

FernUniversität in Hagen

Fakultät für Mathematik und Informatik
Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik
Lehrgebiet Optische Nachrichtentechnik

FernUniversität



Hagen

Praktikum 21685

Optoelektronik

Björnstjerne Zindler
Matrikel: 6438342
B_Zindler@t-online.de

- Versuch 1: Kennlinien von LED – IU- Kennlinien
- Versuch 2: Kennlinien von LED – Emissionsspektrum
- Versuch 3: Kennlinien von LED – Abstrahlcharakteristik
- Versuch 4: Kennlinien von Laserdioden – Spektrale Vermessung
- Versuch 5: Kennlinien von Laserdioden – Abstrahlcharakteristik
- Versuch 6: Kennlinien von Fotodetektoren – Sensitivität
- Versuch 7: Kennlinien von Fotodetektoren – Winkelsensitivität einer Fotodiode

Namen:	Martin Mogl	Studiengang:	Photonik	Labor:	ONT
	Björnstjerne Zindler	Versuchstag:	15. Januar 2008	Abgabe:	Bis 10. März 2008
	-	Gruppe:	Spät	Versuchsleitung:	Dr. H. Knuppertz

FernUniversität in Hagen

Fakultät für Mathematik und Informatik
Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik
Lehrgebiet Optische Nachrichtentechnik

FernUniversität



Hagen

Praktikum 21685

Optoelektronik

Björnstjerne Zindler
Matrikel: 6438342
B_Zindler@t-online.de

Namen:	Martin Mogl	Studiengang:	Photonik	Labor:	ONT
	Björnstjerne Zindler	Versuchstag:	15. Januar 2008	Abgabe:	Bis 10. März 2008
	-	Gruppe:	Spät	Versuchsleitung:	Dr. H. Knuppertz

FernUniversität in Hagen

Fakultät für Mathematik und Informatik
Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik
Lehrgebiet Optische Nachrichtentechnik

FernUniversität



Hagen

Praktikum 21685

Optoelektronik

Björnstjerne Zindler
Matrikel: 6438342
B_Zindler@t-online.de

Versuch 1: Kennlinien von LED – IU- Kennlinien

Zusammenfassung:

- Die **Linearisierung der Diodenkennlinie**, als Abweichung zur Theorie, für hohe Flussspannungen, infolge des Bahnwiderstands der LED wurde erkannt und ausgewertet.
- Die theoretisch begründete Aussage „**Mit steigender Temperatur sinkt die Durchlassspannung!**“ wurde gemessen und praktisch aufgezeigt.
- Für **Halbleitermaterialien** wird ein negativer **Temperaturkoeffizient** voraus gesagt. Die in den Versuchen ermittelten Werte bestätigen diese Voraussage.
- Für die Berechnung der **Bandlücke** wird der oben berechnete Temperaturkoeffizient genutzt. Die ermittelten Werte stimmen gut mit den Erwartungswerten überein. Die Voraussage „**Mit steigender Temperatur verringert sich die Bandlücke der Diode.**“ konnte nachgewiesen werden.

Korrektur

Namen:	Martin Mogl	Studiengang:	Photonik	Labor:	ONT
	Björnstjerne Zindler	Versuchstag:	15. Januar 2008	Abgabe:	Bis 10. März 2008
	-	Gruppe:	Spät	Versuchsleitung:	Dr. H. Knuppertz

FernUniversität in Hagen

Fakultät für Mathematik und Informatik
Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik
Lehrgebiet Optische Nachrichtentechnik


FernUniversität



Hagen

- [Raum für Notizen und Bemerkungen:](#)

Namen:	Martin Mogl	Studiengang:	Photonik	Labor:	ONT
	Björnstjerne Zindler	Versuchstag:	15. Januar 2008	Abgabe:	Bis 10. März 2008
	-	Gruppe:	Spät	Versuchsleitung:	Dr. H. Knuppertz

FernUniversität in Hagen Fakultät für Mathematik und Informatik Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik Lehrgebiet Optische Nachrichtentechnik	FernUniversität  Hagen
--	---

Kennlinien von LED – IU- Kennlinien

1. Zielstellung des Versuchs
2. Vorbereitung auf den Versuch
3. Messung und Messdaten
4. Auswertung der Messdaten
5. Bewertung der Messdaten und Vergleich mit den Vorhersagen

1. Zielstellung des Versuchs

In diesem Versuchteil sollen elektrische und optische Kennlinien von farbigen LED vermessen werden. Es sind fünf LED vorhanden in den Farben rot, gelb, grün, blau und weiss.

Wir vermessen die elektrische IU- Kennlinie verschiedener LED, um einmal materialabhängige Unterschiede festzustellen. Die verschiedenen Materialien lassen sich dabei durch die emittierten Lichtfarben deutlich identifizieren. Als weiterer Aspekt dieser Messungen ist die Veränderung der elektrischen Eigenschaften in Abhängigkeit von der Temperatur erforschen.

2. Vorbereitung auf den Versuch

- Geben Sie eine einfache Formel für die Diodenkennlinie an.

Ein pn- Übergang ist im stromlosen Fall durch eine an freien Ladungsträgern verarmte Zone (Raumladungszone RLZ) gekennzeichnet. Die nicht kompensierten Donator- bzw. Akzeptorionen bewirken ein elektrisches Feld in der RLZ und damit eine Potentialdifferenz, die Diffusionsspannung.

Dieses elektrische Feld verursacht Feldströme der Löcher bzw. Elektronen, die die aufgrund des Konzentrationsgefälles vorhandenen Diffusionsströme der jeweiligen Ladungsträgersorte exakt kompensieren.

Durch das Anlegen einer Klemmenspannung “U” wird nun dieses thermodynamische Gleichgewicht gestört und es ergibt sich die nichtlineare Strom- Spannungscharakteristik (Gleichrichterwirkung) des pn- Überganges.

Diese kann unter den folgenden Voraussetzungen (nach W. SHOCKLEY) berechnet werden:

Björnstjerne Zindler Matrikel 6438342	OE	15. Januar 2008	Versuchsleitung: Dr. H. Knuppertz
--	----	-----------------	-----------------------------------



- a. Eindimensionaler, abrupter pn- Übergang
- b. Quasineutralität in den unendlich langen Bahngebieten
- c. Schwache Injektion
- d. Keine Generation/Regeneration in der RLZ

Der Punkt “a” sichert die einfachste mathematische Behandlung.

Mit “b” fällt die anliegende Klemmenspannung “U” allein über der RLZ ab und es gilt:

$$U_{RLZ} = U_D - U$$

Die Kombination von “b” und “c” lässt folgern, dass in den Bahngebieten der Strom der Majoritätsträger als reiner Feldstrom und der Minoritätsträger als reiner Diffusionsstrom anzusetzen ist.

Die Gesamtstromdichte “j” lässt sich dann unter Ausnutzung von “d” schreiben als:

$$j = j_p(w_n) + j_n(-w_p) \quad (1)$$

$j_p(w_n)$ ist der Diffusionsstrom der Löcher am Sperrschichttrand im Randgebiet,

$$j_p(w_n) = -qD_p \frac{d}{dx} p(x)$$

wobei

$$p(x) = p_0 + (p(w_n) - p_0) e^{-\frac{x-w_n}{L_p}}$$

die Lösung der eindimensionalen Diffusionsgleichung

$$\frac{d^2}{dx^2} p(x) = \frac{p - p_0}{L_p^2}$$

unter den Randbedingungen

$$p(w_n) = p_0 e^{\frac{U}{kT}} \quad p(\infty) = p_0$$

ist. Berechnet man nun (1), so erhält man

$$j = j_0 e^{\frac{U}{kT} - 1}$$



wobei der **Sättigungsstrom** gegeben ist durch

$$j_0 = q \left(\frac{D_p}{L_p} p_0 + \frac{D_n}{L_n} n_0 \right)$$

Folgende Abbildung zeigt nun die Kennlinie der idealen Diode für zwei verschiedene Temperaturen im Vorwärts- bzw. Rückwärtsbereich. Für

$$qU \gg kT$$

folgt eine Gerade der Steigung

$$\frac{q}{kT}$$

deren Achsenabschnitt auf der Stromachse den Wert

$$\lg j_0$$

wiedergibt. Der Rückwärtsstrom ist bereits für kleine Sperrspannungen konstant und gleich

$$-j_0$$

Eine Erhöhung der Temperatur bewirkt eine Erhöhung des Sättigungsstromes und eine geringere Steigung im linearen Bereich der logarithmischen Darstellung.

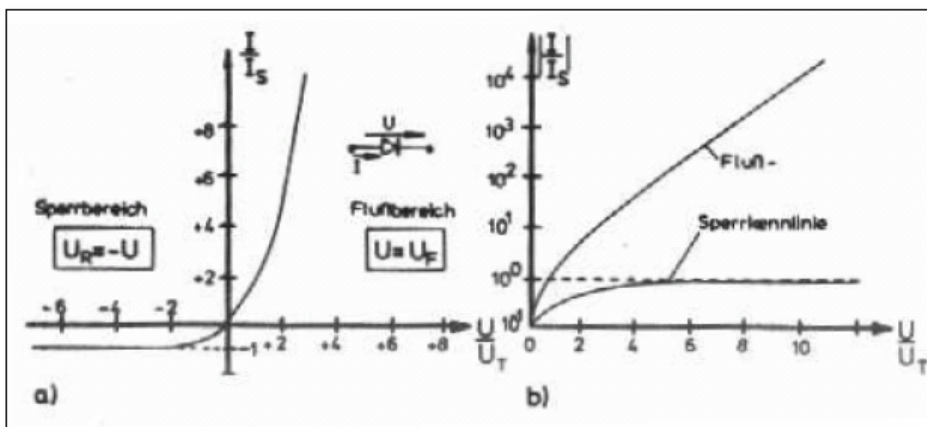


Abb. 1: Die normierte Diodenkennlinie für kleine Ströme und Spannungen a) und das Verhalten bei großen Werten b).

**Zusammenfassung:**

Die Diodenkennlinie ist gegeben durch:

$$I(U) = I_S \left(e^{\frac{U}{U_{th}}} - 1 \right)$$

Mit:

$$U_{th} = \frac{kT}{e}$$

Der Thermospannung (26[mV] bei 300 [K]) und dem (Sperr)Sättigungsstrom:

$$I_S = Ae \left(p_{n0} \frac{L_p}{\tau_p} + n_{p0} \frac{L_n}{\tau_n} \right) = Aen_i^2 \left(\frac{1}{N_D} \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} + \frac{1}{N_A} \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \right)$$

- Kennzeichnen Sie temperaturabhängige Einflüsse und erläutern Sie die temperaturabhängige Veränderung der Kennlinie.

Der Einfluss der Temperatur innerhalb des **Durchlassbereiches**, durch die Temperaturspannung direkt:

$$\rightarrow U_{th} = \frac{kT}{e} \leftarrow$$

Einfluss der Temperatur:

1. Eine Erhöhung der Temperatur "T" bewirkt eine Erhöhung der Temperaturspannung "U_{th}".
2. Der Quotient "U/U_{th}" wird infolge dessen kleiner.
3. Daher fällt der Exponentialwert "e".
4. Die Differenz mit "-1" ist vernachlässigbar da (für e >> 1)
5. Der Durchlassstrom I(U_{th}) fällt !

Da die Praxis etwas anderes zeigt, wird für die Richtung der Temperaturabhängigkeit im Wesentlichen vom Diffusionsmodell abhängen und nicht durch die Temperaturspannung selbst. Diese Abhängigkeiten können demnach vernachlässigt werden.

Im **Sperrbereich** ist der Sperrstrom gegeben über:

$$I_S = Ae \left(p_{n0} \frac{L_p}{\tau_p} + n_{p0} \frac{L_n}{\tau_n} \right) = Aen_i^2 \left(\frac{1}{N_D} \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} + \frac{1}{N_A} \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \right)$$



Abhängig von der Temperatur sind die Diffusionskonstanten:

$$D_n = U_{th}\mu_n \quad D_p = U_{th}\mu_p$$

Die Beweglichkeiten “ μ ” sind unabhängig von der Temperatur. Die Temperaturspannung wird aus oben beschriebenen Gründen vernachlässigt, daher auch der Einfluss der Diffusionskonstanten.

Abhängig von der Temperatur ist ebenso die Minoritätenladungsträgerdichte.

$$n_i = kT \cdot \sqrt{T} \cdot e^{-\frac{E_g}{2kT}}$$

Mit:

$$I_s = Ae \left(\frac{L_p}{\tau_p N_D} + \frac{L_n}{\tau_n N_A} \right) n_i^2 = \tilde{k} n_i^2$$

⇒

$$\frac{\partial}{\partial T} I_s = I_s \left(\frac{3}{T} + \frac{E_g}{kT^2} \right)$$

⇒

$$\frac{1}{I_s} \cdot \frac{\partial}{\partial T} I_s = \frac{3}{T} + \frac{E_g}{kT^2}$$

Diese Gleichung beschreibt den Temperaturgang für den **Sperrstrom**. Für Zimmertemperatur gilt etwa:

Ge:

$$\frac{1}{I_s} \cdot \frac{\partial}{\partial T} I_s = 0,11 [K^{-1}]$$

Si:

$$\frac{1}{I_s} \cdot \frac{\partial}{\partial T} I_s = 0,17 [K^{-1}]$$

Dies bedeutet, dass in Ge eine Temperaturerhöhung von ca. 10[K] eine Verdoppelung des Sättigungsstromes bringt. In Si genügt hierzu eine Temperaturerhöhung von ca. 6[K], allerdings ist der Absolutwert des Sättigungsstromes in Si- Dioden wesentlich kleiner.



Zurück zur **Durchlassrichtung** wird dieses Verfahren auch hier angewendet, dann gilt:

$$I(U) = I_S \left(e^{\frac{U}{U_{th}}} - 1 \right)$$

⇒

$$I(U) \approx I_S e^{\frac{U}{U_{th}}}$$

⇒

$$\left. \frac{\partial}{\partial T} I(U) \right|_{U=const.} = \frac{\partial}{\partial T} I_S \cdot e^{\frac{eU}{kT}} + I_S \cdot \frac{eU}{kT} \cdot \left(-\frac{1}{T} \right) \cdot e^{\frac{eU}{kT}}$$

⇒

$$\frac{1}{I(U)} \cdot \left. \frac{\partial}{\partial T} I(U) \right|_{U=const.} = \frac{1}{I_S} \cdot \frac{\partial}{\partial T} I_S - \frac{eU}{kT^2}$$

Zwecks Vereinfachung vernachlässigt man jetzt den Term “3/T” und setzt ein, so erhält man die Temperaturabhängigkeit des Durchlassstromes:

$$\left. \frac{1}{I(U)} \cdot \frac{\partial}{\partial T} I(U) \right|_{U=const.} = \frac{E_g - eU}{kT^2}$$

Der Durchlassstrom hat also eine kleinere Temperaturabhängigkeit als der Sättigungsstrom.

Analog erhält man für “ $I \gg I_S$ ”:

$$\left. \frac{\partial}{\partial T} U \right|_{I(U)=const} = \frac{eU - E_g}{eT}$$

Dieser Temperaturkoeffizient liegt etwa in der Größenordnung -1 bis -3[mV·K⁻¹] bei Zimmertemperatur.

Zusammenfassung:

Mit steigender Temperatur steigt der Sperrstrom !
Mit sinkender Temperatur sinkt der Sperrstrom !
Temperatur und Sperrstrom sind proportional !

⇒

$$I_S \propto T$$



Ge:

$$\frac{1}{I_s} \cdot \frac{\partial}{\partial T} I_s = 0,11 [K^{-1}]$$

Si:

$$\frac{1}{I_s} \cdot \frac{\partial}{\partial T} I_s = 0,17 [K^{-1}]$$

Mit steigender Temperatur steigt der Durchlassstrom !
 Mit sinkender Temperatur sinkt der Durchlassperrstrom !
 Temperatur und Durchlassperrstrom sind proportional !

⇒

$$I_D \propto T$$

Mit steigender Temperatur sinkt die Durchlassspannung !
 Mit sinkender Temperatur steigt die Durchlassspannung !
 Temperatur und Durchlassspannung sind reziprok proportional !

⇒

$$U_D \propto \frac{1}{T}$$

Dieser Temperaturkoeffizient liegt etwa in der Größenordnung -1 bis -3[mV·K⁻¹] bei Zimmertemperatur.

- Zeichnen Sie eine IU- Kennlinie für eine Halbleiterdiode mit der Temperatur als Parameter.

Durchlassstrom:

$$\frac{1}{I(U)} \cdot \frac{\partial}{\partial T} I(U) \Big|_{U=const.} = \frac{E_g - eU}{kT^2}$$

⇒

$$\frac{1}{I(U)} \cdot \frac{\partial}{\partial T} I(U) \Big|_{U=const.} \propto \frac{1}{T^2}$$

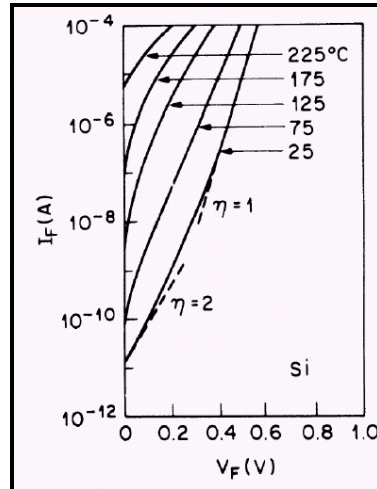


Abb 2: Die Abhängigkeit Durchlassstrom zu Durchlassspannung mit dem Parameter Temperatur grafisch dargestellt.

Durchlass-, Schwellenspannung:

$$\left. \frac{\partial}{\partial T} U \right|_{I(U)=const} = \frac{eU - E_g}{eT}$$

⇒

$$\left. \frac{\partial}{\partial T} U \right|_{I(U)=const} \propto \frac{1}{T}$$

Eine Temperaturerhöhung wirkt sich direkt auf die Durchlassspannung der Diode aus infolge Verringerung der Durchlassspannung

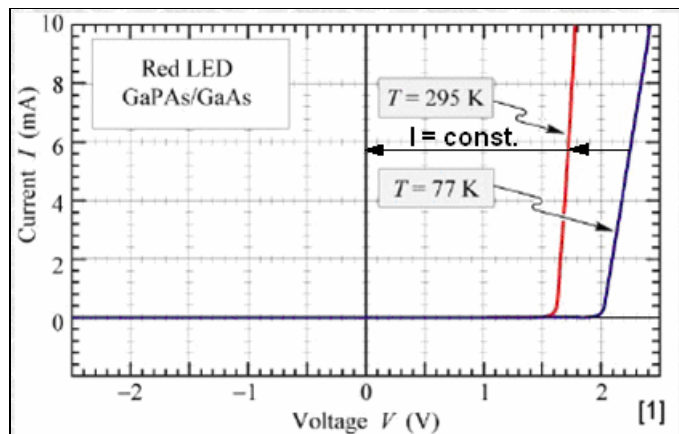


Abb 3: Die Abhängigkeit Durchlassspannung zu Durchlassstrom mit dem Parameter Temperatur grafisch dargestellt.



Sperrstrom:

$$\frac{1}{I_s} \cdot \frac{\partial}{\partial T} I_s = \frac{3}{T} + \frac{E_g}{kT^2}$$

⇒

$$\frac{1}{I_s} \cdot \frac{\partial}{\partial T} I_s \propto \frac{1}{T} \left(1 + \frac{1}{T} \right)$$

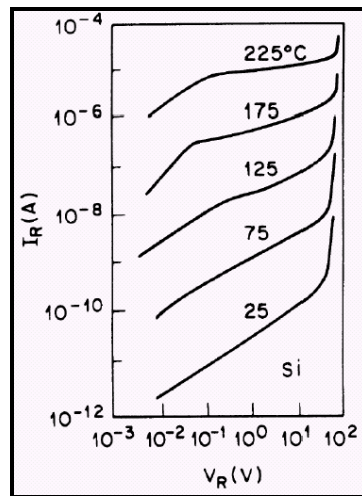


Abb 3: Die Abhängigkeit Sperrstrom zu Sperrspannung mit dem Parameter Temperatur grafisch dargestellt.

Zusammenfassung:

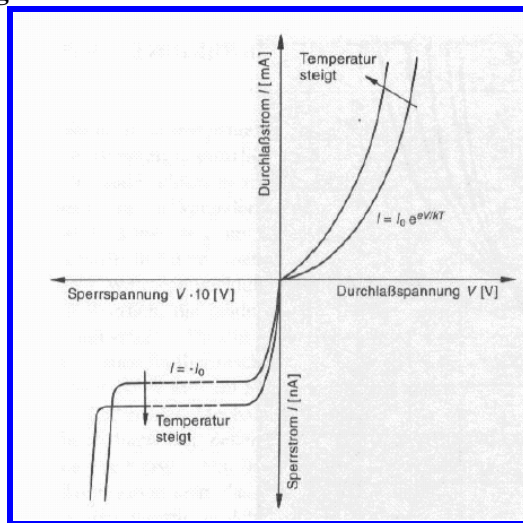


Abb 4: Die Temperatur- Abhängigkeiten grafisch dargestellt.



- Welchen Einfluss haben Temperaturveränderungen auf die Bandlücke von Halbleitermaterialien.

Die Größe der Bandlücke ist aufgrund der thermischen Ausdehnung von Festkörpern temperaturabhängig und nimmt mit steigender Temperatur ab.

Mit steigender Temperatur verringert sich die Energie der Bandlücke der Diode. Sie lässt sich durch folgende Formel beschreiben:

$$E_g = E_{g0} - \alpha \frac{T^2}{T + \beta}$$

Die Materialkonstanten:

[1]	$E_g(0K)$	$\alpha (10^{-4} \frac{eV}{K})$	$\beta (K)$
GaN	3.470	7.70	600
GaP	2.340	6.20	460
GaAs	1.519	5.41	204
InP	1.425	4.50	327
Si	1.170	4.73	636
Ge	0.744	4.77	235

⇒

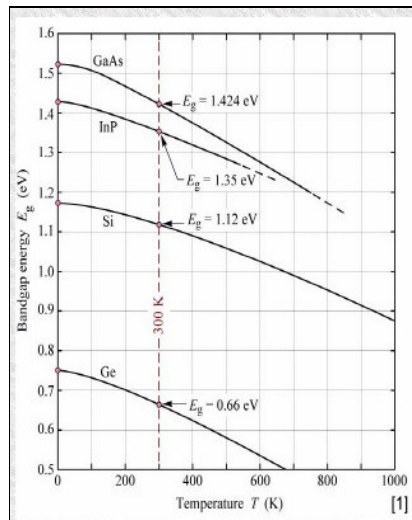


Abb 5: Die Temperatur- Abhängigkeiten der Bandlücke grafisch dargestellt.

Das Temperaturverhalten der Energielücke ist der dominante Faktor des Verhaltens der LED.



3. Messung und Messdaten

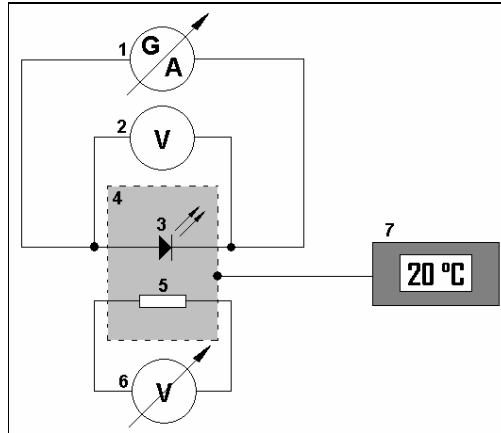


Abb. 6: Der Versuchsaufbau grafisch dargestellt.

Grundlage des Versuchsaufbaus ist die regelbare Konstantstromquelle (1G) mit integrierter Amperemeterfunktion (1A) im [mA]- Bereich, welche den Strom liefert für die zu untersuchende LED (3) mit definierter Farbe. Der Spannungsabfall über der LED ist an einem angeschlossenen Voltmeter (2) im [V]- Bereich abzulesen. Die LED ist befestigt in einem Metallblock (4), der die thermische Kopplung zu einem Heizwiderstand (5) ermöglicht. Der wiederum wird über eine regelbare Konstantspannungsquelle (6) betrieben. So werden verschiedene Temperaturen erreicht, die über das elektronische Thermometer (7) kontrolliert werden können.

