wird absorbiert?
 - Wie effektiv werden die Ladungsträger eingesammelt?
- Die Quanteneffizienz nach der obigen Definition kann für einen Detektor größer 1 sein, wenn interne Verstärkung vorliegt (z. B. Avalanche Photodioden)

Rauschen und Detektionslimit

- Eine wichtige Frage ist natürlich, welches schwächste Strahlungssignal kann ein Detektor noch detektieren
- Rauschen ist in diesem Kontext von großer Bedeutung
- Es gibt mehrere Rauschquellen, von denen einige diskutiert werden sollen:
 - Schrotrauschen (Shot Noise)
 - thermisches Hintergrundrauschen (Schwarzkörperstrahlung), welches vor allem bei Infrarotdetektoren wichtig ist; wenn die Bandlücke $\gg kT$ ist, ist das thermische Rauschen zu vernachlässigen
 - thermisches Widerstandsrauschen: Für das mittlere Stromrauschquadrat gilt:

$$\overline{I_{rth}^2} = \frac{4kT\Delta f}{R} \quad \text{mit } R = \text{Widerstand und } \Delta f = \text{Bandbreite}$$

- Generations-Rekombinationsrauschen

$$\overline{I_{rg}^2} = 2eg \frac{G\Delta f}{1 + (\omega\tau_g)} \quad \text{mit } g = \text{Gain ; } G = \text{Generationsrate ;}$$

$$\tau_g = \text{Ladungsträgerlebensdauer}$$

Schrotrauschen

- Schrotrauschen lässt sich nicht vermeiden \Leftrightarrow Unteres Limit
- Elektronen (und Photonen) sind diskrete Teilchen; im Schrotrauschen manifestiert sich dies
- Für die Teilchenzahl im Zeitintervall Δt ergibt sich folgende Verteilung:

$$P(N, \Delta t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{N}}} e^{-\frac{\Delta N^2}{2\bar{N}}}$$

mit \bar{N} = Mittelwert der Teilchenzahl

und ΔN = Fluktuation um den Mittelwert

- Für RMS- (root mean square) Abweichung gilt:

$$\sqrt{\overline{\Delta N^2}} = \sqrt{\bar{N}}$$

- Für das Signal-zu-Rausch-Verhältnis schrotrauschlimitierter Detektoren gilt:

$$SNR = \frac{\bar{N}}{\sqrt{\bar{N}}} = \sqrt{\bar{N}}$$

Schrotrauschen

- Für den Schrotrauschstrom ergibt sich:

$$I_{SH} = \sqrt{2eI\Delta f}$$

- Steigt mit zunehmender Bandbreite
- **NEP (noise equivalent power)** ist die Leistung, die am Ausgang ein Signal in der Höhe der rms des Rauschens erzeugt (wichtige Kenngröße)
- Die optische Leistung erzeugt auf einem Detektor folgenden **Photostrom**

$$P_{op} = \frac{I_L \hbar \omega}{\eta e}$$

- Wenn der Detektor schrotrauschlimitiert ist können wir für die NEP $I_L = I_{SH}$ setzen. Damit gilt:

$$I_L = \sqrt{2e(I_L + I_D)\Delta f}$$

mit $I_D = \text{Dunkelstrom}$

Schrotrauschen

- Je nach dem, wie groß der Dunkelstrom ist, ergeben sich zwei Fälle:
a) $I_D \ll I_L$, Dann erhält man für die NEP

$$NEP = P_{opt}(I_{SH}) = \frac{2\hbar\omega\Delta f}{\eta_Q}$$

- b) $I_L \ll I_D$, Dann erhält man für die NEP

$$NEP = P_{opt}(I_{SH}) = \frac{\sqrt{2eI_D\Delta f\hbar\omega}}{e\eta_Q}$$

- Die NEP steigt mit der Bandbreite!
- NEP steigt mit der Photonenenergie \Leftrightarrow Es zählen eigentlich die Teilchenzahlen (!) und daher braucht man bei höheren Photonenenergie höhere optische Leistungen

Nachweisgrenze/Detektivität

- Die **Detektivität** D wird allgemein wie folgt definiert:

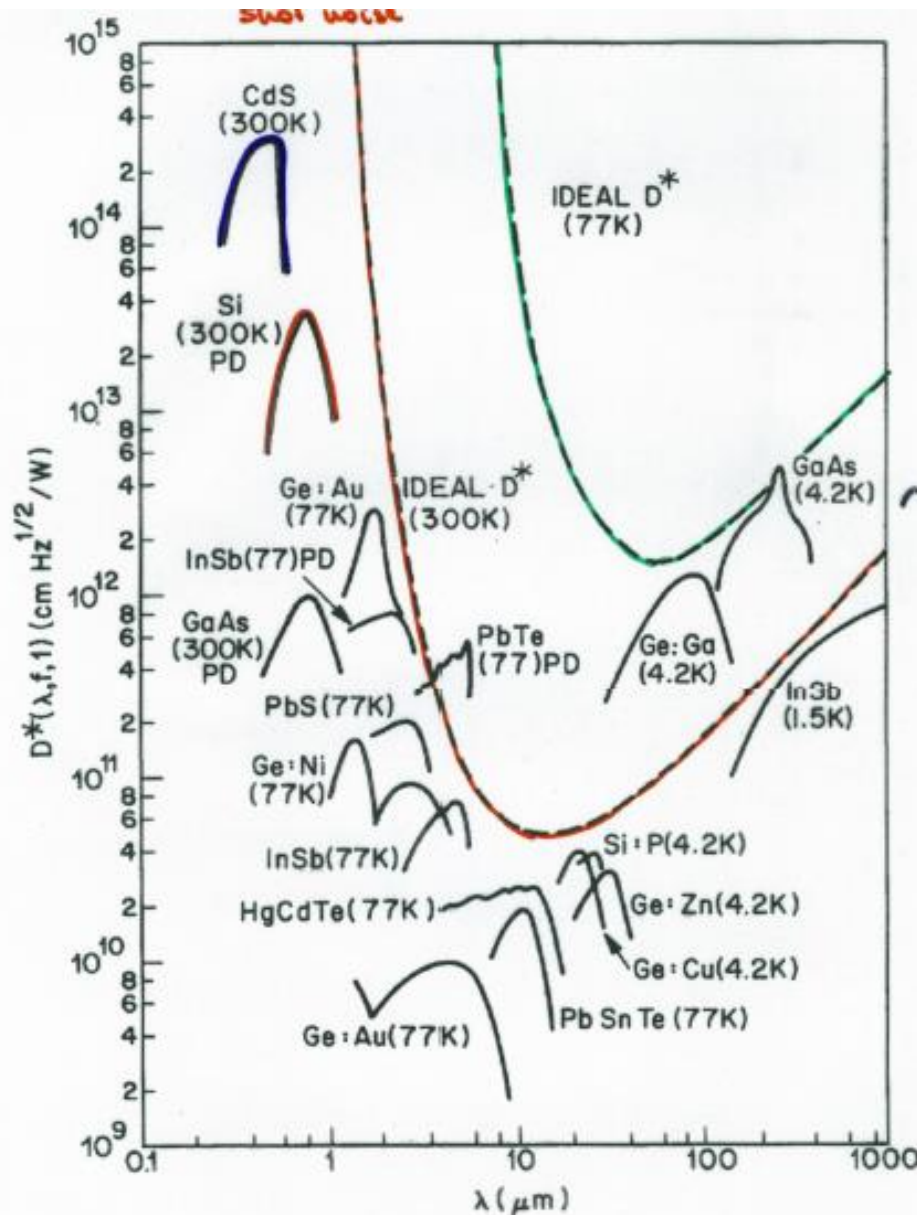
$$D = \frac{1}{NEP}$$

- Diese Größe hängt von der Bandbreite und der Detektorfläche ab, so dass man eine davon „unabhängige“ Größe definiert, die **spezifische Detektivität**

$$D^* = \frac{\sqrt{A\Delta f}}{NEP} \quad \text{mit der Einheit} \quad \frac{\text{cm}\sqrt{\text{Hz}}}{\text{W}}$$