Die Messwerte des Spannungsabfalls „ U_F “ im Einzelnen sortiert nach Farben und eingestelltem Strom:

LED ROT:

I_F [mA]	U_F [V] bei 21[°C]	U_F [V] bei 40[°C]	U_F [V] bei 60[°C]
0,10	1,65	1,62	1,60
0,20	1,67	1,64	1,62
0,50	1,70	1,68	1,65
1,00	1,72	1,70	1,68
2,00	1,76	1,74	1,71
3,00	1,78	1,76	1,74
4,00	1,80	1,77	1,75
5,00	1,81	1,79	1,77
6,00	1,83	1,80	1,78
7,00	1,84	1,82	1,80
8,00	1,85	1,83	1,80
9,00	1,86	1,84	1,81
10,00	1,87	1,85	1,82

FernUniversität in Hagen

Fakultät für Mathematik und Informatik
Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik
Lehrgebiet Optische Nachrichtentechnik

FernUniversität



Hagen

LED GELB:

I_F [mA]	U_F [V] bei 21[°C]	U_F [V] bei 40[°C]	U_F [V] bei 60[°C]
0,10	1,75	1,71	1,67
0,20	1,77	1,75	1,70
0,50	1,81	1,77	1,74
1,00	1,84	1,81	1,77
2,00	1,87	1,84	1,80
3,00	1,89	1,86	1,82
4,00	1,90	1,87	1,84
5,00	1,91	1,88	1,85
6,00	1,92	1,89	1,86
7,00	1,93	1,90	1,87
8,00	1,94	1,91	1,88
9,00	1,95	1,91	1,88
10,00	1,95	1,92	1,89

LED GRÜN:

I_F [mA]	U_F [V] bei 21[°C]	U_F [V] bei 40[°C]	U_F [V] bei 60[°C]
0,10	1,76	1,72	1,69
0,20	1,78	1,74	1,72
0,50	1,82	1,78	1,73
1,00	1,85	1,82	1,75
2,00	1,89	1,86	1,79
3,00	1,92	1,89	1,84
4,00	1,94	1,91	1,87
5,00	1,96	1,94	1,89
6,00	1,98	1,95	1,91
7,00	2,00	1,97	1,94
8,00	2,01	1,99	1,95
9,00	2,03	2,01	1,94
10,00	2,04	2,02	1,99

LED BLAU:

I_F [mA]	U_F [V] bei 21[°C]	U_F [V] bei 40[°C]	U_F [V] bei 60[°C]
0,10	3,07	3,00	2,85
0,20	3,10	3,04	3,01
0,50	3,23	3,17	3,11
1,00	3,32	3,26	3,21
2,00	3,40	3,35	3,30
3,00	3,45	3,40	3,36
4,00	3,50	3,44	3,41
5,00	3,53	3,48	3,44
6,00	3,56	3,51	3,47
7,00	3,60	3,54	3,50
8,00	3,62	3,57	3,53
9,00	3,65	3,60	3,56
10,00	3,67	3,62	3,58

Björnstjerne Zindler
Matrikel 6438342

OE

15. Januar 2008

Versuchsleitung: Dr. H. Knuppertz



LED WEISS:

I_F [mA]	U_F [V] bei 21[°C]	U_F [V] bei 40[°C]	U_F [V] bei 60[°C]
0,10	2,73	2,66	2,64
0,20	2,78	2,75	2,69
0,50	2,87	2,82	2,78
1,00	2,96	2,91	2,86
2,00	3,04	2,99	2,94
3,00	3,10	3,05	3,00
4,00	3,16	3,10	3,04
5,00	3,20	3,14	3,08
6,00	3,23	3,17	3,11
7,00	3,26	3,20	3,14
8,00	3,28	3,22	3,17
9,00	3,31	3,25	3,19
10,00	3,33	3,27	3,21

4. Auswertung der Messdaten

Die gemessenen Werte grafisch dargestellt:

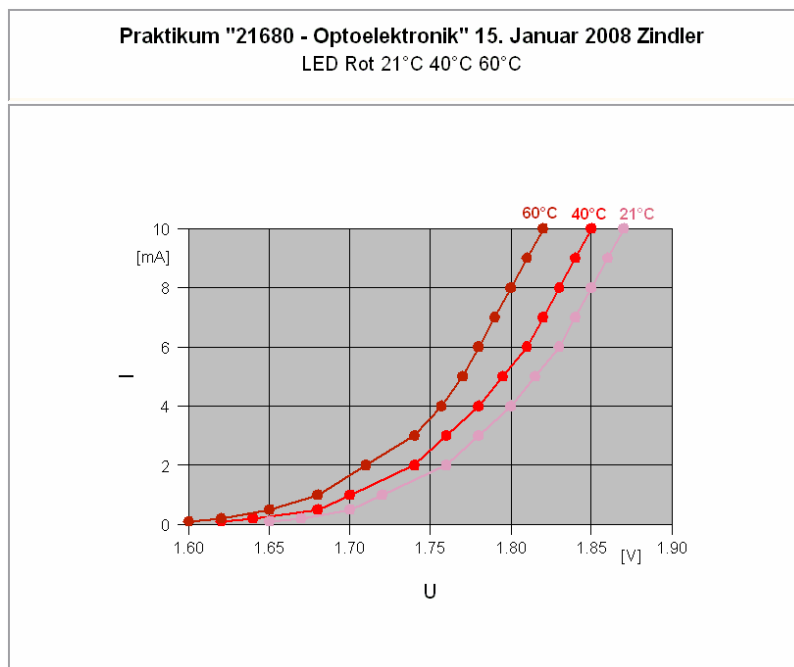


Abb. 7: Messwerte der LED ROT grafisch dargestellt für verschiedene Temperaturen.



Praktikum "21680 - Optoelektronik" 15. Januar 2008 Zindler
LED Gelb 21°C 40°C 60°C

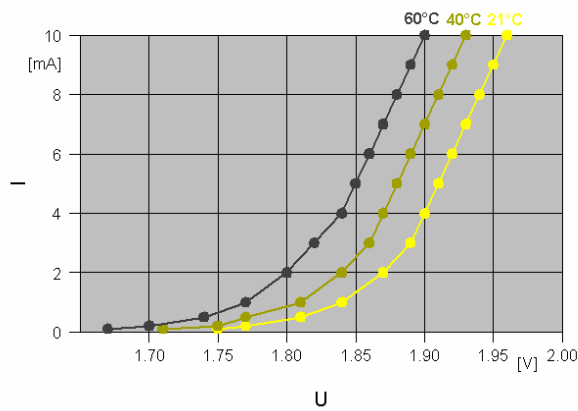


Abb. 8: Messwerte der LED GELB grafisch dargestellt für verschiedene Temperaturen.

Praktikum "21680 - Optoelektronik" 15. Januar 2008 Zindler
LED Grün 21°C 40°C 60°C

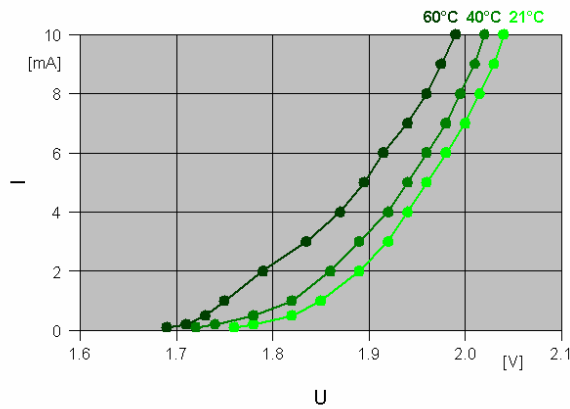


Abb. 9: Messwerte der LED GRÜN grafisch dargestellt für verschiedene Temperaturen.



Praktikum "21680 - Optoelektronik" 15. Januar 2008 Zindler
LED Blau 21°C 40°C 60°C

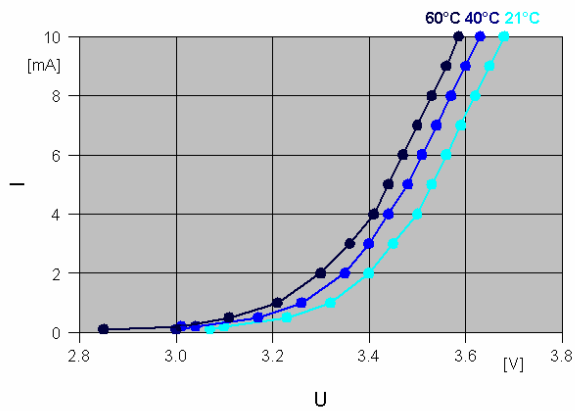


Abb. 10: Messwerte der LED BLAU grafisch dargestellt für verschiedene Temperaturen.

Praktikum "21680 - Optoelektronik" 15. Januar 2008 Zindler
LED weiß 21°C 40°C 60°C

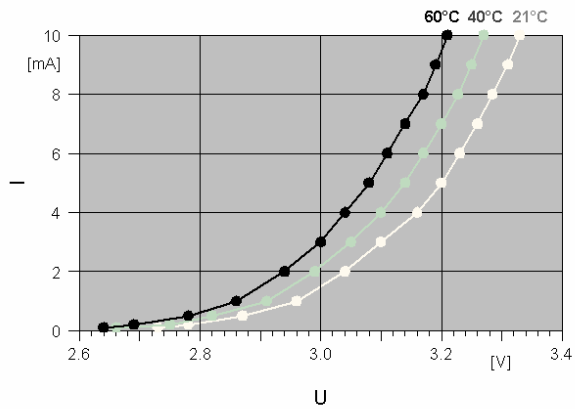


Abb. 11: Messwerte der LED WEISS grafisch dargestellt für verschiedene Temperaturen.



Ablesen der Schwellenspannung „ U_D “. Diese ist definiert als die Spannung, bei der ein merklicher Strom fließt. Dabei ist nicht die Höhe des Stromes direkt definiert. Daher wird für das vorliegende Praktikum der kleinste abgelesene Wert von 0,1[mA] als Referenz angesehen. Damit ergibt sich für „ U_D “:

	ROT			GELB			GRÜN			BLAU			WEISS		
T[°C]	21	40	60	21	40	60	21	40	60	21	40	60	21	40	60
U_D [V]	1,65	1,62	1,60	1,75	1,71	1,67	1,76	1,72	1,69	3,07	3,00	2,85	2,73	2,66	2,64

Ermittlung des Temperaturkoeffizienten. Die Grafen werden bei hohen Strömen linear im Anstieg. Das wird genutzt zur Ermittlung der Temperaturabhängigkeit. Die Tangente angelegt am linearen Abschnitt, weitergeführt bis zur Spannungsordinate, ergibt die Knickspannung „ U_K “ in Abhängigkeit zur Temperatur. Die Unterschiede können dann zur Berechnung des Temperaturkoeffizienten genutzt werden:

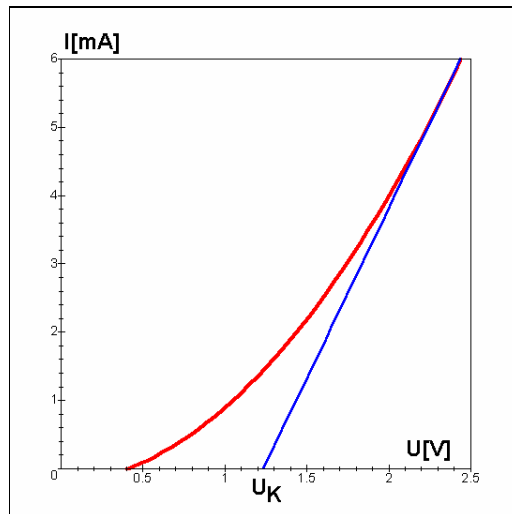


Abb. 12: Beispiel der Ermittlung der Knickspannung an einer Beispieldiodenkennlinie.

LED ROT:

21	19	-1, 053[mVK ⁻¹]	-20	1, 770
40				1, 750
60	20	-1, 500[mVK ⁻¹]	-30	1, 720
T[°C]	ΔT [K]	$U_T = f(T)$	ΔU_K [mV]	U_K [V]

LED GELB:

21	19	-1, 579[mVK ⁻¹]	-30	1, 860
40		1, 830		
60	20	-1, 500[mVK ⁻¹]	-30	1, 800
T[°C]	ΔT[K]	U _T = f(T)	ΔU _K [mV]	U _K [V]

LED GRÜN:

21	19	-0, 789[mVK ⁻¹]	-15	1, 900
40		1, 885		
60	20	-3, 000[mVK ⁻¹]	-60	1, 825
T[°C]	ΔT[K]	U _T = f(T)	ΔU _K [mV]	U _K [V]

LED BLAU:

21	19	-2, 632[mVK ⁻¹]	-50	3, 380
40		3, 330		
60	20	-2, 000[mVK ⁻¹]	-40	3, 290
T[°C]	ΔT[K]	U _T = f(T)	ΔU _K [mV]	U _K [V]

LED WEISS:

21	19	-5, 263[mVK ⁻¹]	-100	3, 150
40		3, 050		
60	20	-3, 500[mVK ⁻¹]	-70	2, 980
T[°C]	ΔT[K]	U _T = f(T)	ΔU _K [mV]	U _K [V]



Die Temperaturkoeffizienten „ U_T “ zusammengefasst:

	U_T - Temperaturkoeffizient [mVK ⁻¹]	Abweichung [mVK ⁻¹]
ROT	- 1, 277	± 0, 316
GELB	- 1, 540	± 0, 056
GRÜN	- 1, 895	± 1, 563
BLAU	- 2, 316	± 0, 447
WEISS	- 4, 382	± 1, 247

Bestimmung der Bandlücke „ E_G “. Die Bestimmung von „ E_G “ ohne das Emissionsspektrum zu nutzen ist über den Temperaturkoeffizienten möglich: Für diesen ist gegeben:

$$\left. \frac{\partial}{\partial T} U \right|_{I=0} = \frac{U_D - E_G - 3U_{Th}}{T}$$

⇒

$$E_G = U_D - \left. \frac{\partial}{\partial T} U \right|_{I=0} \cdot T - 3U_{Th}$$

Die dreifache Thermospannung „ U_{Th} “ ist definiert für die Temperaturen:

T[°C]	3 U_{th} [mV]
21	76
40	81
60	86

Damit sind die Bandlücken „ E_G “ berechenbar:

Bandlücke [eV]				
Erwartet ¹⁾		21[°C]	40[°C]	60[°C]
1, 940	ROT	1, 950	1, 939	1, 939
2, 098	GELB	2, 127	2, 111	2, 097
2, 202	GRÜN	2, 241	2, 232	2, 235
2, 900	BLAU	3, 675	3, 644	3, 536
2, 669 ²⁾	WEISS	3, 943	3, 951	4, 014

¹⁾ Für 21[°C] aus Versuch 2 – Emissionsspektren.

²⁾ Für das globale Maximum.



5. Bewertung der Messdaten und Vergleich mit den Vorhersagen

- Aus der theoretischen **Diodenkennlinie** ist für hohe Flussspannungen ein exponentieller Stromanstieg prognostiziert.

$$I(U) = I_S \left(e^{\frac{U}{U_{th}}} - 1 \right)$$

Dabei sind jedoch nicht die Bahnwiderstände in der Diode berücksichtigt. Praktisch wird sich daher in Diagrammen von Dioden im oberen Spannungsbereich eine Linearisierung des Grafen auffällig machen. Dies hat sich in allen Schaubildern bestätigt. Für die Farbe Grün erfolgt diese Erscheinung allerdings recht spät.

- Für die Durchlass- oder auch **Schwellenspannung** „ U_D “ wurde in der Vorbereitungen ein theoretische Zusammenhang mit der Temperatur hergeleitet, so gilt:

$$\left. \frac{\partial}{\partial T} U \right|_{I(U)=const} \propto \frac{1}{T}$$

⇒

Mit steigender Temperatur sinkt die Durchlassspannung !

Dies wurde im praktischen Versuch an allen LED nachvollzogen. Auffällig dabei ist die starke Abnahme bei der blauen LED. Erklärbar durch die Festlegung des „...ersten merkbar fließenden Stromes...“ von 0,1[mA], dass dieser für blau zu hoch angesetzt ist.

- Für Halbleitermaterialien wird ein negativer **Temperaturkoeffizient** „ U_T “ voraus gesagt. Dies erfolgt aus der Tatsache, dass mit steigender Temperatur die Durchlassspannung sinkt. Der Temperaturkoeffizient liegt dabei prognostiziert in einer Größenordnung von -1 bis -3 [mVK⁻¹].

$$\left. \frac{\partial}{\partial T} U \right|_{I(U)=const} = \frac{eU - E_g}{eT}$$

Die in den Versuchen ermittelten Temperaturkoeffizienten bestätigen die Voraussagen. Die LED weiss besitzt dabei einen auffällig hohen Wert, was eine Mehrsystem- LED suggeriert.



- Für die **Bandlücke** „ E_G “ wird der oben berechnete Temperaturkoeffizient genutzt. Die erweiterte Berechnungsgrundlage für „ E_G “:

$$\left. \frac{\partial}{\partial T} U \right|_{I=0} = \frac{U_D - E_G - 3U_{Th}}{T}$$

Auffällig dabei ist, dass die Thermospannung „ U_{Th} “ hier erscheint. Bei der Ermittlung des Temperaturkoeffizienten wurde diese vernachlässigt. Grund ist der Umstand, dass in einer Differenzbildung das konstante „ U_{Th} “ (weil Temperatur konstant) sich selbst eliminiert. Hier jedoch, bei der Berechnung von „ E_G “, kann die Thermospannung nicht vernachlässigt werden.

Die ermittelten Werte der Bandlücke „ E_G “ stimmen gut mit den Erwartungswerten überein. Ausnahmen bilden hier die LED weiss und blau. Gründe hierfür sind die schon angesprochenen zu hohen Werte der Durchlassspannung „ U_D “ und der Temperaturkoeffizient „ U_T “.

Die Abhängigkeit der Bandlücke von der Temperatur wurde im Abschnitt „Vorbereitung auf den Versuch“ ermittelt mit dem Zusammenhang.

$$E_g = E_{g0} - \alpha \frac{T^2}{T + \beta}$$

⇒

$$E_g \propto -T$$

⇒

Mit steigender Temperatur verringert sich die Bandlücke der Diode.

Dies konnte nachgewiesen werden. Ausnahme bildet auch hier aus bekannten Gründen (zu hoher Temperaturkoeffizient) die LED weiss.

- Letztendlich können alle **farbabhängigen Unterschiede der LED** mit dem Wert und Verhalten der Bandlücke des betreffenden Halbleitermaterials erklärt und abgeleitet werden.

FernUniversität in Hagen

Fakultät für Mathematik und Informatik
Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik
Lehrgebiet Optische Nachrichtentechnik

FernUniversität



Hagen

Praktikum 21685

Optoelektronik

Björnstjerne Zindler
Matrikel: 6438342
B_Zindler@t-online.de

Versuch 2: Kennlinien von LED – Emissionsspektrum

Zusammenfassung:

- Die charakteristischen Merkmale einer Emissionskurve (**Zentralwellenlänge, spektrale Bandbreite, Maximalintensität**) wurden **grafisch dargestellt** in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur.

In den Versuchen wurde gemessen und damit die Theorie bestätigt:

- **Die Zentralwellenlänge steigt mit der Temperatur.** Der Temperaturkoeffizient der Zentralwellenlänge ist positiv.
- **Der Wert der Bandlücke sinkt bei steigender Temperatur.** Der Temperaturkoeffizient folgend im Wert negativ.
- **Die spektrale Bandbreite steigt mit höher werdender Temperatur.** Der TK ist positiv.
- **Die Intensitäten sinken mit steigender Temperatur.** Der TK ist negativ.
- Aus der spektralen Bandbreite wurde **das Plancksche Wirkungsquantum** abgeschätzt.

$$h_{Mess} = 6,5884 \cdot 10^{-34} [Js] \quad \leftrightarrow \quad h_{Theo} = 6,626 \cdot 10^{-34} [Js]$$

Korrektur

Namen:	Martin Mogl	Studiengang:	Photonik	Labor:	ONT
	Björnstjerne Zindler	Versuchstag:	15. Januar 2008	Abgabe:	Bis 10. März 2008
	-	Gruppe:	Spät	Versuchsleitung:	Dr. H. Knuppertz

FernUniversität in Hagen

Fakultät für Mathematik und Informatik
Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik
Lehrgebiet Optische Nachrichtentechnik

FernUniversität



Hagen

- [Raum für Notizen und Bemerkungen:](#)

Namen:	Martin Mogl	Studiengang:	Photonik	Labor:	ONT
	Björnstjerne Zindler	Versuchstag:	15. Januar 2008	Abgabe:	Bis 10. März 2008
	-	Gruppe:	Spät	Versuchsleitung:	Dr. H. Knuppertz



Kennlinien von LED – Emissionsspektrum

1. Zielstellung des Versuchs
2. Vorbereitung auf den Versuch
3. Messung und Messdaten
4. Auswertung der Messdaten
5. Bewertung der Messdaten und Vergleich mit den Vorhersagen

1. Zielstellung des Versuchs

In diesem Versuchteil sollen elektrische und optische Kennlinien von farbigen LED vermessen werden. Es sind fünf LED vorhanden in den Farben rot, gelb, grün, blau und weiss.

Für die zuvor in ihren elektrischen Eigenschaften untersuchte LED wird nun das Emissionsspektrum bestimmt.

2. Vorbereitung auf den Versuch

- Beschreiben Sie die theoretisch begründete Sollkurve für das Emissionsspektrum einer LED.

Die spektrale Verteilung der Rekombinationsstrahlung (d.h. der spontanen Emissionsstrahlung) im Halbleiter (LED).

Die spektrale Verteilung für die stimulierte Absorption ist auch von anderen Faktoren abhängig.

Um die spektrale Verteilung der Rekombinationsstrahlung zu bestimmen, geht man wie folgt vor:

- a) Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron der Energie „ E_2 “ mit einem Loch der Energie „ E_1 “ rekombiniert, ist proportional zur Konzentration „ $n(E_2)$ “ von Elektronen und „ $p(E_1)$ “ von Löchern in den jeweiligen Zuständen.
- b) Die Wahrscheinlichkeit „ $p(E)$ “, mit der ein Photon der Energie „ $E = h\nu$ “ emittiert wird, lässt sich berechnen, indem man das Produkt „ $n(E_2) \cdot p(E_1)$ “ über alle Werte von „ E_1 “ integriert mit der Bedingung, dass „ $E = E_2 - E_1$ “ ist:

$$f(E) \propto \int n(E - E_1) p(E_1) dE_1$$



Zur Berechnung dieses Faltungsintegrals ist die Kenntnis der Konzentrationen „ $n(E_2)$ “ und „ $p(E_1)$ “ für das Leitungsband bzw. das Valenzband erforderlich.

Sie steigen nahe den Bandkanten steil an, verlaufen dann langsam veränderlich über einen bestimmten Bereich und fallen anschließend exponentiell mit „ $e^{(-E/k_B T)}$ “ ab.

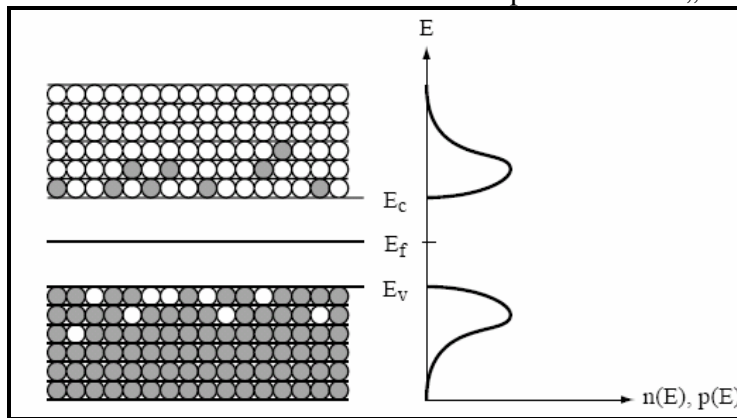


Abb 1: Die Löcher/Elektronen- Konzentrationen im Halbleiter, abhängig von der Energie.

Der Verlauf der Konzentrationen wird von den Übergangswahrscheinlichkeiten bestimmt. Die Konzentration von Elektronen mit der Energie „ E_2 “ ist durch das Produkt der Zustandsdichte „ $\rho(E_2)$ “ und der Wahrscheinlichkeit gegeben, dass der Zustand „ E_2 “ besetzt ist. Letztere ist durch die Fermi- Verteilung gegeben:

$$n(E_2) = \rho_c(E_2) f(E_2)$$

Gleichermaßen können wir für die Konzentration von Löchern schreiben:

$$p(E_1) = \rho_v(E_1) [1 - f(E_1)]$$

Die Zustandsdichten für Elektronen und Löcher nahe den Bandkanten:

$$\rho_c(E) = \frac{(2m_c)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} \sqrt{E - E_c} \quad \text{mit } E \geq E_c$$

$$\rho_v(E) = \frac{(2m_v)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} \sqrt{E_v - E} \quad \text{mit } E \leq E_v$$

⇒



$$\rho_c(E_2) = \frac{(2m_c)^{\frac{3}{2}}}{2\pi^2\hbar^3} \sqrt{E_2 - E_c}$$

$$\rho_v(E_1) = \frac{(2m_v)^{\frac{3}{2}}}{2\pi^2\hbar^3} \sqrt{E_v - E_1}$$

Die Wurzelbeziehung aus Gleichung

$$\rho(k) = \frac{k^2}{\pi^2}$$

wurde unter der Annahme hergeleitet, dass die Energieniveaus in den Bändern gleichmäßig besetzt sind. In Wirklichkeit nimmt die Besetzungswahrscheinlichkeit entsprechend der Fermi-Verteilung ab. Für Energiewerte „ E_1 “ und „ E_2 “, für die gilt, dass „ $E_2 - E_c \gg k_B T$ “ bzw. „ $E_v - E_1 \gg k_B T$ “, können wir wieder die Boltzmann-Näherung verwenden. Die spektrale Verteilung der Rekombinationsstrahlung ist proportional zum Integral:

$$f(E) = \text{const.} \int_{E_2=E_c}^{E_v+E_{ph}} e^{-\frac{E_2-E_c}{k_B T}} e^{-\frac{E_v-E_1}{k_B T}} dE_2$$

⇒

$$f(E) = (h\nu - E_g) e^{-\frac{h\nu - E_g}{k_B T}}$$

⇒

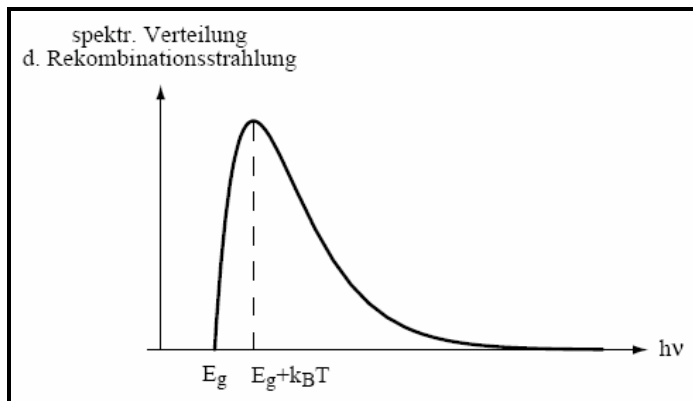


Abb 2: Die spektrale Verteilung der Rekombinationsstrahlung.



Die Kurve steigt für Energien „ $h\nu > E_g$ “ zunächst bis zu einem Maximalwert an. Dieser liegt bei „ $E_g + k_B T$ “. Oberhalb dieses Maximums wird der Exponentialterm dominant und sorgt dafür, dass die Kurve asymptotisch gegen Null geht.

Die charakteristische Breite der Kurve (bei halber Höhe) ist durch den Ausdruck „ $k_B T$ “ im Nenner des Exponenten gegeben und ist etwa „ $2,4 k_B T$ “.

Diese theoretischen Beziehungen sind wiederum unter der Annahme eines parabolischen Verlaufs der Energiebänder hergeleitet worden. In Wirklichkeit sind die Verläufe der Bänder nicht exakt parabolisch, bewirkt z.B. durch Verunreinigungen im Halbleiter, die sich letztendlich in einer Deformierung der Bandverläufe äußern.

Dies bewirkt, dass die Spektralkurve verschmiert wird, was sich (unter Anwendung des Zentralen Grenzwert- Theorems) als eine gaussförmige Verschmierung beschreiben lässt. In der Praxis sehen daher die Absorptionskurven in etwa so aus:

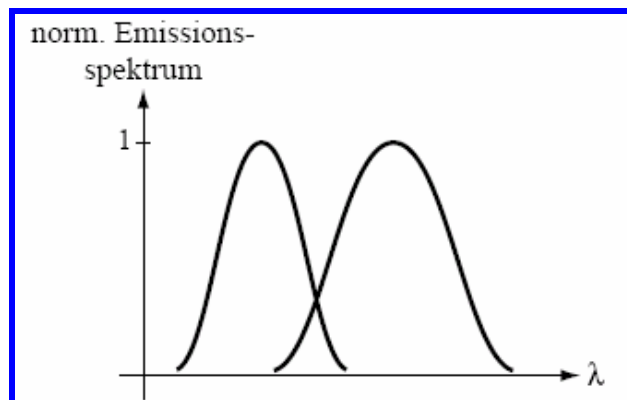


Abb 3: Die spektrale Verteilung der Rekombinationsstrahlung praktisch gemessen.

Die Bandkante ist nicht so eindeutig zu erkennen wie im theoretischen Abbild und der Verlauf der Kurve oberhalb der Bandkante ist zunächst flacher als für die Kurve aus dem theoretischem Abbild.

Als relative Linienbreite bezeichnet man den Quotienten „ $\Delta\lambda/\lambda$ “. Dabei ist „ λ “ die Wellenlänge, bei der das Emissionsspektrum sein Maximum hat, und „ $\Delta\lambda$ “ ist die Breite der Kurve auf halber Höhe. Wegen „ $\Delta\lambda/\lambda = \Delta\nu/\nu$ “ und mit „ $\Delta E \approx 2,4 k_B T$ “ und „ $\lambda = hc/E$ “ kann man schreiben:

$$\left| \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right| = \frac{h\Delta\nu}{h\nu} = \frac{\Delta E}{E} \approx 2,4 \frac{k_B T \lambda}{h_c}$$



Die relative Linienbreite ist also proportional zur Wellenlänge „ λ “ und zur Temperatur „ T “. Diese Gleichung gibt allerdings nur eine Näherung an, die tatsächliche Breite einer Emissionskurve kann abhängig von der Ausführung der LED deutlich variieren.

- Geben Sie eine Richtgröße für die Breite des Spektrums in [nm] an.

Gegeben ist die Berechnungsgrundlage für die Intensität des Spektrums:

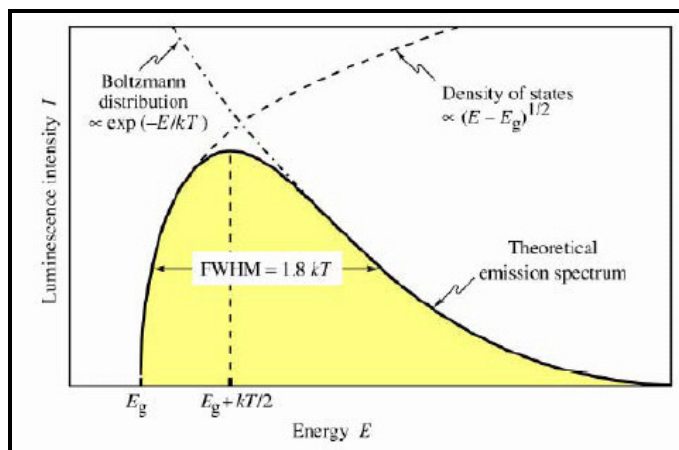


Abb 4: Die spektrale Verteilung der Rekombinationsstrahlung und dessen physikalische Ursachen.

⇒

$$I(E) \propto \sqrt{E - E_g} e^{-\frac{E}{k_B T}} \quad \leftrightarrow \quad f(E) = (h\nu - E_g) e^{-\frac{h\nu - E_g}{k_B T}}$$

Maximum der Emissionsintensität:

$$I_{\max} = E_g + \frac{1}{2} k_B T \quad \leftrightarrow \quad E_{\max} = E_g + k_B T$$

Volle Breite auf halber Höhe: (FWHM)

$$E_{0,5} = \Delta E = 1,8 k_B T \quad \leftrightarrow \quad E_{0,5} = \Delta E = 2,4 k_B T$$

⇒

$$E_{0,5} = n \cdot k_B T$$

Wellenlänge(ndifferenz) der emittierten Strahlung:

$$\lambda = \frac{hc}{E_g} = \frac{1,24}{E_g} [\mu\text{m}] \quad \leftrightarrow \quad \left| \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right| \approx 2,4 \frac{k_B T}{hc} \lambda$$



⇒

$$\Delta\lambda \approx 2,4 \frac{k_B T}{hc} \lambda^2$$

⇒

$$\Delta\lambda \approx 166,85 \cdot T \cdot \lambda^2 \left[\frac{J}{K} \frac{s}{Jsm} Km^2 = m \right]$$

⇒

$$\Delta\lambda \approx 166,85 \cdot 10^{-9} \cdot T \cdot \lambda^2 [nm]$$

Für Zimmertemperatur mit 300[K]:

$$\Delta\lambda \approx 50 \cdot 10^{-6} \cdot \lambda^2 [nm]$$

- Wie wird sich eine Temperaturerhöhung auf Maximalwert, Wellenlänge beim Maximalwert und auf die Breite des emittierten Spektrums auswirken.

Maximalwert:

$$I_{\max} = E_g + \frac{1}{2} k_B T \quad \leftrightarrow \quad E_{\max} = E_g + k_B T \quad \leftrightarrow \quad E_g = E_{g0} - \alpha \frac{T^2}{T + \beta}$$

⇒

$$I_{\max} \propto T \quad \leftrightarrow \quad E_{\max} \propto T \quad \leftrightarrow \quad E_g \propto \frac{1}{T}$$

⇒

$$I_{\max} = const. \quad \leftrightarrow \quad E_{\max} \propto const.$$

Die Praxis zeigt dennoch einen Temperatureinfluss.

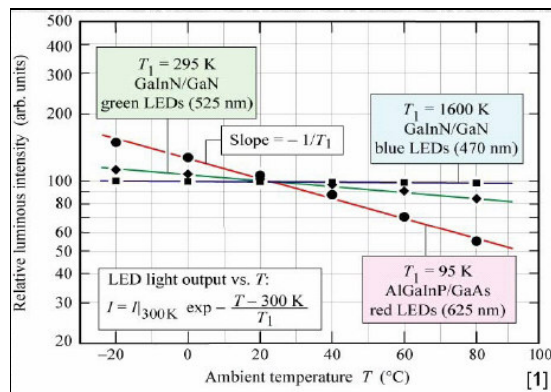


Abb 5: Die Intensität der Rekombinationsstrahlung in Abhängigkeit zu Temperatur.



Das Verhalten der Emissionsintensität lässt sich durch folgende Formel beschreiben:

$$I = I_{300[K]} e^{-\frac{T-300[K]}{T_1}}$$

Mit "T₁" = Charakteristische Temperatur (Materialkonstante)

⇒

Möglichst hohe Charakteristische Temperatur gewünscht, um das Temperaturverhalten der LED zu verbessern.

Mit steigender Temperatur sinkt Intensität und Energie der emittierten Strahlung.
Mit sinkender Temperatur steigt Intensität und Energie der emittierten Strahlung.

Wellenlänge beim Maximalwert:

$$\lambda = \frac{hc}{E_g} \quad \leftrightarrow \quad E_g = E_{g0} - \alpha \frac{T^2}{T + \beta}$$

⇒

$$\lambda \propto \frac{1}{E_g} \quad \leftrightarrow \quad E_g \propto \frac{1}{T}$$

⇒

$$\lambda \propto T$$

Mit steigender Temperatur steigt die Wellenlänge der emittierten Strahlung.
Mit sinkender Temperatur sinkt die Wellenlänge der emittierten Strahlung.

Breite des emittierten Spektrums:

$$\Delta\lambda \approx 166,85 \cdot 10^{-9} \cdot T\lambda^2 \quad \leftrightarrow \quad \lambda \propto T$$

⇒

$$\Delta\lambda \propto T\lambda^2 = T^3$$

Mit steigender Temperatur steigt die Spektrenbreite der emittierten Strahlung.
Mit sinkender Temperatur sinkt die Spektrenbreite der emittierten Strahlung.

- Erklären Sie die Funktionsweise einer weißen LED. Mit welchem technologischen „Trick“ wird das alle Farben umfassende Spektrum einer weißen LED erzeugt?

Es ist nicht möglich weisses Licht durch eine bestimmte Materialwahl zu erzeugen.



Entwicklung mehrerer Möglichkeiten Weisslicht- LEDs zu erzeugen:

1) **Additive Farbmischung**

- a) Dichromatic
- b) Trichromatic

2) **Lumineszenzkonversion (Wellenlängenkonversion)**

- a) Phosphor
- b) Kombinierte Halbleiter
- c) Dyes (Farbstoffe)

Lumineszenzkonversion unter Verwendung von Dyes ist nur begrenzt einsetzbar - Nachteil von organischen Farbstoffen - Begrenzte Lebenszeit („bleach out“)

Zu 1) Additive Farbmischung:

a) Dichromatic:

-Nutzung von Komplementärfarben (z.B. Blau und Gelb)

-Mischverhältnis: $\frac{P(\lambda_2)}{P(\lambda_1)} \stackrel{z.B.}{=} \frac{570,4}{470} \left[\frac{nm}{nm} \right] = 1,09$

b) Trichromatic:

-Im Prinzip analog zu Dichromatic

-Verwendung von drei Farben (üblich: Blau, Grün, Rot)

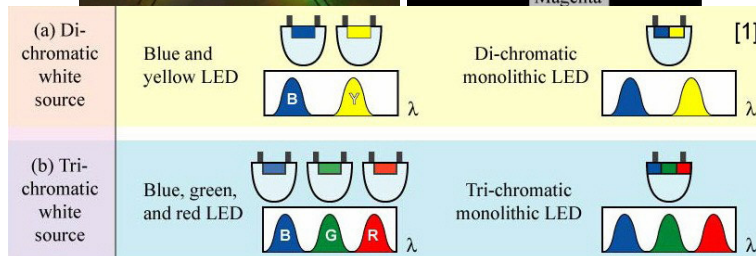
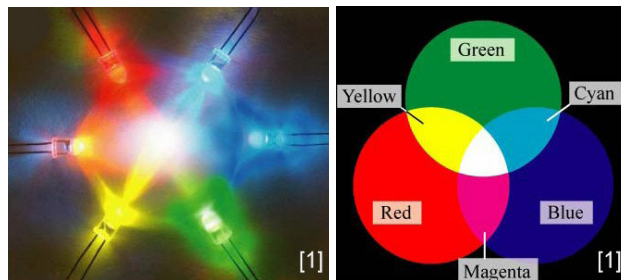


Abb 5: Das Prinzip der Farbmischung zwecks Erzeugung weissen LED- Lichts.



Zu 2) Lumineszenzkonversion

a) Phosphor

- Nichtorganisches Host- Material dotiert mit aktivem optischem Element
- Gewöhnliches Host- Material: Yttrium Aluminium Granat (YAG)
- Optisches Elemente: Cerium (Ce) für weisse LED, Erbium (Er) für optische Verstärker

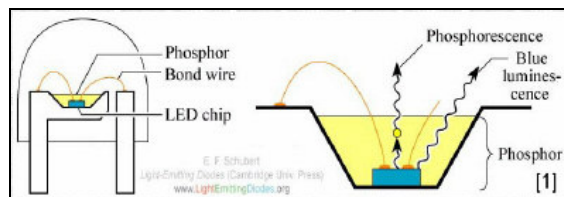


Abb 6: Das Prinzip der Lumineszenznutzung zwecks Erzeugung weissen LED- Lichts.

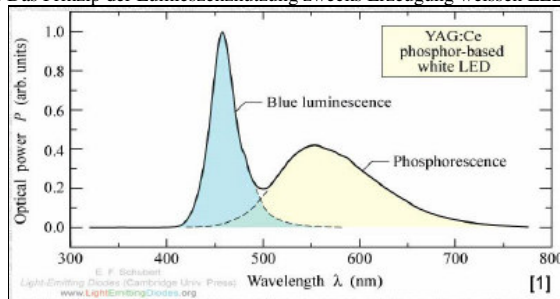


Abb 7: Das dazu gehörige Spektrum des weissen LED- Lichts.

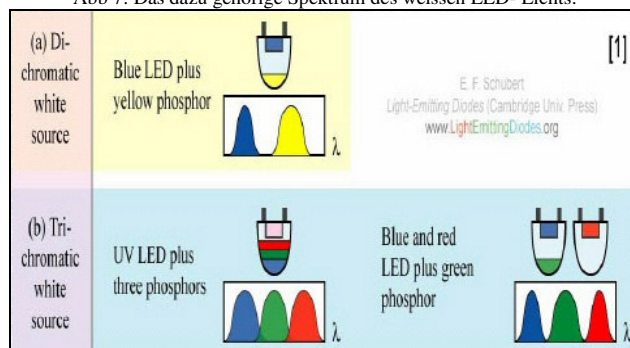


Abb 8: Die Möglichkeiten zwecks Erzeugung weissen LED- Lichts verschiedener Wärmetönungen.

b) Kombinierte Halbleiter

- Ein Teil des emittierten Lichts wird absorbiert und re- emittiert (recycled)
=> lower- energy photons
- Erneutes Emittieren durch „Stimulierte Emission“
=> PRS LEDs („Photon-Recycling Semiconductor“)



-Berechnung der optimalen Wellenlängen möglich, falls der gewünschte Weisston bekannt ist

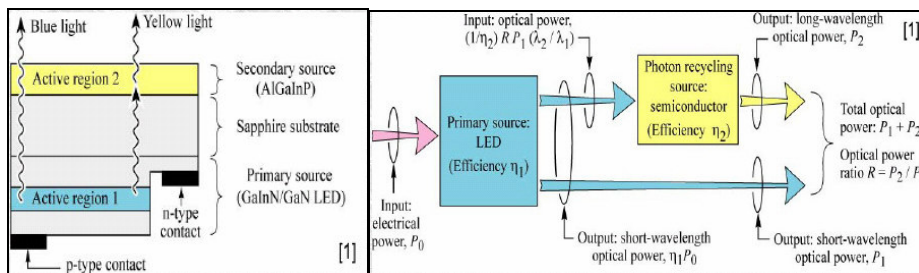


Abb 9: Die Möglichkeiten zwecks Erzeugung weissen LED- Lichts über das Prinzip der kombinierten Halbleiter.

- Erklären Sie die Funktion eines Spektrometers.

Ein **Spektrometer** ist ein Gerät zur Darstellung eines Spektrums. Im Unterschied zu einem Spektroskop bietet es die Möglichkeit, die Spektren auszumessen.

Ein Spektrum ist die Intensität als Funktion der Wellenlänge, der Frequenz, der Energie oder im Falle von Elementarteilchen, Atomen oder Ionen, der Masse. Aufgrund des Welle- Teilchen- Dualismus sind diese Größen oft äquivalent.

Bei den optischen Spektrometern wird die Unterscheidung der Wellenlängen der zu analysierenden Strahlung oft durch Richtungsablenkung mittels Brechung in einem Prisma oder durch Beugung an einem Gitter erzeugt. Es ist auch möglich, die Frequenzanteile in einem Interferometer anhand einer Fourieranalyse zu bestimmen (FTIR- Spektrometer).

Ein einfaches optisches Spektrometer hat nur wenige Bestandteile:

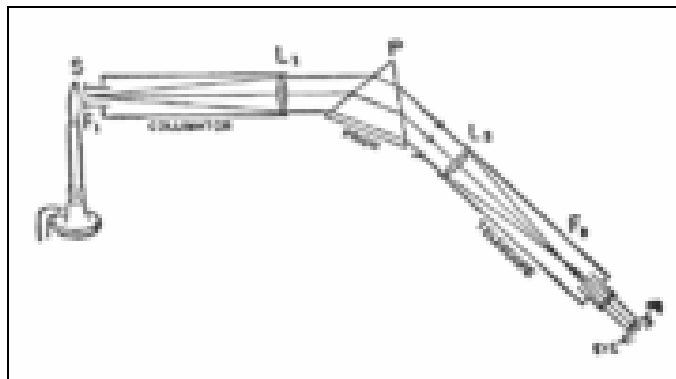


Abb 10: Das klassische Prismenspektrometer.



- Die zu untersuchende Lichtquelle „Q“
- Eine Linse „L₁“ zum Strahlungseintritt (sie parallelisiert das Licht)
- Ein lichtbrechendes Prisma oder -beugendes Gitter „B“, um die zu analysierende Strahlung abzulenken
- Eine zweite Linse „L₂“ am Strahlaustritt (sie bildet das Lichtbündel auf den Ausgang ab)
- Einen Schirm bzw. eine Fläche „S“, auf der das Spektrum mittels der Linsen abgebildet, betrachtet und vermessen werden kann. Dies kann auch ein punktförmiger bewegter Empfänger oder eine Empfängerzeile sein

Das divergierende Licht der Quelle „Q“ wird durch die erste Linse „L₁“ parallel ausgerichtet und trifft dann auf „B“. Dort wird es abgelenkt und aufgespalten und wird durch die zweite Linse „L₂“ wieder in einem Punkt auf „S“ fokussiert. Damit bei einem Spektroskop der Ablenkwinkel der Brechung gemessen werden kann, ist „L₂“ beweglich und sitzt auf einer Skala, bei einem Spektrometer ist dagegen meist „B“ drehbar montiert.

Ein einfaches Spektrometer für sichtbares Licht kann man mit einem Prisma aufbauen (Prismenspektrometer).

Ein **optisches Spektrometer** ist ein Spektrometer für den sichtbaren und daran angrenzende Bereiche des elektromagnetischen Spektrums. Mit ihm können sowohl Emissionsspektren (spektrale Untersuchungen von Lichtquellen) als auch Absorptionsspektren und Aussagen zur frequenzabhängigen Reflexion gewonnen werden.

Aufbau eines Prismen- oder Gitterspektrometers:

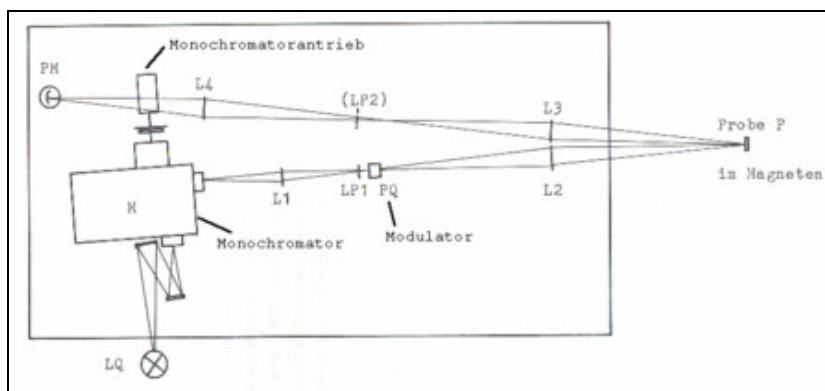


Abb 11: Aufbau eines Prismen- oder Gitterspektrometers.

Folgender Aufbau ist typisch für ein Gitterspektrometer im VIS- oder NIR- Bereich:



- Eine Lichtquelle „LQ“, je nach Wellenlängenbereich z. B. Xenon-Hochdrucklampe (Gasentladungslampe, sichtbarer Spektralbereich und angrenzende Bereiche) Halogenglühlampe (sichtbar bis MIR) durchstimmbare Laser (Abbildungsoptik und Monochromator können entfallen)
- Ein Abbildungssystem (im Bild zwei Spiegel) bildet die Lichtquelle „LQ“ auf den Monochromatoreintrittsspalt ab.
- Ein justierbarer Monochromator „M“ dient zum Einstellen der hindurchtretenden Wellenlänge. Er wird z. B. durch einen Schrittmotor angetrieben und liefert auch den Wert der Wellenlänge zur Auswertung.
- Mit einem weiteren Abbildungssystem „L₁“, „L₂“ wird die Strahlung vom Monochromatoraustrittsspalt auf die Probe fokussiert.
- Die zu untersuchende Probe „P“ ist im Bild beispielsweise ein Reflektor. In anderen Fällen wird eine Probenkammer (Küvette) durchstrahlt oder die Lichtquelle selbst ist das zu untersuchende Objekt.
- Mit dem Abbildungssystem „L₃“, „L₄“ wird das Signal auf einen Fotoempfänger „P“ abgebildet. Als Empfänger „P“ (siehe auch Strahlungsdetektor) kommen in Frage:
 - Fotodioden und Halbleiterdetektoren für den sichtbaren und angrenzende Bereiche und bei entsprechender Kühlung auch bis in das mittlere Infrarot (MIR).
 - Fotomultiplier für den sichtbaren Bereich und Ultraviolett
 - Bolometer und pyroelektrische Sensoren im mittleren und fernen Infrarot

Ein Analysesystem führt die momentanen Werte von Monochromator- Wellenlänge und Empfängersignal zusammen, stellt sie in einer Messkurve dar und analysiert sie. Heute ist dies meist ein Computer mit entsprechenden Schnittstellen plus Software.

Varianten:

- Bei bestimmten Untersuchungen zur Fotoleitung bildet die Probe selbst den Empfänger, so dass eines der Abbildungssysteme und der Fotoempfänger entfallen.
- Im MIR (Mittleres Infrarot) und Ultraviolett ab etwa 200 nm müssen die Abbildungen mit Hohlspiegeln (z. B. Aluminium auf Glas) erfolgen, da Glas nicht mehr transparent ist. Spiegel haben überdies den Vorteil einer wellenlängenunabhängigen Abbildungsgeometrie, während Linsen ohne Nachstellung nur für einen jeweils engen Spektralbereich verwendbar sind.



- Zwischen Lichtquelle und Monochromator wird oft noch ein Modulator angeordnet, um bei der Auswertung des Empfängersignals das Signal besser vom Umgebungslicht abgrenzen zu können. Der Modulator kann z. B. ein Polarisationsmodulator oder eine einfache Chopperscheibe sein.

Es gibt auch Spektrometer mit einem Polychromator, die das Spektrum nicht sequenziell durchscannen, sondern simultan aufnehmen. Dabei wird das dispergierende bzw. brechende Element erst hinter der Probe angeordnet und das Spektrum von einer Zeilenkamera, also einer linearen Anordnung von Fotodioden, simultan empfangen, so dass die Auswertelektronik nur noch diese Reihe von Empfängern abfragen und registrieren muss. Siehe auch Diodenarraydetektor.

Echelle- Polychromatoren verwenden Flächendetektoren zur Auswertung des Spektrums.

FTIR- Spektrometer:

Besonders Spektrometer im IR- Bereich arbeiten heute oft nach dem Prinzip eines Interferometers, bei diesen wird das Signal während der Verstellung des Interferometers computergestützt anhand der Fouriertransformation hinsichtlich der enthaltenen Frequenzen ausgewertet.

3. Messung und Messdaten

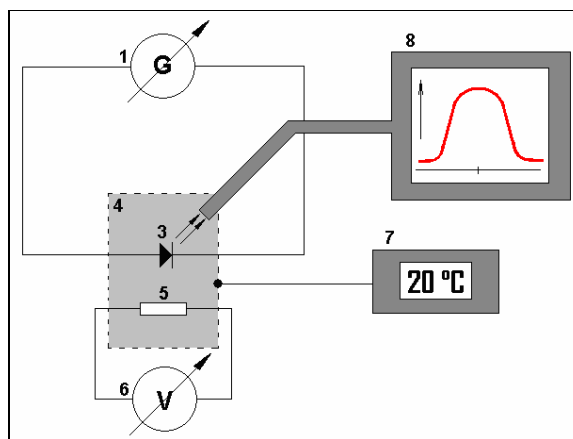


Abb. 12: Der Versuchsaufbau grafisch dargestellt.

Grundlage des Versuchsaufbaus ist die regelbare Konstantstromquelle (1), eingestellt auf 10[mA], welche den Strom liefert für die zu untersuchende LED (3) mit definierter Farbe. Die LED ist befestigt in einem Metallblock (4), der die thermische Kopplung zu einem Heizwiderstand (5) ermöglicht. Der wiederum wird über eine regelbare Konstantspannungsquelle (6) betrieben. So werden



verschiedene Temperaturen erreicht, die über das elektronische Thermometer (7) kontrolliert werden können. Das emittierte Licht der LED wird einem Spektrometer (8) zur Auswertung und Graphenbildung zugeführt.