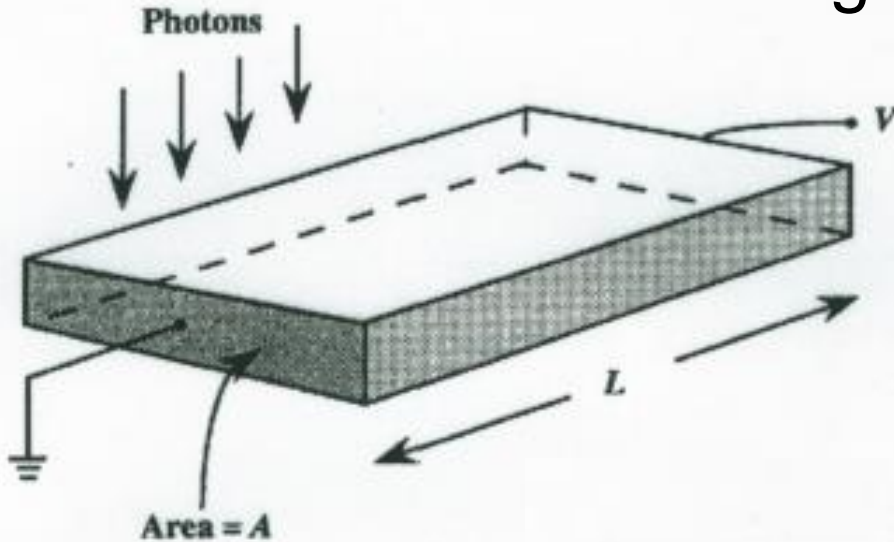
- Bei der Wahl eines Detektors wählt man einen, der ausreichend Bandbreite hat (Muss!) und dann den mit der höchsten Detektivität

Nachweisgrenze/ Detektivität

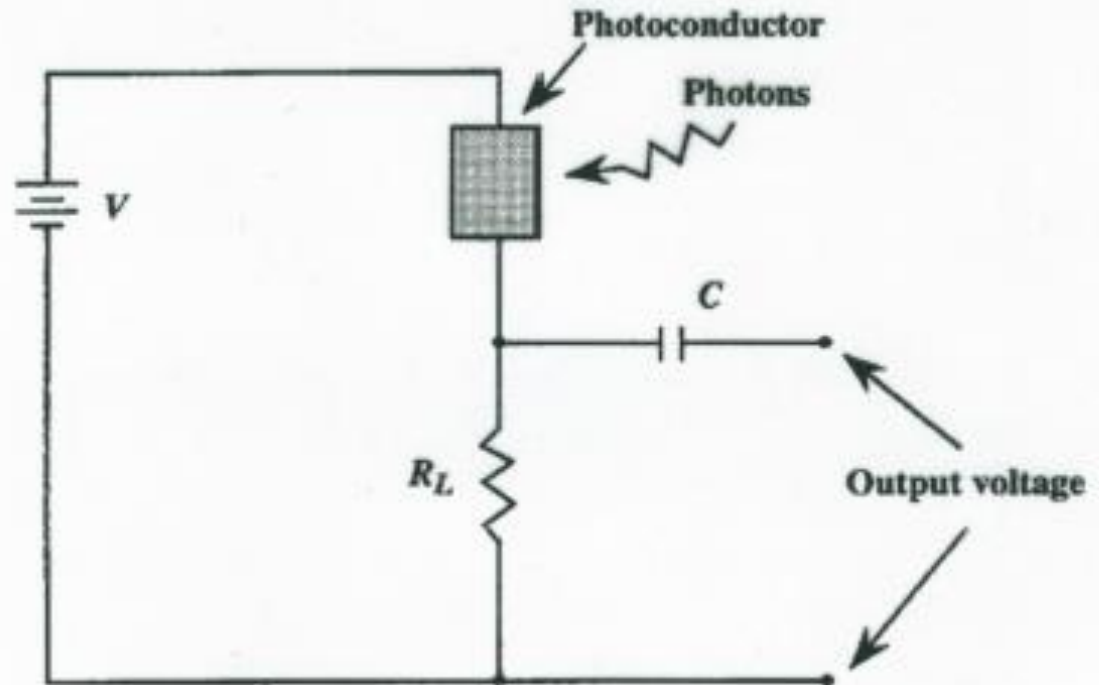


- Bei der Wahl eines Detektors wählt man einen, der ausreichend Bandbreite hat (Muss!) und dann den mit der höchsten Detektivität

Photoleitungsdetektor



- Durch Erhöhung der Ladungsträgerdichte durch Lichteinstrahlung wird die Leitfähigkeit erhöht!



Photoleitungsdetektor

- Durch die Lichteinstrahlung ändert sich die Ladungsträgerkonzentration

$$\Delta n = \Delta p = G_L \tau_p \quad \text{mit } G_L = \text{Generationsrate und } \tau_p = \text{Lebensdauer}$$

- Dies führt zu einer Änderung der Leitfähigkeit nach:

$$\sigma = e(\mu_e n + \mu_p p) \quad \text{und} \quad \sigma + \Delta\sigma = e(\mu_e (n + \Delta n) + \mu_p (p + \Delta p))$$

$$\sigma + \Delta\sigma = e(\mu_e n + \mu_p p) + e(\mu_e \Delta n + \mu_p \Delta p) = \sigma + e(\mu_e \Delta n + \mu_p \Delta p)$$

$$\Delta\sigma = e(\mu_e \Delta n + \mu_p \Delta p) \Rightarrow \boxed{\Delta\sigma = e\Delta n(\mu_e + \mu_p)}$$

- Die Strom ändert sich durch Beleuchtung wie folgt:

$$I = I_{Dark} + I_L = (\sigma + \Delta\sigma)AE$$

$$I_L = e\Delta n(\mu_e + \mu_p)AE = eG_L \tau_p (\mu_e + \mu_p)AE$$

mit $A =$ Querschnittsfläche

Photoleitungsdetektor

- Die Transitzeit für einen Elektron im Detektor ist gegeben durch

$$t_{tr} = \frac{L}{v_D} = \frac{L}{\mu_e E}$$

wobei das zweite Gleichheitszeichen nur für kleine Felder gilt

- Damit lässt sich der Strom schreiben als:

$$I_L = eG_L \frac{\tau_p}{t_{tr}} \left(1 + \frac{\mu_p}{\mu_e}\right) AL$$

- Wenn jedes Photon genau eine Ladung zum Kontakt „bringt“ ergäbe sich ein Strom von

$$I_{Lp} = -eG_L AL$$

- Die Verstärkung des Photoleitungsdetektors wird wie folgt definiert:

$$G_{ph} = \frac{I_L}{I_{Lp}} = \frac{\tau_p}{t_{tr}} \left(1 + \frac{\mu_p}{\mu_n}\right)$$

Photoleitungsdetektor: Bemerkungen

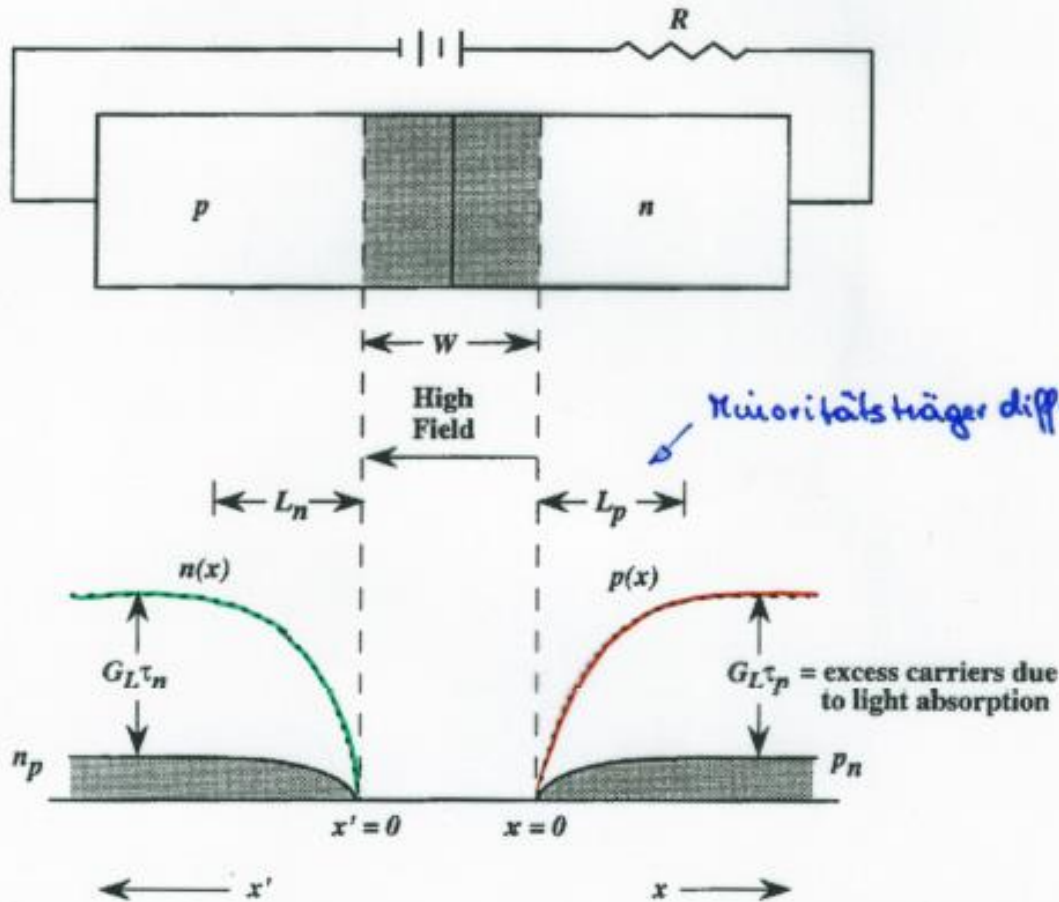
$$G_{ph} = \frac{I_L}{I_{Lp}} = \frac{\tau_p}{t_{tr}} \left(1 + \frac{\mu_p}{\mu_n}\right)$$