Die Messwerte der emittierten Leistung „P_F“ im Einzelnen sortiert nach Farben für den festen Stromwert 10[mA] bei verschiedenen Temperaturen:

20[°C]: grau = nicht gemessen ; **Maxima**

λ [nm]	weiss[pW]	rot[pW]	grün[pW]	gelb[pW]	blau[pW]
350	47,6				29,0
360	61,1				73,3
370	47,4				850
380	40,2				1642
390	38,5				7400
400	45,5				21300
410	119,1				42100
420	643				57600
430	2850				60700
440	10820				53400
450	37100		6,1		42200
460	107400		5,6		32600
470	103100		5,4		24800
480	58300		5,3		18400
490	34500		5,8		13250
500	24300		6,2	7,9	9200
510	23500		10,6	9,0	
520	28500		35,9	13,6	
530	34400		157	35,1	
540	38900		661	135,7	
550	41400	17,7	3010	565	
560	42400	27,5	7300	1980	
570	42200	70	6700	6330	
580	41700	220	3780	23100	
590	40100	745	2120	81200	
600	37300	2270	1259	18000	
610	33700	5750	712	2050	
620	30000	15410	406	339	
630	26300	46500	245	68,0	
640	22500	132500	156,7	21,6	
650	18600	36900	109,7	11,9	
660	14680	5920	82,6	9,1	
670	14600	1218	85,5	8,3	
680	14390	303	92,9	8,1	
690	13300	83,9	89,6	7,8	
700	9540	31,6	77,9	7,5	
710	7160	18,1			
720	5280	12,7			
730	3920	10,9			
740	2880	10,1			
750	2140	10,2			
760	1685	11,5			
770	1270	15,0			
780	959	24,2			
790	725	33,6			

FernUniversität in Hagen

Fakultät für Mathematik und Informatik

Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik

Lehrgebiet Optische Nachrichtentechnik

FernUniversität



Hagen

800	549	35,1			
810	421				
820	326				
830	260				
840	217				
850	201				
860	219				
870	288				
880	446				
890	760				
900	1394				
910	2550				
920	4210				
930	4890				
940	3930				
950	2770				
960	2130				
970	1662				
980	1242				
990	1081				
1000	1054				

40[°C]: grau = nicht gemessen ; **Maxima**

λ [nm]	weiss[pW]	rot[pW]	grün[pW]	gelb[pW]	blau[pW]
350	56,7				25,8
360	73,3				53,6
370	56,9				763
380	47,8				1474
390	45,5				6330
400	53,2				18020
410	137,8				36200
420	767				50600
430	3550				54100
440	13680				48300
450	46100		6,4		38600
460	132300		5,8		30200
470	132200		5,5		23000
480	74600		5,6		17200
490	43600		6,0		12500
500	29700		6,7	15,6	8740
510	27900		13,2	20,0	
520	32900		45,7	40,1	
530	34000		188,0	125,2	
540	44100		700	487	
550	47000	19,1	2700	1940	
560	48100	31,6	7460	6740	
570	48000	82,0	7350	19600	
580	47300	449	4240	64400	
590	45300	809	2360	233000	
600	42000	2390	1347	97600	
610	38000	5820	740	9170	
620	33900	14400	414	1261	
630	29800	40100	245	242	
640	25400	117600	154,4	60,6	
650	21100	56900	107,0	24,8	

Björnsterne Zindler
Matrikel 6438342

OE

15. Januar 2008

Versuchsleitung: Dr. H. Knuppertz

FernUniversität in Hagen

Fakultät für Mathematik und Informatik

Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik

Lehrgebiet Optische Nachrichtentechnik

FernUniversität



Hagen

660	16700	7900		16,0	
670	16500	1550		13,6	
680	16240	398		12,5	
690	13900	101,8		11,7	
700	10800	35,9		11,3	
710	8120	19,5		12,7	
720	6000	13,4		16,3	
730	4460	11,4		17,1	
740	3290	10,6		9,8	
750	2460	10,8		8,8	
760	1830	12,1			
770	1451	15,7			
780	1098	24,4			
790	831	37,1			
800	631	41,1			
810	484				
820	376				
830	300				
840	251				
850	233				
860	257				
870	346				
880	544				
890	932				
900	1698				
910	3110				
920	5140				
930	6080				
940	5010				
950	3560				
960	2720				
970	2020				
980	1566				
990	1334				
1000	1275				

60[°C]: grau = nicht gemessen ; Maxima

λ [nm]	weiss[pW]	rot[pW]	grün[pW]	gelb[pW]	blau[pW]
350	57,3				20,1
360	75,6				37,8
370	59,1				647
380	49,2				1186
390	46,5				4620
400	53,7				12570
410	137,4				25000
420	780				35400
430	3680				38600
440	14300				35000
450	47100		6,3		28400
460	134700		5,8		22500
470	143500		5,6		17400
480	81500		5,5		13070
490	47600		6,1		9590
500	31300		6,9		680

Björnsterne Zindler
Matrikel 6438342

OE

15. Januar 2008

Versuchsleitung: Dr. H. Knuppertz

FernUniversität in Hagen

Fakultät für Mathematik und Informatik

Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik

Lehrgebiet Optische Nachrichtentechnik

FernUniversität



Hagen

510	28300		13,6		
520	32500		45,6		
530	38300		181,2		
540	42800		641		
550	45500		2070	661	
560	46600		6140	2180	
570	46500		6390	6120	
580	45700		3940	18060	
590	43800		2190	61600	
600	40700	1149	1213	59000	
610	36800	2700	650	6000	
620	32800	6280	356	799	
630	28800	16340	206	156,8	
640	24600	44500	126,7	796	
650	20400	43000	86,3	803	
660	16100	7780		158	
670	15900	1720		37,3	
680	15800	460		15,4	
690	13600	172		10,2	
700	10500	35,9		8,9	
710	7970	17,8		8,3	
720	5890	11,6		7,9	
730	4380	9,5		7,6	
740	3230	8,7		8,2	
750	2410	8,8		8,6	
760	1800	9,6		10,3	
770	1427	11,5		7,2	
780	1079	16,2		6,5	
790	818	29,6			
800	621	29,0			
810	477				
820	371				
830	297				
840	249				
850	233				
860	261				
870	356				
880	566				
890	971				
900	1738				
910	3130				
920	5180				
930	6300				
940	5390				
950	3890				
960	2160				
970	2170				
980	1600				
990	1401				
1000	1309				

Björnstjerne Zindler
Matrikel 6438342

OE

15. Januar 2008

Versuchsleitung: Dr. H. Knuppertz



4. Auswertung der Messdaten

Hauptproblem des Versuches ist der Umstand, dass die elektronische Aufzeichnung und Grafenbildung infolge eines technischen Defektes nicht erfolgen konnte. Es wurde manuelles Ablesen mit grobem Wellenlängenraster [10nm] vorgenommen. Bei schmalbandigen Spektren ist dies mit einem Verlust einiger essentieller Informationen verbunden. Daher wurde von der Praktikumsgruppe früh wichtige Spektrendaten mit freundlicher Genehmigung der Versuchsleitung, Herr Dr. H. Knuppertz, übernommen. Das ist auch daher möglich, weil es sich um dieselben LED handelt, welche auch in hiesigem Versuch untersucht werden. Weiterhin wurde der „grobe“ Graph der manuellen Ablesung durch mich mittels eines Grafenfittingprogramm nachinterpoliert. Günstig zeigte sich dies bei der Spektrenbreite.

Es folgen die Grafen der einzelnen LED. Die Spitzen in den Schaubildern sind dem groben Raster der manuellen Ablesung geschuldet und nachfolgender Behandlung mit dem Fittingprogramm.

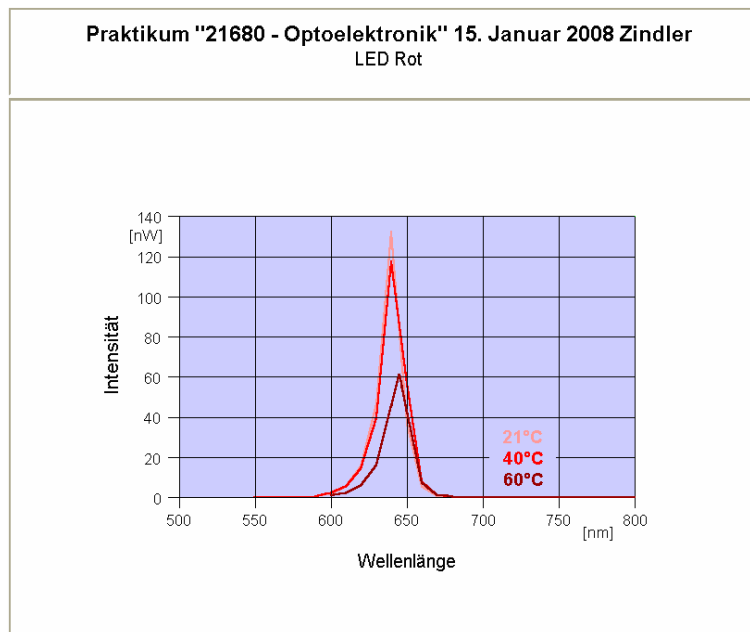


Abb. 13: Die originalen Messwerte der LED ROT grafisch dargestellt.

LED ROT:

Temperatur	P_{\max} [pW]	λ_{\max} [nm]	$\lambda_{FWHM;\min}$ [nm]	$\lambda_{FWHM;\max}$ [nm]	λ_{FWHM} [nm]
21[°C]	132 500	639, 0*	632, 5*	647, 0*	14, 5*
40[°C]	117 600	640, 0*	633, 5*	648, 0*	14, 5*
60[°C]	61 000*	644, 5*	634, 0*	653, 5*	19, 5*

*) Diese Felder beinhalten gefittete Daten!

Björnsterne Zindler Matrikel 6438342	OE	15. Januar 2008	Versuchsleitung: Dr. H. Knuppertz
---	----	-----------------	-----------------------------------



Praktikum "21680 - Optoelektronik" 15. Januar 2008 Zindler
LED Gelb

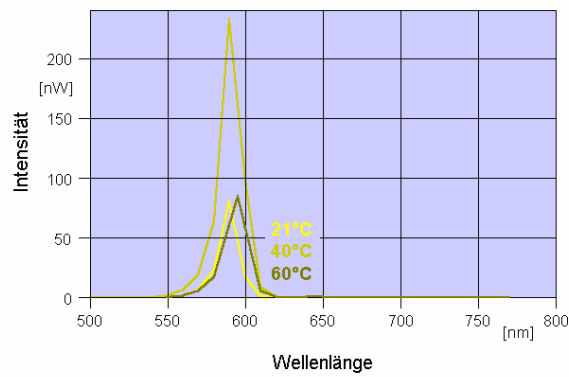


Abb. 14: Die originalen Messwerte der LED GELB grafisch dargestellt.

LED GELB:

Temperatur	P_{\max} [pW]	λ_{\max} [nm]	$\lambda_{\text{FWHM:min}}$ [nm]	$\lambda_{\text{FWHM:max}}$ [nm]	λ_{FWHM} [nm]
21[°C]	13 600**	591, 0*	585, 0*	595, 0*	10, 0*
40[°C]	6 580**	593, 0*	586, 0*	597, 0*	11, 0*
60[°C]	4 490**	595, 0*	588, 0*	611, 0*	23, 0*

*) Diese Felder beinhalten gefittete Daten!

***) Diese Werte sind mit Genehmigung aus den Messwerten der Praktikumsgruppe Früh entnommen.

Dabei ist definiert:

- P_{\max} = maximal gemessene Leistung
- λ_{\max} = Zentralwellenlänge
- $\lambda_{\text{FWHM:min}}$ = Halbleistungswellenlänge links von λ_{\max}
- $\lambda_{\text{FWHM:max}}$ = Halbleistungswellenlänge rechts von λ_{\max}

LED GRÜN:

Temperatur	P_{\max} [pW]	λ_{\max} [nm]	$\lambda_{\text{FWHM:min}}$ [nm]	$\lambda_{\text{FWHM:max}}$ [nm]	λ_{FWHM} [nm]
21[°C]	7 300	563, 0*	555, 0*	576, 0*	21, 0*
40[°C]	7 460	564, 0*	555, 5*	576, 5*	21, 0*
60[°C]	6 390	565, 0*	556, 0*	582, 0*	26, 0*

*) Diese Felder beinhalten gefittete Daten!

Björnsterne Zindler Matrikel 6438342	OE	15. Januar 2008	Versuchsleitung: Dr. H. Knuppertz
---	----	-----------------	-----------------------------------



Praktikum "21680 - Optoelektronik" 15. Januar 2008 Zindler
LED Grün

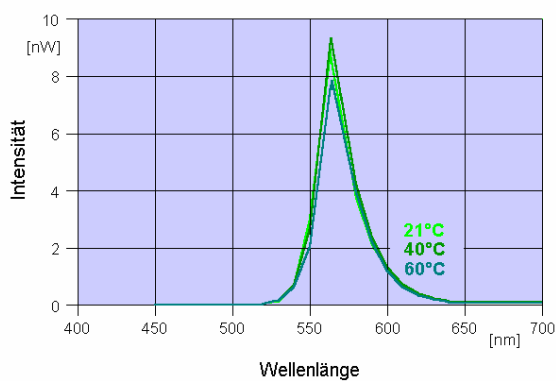


Abb. 15: Die originalen Messwerte der LED GRÜN grafisch dargestellt.

Praktikum "21680 - Optoelektronik" 15. Januar 2008 Zindler
LED Blau

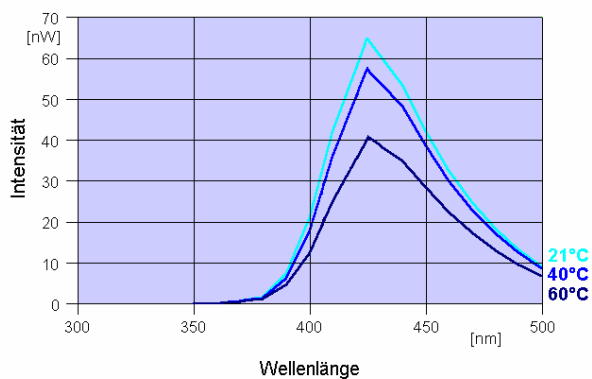


Abb. 16: Die originalen Messwerte der LED BLAU grafisch dargestellt.



LED BLAU:

Temperatur	P_{\max} [pW]	λ_{\max} [nm]	$\lambda_{FWHM;\min}$ [nm]	$\lambda_{FWHM;\max}$ [nm]	λ_{FHWM} [nm]
21[°C]	60 700	427, 5*	405, 5*	464, 0*	58, 5*
40[°C]	54 100	428, 0*	406, 0*	465, 5*	59, 5*
60[°C]	38 600	428, 0*	406, 0*	465, 0*	59, 0*

*) Diese Felder beinhalten gefittete Daten!

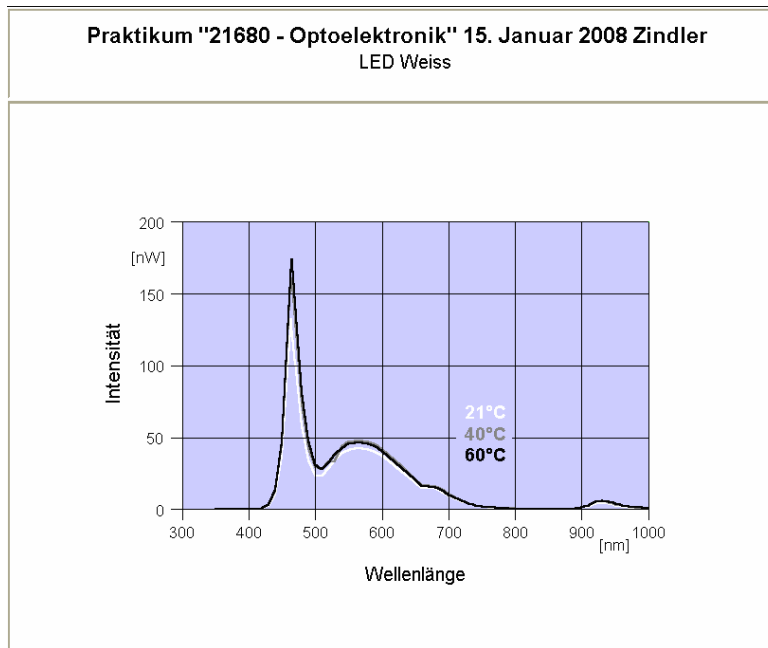


Abb. 17: Die originalen Messwerte der LED WEISS grafisch dargestellt.

LED WEISS (Werte globales Maximum):

Temperatur	P_{\max} [pW]	λ_{\max} [nm]	$\lambda_{FWHM;\min}$ [nm]	$\lambda_{FWHM;\max}$ [nm]	λ_{FHWM} [nm]
21[°C]	22 800	464, 5*	455, 0*	478, 0*	23, 0*
40[°C]	22 600	465, 0*	455, 0*	478, 5*	23, 5*
60[°C]	20 100	465, 5*	456, 0*	479, 0*	23, 0*

*) Diese Felder beinhalten gefittete Daten!

Die charakteristischen Werte einer LED in Abhängigkeit von der Temperatur sollen graphisch dargestellt werden:

Die Zentralwellenlänge:

λ_{\max}



	ROT			GELB			GRÜN			BLAU			WEISS		
T[°C]	21	40	60	21	40	60	21	40	60	21	40	60	21	40	60
λ_{\max}	639,5	640,0	644,5	591,0	593,0	595,5	563,0	564,0	565,0	427,0	428,0	428,0	464,5	465,0	465,5

In den folgenden Grafiken sind die Zentralwellenlängen eingezeichnet. Dabei sind die schwarzen Punkte, umhüllt mit der betreffenden LED- Farbe, die gemessenen Werte. Die eingezeichneten linearen Grafen sind die Regressionsgeraden der drei Messwerte in Abhängigkeit von der Temperatur in [°C]. Aus diesen ist der Temperaturkoeffizient von „ λ_{\max} “ berechenbar über die 1. Ableitung. Bei einer Funktion 1. Ordnung ist das der verbleibende konstante Wert.

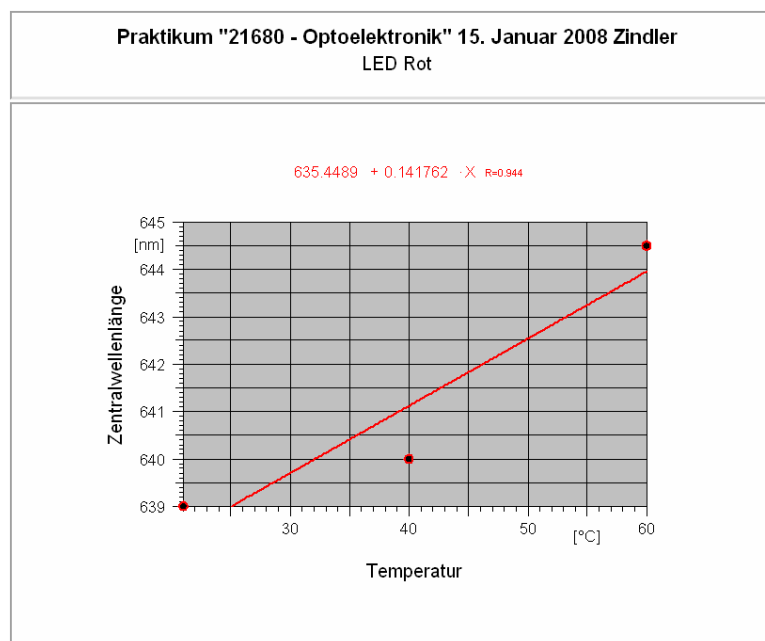


Abb. 18: Die Änderung der Zentralwellenlänge in Abhängigkeit von der Temperatur für ROT.

Die Regressionsgerade und die Berechnung des Temperaturkoeffizienten:

$$\lambda_{\max} [nm] = 0,142 \cdot T [°C] + 635,450$$

⇒

$$\lambda_{\max} [nm] = 0,142 \cdot (T + 273,15) [K] + 635,450 = 0,142 \cdot T [K] + 674,171$$

⇒

$$\frac{\partial}{\partial T} \lambda_{\max}^{(rot)} = 0,142 [nmK^{-1}]$$



Praktikum "21680 - Optoelektronik" 15.Januar 2008 Zindler
LED Gelb

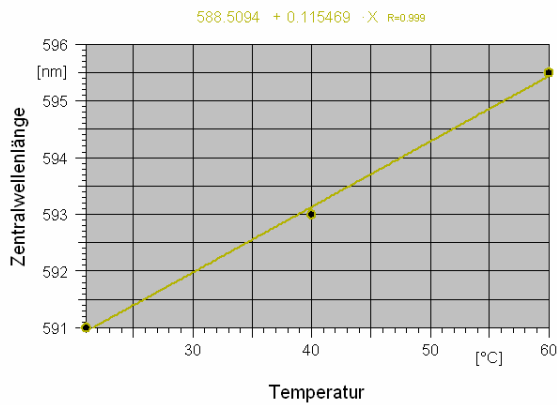


Abb. 19: Die Änderung der Zentralwellenlänge in Abhängigkeit von der Temperatur für GELB.

Praktikum "21680 - Optoelektronik" 15.Januar 2008 Zindler
LED Grün

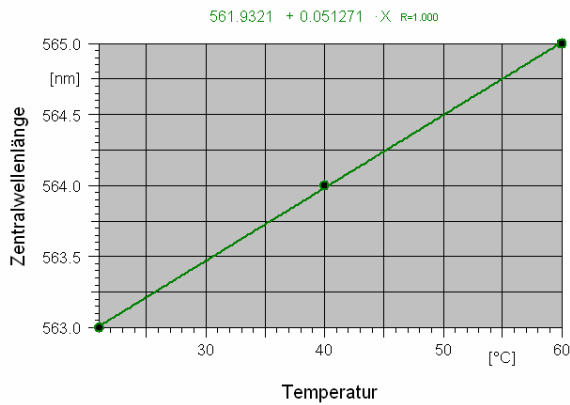


Abb. 20: Die Änderung der Zentralwellenlänge in Abhängigkeit von der Temperatur für GRÜN.



Praktikum "21680 - Optoelektronik" 15.Januar 2008 Zindler
LED Blau

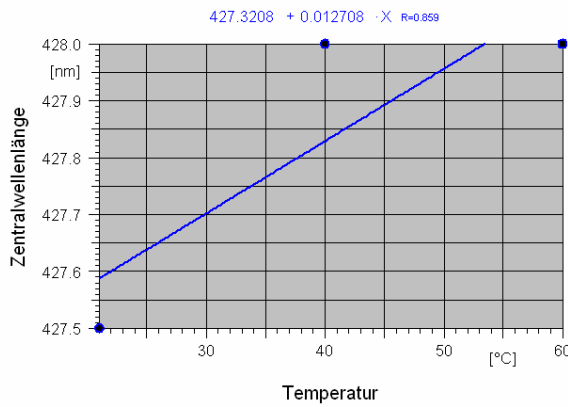


Abb. 20: Die Änderung der Zentralwellenlänge in Abhängigkeit von der Temperatur für BLAU.

Praktikum "21680 - Optoelektronik" 15.Januar 2008 Zindler
LED Weiss

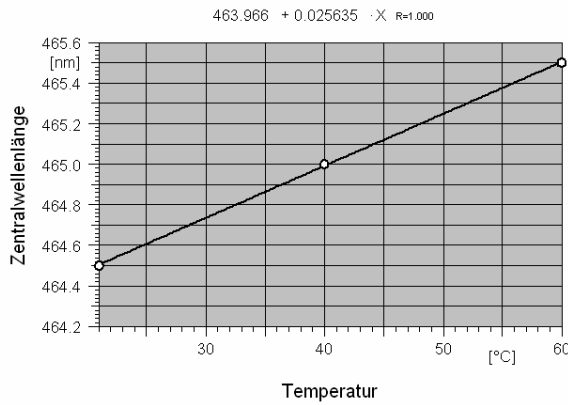


Abb. 21: Die Änderung der Zentralwellenlänge in Abhängigkeit von der Temperatur für WEISS.



Die Temperaturkoeffizienten der Zentralwellenlänge lassen sich zusammen tragen:

Temperaturkoeffizient der Zentralwellenlänge in [nmK⁻¹]

$\frac{\partial}{\partial T} \lambda_{\max}$	ROT	GELB	GRÜN	BLAU	WEISS
	0,142	0,115	0,051	0,013	0,026

Aus der Zentralwellenlänge lässt sich die **Bandlücke** „E_G“ berechnen über:

$$E_G = \frac{1239}{\lambda_{\max}} \left[\frac{nm \cdot eV}{nm} \right]$$

Bandlücke in [eV] in Abhängigkeit von der Temperatur[°C]

T	ROT			GELB			GRÜN			BLAU			WEISS		
E_G	1,940	1,937	1,924	2,098	2,091	2,084	2,202	2,198	2,194	2,900	2,897	2,897	2,669	2,666	2,663

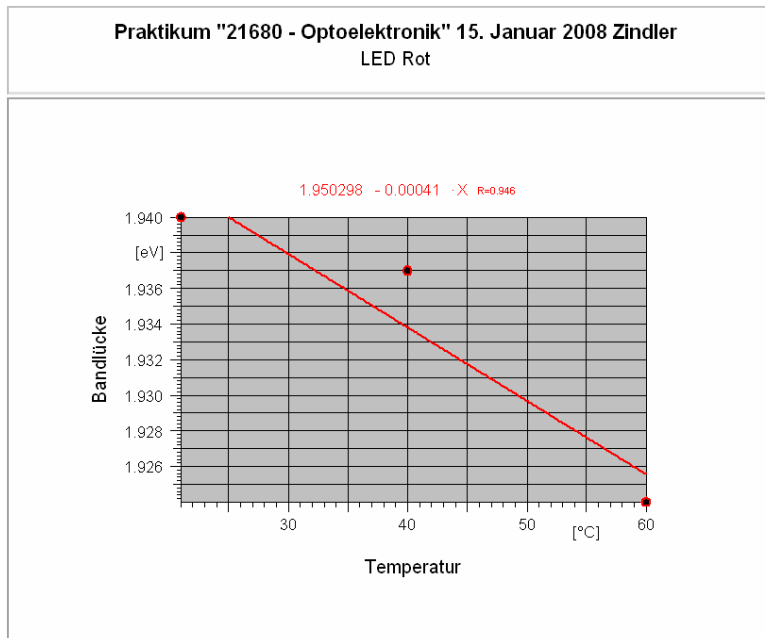


Abb. 22: Die Änderung der Bandlücke in Abhängigkeit von der Temperatur für ROT.

Auch hier wurde wieder linear regressiert für die Ermittlung des Temperaturkoeffizienten der Bandlücke.



Praktikum "21680 - Optoelektronik" 15. Januar 2008 Zindler
 LED Gelb

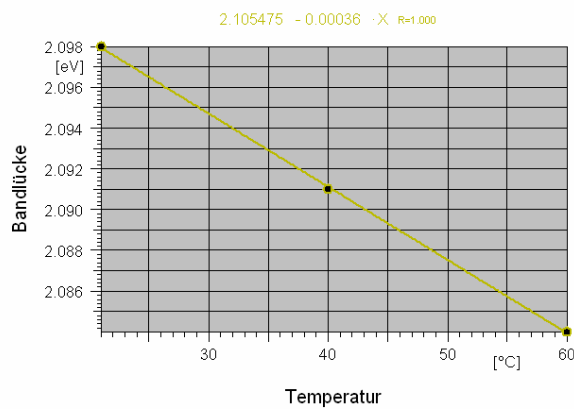


Abb. 22: Die Änderung der Bandlücke in Abhängigkeit von der Temperatur für GELB.

Praktikum "21680 - Optoelektronik" 15. Januar 2008 Zindler
 LED Grün

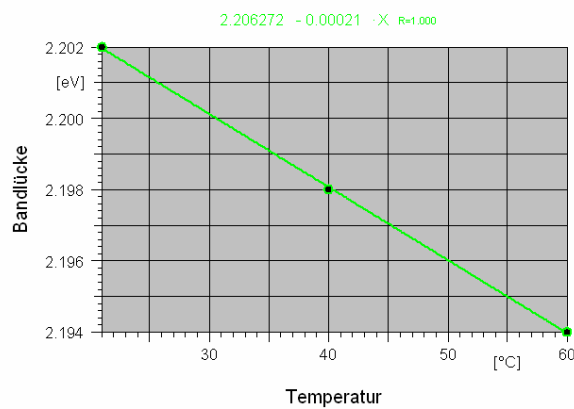


Abb. 23: Die Änderung der Bandlücke in Abhängigkeit von der Temperatur für GRÜN.



Praktikum "21680 - Optoelektronik" 15. Januar 2008 Zindler
LED Blau

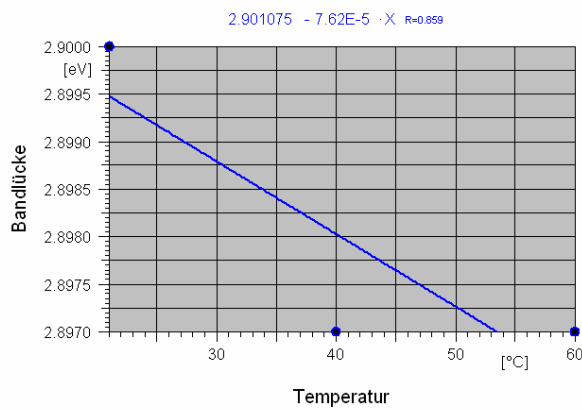


Abb. 24: Die Änderung der Bandlücke in Abhängigkeit von der Temperatur für BLAU.

Praktikum "21680 - Optoelektronik" 15. Januar 2008 Zindler
LED Weiss

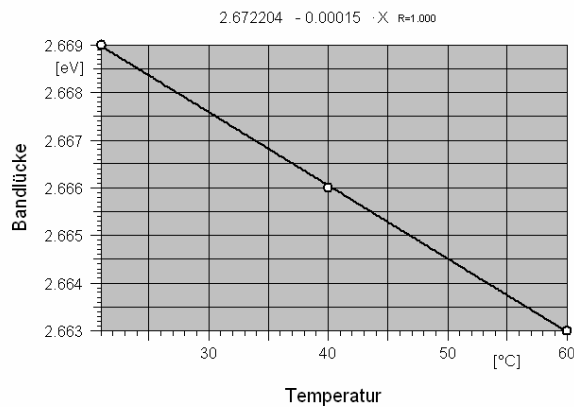


Abb. 22: Die Änderung der Bandlücke in Abhängigkeit von der Temperatur für WEISS.



Die Temperaturkoeffizienten der Bandlücke zusammen getragen:

Temperaturkoeffizient der Bandlücke in [μeVK^{-1}]

	ROT	GELB	GRÜN	BLAU	WEISS
$\frac{\partial}{\partial T} E_G$	-410	-360	-210	-80	-150

Als drittes wird die **spektrale Bandbreite** untersucht:

$$\Delta\lambda = \lambda_{\text{FWHM}}$$

Es war in den Messungen ermittelt worden:

Die gemessene spektrale Bandbreite in Abhängigkeit von der Temperatur

	ROT			GELB			GRÜN			BLAU			WEISS		
T[°C]	21	40	60	21	40	60	21	40	60	21	40	60	21	40	60
$\Delta\lambda[\text{nm}]$	14,5	14,5	19,5	10,0	11,0	23,0	21,0	21,0	26,0	58,5	59,5	59,0	23,0	23,5	23,0

Diese Werte grafisch dargestellt:

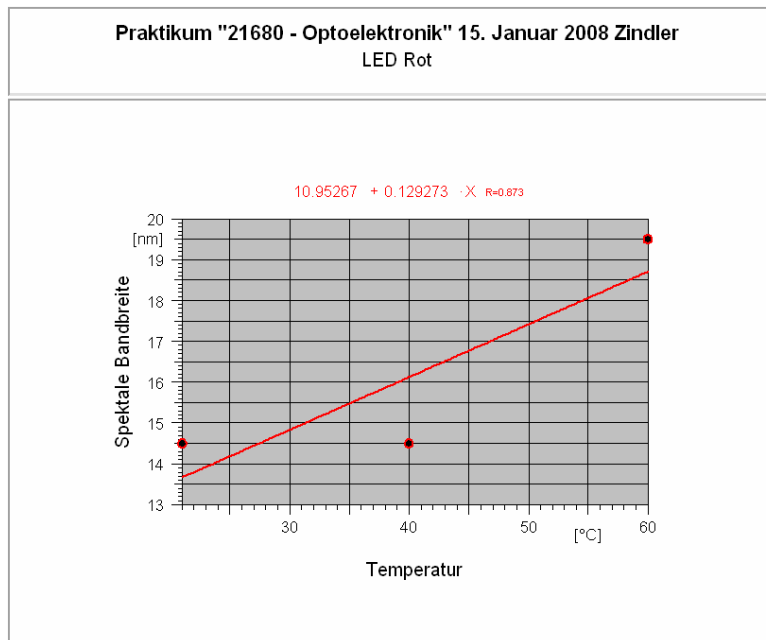


Abb. 23: Die Änderung der spektralen Bandbreite in Abhängigkeit von der Temperatur für ROT.



Praktikum "21680 - Optoelektronik" 15. Januar 2008 Zindler
 LED Gelb

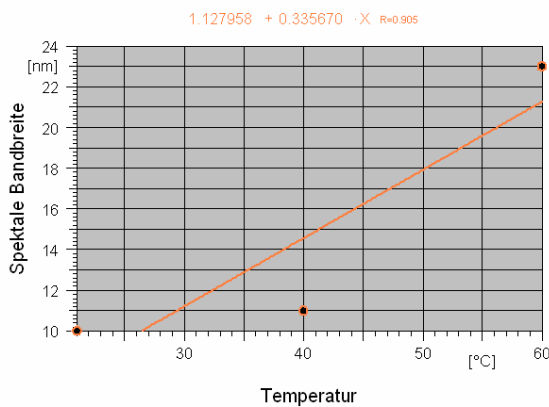


Abb. 24: Die Änderung der spektralen Bandbreite in Abhängigkeit von der Temperatur für GELB.

Praktikum "21680 - Optoelektronik" 15. Januar 2008 Zindler
 LED Grün

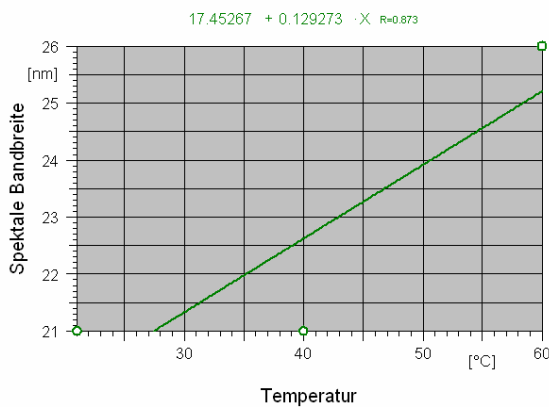


Abb. 25: Die Änderung der spektralen Bandbreite in Abhängigkeit von der Temperatur für GRÜN.



Praktikum "21680 - Optoelektronik" 15. Januar 2008 Zindler
 LED Blau

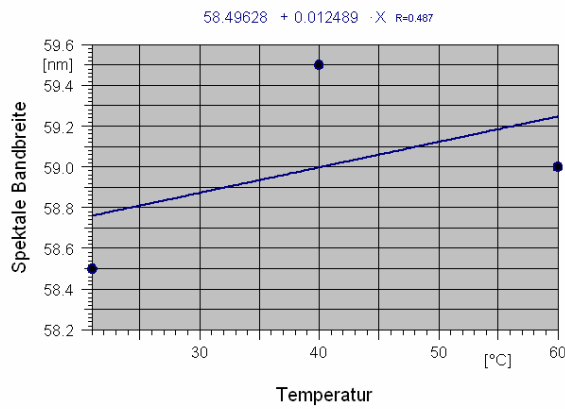


Abb. 26: Die Änderung der spektralen Bandbreite in Abhängigkeit von der Temperatur für BLAU.

Praktikum "21680 - Optoelektronik" 15. Januar 2008 Zindler
 LED Weiss

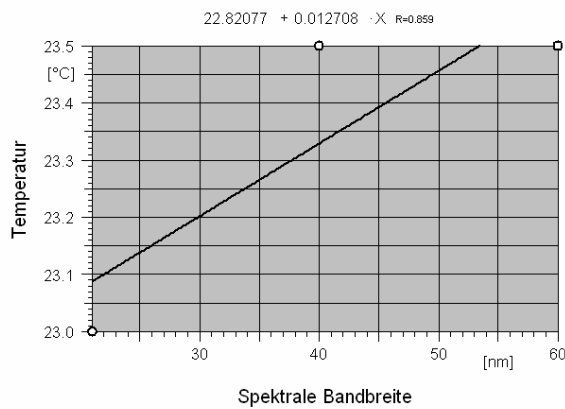


Abb. 27: Die Änderung der spektralen Bandbreite in Abhängigkeit von der Temperatur für WEISS.



Die Temperaturkoeffizienten der spektralen Bandbreite zusammen getragen:

Temperaturkoeffizient der spektrale Bandbreite in [nmK⁻¹]

	ROT	GELB	GRÜN	BLAU	WEISS
$\frac{\partial}{\partial T} \Delta\lambda$	0, 129	0, 336	0, 129	0, 012	0,013

Mit der Kenntnis über die spektrale Bandbreite „ $\Delta\lambda$ “ und der Zentralwellenlänge „ λ_{\max} “ lässt sich das **Plancksche Wirkungsquantum** abschätzen.

$$h = 6, 626 18 \cdot 10^{-34} [Js]$$

In den Vorbereitungen zum Versuch wurde folgende Proportionalität hergeleitet:

$$\Delta\lambda \propto \lambda^2$$

Daher ist es günstig das Plancksche Wirkungsquantum für hohe Werte von „T“ abzuschätzen. Gegeben ist die Berechnungsgrundlage der spektralen Breite:

$$\Delta\lambda \approx 2,4 \frac{k_B T}{hc} \lambda^2$$

⇒

$$h \approx 2,4 \frac{k_B T}{c} \cdot \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$$

⇒

$$h \approx 3,682 \cdot 10^{-38} \cdot \frac{\lambda_{\max}^2}{\Delta\lambda} \left[\frac{JKs}{Km} \cdot \frac{m^2}{m} = Js \right]$$

Für ein „T = 60[°C]“ gilt:

Die spektrale Bandbreite und Zentralwellenlänge für ein T = 60[°C]

	ROT	GELB	GRÜN	BLAU	WEISS
$\Delta\lambda [nm]$	19, 5*	23, 0*	26, 0*	59, 0*	23, 0*
$\lambda_{\max} [nm]$	644, 5*	595, 0*	565, 0*	428, 0*	465, 5*

*) Diese Felder beinhalten gefittete Daten!

⇒

$h \cdot 10^{-34} [Js]$	7, 843	5, 677	4, 521	11, 432	3, 469
-------------------------	--------	--------	--------	---------	--------

⇒

$$h = 6,588 \cdot 10^{-34} [Js]$$



Der errechnete Mittelwert des Planckschen Wirkungsquantums liegt mit nur 0,6% vom wahren Wert entfernt.

Als letztes sollen die temperaturabhängigen Maximalintensitäten der LED betrachtet und grafisch dargestellt werden:

$$I_{\max}$$

Folgende Werte sind vorhanden:

Die Intensitäten der LED in [pW]			
Temperatur in [°C]	21	40	60
ROT	132 500	117 600	61 000*
GELB	13 600**	6 580**	4 490**
GRÜN	7 300	7 460	6 390
BLAU	60 700	54 100	38 600
WEISS	22 800	22 600	20 100

*) Diese Felder beinhalten gefittete Daten!

***) Diese Werte sind mit Genehmigung aus den Messwerten der Praktikumsgruppe Früh entnommen.

Diese Werte werden grafisch dargestellt und linear regressiert:

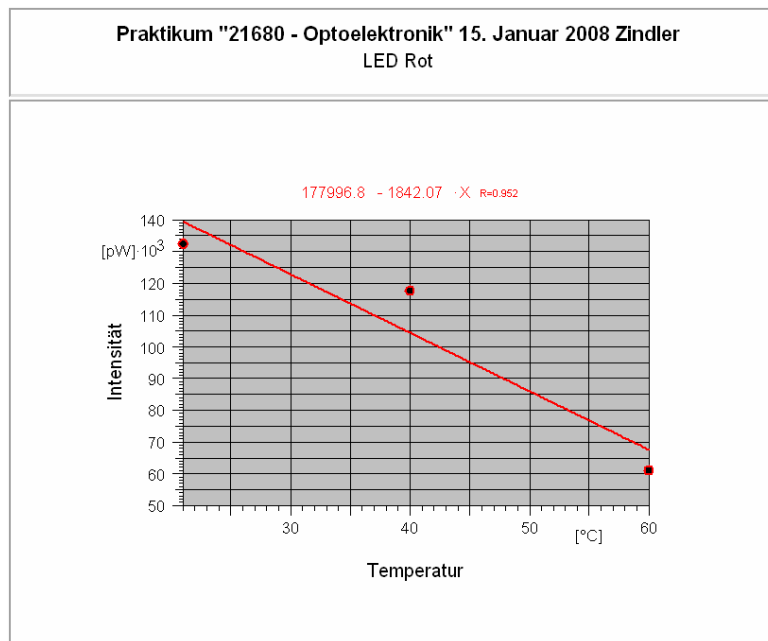


Abb. 28: Die Änderung der Intensität in Abhängigkeit von der Temperatur für ROT.



Praktikum "21680 - Optoelektronik" 15. Januar 2008 Zindler
LED Gelb

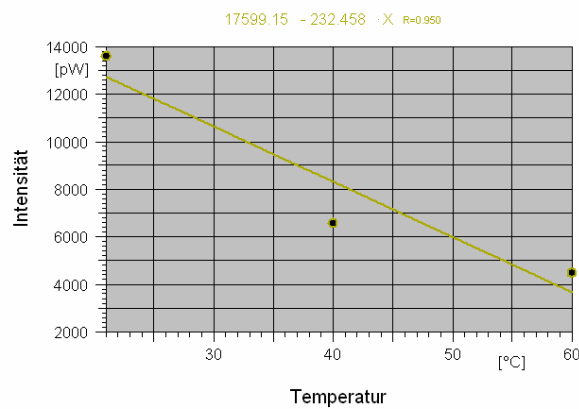


Abb. 29: Die Änderung der Intensität in Abhängigkeit von der Temperatur für GELB.

Praktikum "21680 - Optoelektronik" 15. Januar 2008 Zindler
LED Grün

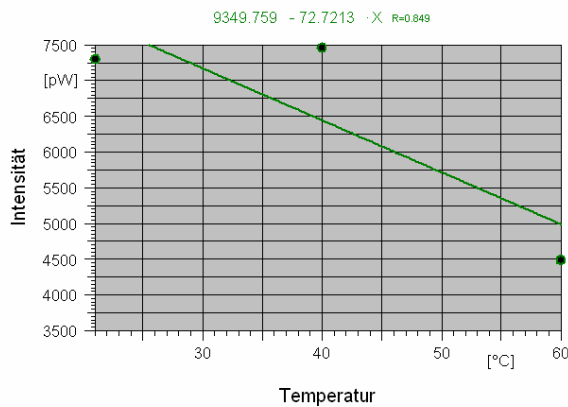


Abb. 30: Die Änderung der Intensität in Abhängigkeit von der Temperatur für GRÜN.



Praktikum "21680 - Optoelektronik" 15. Januar 2008 Zindler
LED Blau

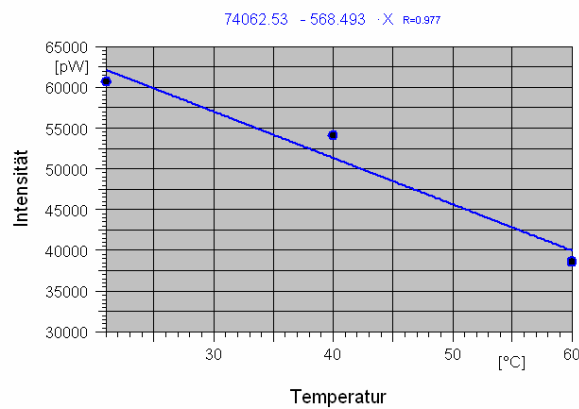


Abb. 31: Die Änderung der Intensität in Abhängigkeit von der Temperatur für BLAU.

Praktikum "21680 - Optoelektronik" 15. Januar 2008 Zindler
LED Weiss

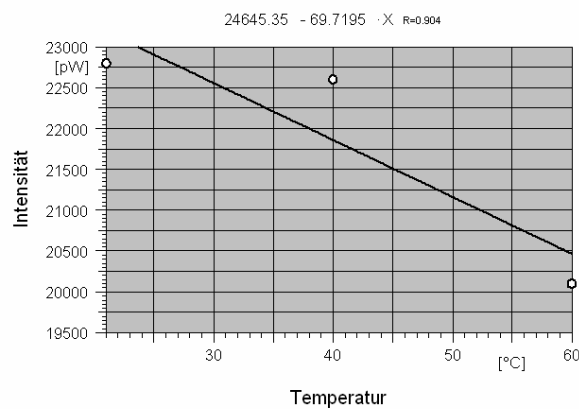


Abb. 32: Die Änderung der Intensität in Abhängigkeit von der Temperatur für WEISS.



Die Temperaturkoeffizienten der Intensität der einzelnen LED zusammen getragen:

Temperaturkoeffizient der Intensität in [pWK⁻¹]

ROT	- 1 842, 070
GELB	- 232, 458
GRÜN	- 72, 721
BLAU	- 568, 493
WEISS	- 69, 720

5. Bewertung der Messdaten und Vergleich mit den Vorhersagen

- Die charakteristischen Merkmale einer Emissionskurve (Zentralwellenlänge, spektrale Bandbreite, Maximalintensität) wurden im Abschnitt 4) der Messwertauswertung grafisch dargestellt in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur.
- Im Versuch wurde gemessen: **Die Zentralwellenlänge steigt mit der Temperatur.** Dieses Verhalten geht mit der Theorie konform. **Der Temperaturkoeffizient der Zentralwellenlänge ist positiv.**
- Aus der Zentralwellenlänge „ λ_{\max} “ wurden die Bandlücken „ E_G “ der LED berechnet.

Der Zusammenhang zwischen Zentralwellenlänge und Bandlücke ist definiert durch:

$$\lambda_{\max} \propto \frac{1}{E_G}$$

Daher, **der Wert der Bandlücke sinkt bei steigender Temperatur.** **Der Temperaturkoeffizient** folgend **im Wert immer negativ.** Die gemessenen Werte bestätigen die Theorie.

- Die spektrale Bandbreite wurde vermessen. Dabei besagt die Theorie: **Die spektrale Bandbreite steigt mit höher werdender Temperatur.** Die Messwerte bestätigen diese Voraussage.

Beachtenswert ist die Entwicklung der einzelnen Werte an der linken „ $\lambda_{FWHM;\min}$ “ bzw. rechten „ $\lambda_{FWHM;\max}$ “- Flanke der Emissionskurve. So gilt grundsätzlich für die Wellenlängenänderung in Abhängigkeit von der Temperatur:

$$d(\lambda_{FWHM;\min}) < d(\lambda_{FWHM;\max})$$



Der Grund ist theoretisch begründet aus der Tatsache, dass „ $\lambda_{FWHM;min}$ “ „nur“ mit „ E_G “ verknüpft ist aber „ $\lambda_{FWHM;max}$ “ direkt mit der Temperatur. Siehe dazu die Abbildung 4: Die spektrale Verteilung der Rekombinationsstrahlung und dessen physikalische Ursachen im Abschnitt 2.

- Aus der spektralen Bandbreite kann das Plancksche Wirkungsquantum abgeschätzt werden. Dabei wurde ein Wert ermittelt, der mit 0,6% genau von der physikalischen Konstante entfernt ist.

$$h_{Mess} = 6,5884 \cdot 10^{-34} [Js] \quad \leftrightarrow \quad h_{Theo} = 6,626 \cdot 10^{-34} [Js]$$

Betrachtet man die Standardabweichung mit ± 3 , 157[Js], dann ist der gemessene, gemittelte Wert wohl zufällig so genau.

- Zum Schluss wurden die Intensitäten an der Zentralwellenlänge in Abhängigkeit von der Temperatur untersucht. Theoretisch begründet muss gelten: **Die Intensitäten sinken mit steigender Temperatur. Der Temperaturkoeffizient ist negativ.** Die gemessenen Werte bestätigen die Theorie.

FernUniversität in Hagen

Fakultät für Mathematik und Informatik
Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik
Lehrgebiet Optische Nachrichtentechnik

FernUniversität



Hagen

Praktikum 21685

Optoelektronik

Björnstjerne Zindler
Matrikel: 6438342
B_Zindler@t-online.de

Versuch 3: Kennlinien von LED – Abstrahlcharakteristik

Zusammenfassung:

- Der **Öffnungswinkel** der untersuchten LED wurde mit $\pm 60[^\circ]$ bestimmt.
- Die **Abstrahlcharakteristik** als die eines Cosinus- Strahlers identifiziert.
- Die **elektrischen und optischen Einflüsse** auf diese Charakteristik untersucht.
- Das **Polardiagramm** der Abstrahlcharakteristik erstellt.

Korrektur

Namen:	Martin Mogl	Studiengang:	Photonik	Labor:	ONT
	Björnstjerne Zindler	Versuchstag:	15. Januar 2008	Abgabe:	Bis 10. März 2008
	-	Gruppe:	Spät	Versuchsleitung:	Dr. H. Knuppertz

FernUniversität in Hagen

Fakultät für Mathematik und Informatik
Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik
Lehrgebiet Optische Nachrichtentechnik

FernUniversität



Hagen

- [Raum für Notizen und Bemerkungen:](#)

Namen:	Martin Mogl	Studiengang:	Photonik	Labor:	ONT
	Björnstjerne Zindler	Versuchstag:	15. Januar 2008	Abgabe:	Bis 10. März 2008
	-	Gruppe:	Spät	Versuchsleitung:	Dr. H. Knuppertz



Kennlinien von LED – Abstrahlcharakteristik

1. Zielstellung des Versuchs
2. Vorbereitung auf den Versuch
3. Messung und Messdaten
4. Auswertung der Messdaten
5. Bewertung der Messdaten und Vergleich mit den Vorhersagen

1. Zielstellung des Versuchs

In diesem Versuchteil sollen elektrische und optische Kennlinien von farbigen LED vermessen werden. Es sind fünf LED vorhanden in den Farben rot, gelb, grün, blau und weiss.

Wir untersuchen das Abstrahlverhalten einer roten LED mit einem Aufbau auf einer optischen Bank. Die LED strahlt auf eine Mattscheibe, deren Bild mit einer Kamera aufgezeichnet wird. Mit einer Bildverarbeitungssoftware kann daraus eine Intensitätsverteilung gewonnen werden.

2. Vorbereitung auf den Versuch

- Zeichnen Sie die Strahlcharakteristik eines Cosinus- Strahlers (Lambert-Strahlers) in Polarkoordinaten.

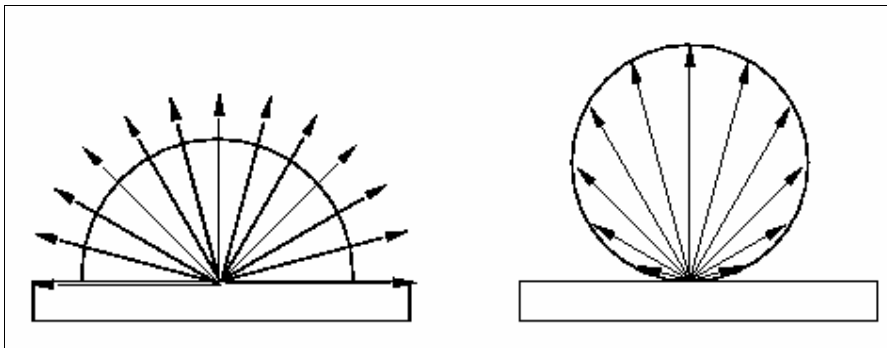


Abb. 1: Lichtstärkeverteilung und Leuchtdichte des Lambertstrahlers.

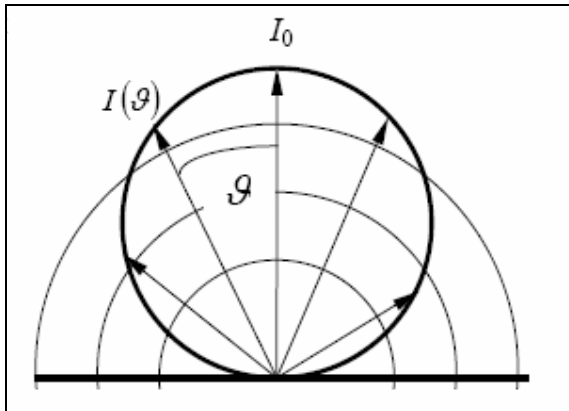


Abb. 2: Die Skizze zeigt Lambert- Funktion (Strahlungscharakteristik) in Polarkoordinaten – Form 1.