- Verstärkung wird groß für großes τ_p und kleines t_{tr}
- in indirekten HL können sehr hohe Verstärkungsfaktoren erreicht werden (z. B. Si > 1000), Dies ist durch die lange Ladungsträgerlebensdauer bedingt.
- Nachteil ist, dass aufgrund der langen Ladungsträgerrekombinationszeit der Detektor dann recht langsam ist
- Im Prinzip sind direkte HL viel schneller, aber die Erhöhung der Leitfähigkeit, die man erreichen kann, ist zu klein
- Ein Phototransistor ist auch eine Art Photoleitungsdetektor:
Kein Licht = nicht leitfähig
Beleuchtet = leitfähig

Photodioden

- Licht erzeugt e-h-Paare, die im eingebauten Feld des p-n-Übergangs getrennt werden
- Für einfache p-n-Übergänge kann man zeigen, dass die e-h-Paare die im Bereich der Diffusionslängen von Elektronen bzw. Löchern erzeugt werden zum Strom beitragen ; In Kombination mit einer kleinen Verarmungslänge ist die „Responsivity“ relativ schwach
- p-i-n-Struktur bietet bessere Responsivity
- Verschiedene Betriebsmodi möglich
 - Solarzelle (keine äußere Spannung)
 - schwach in Sperrrichtung vorgespannt
 - Lawinendetektor (stark in Sperrrichtung vorgespannt)

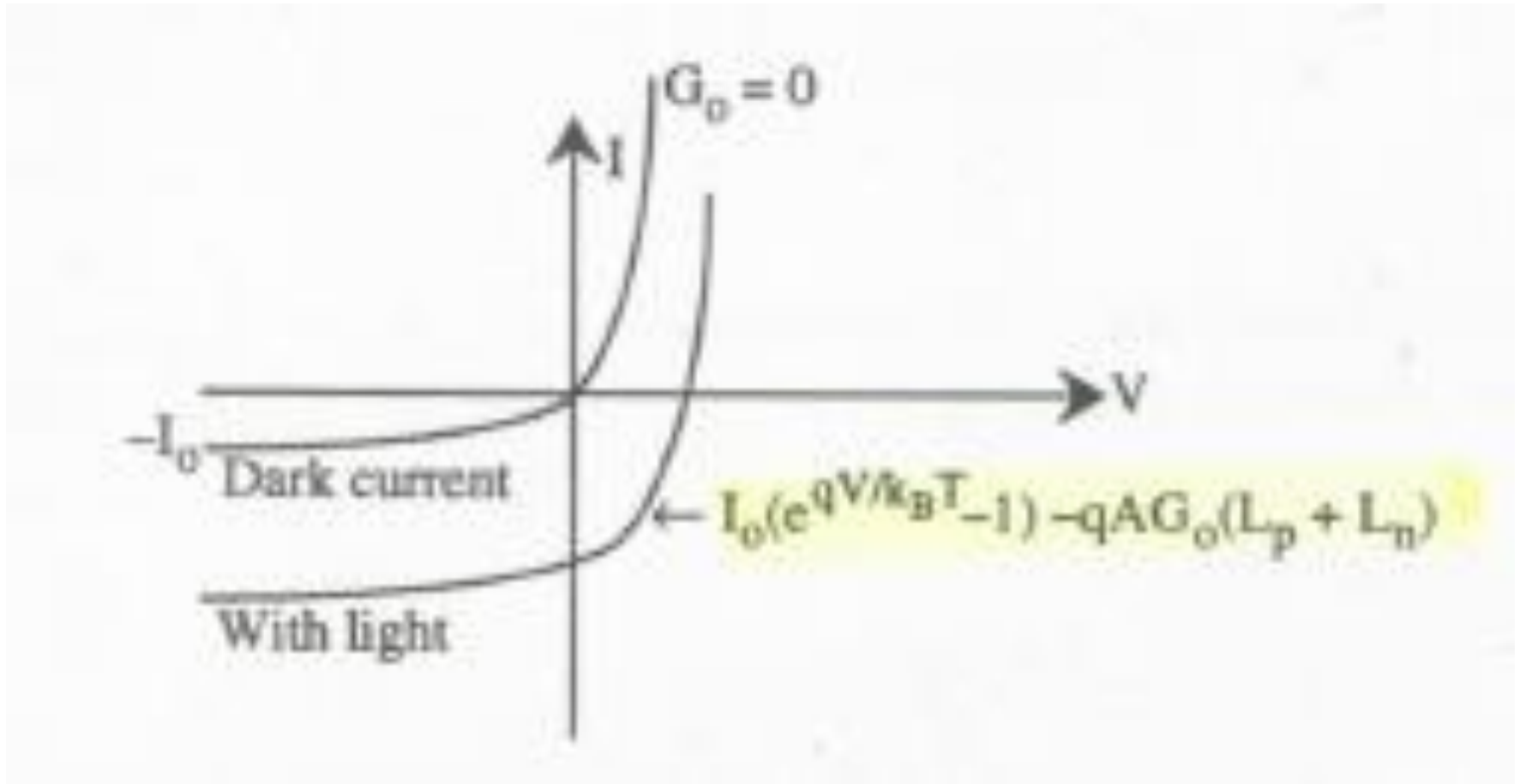
Photodioden: einfacher p-n-Übergang



- Photostrom ist proportional zur optischen Leistung die auffällt
- Diffusion ist langsam \Rightarrow u. U. langsame Photorespons
- Kapazität relativ groß, so dass Geschwindigkeit auch durch RC begrenzt sein kann

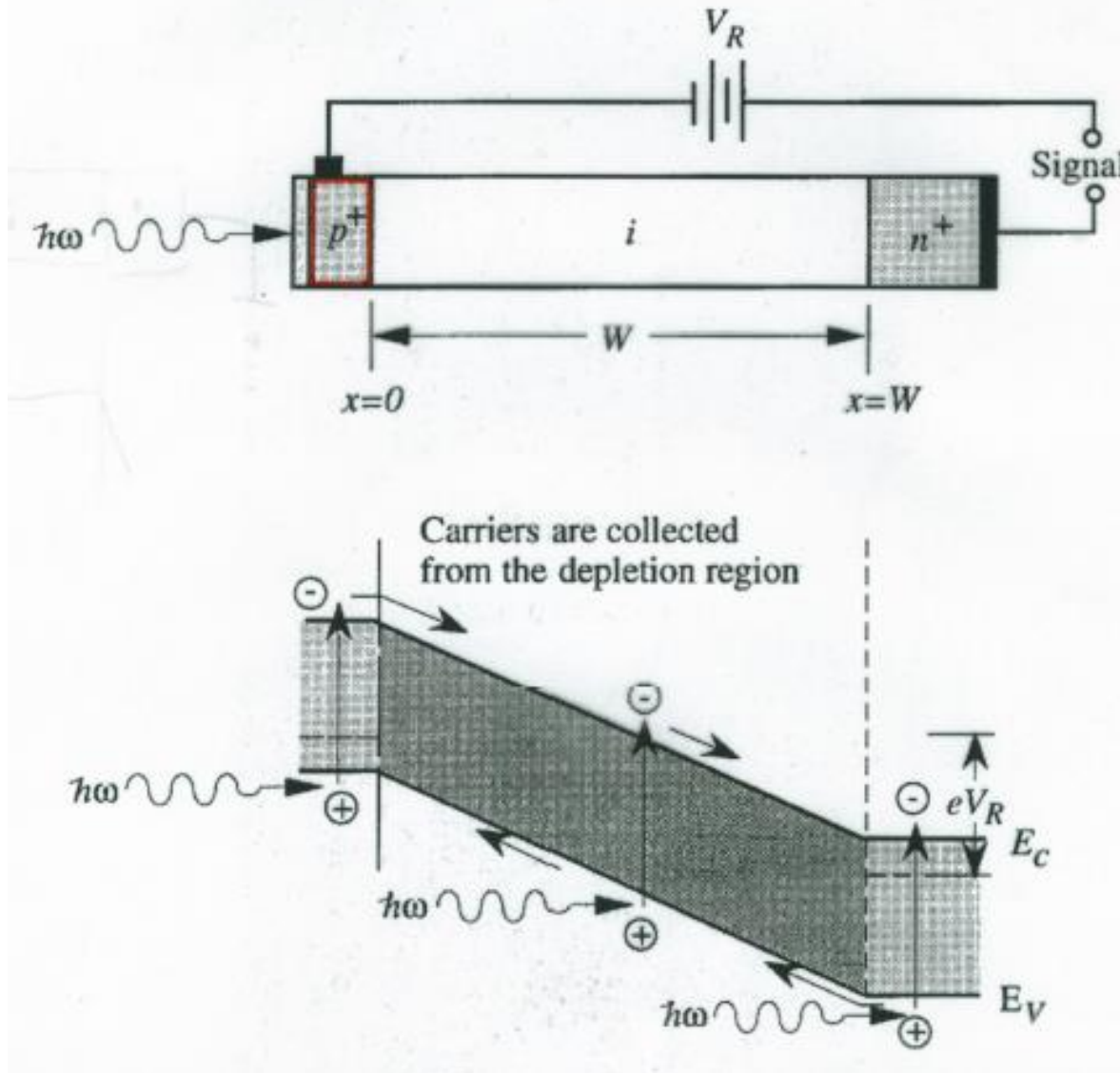
Figure 7.7: A schematic of a p-n diode and the minority carrier concentration in absence and presence of light. The minority charge goes to zero at the depletion region edge due to the high field which sweeps the charge away. The equilibrium minority charge is p_n and n_p in the n- and p-sides, respectively.

Photodioden: einfacher p-n-Übergang



- Photostrom ist proportional zur optischen Leistung die auffällt

Photodioden: p-i-n-Struktur



- Diode in Sperrrichtung
- Moderate Sperrspannung (keine Stoßionisation)
- Bei dicker i-Schicht dominieren die dort erzeugten Ladungsträger
- Ladungsträger werden im Feld beschleunigt => schnelle Photorespons

Photodioden: p-i-n-Struktur

- Für den im i-Bereich generierten Photostrom gilt:

$$I_L = eA \int_0^W G_L(x) dx$$

- Für die Generationsrate als Funktion von x gilt:

$$G_L(x) = \alpha J_{ph}(0) e^{-\alpha x}$$

- Damit ergibt sich für den Photostrom

$$I_L = eA J_{ph}(0) [1 - e^{-\alpha W}]$$

- Unter Berücksichtigung einer Reflexion an der Detektoroberfläche ergibt sich:

$$I_L = eA J_{ph}(0) (1 - R) [1 - e^{-\alpha W}]$$

Photodioden: p-i-n-Struktur

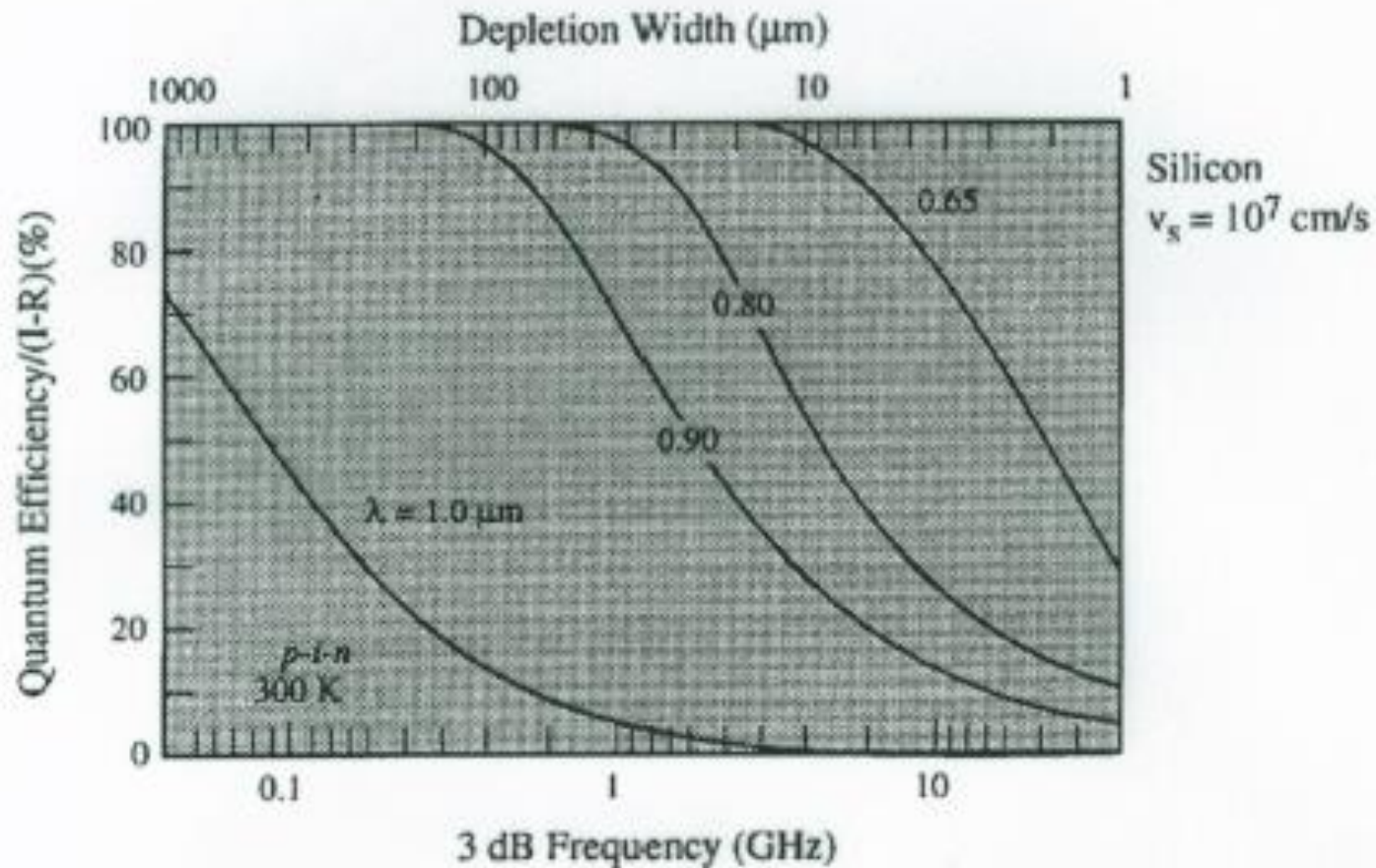
$$I_L = eAJ_{ph}(0)(1-R)[1 - e^{-\alpha W}]$$

- Für die Detektoreffizienz (Photostrom/einfallenden Photonenstrom) ergibt sich:

$$\eta = \frac{I_L / e}{AJ_{ph}(0)} = (1-R)[1 - e^{-\alpha W}]$$

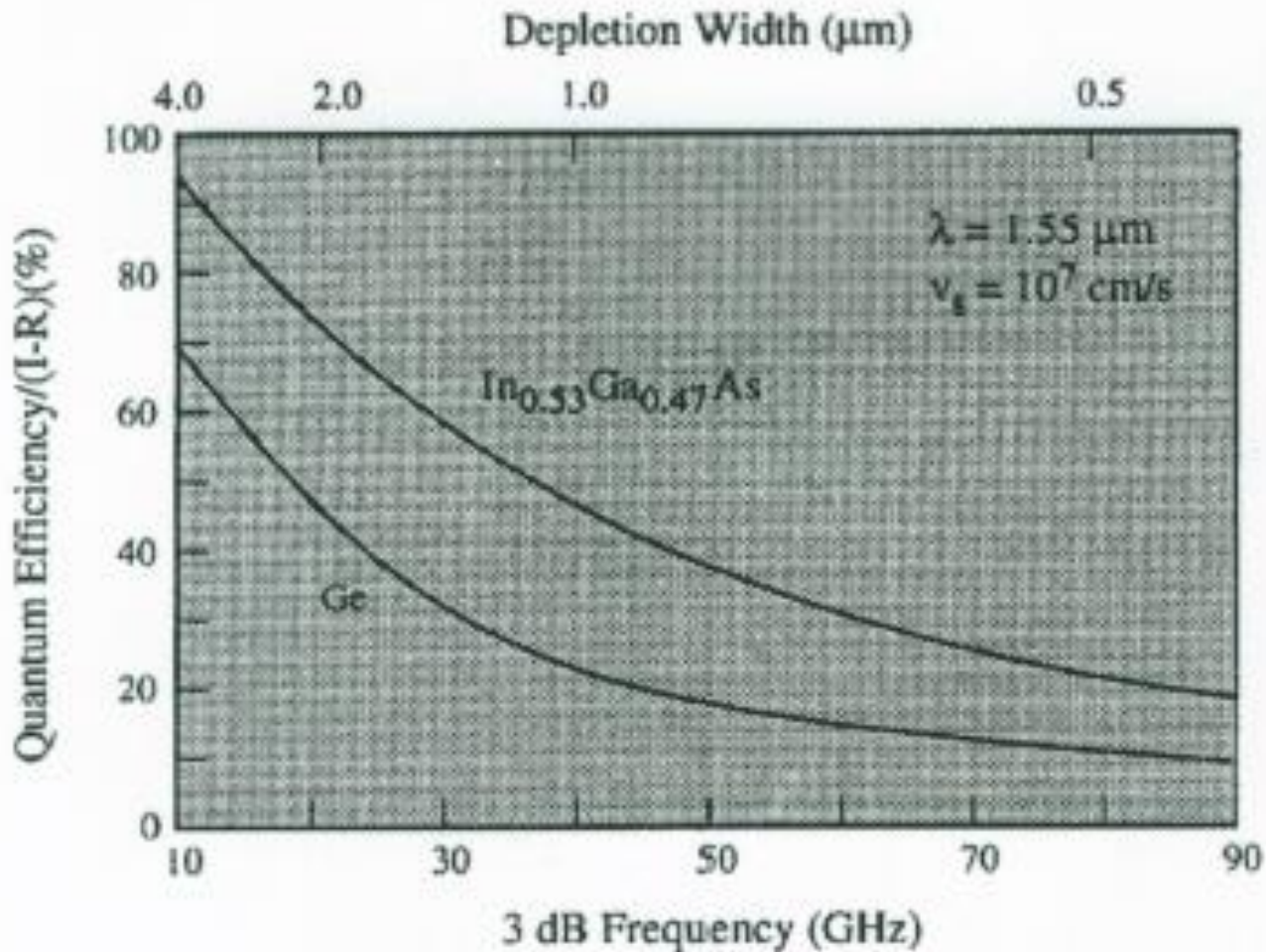
- Für eine hohe Detektoreffizienz muss W groß sein und R klein:
 - Antireflexbeschichtung!!
 - W nicht zu groß, da sonst die Transitzeit das Bauelement langsam macht (bis 10 GHz bei $W \sim 1\mu\text{m}$)

Photodioden: p-i-n-Struktur



- Relativ dicker i-Bereich wegen kleinem α
- Je schneller, je weniger empfindlich

Photodioden: p-i-n-Struktur

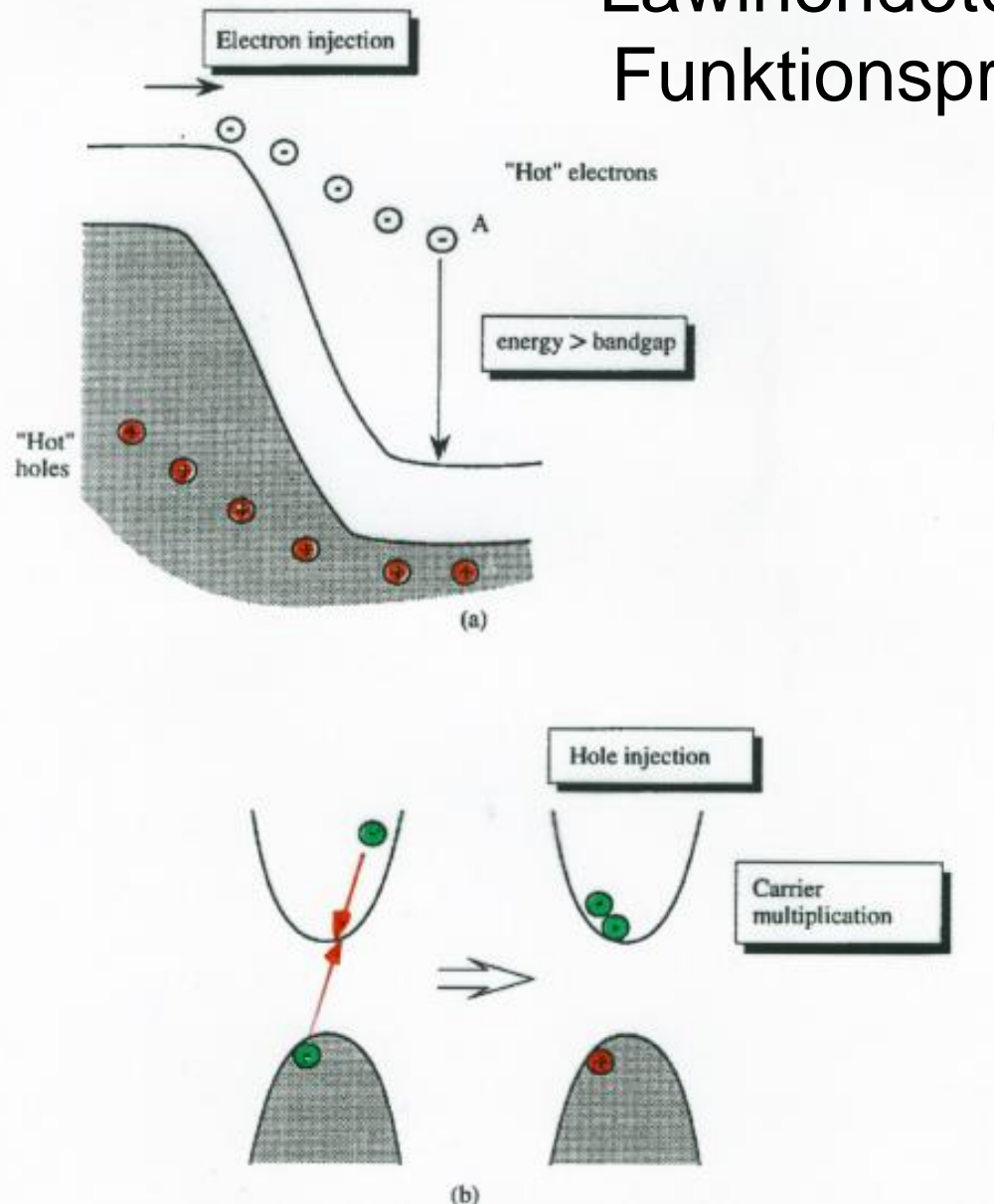


- Relativ dünner i-Bereich, um zu hohem f gehen zu können
- Je schneller, je weniger empfindlich

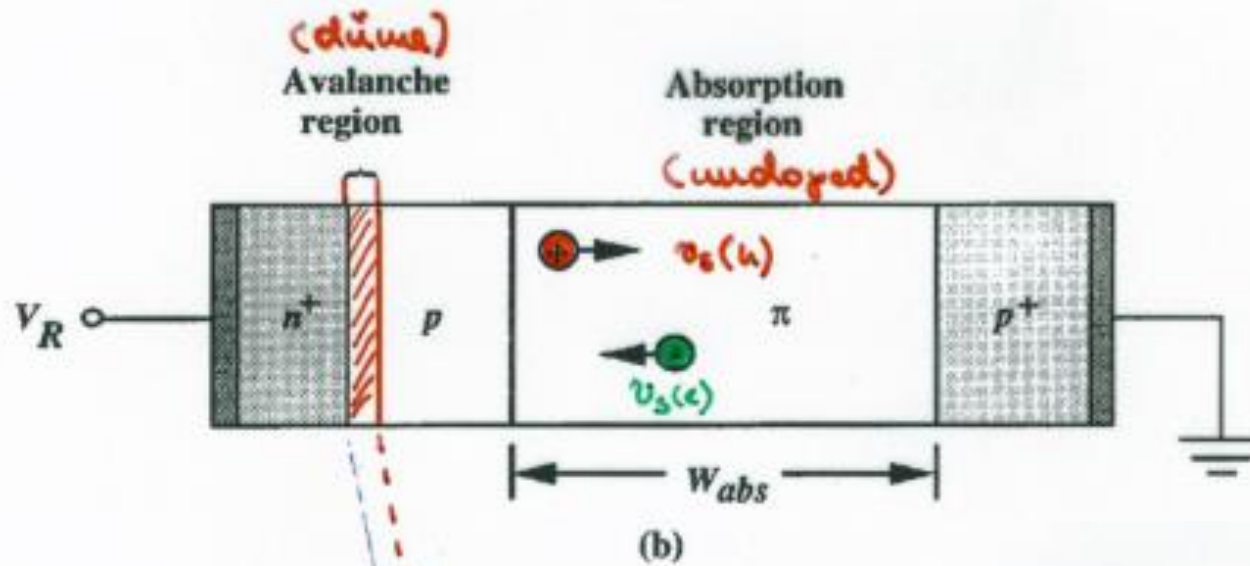
Photodioden: Lawinendetektor

- Lawinendetektor = Avalanche Photodiode (APD)
- In Sperrrichtung betriebener pn- oder pin-Übergang:
 - hohe Sperrspannung, so dass hohes elektrisches Feld in der Verarmungszone bzw. im i-Bereich
 - durch Lawineneffekt ergibt sich Ladungsträgermultiplikation
 - Ladungsträgermultiplikation führt zu innerer Verstärkung
- Multiplikationsvorgang ist statistisch
=> APD relativ stark rauschbehaftet
- Verschiedene Betriebsmodi möglich:
 - „normal“ = ohne Licht kein Signal
 - „Geiger-Modus“ = sehr hohe Sperrspannung, so dass Licht einen Durchbruch auslöst, der auch nach Abschalten der Beleuchtung bleibt => Löschen erforderlich