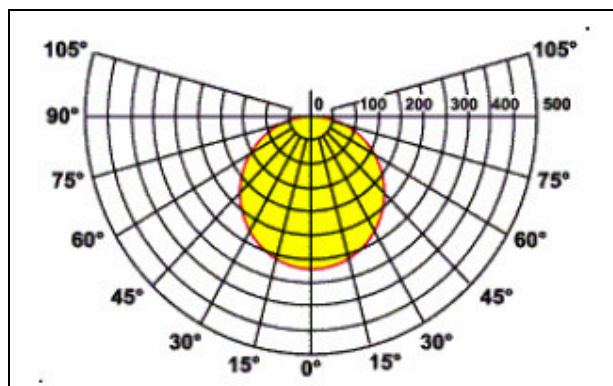


Abb. 3: Die Skizze zeigt Lambert- Funktion (Strahlungscharakteristik) in Polarkoordinaten - Form 2.

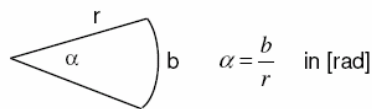
Physikalische Größen der **Lichtstärke**:

Lichtstärke

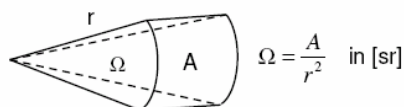
$$I = \frac{\text{Lichtstrom}}{\text{Raumwinkel}} = \frac{\phi_v}{\Omega} \quad \text{in} \quad \left[\frac{\text{lm}}{\text{W}} = \text{cd} \right]$$

Definition des Raumwinkels:

Ebener Winkel:



Raumwinkel:





Physikalische Größen der **Leuchtdichte**:

Leuchtdichte

Definiert als Lichtstrom pro Fläche und Raumwinkel bzw. Lichtstärke pro Fläche:

$$L = \frac{d^2\phi}{dA \cdot \cos\theta \cdot d\theta}$$

In der Regel ist L bekannt. Mit Ihr läßt sich relativ elegant die Beleuchtungsstärke berechnen.

Beispiele für Leuchtdichten:

Lichtquelle	Leuchtdichte [cd/m²]
Sonne	1,5*10 ⁹
Klarer Himmel	2000-12000
Bedeckter Himmel	1000-6000
Kerzenflamme	7000
Papier in gut beleuchtetem Büro	250
PC-Bildschirm	120
Untere Grenze der Hellempfindung	1*10 ⁻⁵

Physikalische Größen des **Lichtstroms**:

Lichtstrom

Berechnet sich aus der spektralen Strahlungsleistung mit einer Bewertung durch die Augenempfindlichkeit.

$$\phi_{v,\lambda} = k_{\max} \cdot V(\lambda) \cdot \phi_{e,\lambda}$$

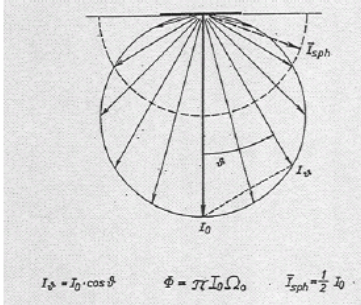
- mit $\phi_{v,\lambda}$: Visueller Lichtstrom bei der Wellenlänge λ
 $\phi_{e,\lambda}$: Energetischer Lichtstrom (Spektrale Strahlungsleistung) bei der Wellenlänge λ
 $V(\lambda)$: Empfindlichkeit bei der Wellenlänge λ

k_{\max} : Maximales photometrisches Strahlungsäquivalent
 = Umrechnungsfaktor zwischen [lumen] und [Watt] = 683 lm/W



Physikalische Größen des **Lambert- Strahlers**:

Lichtquelle, die aus allen Richtungen gleich hell ($L = const$) aussieht. Reflexion und Transmission sind vollkommen diffus (ideal streuend).



$$L = \frac{\rho E}{\pi \Omega_0} \quad E = \frac{d\Phi}{dA} \quad I(\vartheta, \varphi) = I_0 \cdot \cos \vartheta$$

$$L = \frac{\tau E}{\pi \Omega_0} \quad L = \frac{I}{A} \cos \varepsilon = const$$

Von der Fläche A reflektierter Lichtstrom:

$$\Phi_\rho = \int_{\Omega} I d\Omega = \Omega_0 \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\vartheta=0}^{\pi/2} I(\vartheta, \varphi) \sin \vartheta d\vartheta d\varphi = \Omega_0 \pi I_0 = \rho \Phi$$

$$\Rightarrow dI_0 = \frac{\rho d\Phi}{\pi \Omega_0}$$

$$\Rightarrow L = \frac{dI_0}{dA} = \frac{\rho E}{\pi \Omega_0}$$

Leuchtdichte von nicht selbstleuchtenden Flächen mit dem Reflexionsgrad „ ρ “ bei der auftreffenden Beleuchtungsstärke E :

$$L = \frac{E \cdot \rho}{\pi}$$

Lambertsches Gesetz:

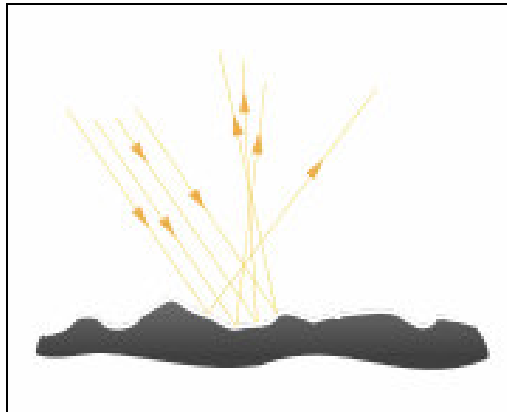


Abb. 4: Unebene Oberfläche als Modellvorstellung für diffuse Streuung, die nicht notwendigerweise dem Lambertschen Gesetz gehorcht.

Das Lambertsche Gesetz (Lambertsches Kosinusetz), formuliert von Johann Heinrich Lambert, beschreibt die Abhängigkeit der Lichtstärke eines ideal diffus reflektierenden Flächenstücks (einer sogenannten Lambertschen Fläche) vom Betrachtungswinkel „ θ “.



„L“ sei eine Konstante, „A“ ein Flächenelement und „ θ “ der Ausstrahlungswinkel (Betrachtungswinkel) bezogen auf die Flächennormale, dann gilt für die Lichtstärke „I“ einer lambertschen Fläche das lambertsche Kosinusetz:

$$I = A \cdot L \cdot \cos \theta$$

Das Verhältnis von Lichtstärke und reduzierter Fläche (in Betrachtungsrichtung projiziert), $\frac{I}{A \cdot \cos \theta} = L$ ist gerade die **Leuchtdichte der Fläche**. Sie ist bei einer **Lambertschen Fläche von der Betrachtungsrichtung unabhängig**. Papier z. B. folgt in guter Näherung dem lambertschen Gesetz: es erscheint gleich hell, egal, von welcher Richtung man darauf schaut.

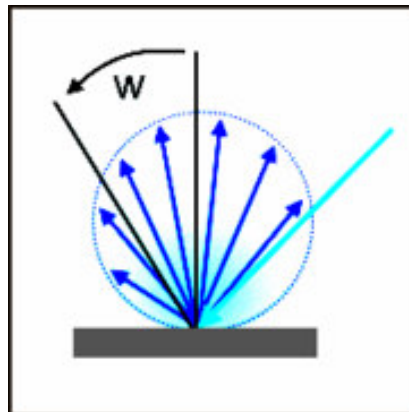


Abb 5: Eine Lambertsche Fläche reflektiert maximal senkrecht zur Oberfläche, unabhängig von der Einstrahlungsrichtung.

Die Beleuchtung einer Lambertschen Fläche hängt vom Einstrahlungswinkel „w“ zur Normalen ab. Die Abhängigkeit ergibt sich aus der effektiven Fläche pro Flächenelement, die mit dem Kosinus von „w“ kleiner wird (wegen der perspektivischen Verkürzung).

Für ein Flächenelement „dA“ und einen festen Betrachtungswinkel gilt:

$$dI = L \cdot dA \cdot \cos(w)$$

Anschaulich: Die Helligkeit ist abhängig vom Winkel „w“ zwischen dem Vektor zur Lichtquelle und dem Oberflächennormalenvektor. Ein großer Winkel „w“ bedeutet einen flachen Lichteinfall, der einen kleineren Lichtstrom pro Flächeneinheit ergibt. Daraus resultiert dann die geringere Intensität der diffusen Reflexion.



Die Leuchtdichte resultiert aus dem Beitrag vieler Flächenelemente. Bei Betrachtung unter schrägem Blickwinkel schrumpft die Größe der Flächenelemente um $\cos(\theta)$. Da die Bezugsfläche unverändert ist, nimmt die Zahl der Flächenelemente, die zur Leuchtdichte beitragen, entsprechend zu. Gleichzeitig sinkt ihre Lichtstärke aber um $\cos(\theta)$. Die Leuchtdichte ist von θ unabhängig.

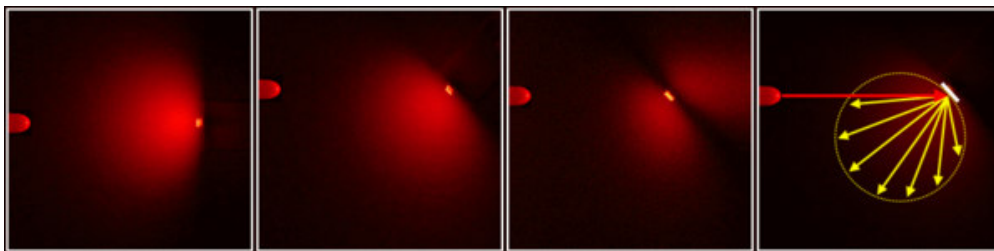


Abb. 6: Reflexionsverhalten eines dünnen, senkrecht zur Bildebene stehenden Papierstreifens (links und rechts) und eines Transparentpapier- Streifens (3. von links) (©Wikipedia).

Eine gute Näherung für einen Lambertschen Strahler ist Papier. Kleine Luft einschlüsse zwischen den Fasern bilden Streuzentren für das sichtbare Licht. Fehlen sie, zum Beispiel durch Tränken des Papiers mit Wasser, verliert Papier seine Reflexionseigenschaften und wird transparent.

Die Bilder oben veranschaulichen die Aussage des Lambertschen Gesetzes an einem Experiment. Von links strahlt rotes Licht auf einen dünnen Papierstreifen, der senkrecht zur Bildebene steht. Im linken Bild trifft die Strahlung senkrecht auf den Streifen, im mittleren Bild im Winkel von ca. 45° auf den gedrehten Streifen. Im dritten Bild bestrahlt das Licht Transparentpapier im Winkel von 45° .

Die Streueigenschaften von Papier kommen denen einer Lambertschen Fläche recht nahe. Die diffuse Rückstreuung ist in der Richtung senkrecht zum Papierstreifen am größten und unabhängig von der Einstrahlungsrichtung. Dies gilt auch für durchscheinende Streuscheiben (mattes Milchglas) und ansatzweise auch für Transparentpapier.

Das vierte Teilbild zeigt schematisch die kreisförmige Kosinus- Abhängigkeit der Intensität vom Ausstrahlungswinkel für eine nichttransparente Lambertsche Fläche.

Die Leuchtdichte resultiert aus dem Beitrag vieler Flächenelemente. Bei Betrachtung unter schrägem Blickwinkel schrumpft die Größe der Flächenelemente um $\cos(\theta)$. Da die Bezugsfläche unverändert ist, nimmt die Zahl der Flächenelemente, die zur Leuchtdichte beitragen, entsprechend zu. Gleichzeitig sinkt ihre Lichtstärke aber um $\cos(\theta)$. Die Leuchtdichte ist von θ unabhängig.

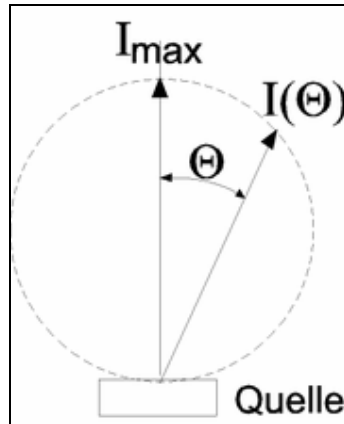


Abb. 6: Lambert- Strahler

Ein Lambert- Strahler ist ein physikalisch idealer Strahler. Die Strahldichte (bzw. Leuchtdichte) eines Lambert- Strahlers ist nach allen Richtungen konstant. Beispiel: Eine glühende Kugel erscheint in allen Richtungen gleichmäßig hell. Ein schwarzer Strahler etwa absorbiert Strahlung und emittiert sie entsprechend dem Lambertschen Gesetz. Die Helligkeit einer glühenden Metallplatte ändert sich nicht, wenn sie gegenüber der Blickrichtung verkippt wird. Als Lambert- Strahler wird also eine Strahlungsquelle bezeichnet, deren Strahlstärke einem cos- Gesetz folgt:

$$I = I_{\max} \cos \theta$$

Dabei kennzeichnet „ $\theta = 0$ “ die Hauptstrahlrichtung.

Typische Lambert- Strahler sind Leuchtdioden ohne Plastiklinse und die Dipolantenne ($\lambda/2$ - Dipol).

- Wie sieht das Intensitätsmuster des Cosinus- Strahlers auf einer angeleuchteten planen Mattscheibe aus?

Die Intensität eines Cosinus- Strahlers folgt der goniometrischen Kosinusfunktion:

$$I \propto I_{\max} \cos x$$

Für eine Koordinatendrehung um 90° ergibt sich dann analog:

$$I \propto I_{\max} \cos y$$



Beide Hauptebenen zusammen gefasst über den Koordinatendrehwinkel „ φ “:

$$I \propto I_{\max} \cos(x \cos \varphi + y \sin \varphi)$$

Über den Winkel ist bekannt:

$$\sin \varphi = \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \quad \cos \varphi = \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}}$$

⇒

$$I \propto I_{\max} \cos \sqrt{x^2 + y^2}$$

Damit kann das Intensitätsmuster auf einer planen Mattscheibe dargestellt werden mit den Parametern „ $I_{\max} = 1$ “ und „ $x = -\pi/2 \dots +\pi/2$ “, „ $y = -\pi/2 \dots +\pi/2$ “ (Simulation mit Maple[©]):

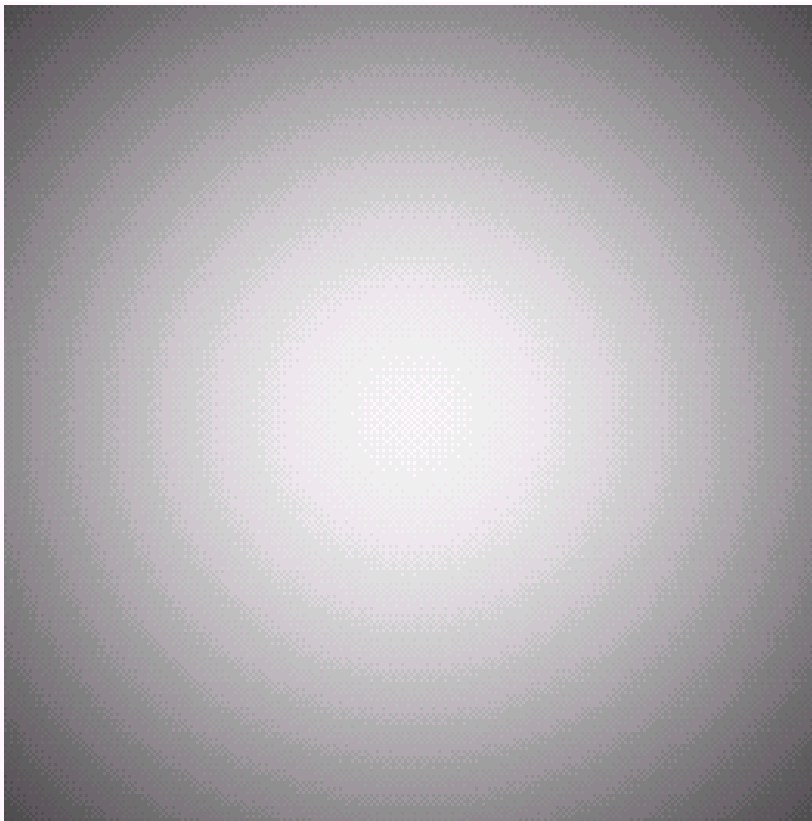


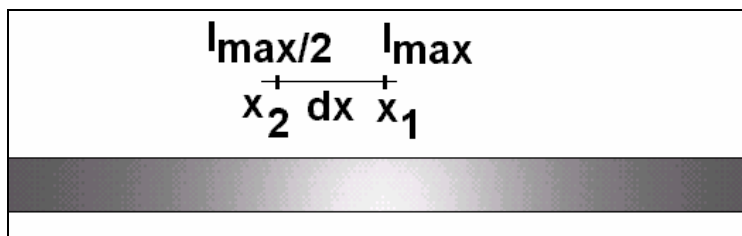
Abb. 7: Das Intensitätsmuster eines Cosinus- Strahlers auf einer planen Mattscheibe grafisch dargestellt.



- Erläutern Sie, wie ein planares, laterales Intensitätsmuster in ein Polardiagramm überführt werden kann.

Bekannt ist der Abstand zwischen Lichtquelle und Bildschirm „ z_0 “.

Bekannt ist der Wert „ dx “ zwischen Maxima und Halbmaxima.



⇒

$$dx = x_2 - x_1 = x_2 - 0 = x_2$$

Für die Intensität auf einer Mattscheibe war gegeben:

$$I \propto I_{\max} \cos x$$

Die Maxima damit definiert für den Idealfall:

$$\frac{1}{2} = \cos x_2 \quad x_2 = 60^\circ$$

Für den Fall das ein anderer Wert für „ x_2 “ z. B. „ x^* “ gemessen wurde muss dann gelten:

$$I \propto I_{\max} \cos ax$$

Mit:

$$a = \frac{\arccos \frac{1}{2}}{x^*} = \frac{\pi}{3x^*}$$

Und:

$$x = \pm \frac{\pi}{2a} = \pm \frac{3}{2} x^*$$

Beispiel:

$$x^* = 50^\circ \equiv \frac{5}{18} \pi$$

⇒



$$a = \frac{\pi}{3} \cdot \frac{18}{5\pi} = \frac{18}{5}$$

⇒

$$x = \pm \frac{3}{2} \cdot \frac{5}{18} \pi = \pm \frac{5}{12} \pi$$

⇒

$$I \propto \cos \frac{18}{15} x \quad \text{mit:} \quad -\frac{5}{12} \pi \leq x \leq +\frac{5}{12} \pi$$

⇒

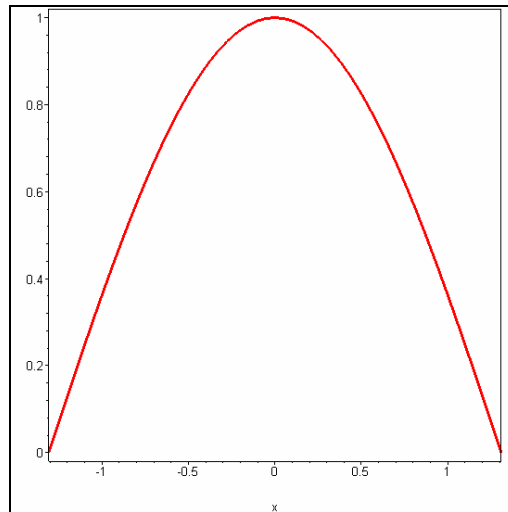


Abb 8: Der Cosinus- Strahler in Kartesischen Koordinaten.

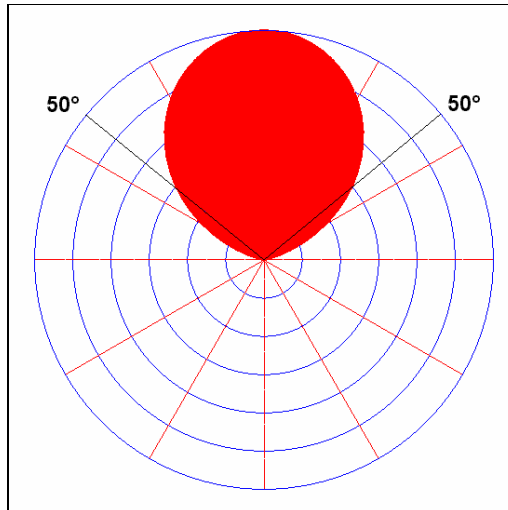


Abb 9: Der Cosinus- Strahler im Polardiagramm.



- Wie ist der Öffnungswinkel für eine gerichtete Strahlung definiert? Wie groß ist er für einen Cosinus- Strahler.

Der Abstrahlwinkel „ α “ oder auch Halbwertswinkel oder auch Öffnungswinkel, ist definiert als der Winkel zwischen den beiden Linien, die ausgehend von der LED Spitze die Kurve mit 50% der Maximallichtstärke schneiden.

Diese Definition ist näherungsweise auf LED Leuchtmittel und LED Lampen übertragbar.

- Für den Flächenstrahler mit einer Intensitätsproportionalität von:

$$I \propto \frac{1}{r^2}$$

Gilt dann ein Öffnungswinkel von:

$$\alpha = 2 \cdot 90^\circ = 180^\circ$$

⇒

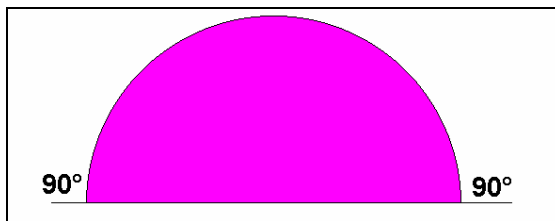


Abb. 10: Der Öffnungswinkel mit 90[°].

Das entspricht einer LED ohne Linse.

Für einen Strahler mit idealer Kosinuscharakteristik gilt dann:

$$\alpha = 2 \cdot 60^\circ = 120^\circ$$

⇒

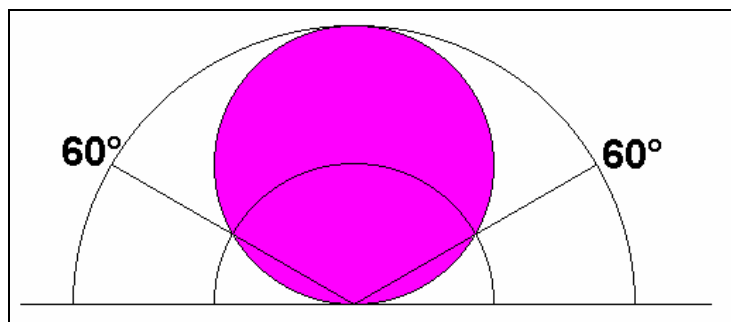


Abb. 11: Der Öffnungswinkel mit 60[°].



In folgender Abbildung ist „ $\alpha = 100^\circ$ “ als nichtidealer Strahler mit Kugelcharakteristik (z. B. LED mit Linse):

$$\alpha = 2 \cdot 50^\circ = 100^\circ$$

⇒

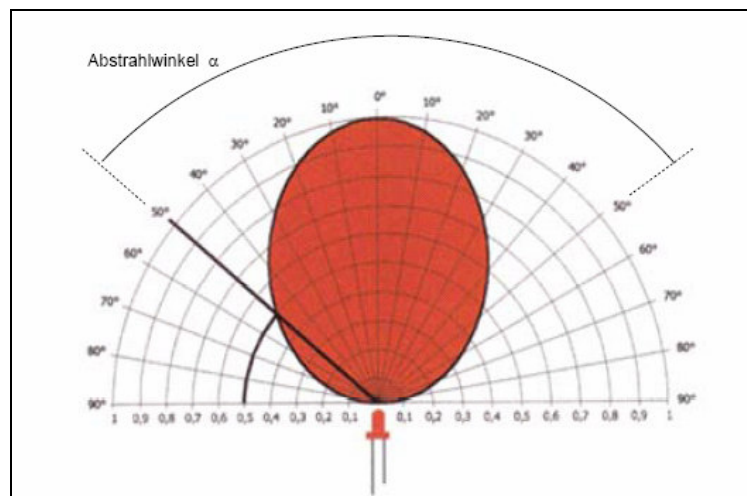


Abb. 12: Der Öffnungswinkel einer LED mit 100° .

3. Messung und Messdaten

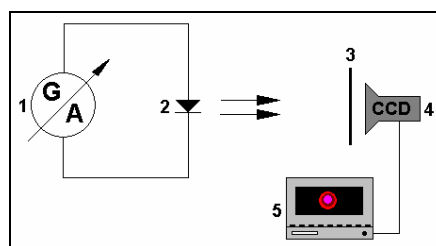


Abb. 13: Der Versuchsaufbau grafisch dargestellt.

Grundlage des Versuchsaufbaus ist die regelbare Konstantstromquelle (1G) mit integrierter Amperemeterfunktion (1A) im [mA]- Bereich, welche den Strom liefert für die zu untersuchende LED (2) mit roter Farbe. Das emittierte Licht wird über eine auswechselbare Dämpfungsglasplatte (3) auf eine Kamera (4) geleitet, von dieser aufgenommen, zum Laptop (5) übertragen und von diesem abgespeichert. Von mehreren Aufnahmen erwiesen sich 3 als auswertungsfähig.

Der Abstand zwischen LED und Kamera betrug 20[mm].