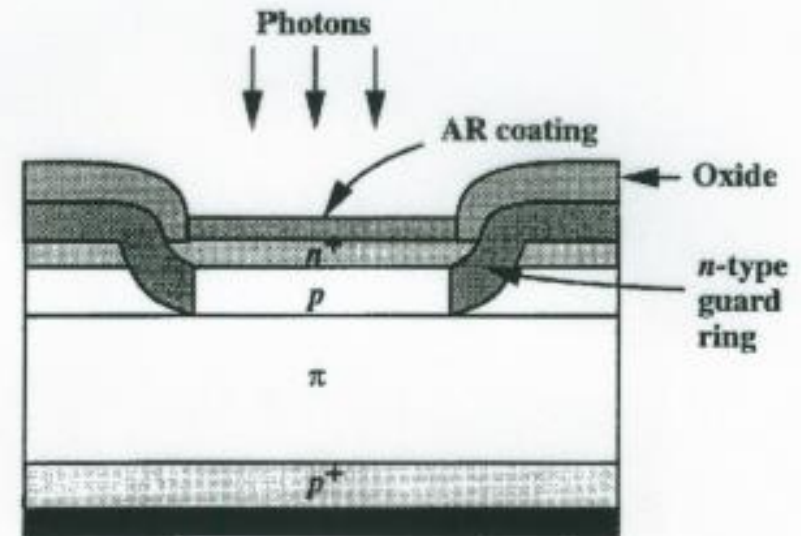
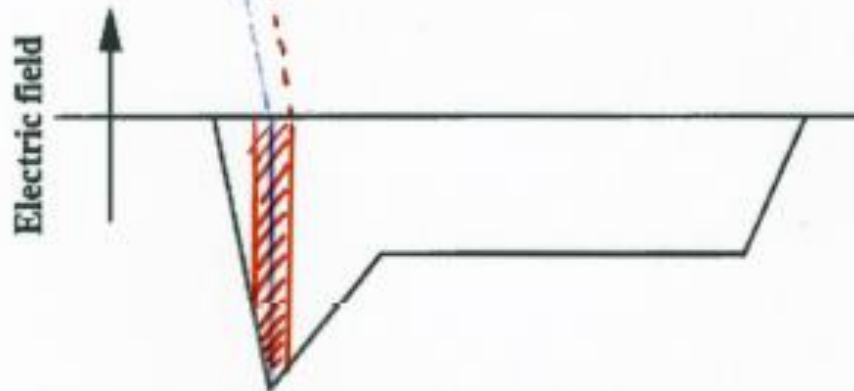
Lawinendetektor: Funktionsprinzip



Lawinendetektor: Aufbau



- In der Regel Trennung von Absorption und Ladungsträgermultiplikation



Sättigungsdriftgeschwindigkeit

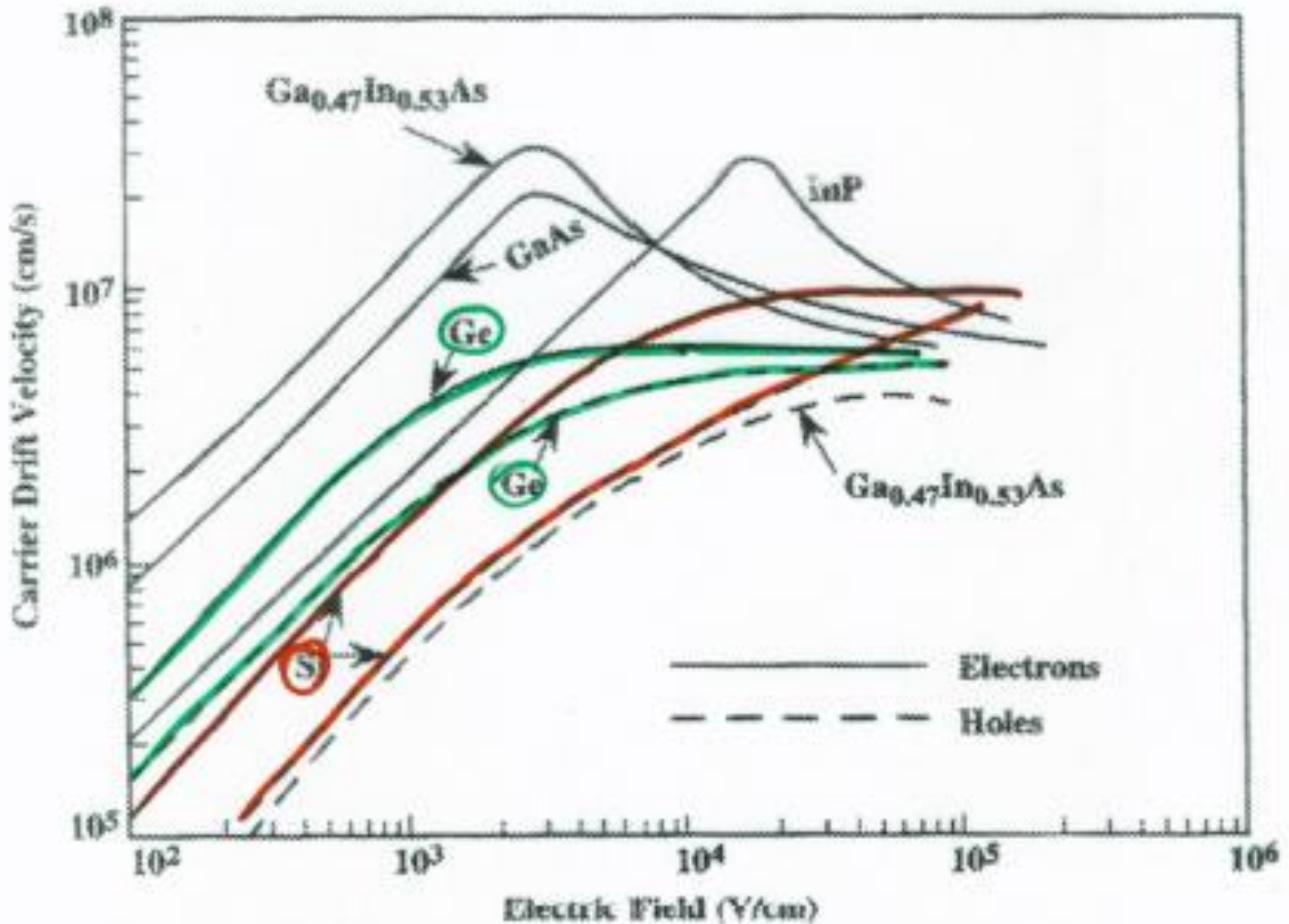


Figure B.2: Velocity-Field relations for several semiconductors at 300 K.

Lawinendetektor: mathematische Beschreibung

- Das Feld in der Verarmungszone ist bei einem APD so hoch, dass sich die Ladungsträger mit Sättigungsdriftgeschwindigkeit bewegen. Dann gilt für die Stromänderung pro zurückgelegter Wegstrecke:

$$dI_e = \alpha_{imp} I_e dx + \beta_{imp} I_h dx \quad \text{mit} \quad \alpha_{imp} (\beta_{imp}) = \text{Ionisationsraten für Stoßionisation durch Elektronen (Löcher)}$$

- Diese führt auf folgende DGL für den Elektronenstrom:

$$\frac{dI_e}{dx} = \alpha_{imp} I_e + \beta_{imp} I_h$$

- Für den Löcherstrom erhält man eine analoge DGL. Beachte: Obwohl Elektronen- und Löcherstrom beide mit x variieren, ist der Gesamtstrom für jedes x konstant.

$$I = I_e(x) + I_h(x)$$

Lawinendetektor: mathematische Beschreibung

- Damit kann man die DGL in folgender Form schreiben:

$$\frac{dI_e(x)}{dx} - (\alpha_{imp} - \beta_{imp})I_e(x) = \beta_{imp}I_e(x)$$

- Es sollen folgende Randbedingungen gelten:
 - Multiplikationsregion von $X=0$ bis $x=W$
 - bei $x=0$ werden nur Elektronen injiziert
 - konstantes Feld in der Multiplikationsregion
- Man definiert dann den Verstärkungs- oder Multiplikationsfaktor wie folgt:

$$M_e = \frac{I}{I_e(0)} = \frac{I_e(W)}{I_e(0)}$$

- Nach Lösen der DGL erhält man:

$$M_e = \frac{1}{1 - \frac{\alpha_{imp}}{\alpha_{imp} - \beta_{imp}} [1 - e^{-(\alpha_{imp} - \beta_{imp})W}]}$$