Bild 1:

LED 10[mA] – leicht gedämpft:

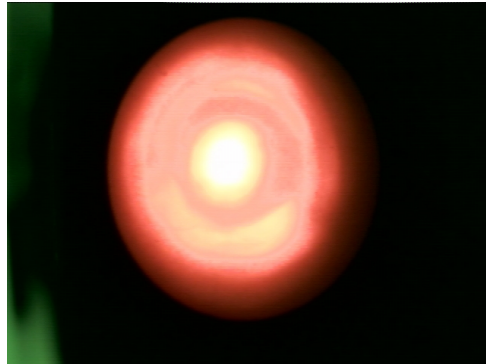


Bild 2:

LED 10[mA] – stark gedämpft:

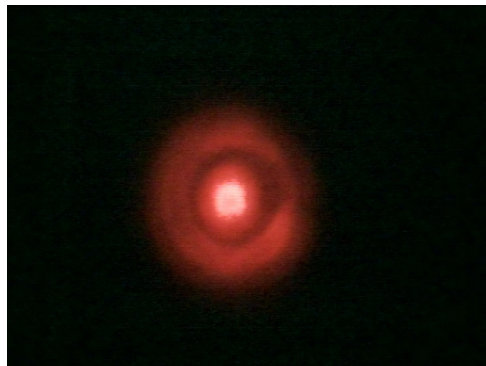


Bild 3:

LED 5[mA] – leicht gedämpft:





4. Auswertung der Messdaten

Das Auslesen des Intensitätsprofils erfolgte mit dem Programm „ImageJ“. Da die vorliegende LED eine rotationssymmetrische „5mm – LED – rund“ ist, reicht es, das Profil für eine Ebene nur zu erstellen.

In den folgenden Abbildungen ist die Auswirkung der Dämpfung zu beobachten, So ist deutlich in den niedrigen Intensitäten das Rauschen der Messapparatur zu erkennen, wenn stark gedämpft wird.

Weiterhin bewirkt die Dämpfung eine Versteilerung der Flanken, was die Messgenauigkeit herabsetzt.

Die Auswirkungen auf die Nebenkeulen des Strahlprofils sind ebenfalls zu sehen.

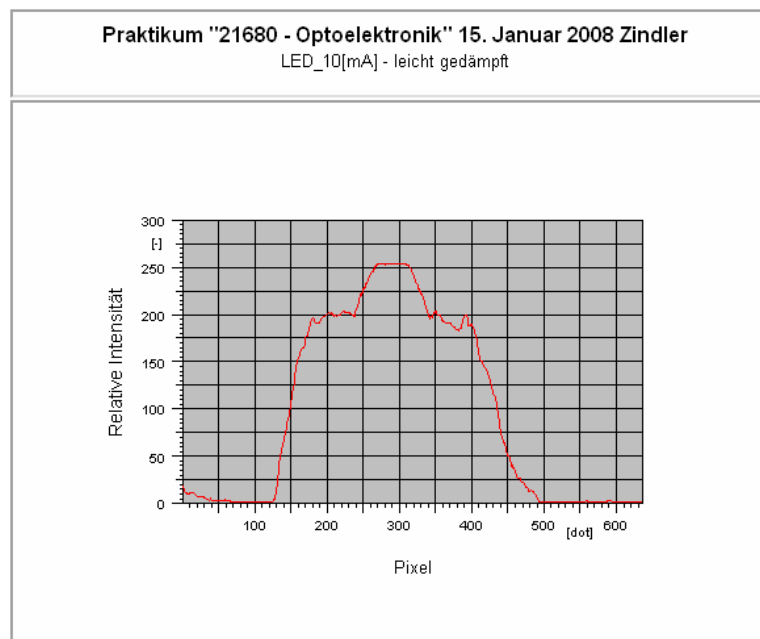


Abb. 14: Das relative Intensitätsprofil der LED – Bild - 1.



Praktikum "21680 - Optoelektronik" 15. Januar 2008 Zindler
LED_10[mA] - stark gedämpft

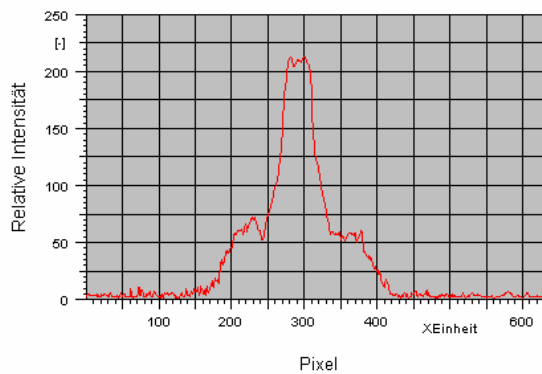


Abb. 15: Das relative Intensitätsprofil der LED – Bild - 2.

Praktikum "21680 - Optoelektronik" 15. Januar 2008 Zindler
LED_5[mA] - leicht gedämpft

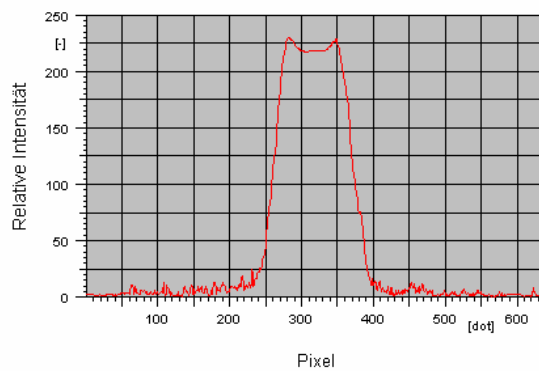


Abb. 16: Das relative Intensitätsprofil der LED – Bild - 3.

FernUniversität in Hagen

Fakultät für Mathematik und Informatik

Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik

Lehrgebiet Optische Nachrichtentechnik

FernUniversität



Hagen

Für eine Weiterverarbeitung ist eine Datenreduktion von Vorteil. Als ausreichend wird eine Zehntel- Teilung der Daten angenommen. So ergibt sich für Bild 1:

Teiler	$I_{MIN} ; I_{MAX}$	PIX_{MIN}	PIX_{MAX}	$L_{MIN}[cm]$	$L_{MAX}[cm]$
$^{10}/_{10}$	258 ; 258	290	290	- 0, 00	+ 0, 00
$^9/_{10}$	232 ; 232	254	308	- 0, 95	+ 0, 48
$^8/_{10}$	206 ; 206	241	338	- 1, 29	+ 1, 27
$^7/_{10}$	181 ; 181	173	404	- 3, 09	+ 3, 02
$^6/_{10}$	155 ; 155	162	411	- 3, 38	+ 3, 20
$^5/_{10}$	129 ; 129	154	426	- 3, 60	+ 3, 60
$^4/_{10}$	103 ; 103	150	435	- 3, 70	+ 3, 84
$^3/_{10}$	77 ; 77	143	440	- 3, 89	+ 3, 97
$^2/_{10}$	52 ; 52	135	449	- 4, 10	+ 4, 21
$^1/_{10}$	26 ; 26	132	467	- 4, 18	+ 4, 68

Das Intensitätsmaximum liegt hier bei $I_{MAX} = 258$ [Einheiten]. Die Werte für L_{MIN} L_{MAX} sind der Abstand von I_{MAX} . Der Maßstab berechnet sich aus der Tatsache, dass das Bild die Größe 16, 93[cm] bei 640 Pixeln besitzt (96 dpi). Für Bild 2 gilt:

Teiler	$I_{MIN} ; I_{MAX}$	PIX_{MIN}	PIX_{MAX}	$L_{MIN}[cm]$	$L_{MAX}[cm]$
$^{10}/_{10}$	212 ; 212	295	295	- 0, 00	+ 0, 00
$^9/_{10}$	191 ; 191	275	309	- 0, 53	+ 0, 37
$^8/_{10}$	170 ; 170	272	311	- 0, 60	+ 0, 43
$^7/_{10}$	148 ; 148	270	312	- 0, 66	+ 0, 45
$^6/_{10}$	127 ; 127	267	314	- 0, 74	+ 0, 51
$^5/_{10}$	106 ; 106	263	322	- 0, 84	+ 0, 72
$^4/_{10}$	85 ; 85	255	328	- 1, 05	+ 0, 88
$^3/_{10}$	64 ; 64	218	334	- 2, 03	+ 1, 03
$^2/_{10}$	42 ; 42	192	382	- 2, 69	+ 2, 30
$^1/_{10}$	21 ; 21	183	402	- 2, 96	+ 2, 83

Bild 3:

Teiler	$I_{MIN} ; I_{MAX}$	PIX_{MIN}	PIX_{MAX}	$L_{MIN}[cm]$	$L_{MAX}[cm]$
$^{10}/_{10}$	217 ; 217	307	307	- 0, 00	+ 0, 00
$^9/_{10}$	195 ; 195	271	359	- 0, 95	+ 1, 38
$^8/_{10}$	174 ; 174	269	364	- 1, 00	+ 1, 51
$^7/_{10}$	152 ; 152	266	367	- 1, 08	+ 1, 59
$^6/_{10}$	130 ; 130	264	369	- 1, 14	+ 1, 64
$^5/_{10}$	109 ; 109	259	373	- 1, 27	+ 1, 75
$^4/_{10}$	87 ; 87	257	378	- 1, 32	+ 1, 88
$^3/_{10}$	64 ; 64	252	385	- 1, 45	+ 2, 06
$^2/_{10}$	42 ; 42	249	388	- 1, 53	+ 2, 14
$^1/_{10}$	22 ; 22	240	393	- 1, 77	+ 2, 28

Björnstjerne Zindler
Matrikel 6438342

OE

15. Januar 2008

Versuchsleitung: Dr. H. Knuppertz



Mit:

$$L_{MIN}^{(n)} = \frac{16,93}{640} \cdot (PIX_{MIN}^{(n/10)} - PIX_{MIN}^{(10/10)})$$

$$L_{MAX}^{(n)} = \frac{16,93}{640} \cdot (PIX_{MAX}^{(10/10)} - PIX_{MAX}^{(n/10)})$$

Für einen schon angegebenen Abstand der LED vor der Kamera von 2[cm] kann aus L_{MIN} und L_{MAX} der Winkel „ φ “ für die Polarkoordinaten berechnet werden.

$$\varphi = \arctan \frac{L}{2}$$

Vom Teiler wird auch der Arccosinus gebildet um später regressieren zu können:

Teiler	$\pm \arccos(T)$	Bild 1 [cm] → [°]	Bild 2 [cm] → [°]	Bild 3 [cm] → [°]
$1/10$	- 1, 471	- 4, 18 → - 64, 43	- 2, 96 → - 55, 95	- 1, 77 → - 41, 51
$2/10$	- 1, 369	- 4, 10 → - 64, 00	- 2, 69 → - 53, 37	- 1, 53 → - 37, 48
$3/10$	- 1, 266	- 3, 89 → - 62, 80	- 2, 03 → - 45, 43	- 1, 45 → - 35, 94
$4/10$	- 1, 159	- 3, 70 → - 61, 61	- 1, 05 → - 27, 70	- 1, 32 → - 33, 42
$5/10$	- 1, 047	- 3, 60 → - 60, 94	- 0, 84 → - 22, 78	- 1, 27 → - 32, 42
$6/10$	- 0, 927	- 3, 38 → - 59, 39	- 0, 74 → - 20, 30	- 1, 14 → - 29, 68
$7/10$	- 0, 795	- 3, 09 → - 57, 09	- 0, 66 → - 18, 26	- 1, 08 → - 28, 37
$8/10$	- 0, 644	- 1, 29 → - 32, 82	- 0, 60 → - 16, 70	- 1, 00 → - 26, 56
$9/10$	- 0, 451	- 0, 95 → - 25, 41	- 0, 53 → - 14, 84	- 0, 95 → - 25, 41
$10/10$	$\pm 0, 000$	$\pm 0, 00 \rightarrow \pm 00, 00$	$\pm 0, 00 \rightarrow \pm 00, 00$	$\pm 0, 00 \rightarrow \pm 00, 00$
$9/10$	+ 0, 451	+ 0, 48 → + 13, 50	+ 0, 37 → + 10, 48	+ 1, 38 → + 34, 61
$8/10$	+ 0, 644	+ 1, 27 → + 30, 96	+ 0, 43 → + 12, 13	+ 1, 51 → + 37, 05
$7/10$	+ 0, 795	+ 3, 02 → + 56, 49	+ 0, 45 → + 12, 68	+ 1, 59 → + 38, 48
$6/10$	+ 0, 927	+ 3, 20 → + 58, 00	+ 0, 51 → + 14, 31	+ 1, 64 → + 39, 35
$5/10$	+ 1, 047	+ 3, 60 → + 60, 94	+ 0, 72 → + 19, 80	+ 1, 75 → + 41, 19
$4/10$	+ 1, 159	+ 3, 84 → + 62, 49	+ 0, 88 → + 23, 75	+ 1, 88 → + 43, 23
$3/10$	+ 1, 266	+ 3, 97 → + 63, 26	+ 1, 03 → + 27, 25	+ 2, 06 → + 45, 85
$2/10$	+ 1, 369	+ 4, 21 → + 64, 59	+ 2, 30 → + 48, 99	+ 2, 14 → + 46, 94
$1/10$	+ 1, 471	+ 4, 68 → + 66, 86	+ 2, 83 → + 54, 75	+ 2, 28 → + 48, 74

Der Arccosinus des Teilers wird mit den Grad- Werten der einzelnen Bilder linear regressiert:



Die Regressionsgeraden:

- Bild 1:

$$I_{LIN}^{(1)} = 58,204 \cdot \varphi + 0,000$$

- Bild 2:

$$I_{LIN}^{(2)} = 20,334 \cdot \varphi - 0,993$$

- Bild 3:

$$I_{LIN}^{(3)} = 35,153 \cdot \varphi + 2,923$$

Damit ergeben sich folgende Strahlprofile für die einzelnen Bilder:

- Bild 1:

$$I^{(1)} = I_{MAX}^{(1)} \cdot \cos(58,204 \cdot \varphi)$$

- Bild 2:

$$I^{(2)} = I_{MAX}^{(2)} \cdot \cos(20,334 \cdot \varphi - 0,993)$$

- Bild 3:

$$I^{(3)} = I_{MAX}^{(3)} \cdot \cos(35,153 \cdot \varphi + 2,923)$$

Diese Profile werden in einem kartesischen Koordinatensystem dargestellt mit „ $I_{MAX} = 1$ “:

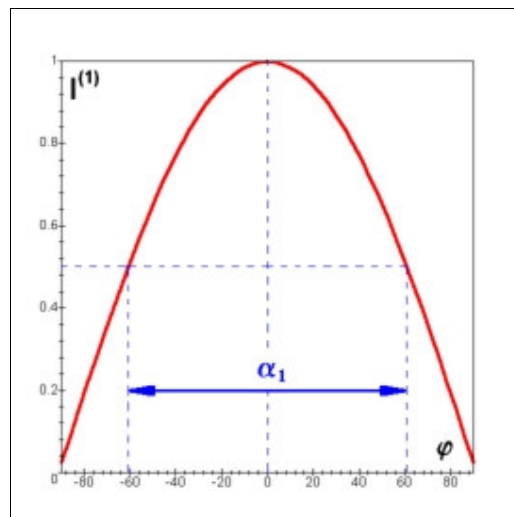


Abb. 17: Das Strahlprofil der LED – Bild – 1 kartesisch.

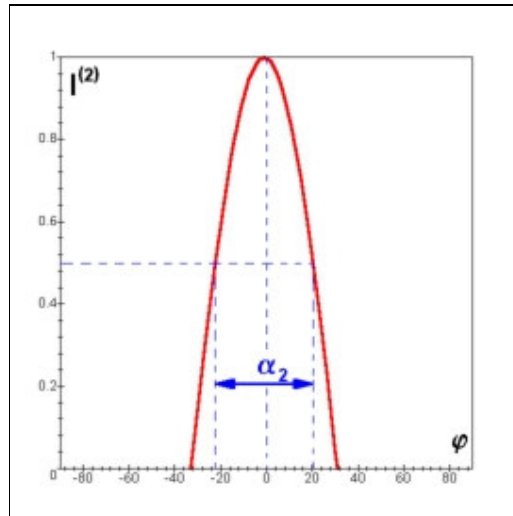


Abb. 18: Das Strahlprofil der LED – Bild – 2 kartesisch.

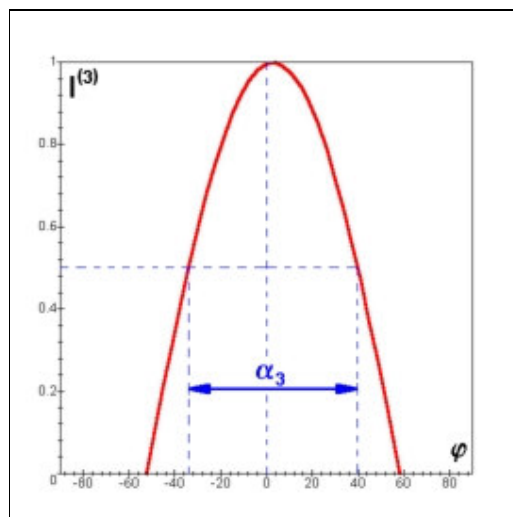


Abb. 19: Das Strahlprofil der LED – Bild – 3 kartesisch.

Die Öffnungswinkel „ α “ können aus der obigen Tabelle abgelesen werden:

$$\alpha_1 = 121,88[^\circ] \quad \alpha_2 = 42,58[^\circ] \quad \alpha_3 = 73,61[^\circ]$$

An den Grafiken der Strahlprofile 2) und 3) sind leichte Außermittigkeiten zu erkennen.

Die Umwandlung des kartesischen in ein polares Koordinatensystem im Folgenden:

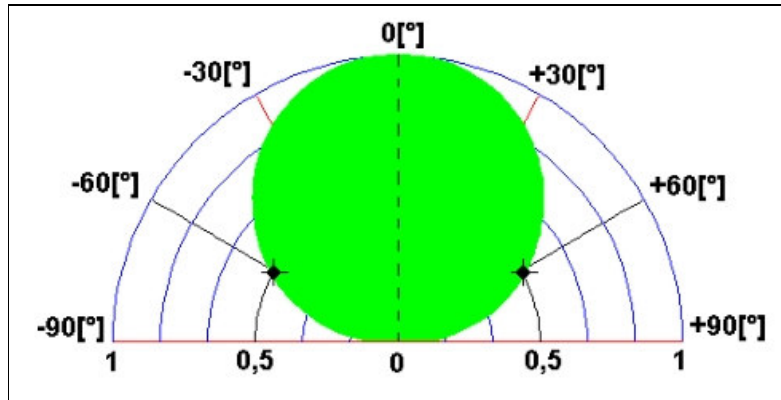


Abb. 20: Das Strahlprofil der LED – Bild – 1 polar.

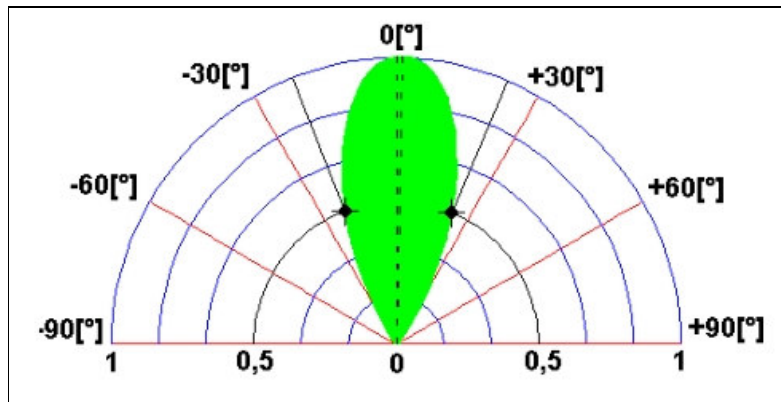


Abb. 21: Das Strahlprofil der LED – Bild – 2 polar.

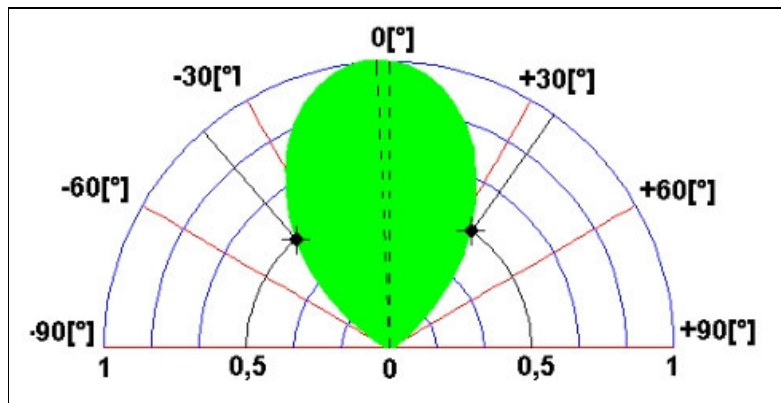


Abb. 22: Das Strahlprofil der LED – Bild – 3 polar.

Die Außermittigkeiten erscheinen in den Polarkoordinaten als Neigung.



5. Bewertung der Messdaten und Vergleich mit den Vorhersagen

Bei der hier untersuchten LED Rot 5mm rund handelt es sich um eine Standard-LED mit dem üblichen Öffnungswinkel von $\pm 60^\circ$. Das Cosinus-Abstrahlverhalten ist beobachtbar und als solches identifizierbar.

Dabei ist bei der Aufnahme des Strahlprofils unbedingt zu beachten, dass die Kamera nicht übersteuert wird, jedoch auch nicht zu stark bedämpft durch eine vorgeschaltete Dämpfungsplatte.

Es ist zu erkennen, dass eine zu starke Bedämpfung die Flanken so versteilert, dass schon Messabweichungen von wenigen Pixeln mit Fehlern im $[\circ]$ - Bereich einhergeht.

Eine Datenreduktion bringt dann weitere Abweichungen ein:

Teiler	Bild 1		Bild 2		Bild 3	
	$[\circ]$	d $[\circ]$	$[\circ]$	d $[\circ]$	$[\circ]$	d $[\circ]$
...
$\frac{4}{10}$	- 61, 61	0,67 1,55	- 27, 70	4,92 2,48	- 33, 42	1,00 2,74
$\frac{5}{10}$	- 60, 94		- 22, 78		- 32, 42	
$\frac{6}{10}$	- 59, 39		- 20, 30		- 29, 68	
...
$\frac{6}{10}$	+ 58, 00	2,94 1,55	+ 14, 31	5,49 3,95	+ 39, 35	1,84 2,05
$\frac{5}{10}$	+ 60, 94		+ 19, 80		+ 41, 19	
$\frac{4}{10}$	+ 62, 49		+ 23, 75		+ 43, 24	
...
Σ	...	3,61 3,10	...	10,4 6,43	...	2,84 4,79
Σ	...	6,71	...	16,84	...	7,63
\emptyset	...	1,68	...	4,21	...	1,91

Während die Datenreduktion am Halbintensitätspunkt nur einen Fehler von 1,68 $[\circ]$ einbringt, erzeugt die Dämpfung einen von 4,21 $[\circ]$ – 1,68 $[\circ]$ = 2,53 $[\circ]$. Die Ansteuerung der LED mit nur 5[mA] statt 10[mA] hat keinen großen Einfluss 1,91 $[\circ]$ – 1,68 $[\circ]$ = 0,23 $[\circ]$.

Die Eigenschaften der Kamera sind zu beachten in Bezug auf automatischen Weissabgleich, Verstärkung, Rauschen, Nachweisgrenze usw.

Die LED ist unbedingt bei ihrer vom Hersteller angegeben elektrischen Kennwerten zu betreiben, damit die optischen eingehalten werden.

FernUniversität in Hagen

Fakultät für Mathematik und Informatik

Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik

Lehrgebiet Optische Nachrichtentechnik

FernUniversität



Hagen

Die Linse der hier vorliegenden LED scheint eine nichtexakt sphärische Linse zu besitzen, da bei der 5[mA]- Ansteuerung ein leichtes Bat- Wing- Verhalten zu beobachten ist, typisch für eine (abge)flache(te) Linse.

FernUniversität in Hagen

Fakultät für Mathematik und Informatik
Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik
Lehrgebiet Optische Nachrichtentechnik

FernUniversität



Hagen

Praktikum 21685

Optoelektronik

Björnstjerne Zindler
Matrikel: 6438342
B_Zindler@t-online.de

Versuch 4: Kennlinien von Laserdioden – Spektrale Vermessung

Zusammenfassung:

- Die **IU- Kennlinie** der Laserdiode wurde aufgenommen.
- Die **Schwellspannung** bzw. der **Schwellstrom** wurde ermittelt, ab der die Diode Laserstrahlung abgibt.
- Es wurde das **Spektrum** der Diode aufgenommen, unter bzw. über der Schwellspannung (Diode im LED- oder im Laser- Modi)
- Eine (kleine) **Auswertung der Spektren** wurde vorgenommen.

Korrektur

Namen:	Martin Mogl	Studiengang:	Photonik	Labor:	ONT
	Björnstjerne Zindler	Versuchstag:	15. Januar 2008	Abgabe:	Bis 10. März 2008
	-	Gruppe:	Spät	Versuchsleitung:	Dr. H. Knuppertz

FernUniversität in Hagen

Fakultät für Mathematik und Informatik
Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik
Lehrgebiet Optische Nachrichtentechnik

FernUniversität



Hagen

- [Raum für Notizen und Bemerkungen:](#)

Namen:	Martin Mogl	Studiengang:	Photonik	Labor:	ONT
	Björnstjerne Zindler	Versuchstag:	15. Januar 2008	Abgabe:	Bis 10. März 2008
	-	Gruppe:	Spät	Versuchsleitung:	Dr. H. Knuppertz



Kennlinien von Laserdioden – Spektrale Vermessung

1. Zielstellung des Versuchs
2. Vorbereitung auf den Versuch
3. Messung und Messdaten
4. Auswertung der Messdaten
5. Bewertung der Messdaten und Vergleich mit den Vorhersagen

1. Zielstellung des Versuchs

In diesem Versuchteil sollen optische Kennlinien einer Kantenemittierenden Laserdiode vermessen werden. Da die Laserdiode integriert mit der Ansteuerelektronik aufgebaut ist, ist die Vermessung der elektrischen Kennlinie im Praktikum nicht möglich. Für den Betrieb des Lasermoduls ist nur der Anschluss einer Spannungsquelle mit 3V nötig.

Wir vermessen das Spektrum mit dem gleichen Aufbau wie in Versuch 2 für die farbigen LEDs.

2. Vorbereitung auf den Versuch

- Skizzieren Sie den Aufbau einer kantenemittierenden Laserdiode.