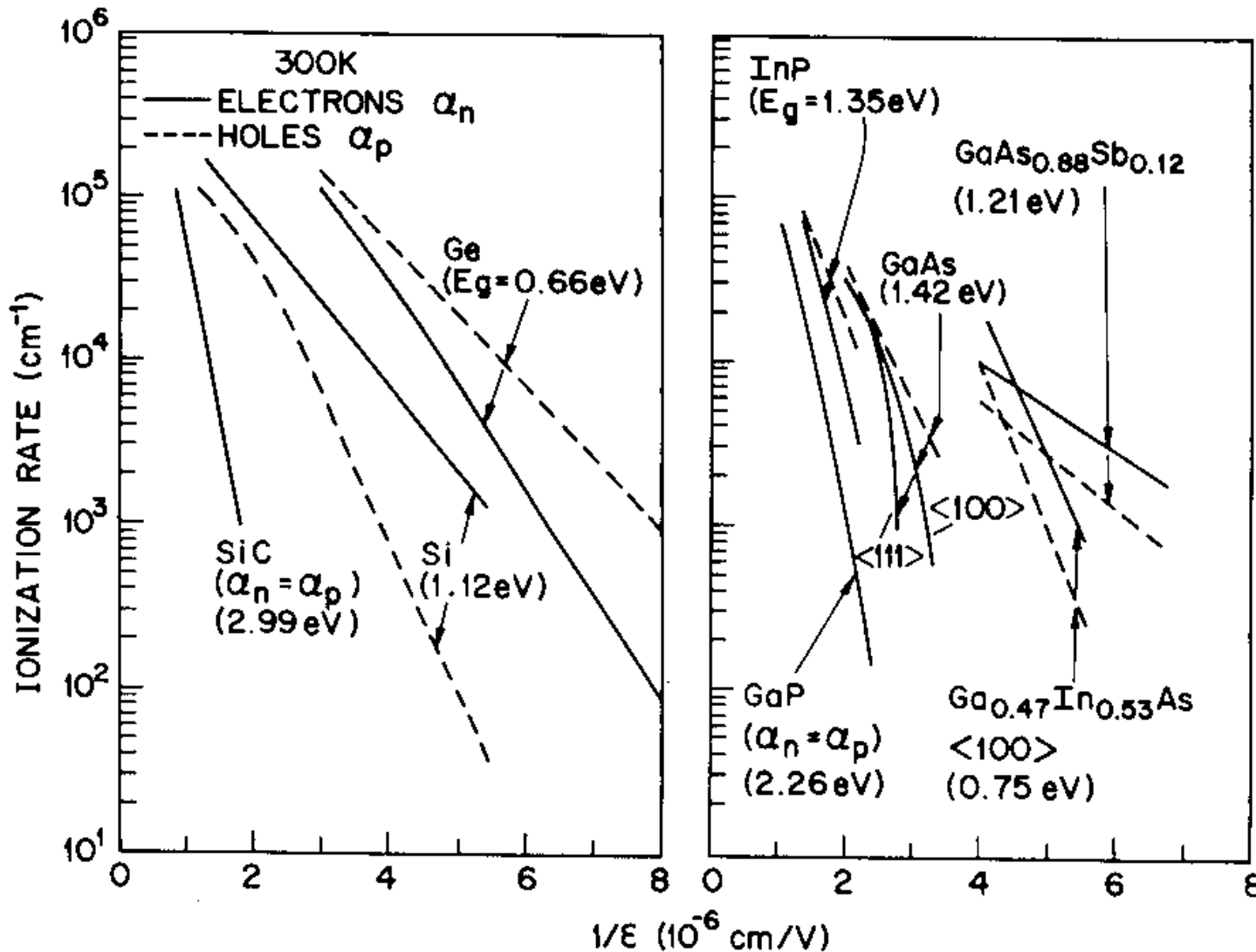
Lawinendetektor: mathematische Beschreibung

$$M_e = \frac{1}{1 - \frac{\alpha_{imp}}{\alpha_{imp} - \beta_{imp}} [1 - e^{-(\alpha_{imp} - \beta_{imp})W}]}$$

- M_e wird groß, wenn α möglichst viel größer als β ist und (!) wenn α insgesamt groß ist
=> nicht alle Materialien eignen sich gleich gut für Avalanche Photodetektoren
- Wenn α gleich β gilt, erhält man

$$M_e \rightarrow \frac{1}{1 - \alpha_{imp} W}$$

Ionisationsraten Stoßionisation



- Felder entsprechen knapp 100 V auf 1 μm
- Begrenzt durch Durchbruchfeldstärke
- III-V-Halbleiter nicht so gut geeignet
- <111>-Richtung liefert in GaAs besseres M_e

Lawinendetektor: Multiplikationsfaktor

$$M_e = \frac{1}{1 - \frac{\alpha_{imp}}{\alpha_{imp} - \beta_{imp}} [1 - e^{-(\alpha_{imp} - \beta_{imp})W}]}$$

- In realen Bauelementen wird der Multiplikationsfaktor durch zwei Faktoren limitiert:
 - Serienwiderstand reduziert das Feld in der Multiplikationszone
 - Strom erhöht die Temperatur und damit sinkt α und β
- Die experimentellen Beobachtungen bzgl. des Multiplikationsfaktors kann man mit folgender Beziehung anpassen:

$$M = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{V - IR}{V_B}}}$$

mit V_B = Durchbruchsspannung und R = Serienwiderstand

Lawinendetektor: Bandbreite

- Durch die interne Verstärkung eignet sich der APD für die Detektion kleiner Intensitäten aber Einbußen müssen bei der Bandbreite und dem Rauschlevel in Kauf genommen werden.
- Die Bandbreite wird im Wesentlichen durch drei Faktoren bestimmt:
 - Die Transitzeit durch die absorbierende Region

$$t_{tr}(e) = \frac{W_{abs}}{v_{s,e}} \quad \text{mit } W_{abs} = \text{Dicke absorbierende Schicht}$$

und $v_{s,e}$ = Sättigungsdriftgeschwindigkeit Elektronen

- Zeit t_A für die Entwicklung der Lawinenprozesses
- Die Transitzeit für die Löcher durch die absorbierende Region zurück zum p-Kontakt

$$t_{tr}(h) = \frac{W_{abs}}{v_{s,h}} \quad \text{mit } W_{abs} = \text{Dicke absorbierende Schicht}$$

und $v_{s,h}$ = Sättigungsdriftgeschwindigkeit Löcher

Lawinendetektor: Bandbreite

- Für t_A gilt

$$t_A = \frac{M \beta_{imp} W_{aval}}{\alpha_{imp} v_{s,e}}$$

mit W_{aval} = Dicke der Multiplikationszone

- Für $\alpha \gg \beta$ generiert nur ein Durchgang eines Elektrons die gesamte Lawine (siehe nächste Folie)
- Für die Gesamtresponszeit des Bauelementes gilt

$$\tau \cong \frac{W_{abs} + M \beta_{imp} / \alpha_{imp} W_{aval}}{v_{s,e}} + \frac{W_{abs} + W_{aval}}{v_{s,h}}$$

- Hohe Empfindlichkeit (großes M und großes W_{abs}) stehen einer großen Bandbreite entgegen

Lawinen- aufbau

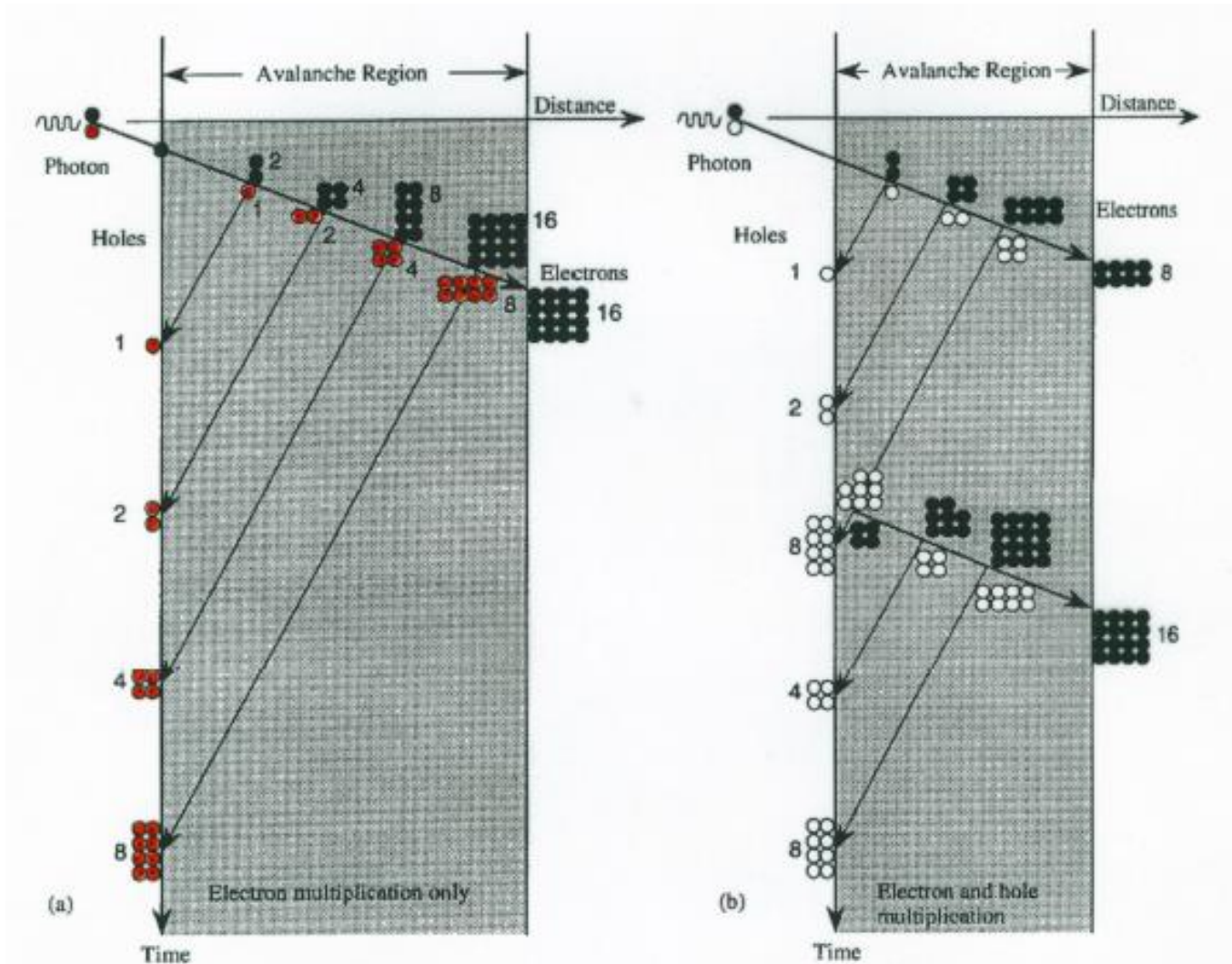


Figure 7.19: The avalanche build-up process shown as a function of time. (a) Only electrons are causing the carrier multiplication. (b) Both electrons and holes are causing the multiplication.

Lawinendetektor: Bandbreite x Verstärkung

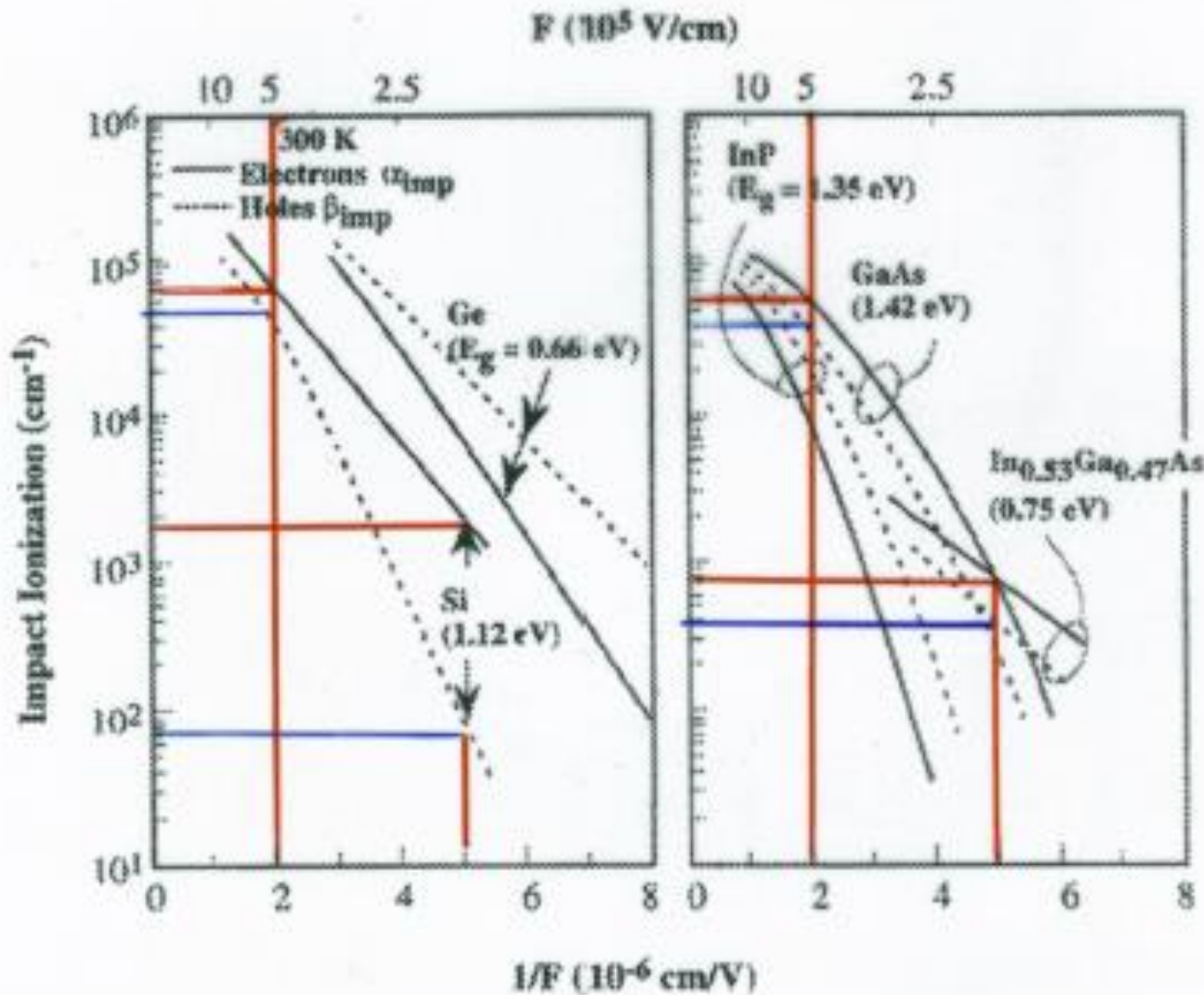
- Für hohe Verstärkungen ist das Produkt aus Bandbreite und Verstärkung konstant. Es gilt also

$$\frac{M}{\tau} = \text{const.}$$

- Ein großes Verstärkungs-Bandbreite-Produkt lässt sich für Materialien erzielen, für die gilt:

$$\frac{\alpha_{imp}}{\beta_{imp}} \gg 1$$

Lawinendetektor: Bandbreite x Verstärkung



$$\frac{\alpha_{imp}}{\beta_{imp}} \gg 1$$

- Si ist ideal geeignet für APDs

Materialsysteme für Photodetektoren

InGaAs
(Tunable E_g)

- Excellent material for long haul communications (at 1.55 μm)
- Can be lattice matched to InP

AlGaSb
(Tunable E_g)

- Excellent optical properties
- Can be used for long haul communications
- Suffers from poor substrate availability, since it has to be grown on GaSb, whose technology is not matured

InGaAsP
(Tunable E_g)

- Suitable for both 1.55 μm and 1.3 μm applications for long haul applications
- Can be lattice matched to InP substrates

HgCdTe
(Tunable E_g)

- Excellent material for long wavelength applications in night vision and thermal imaging
- Can be used for 1.55 μm and 1.3 μm , but the technology is not as advanced as the InP based technology

Materialsysteme für Photodetektoren

Si
($E_g = 1.1$ eV)

- Indirect material with small α near the bandedge
- Has high β_{imp}/α_{imp} ratio and can be used in high performance avalanche photodiodes for local area network (LAN) applications
- Not suitable for long haul communication at $\lambda = 1.55$ μm or 1.3 μm

Ge
($E_g = 0.7$ eV)

- Indirect material with small α near the bandedge
- Has high β_{imp}/α_{imp} ratio and can be used for avalanche photodiodes for both local area and long distance communications

GaAs
($E_g = 1.43$ eV)

- Direct gap material
- Not suitable for high quality avalanche detectors, since $\alpha_{imp} \approx \beta_{imp}$
- Not suited for long distance or LAN applications