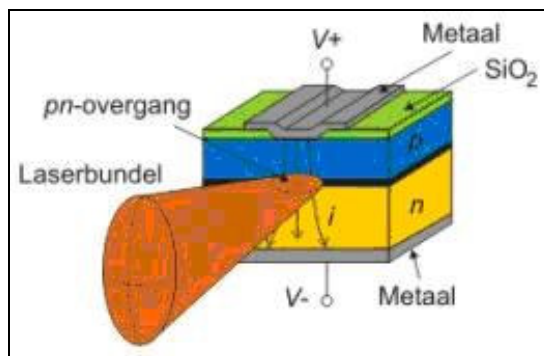


Abb. 1: Der Aufbau einer kantenemittierenden Laserdiode (Wikipedia NL).

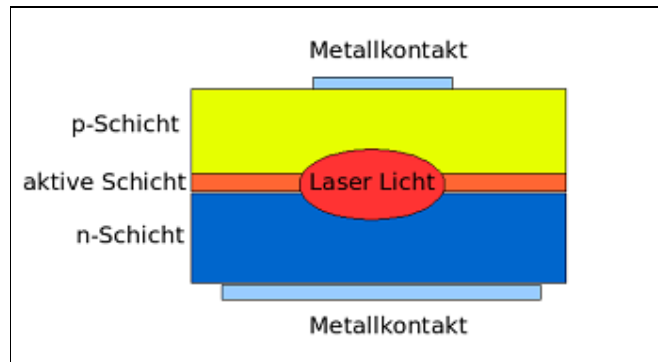


Abb. 2a: Der elektronische Aufbau einer kantenemittierenden Laserdiode.

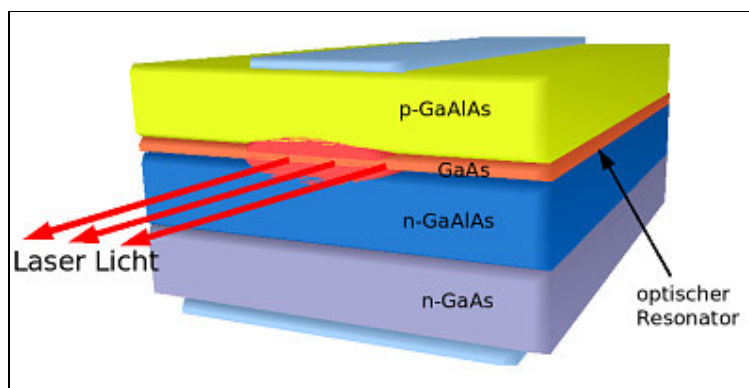


Abb. 2b: Der elektronische Aufbau einer kantenemittierenden Laserdiode (Wikipedia).

Die meisten Laserdioden sind Kantenstrahler (engl. edge emitter), d. h. das Licht verlässt den Kristall an dessen Bruchkante nahe an der Oberfläche quer zum Stromfluss.

Bei infraroten Wellenlängen wird bis über 50 % der elektrischen Energie in Laserstrahlung umgewandelt. Der Rest erwärmt den Kristall.

Wie alle technischen Halbleiter wird auch eine Laserdiode durch zu hohe Temperaturen zerstört. Deshalb werden Laserdioden zur Kühlung auf eine Metalloberfläche gelötet, die die Wärme abführt.

Die Überhitzungsgefahr stellt einen begrenzenden Faktor für die erreichbare Strahlungsleistung pro Einzelemittler dar. Um eine höhere Leistung zu erreichen, werden in einem streifenförmigen Chip mehrere nebeneinander liegende Dioden elektrisch parallel betrieben.



Durch Zusammenfassung der einzelnen Strahlen lässt sich eine höhere Gesamtleistung erzielen. Eine solche Anordnung von mehreren nebeneinander auf einem Chip befindliche Dioden wird als Barren (engl. bar) bezeichnet.

Die 10 bis 25 Einzelemitter eines Barrens verhalten sich aufgrund des gemeinsamen Fertigungsprozesses elektrisch gleich und können daher parallel wie eine größere Diode betrieben werden.

Man erreicht damit bei Strömen bis über 80 A optische Leistungen bis über 100 Watt im nahen Infrarot.

Aus mehreren solcher Barren zusammengesetzte sogenannte Stacks (Stapel) und daraus gefertigte Diodenlaser erreichen Leistungen bis in den Kilowatt-Bereich.

Vertikal strahlende Laserdioden (sog. VCSEL) haben geringere Leistungen, jedoch eine bessere Strahlqualität.

- Erklären Sie die Funktionsweise dieser Laserdiode.

Die Emission von Licht entsteht durch Rekombinationsprozesse von Elektronen und Löchern am Übergang zwischen p- und n- dotiertem Bereich.

Die Endflächen des Bauelements sind teilreflektierend und bilden somit einen optischen Resonator, in dem sich eine stehende Lichtwelle ausbilden kann.

Liegt eine Besetzungsinversion vor, kann die induzierte Emission zum dominierenden Strahlungsprozess werden. Die Laserdiode emittiert dann Laserstrahlung.

Das Erzeugen der Besetzungsinversion geschieht in Laserdioden durch elektrisches Pumpen, ein elektrischer Gleichstrom in Durchlassrichtung sorgt für stetigen Nachschub von Elektronen und Löchern.

Der Pumpstrom, bei dem der Laserbetrieb einsetzt, wird auch als Laserschwelle oder Schwellenstrom I_{th} (von engl. threshold) bezeichnet.

- Vergleichen Sie die spektrale Bandbreite mit der bei einer LED.

Laserdioden emittieren Licht verschiedener Moden nach:

$$v(N) = N \frac{c}{2L}$$



„ $\nu(N)$ “ ist dabei die zulässige Frequenz des N-ten Mode, „ c “ die Lichtgeschwindigkeit und „ L “ die Resonatorlänge (Abstand zwischen den Resonatorspiegeln).

Der Modenabstand:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L}$$

Ergibt ein Frequenz- Intensitätsspektrum:

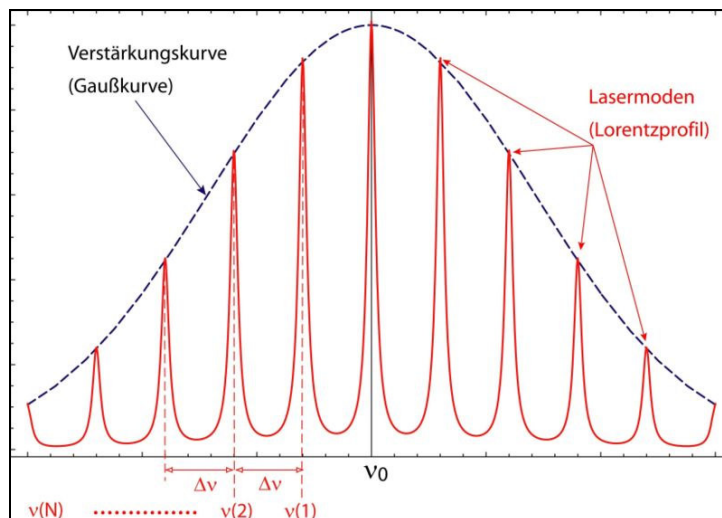


Abb. 3: Das Frequenz- Intensitätsspektrum der Laserdiode.

Dioden lasern je nach Stromstärke sauber auf einer Mode und/oder auf mehreren (instabil).

Das Spektrum einer Mode folgt einem Lorentzprofil.

Unter einem Lorentzprofil wird in der Atomphysik die Form einer Spektrallinie verstanden. Sendet ein Atom Licht aus, so geschieht dies nicht streng monochromatisch, sondern das ausgesandte Licht hat eine frequenzabhängige Intensitätsverteilung. Ohne äußere Einflüsse sendet das Atom das Licht mit der sogenannten "natürlichen Linienform" aus, die eben genau durch ein Lorentzprofil beschrieben wird.

In der Mathematik wird dieselbe Verteilung oft auch als Cauchy- Verteilung bezeichnet.



$$I(\omega - \omega_0) = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\delta}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{\delta}{2}\right)^2}$$

Diese Intensität soll auf „ $I_{\max} = 1$ “ normiert werden für „ $\omega_0 = 0$ “.

Mit „ δ “ ist die Dämpfung der Schwingung bezeichnet.

$$I(\omega) \propto \frac{\pi\delta}{2} \cdot \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\delta}{\omega^2 + \left(\frac{\delta}{2}\right)^2}$$

⇒

$$I(\omega) \propto \frac{\left(\frac{\delta}{2}\right)^2}{\omega^2 + \left(\frac{\delta}{2}\right)^2}$$

Das halbe Maxima ist gesucht:

$$\frac{1}{2} \propto \frac{\left(\frac{\delta}{2}\right)^2}{\omega^2 + \left(\frac{\delta}{2}\right)^2}$$

⇒

$$\omega_{1,2} = \frac{\delta}{2}$$

⇒

$$\Delta\omega = 2\pi \cdot \Delta f = \delta$$

⇒

$$\Delta f = \frac{\delta}{2\pi}$$

Im Vergleich dazu das Emissionsspektrum einer LED:

$$I(\nu) = (h\nu - E_g) \cdot e^{-\frac{h\nu - E_g}{k_B T}}$$

⇒



$$I(\nu) \propto h\nu \cdot e^{-\frac{h\nu}{k_B T}}$$

Normiert auf „ $I_{\max} = 1$ “:

$$I(\nu) \propto \frac{h\nu}{k_B T} \cdot e^{-1} \cdot e^{-\frac{h\nu}{k_B T}}$$

Unter der Annahme:

$$\frac{h}{k_B T} = 1 \quad \leftrightarrow \quad k_B T = h$$

⇒

$$I(\nu) \propto \nu \cdot e^{-1} \cdot e^{-\nu}$$

Die spektrale Breite war gegeben:

$$\Delta E = h \cdot \Delta\nu = 2,4k_B T = 2,4h$$

⇒

$$\Delta\nu = \Delta f = 2,4$$

Zusammenfassung:

LED	Laserdiode
Gaussprofil	Lorentzprofil
Normiert für „ $h/k_B T = 1$ “ $I(\nu) \propto \nu \cdot e^{-1} \cdot e^{-\nu}$	Normiert für „ $\omega_0 = 1$ “ $I(\nu) \propto \frac{\left(\frac{\delta}{2}\right)^2}{(\nu - 1)^2 + \left(\frac{\delta}{2}\right)^2}$
Halbe Breite $\Delta f \propto 2,4$	Halbe Breite $\Delta f \propto \frac{\delta}{2\pi}$

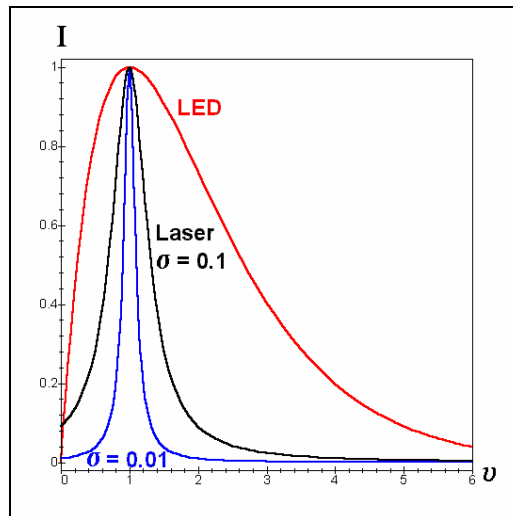


Abb. 4: Die Verteilungskurven einer Laserdiode und LED im Vergleich.

Da die Dämpfung „ δ “ der Laserstrahlung sehr klein $\rightarrow 0$ angenommen werden kann, ist die spektrale Breite der Laserstrahlung viel kleiner (monochromatischer) als die einer LED.

3. Messung und Messdaten

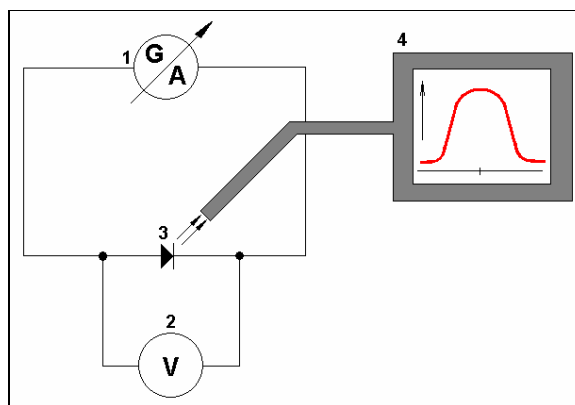


Abb. 5: Der Versuchsaufbau grafisch dargestellt.

Grundlage des Versuchsaufbaus ist die regelbare Konstantstromquelle (1G) mit integrierter Amperemeterfunktion (1A) im [mA]- Bereich, welche den Strom liefert für die zu untersuchende Laserdiode (3). Der Spannungsabfall über der LD ist an einem angeschlossenen Voltmeter (2) im [V]- Bereich abzulesen. Das emittierte Licht der LD wird dem Spektrographen (4) zur Messwertermittlung zugeführt.



Für die IU- Kennlinie wurden folgende Messwerte bei 21[°C] ermittelt:

I_F [mA]	U_F [V]
0,1	1,42
0,2	1,44
0,5	1,49
1,0	1,54
1,5	1,58
2,0	1,61
2,5	1,64
3,0	1,66
3,5	1,69
4,0	1,72
4,5	1,74
5,0	1,76
5,5	1,79
6,0	1,81
6,5	1,83
7,0	1,85
7,5	1,87
8,0	1,89
8,5	1,91
9,0	1,92
9,5	1,94

Das Spektrum der Laserdiode wurde bei 21[°C] aufgenommen für zwei verschieden eingestellte Ströme, die Leistungen sind in [pW] angegeben:

λ [nm]	P_F [pW] bei $I_F = 2,5$ [mA]	P_F [pW] bei $I_F = 9,5$ [mA]
845,0	14,1	35,0
845,5	15,4	38,6
846,0	16,8	44,1
846,5	19,4	50,0
847,0	23,6	56,7
847,5	35,8	73,1
848,0	81,6	90,0
848,5	221	137,5
849,0	309	312
849,5	319	2270
850,0	320	17000
850,5	319	31000
851,0	318	33600
851,5	316	31800
852,0	313	30700
852,5	306	30000
853,0	294	32100
853,5	270	31000
854,0	235	30700
854,5	178	26500
855,0	127,2	22400
855,5	68,3	16600
856,0	17,0	9500
856,5	11,0	660
857,0	9,1	61,2
857,5	8,3	50,8
858,0	7,6	47,7
858,5	6,9	39,7



4. Auswertung der Messdaten

Hauptproblem des Versuches ist der Umstand, dass die elektronische Aufzeichnung und Grafenbildung infolge eines technischen Defektes nicht erfolgen konnte. Es wurde manuelles Ablesen mit für Laserstrahlung grobem Wellenlängenraster 0,5[nm] vorgenommen. Bei schmalbandigen Spektren ist dies mit einem Verlust einiger essentieller Informationen verbunden. Da aber in Folgenden keine speziellen Werte berechnet werden müssen, ist dies hier nicht nachteilig.

Es folgt die IU- Kennlinie grafisch und die Spektren der Laserdiode bei verschiedenen Betriebsbedingungen. Die Umgebungstemperatur war für alle Messungen konstant bei 21[°C].

Praktikum "21680 - Optoelektronik" 15. Januar 2008 Zindler
Laserdiode IU- Kennlinie

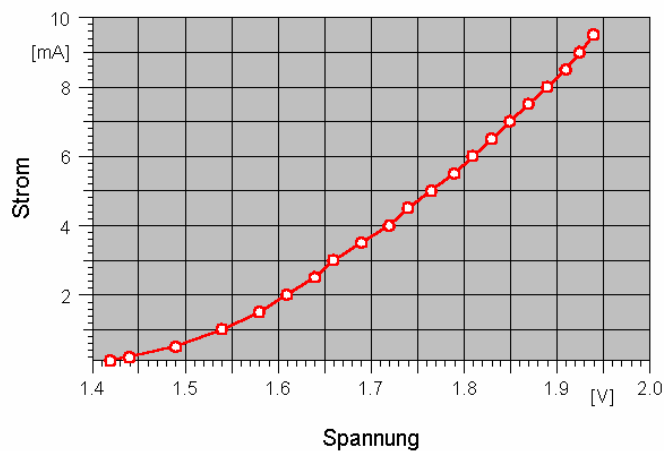


Abb. 6: Die IU- Kennlinie grafisch dargestellt.

Mit Hilfe der letzten drei oberen Werte kann die Schwellenspannung berechnet werden. Das erfolgt durch das Anlegen der Tangente, der Rückführung bis zur Spannungsachse. Außerdem kann der Pumpstrom so ermittelt werden.

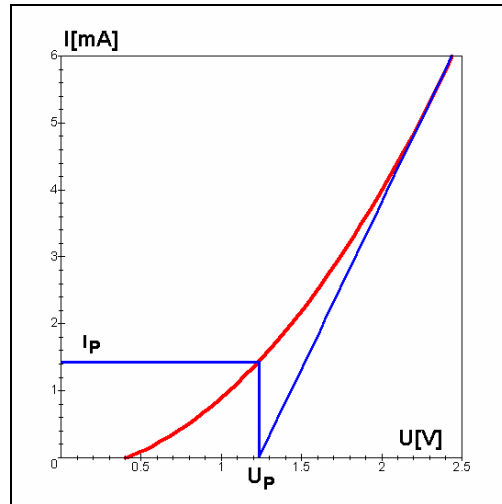


Abb. 7: Die Ermittlung der Schwellenspannung und des dazu gehörigen Pumpstromes.

Die ermittelten Werte:

$$U_p = 1,66[V] \quad I_p = 3,0[mA]$$

Das Spektrum für $I = 2,5[mA] < I_p = 3,0[mA]$. Die Diode arbeitet als LED:

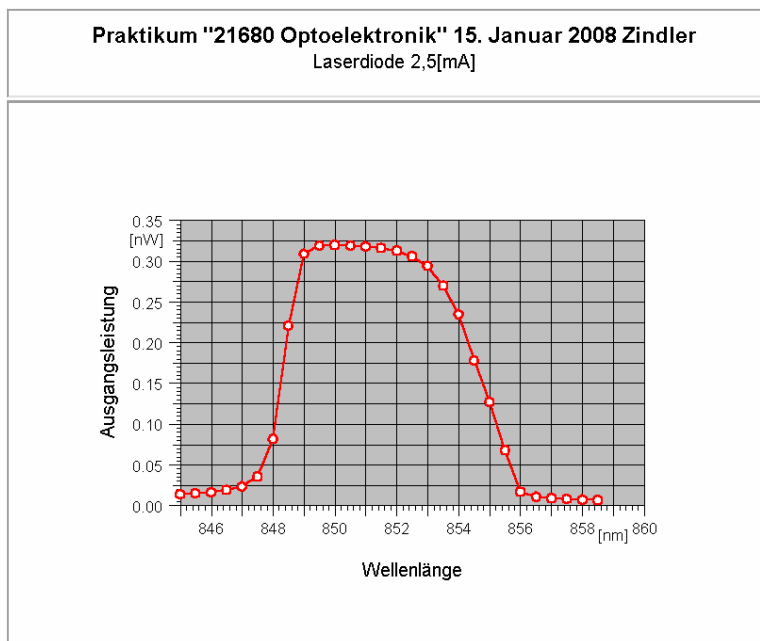


Abb. 8: Das Spektrum der Diode im LED- Modi.



Das Spektrum für $I = 9,5[\text{mA}] > I_P = 3,0[\text{mA}]$. Die Diode arbeitet als Laser- Diode:

Praktikum "21680 - Optoelektronik" 15. Januar 2008 Zindler
 Laserdiode 9,5[mA]

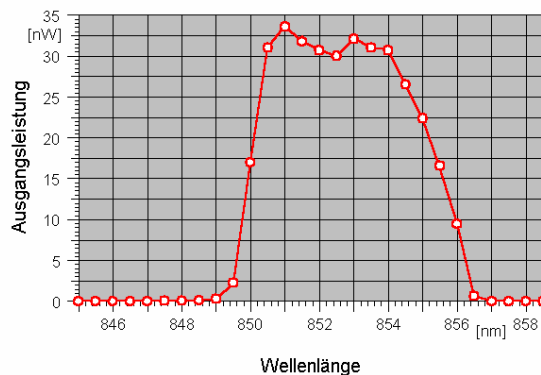


Abb. 9: Das Spektrum der Diode im Laser- Modi.

Einige abgelesene optische und elektronische Eigenschaften:

	$I_{\text{MAX}}[\text{nW}]$	$\lambda_{10,5:\text{MIN}}[\text{nm}]$	$\lambda_{10,5:\text{MAX}}[\text{nm}]$	$\Delta\lambda[\text{nm}]$	$\lambda_{\text{Zent}}[\text{nm}]$
LED- Modi	$\approx 0,33$	848,5	854,5	6,0	850
Laser- Modi	≈ 34	850,0	855,5	5,5	851/853*

* Sollten die Messungen exakt sein und es sich nicht um Artefakte handeln, schwingt die Diode im Laser- Modi mit zwei Lasermoden. Die Strahlung ist nicht streng monochromatisch.

Zu sehen ist demnach die Gaußsche Hüllkurve unter der sich die Lasermoden mit Lorentzprofil „verstecken“. Bedingt durch die Ablese- Auflösung von 0,5[nm] werden diese nicht exakt dargestellt.

FernUniversität in Hagen

Fakultät für Mathematik und Informatik
Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik

Lehrgebiet Optische Nachrichtentechnik

FernUniversität



Hagen

5. Bewertung der Messdaten und Vergleich mit den Vorhersagen

- Die unterschiedlichen Eigenschaften einer Laserdiode für Flussströme unter der Laserschwelle und/oder darüber entsprechen den theoretischen Voraussagen.
- Die nicht strenge Monochromatizität einer Laserdiode (Strahlqualität) wurde erkannt.

Weitere Untersuchungen der Laserdiode erfolgen im Versuch 5 „Abstrahlcharakteristik“.

Björnsterne Zindler
Matrikel 6438342

OE

15. Januar 2008

Versuchsleitung: Dr. H. Knuppertz

FernUniversität in Hagen

Fakultät für Mathematik und Informatik
Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik
Lehrgebiet Optische Nachrichtentechnik

FernUniversität



Hagen

Praktikum 21685

Optoelektronik

Björnstjerne Zindler
Matrikel: 6438342
B_Zindler@t-online.de

Versuch 5: Kennlinien von Laserdioden – Abstrahlcharakteristik

Zusammenfassung:

- Der berechnete **Verhältniswert der Halbachsen** erbrachte den Wert:

$$\frac{\Theta_{\perp}}{\Theta_{\parallel}} = \frac{14}{3} = 2,334$$

- Es wurden die Messwerte dargestellt, die **Funktionen der Intensitäten** um die kurze bzw. lange Achse **in kartesischen und** danach **in Polarkoordinaten**.
- Zum Schluss erfolgte die Rekonstruktion des Bildschirmfotos durch Simulation mit ©Maple über die zusammen gefassten **2D- Intensitätsfunktion**.

Korrektur

Namen:	Martin Mogl	Studiengang:	Photonik	Labor:	ONT
	Björnstjerne Zindler	Versuchstag:	15. Januar 2008	Abgabe:	Bis 10. März 2008
	-	Gruppe:	Spät	Versuchsleitung:	Dr. H. Knuppertz

FernUniversität in Hagen

Fakultät für Mathematik und Informatik
Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik
Lehrgebiet Optische Nachrichtentechnik


FernUniversität



Hagen

- [Raum für Notizen und Bemerkungen:](#)

Namen:	Martin Mogl	Studiengang:	Photonik	Labor:	ONT
	Björnstjerne Zindler	Versuchstag:	15. Januar 2008	Abgabe:	Bis 10. März 2008
	-	Gruppe:	Spät	Versuchsleitung:	Dr. H. Knuppertz

FernUniversität in Hagen Fakultät für Mathematik und Informatik Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik Lehrgebiet Optische Nachrichtentechnik		FernUniversität  Hagen	
Kennlinien von Laserdioden – Abstrahlcharakteristik			
<ol style="list-style-type: none"> 1. Zielstellung des Versuchs 2. Vorbereitung auf den Versuch 3. Messung und Messdaten 4. Auswertung der Messdaten 5. Bewertung der Messdaten und Vergleich mit den Vorhersagen 			
<ol style="list-style-type: none"> 1. Zielstellung des Versuchs <p>In diesem Versuchteil sollen optische Kennlinien einer Kantenemittierenden Laserdiode vermessen werden. Da die Laserdiode integriert mit der Ansteuerlektronik aufgebaut ist, ist die Vermessung der elektrischen Kennlinie im Praktikum nicht möglich. Für den Betrieb des Lasermoduls ist nur der Anschluss einer Spannungsquelle mit 3V nötig.</p>			
<ol style="list-style-type: none"> 2. Vorbereitung auf den Versuch <ul style="list-style-type: none"> • Skizzieren Sie das Abstrahlverhalten einer kantenemittierenden Laserdiode parallel zum Austrittsspalt und senkrecht dazu. <p>Laserdioden bestehen in der Regel aus einer GaAs/ AlGaAs- Mehrschichtstruktur, deren Energielückenprofil (electronic confinement) und deren Brechungsindexprofil (optical confinement) dafür sorgen, dass unter geeigneten Bedingungen in einem sehr schmalen Gebiet ein Elektron- Loch- Plasma Laserstrahlung emittiert.</p> <p>Durch die Resonatorqualität bedingt, tritt das Laserlicht sehr divergent aus der Diode aus.</p> <p>Näherungsweise charakterisiert man das Strahlprofil durch die Ellipsenhalbachsen des Leuchtflecks und durch die Angabe der Divergenzhalbwinkel „$\Theta_{ }$“ und „Θ_{\perp}“.</p> <p>Um aus dem unsymmetrischen Strahlprofil ein zylindersymmetrisches zu machen, sind aufwendige Spezialoptiken erforderlich, sogenannte anamorphe Prismen. Niedrigeren Anforderungen genügen einfache Kollimatoraufsätze, die zwar die Divergenz des Lichtstrahls herabsetzen, aber das Strahlprofil noch stärker verunstalten.</p>			
Björnstjerne Zindler Matrikel 6438342	OE	15. Januar 2008	Versuchsleitung: Dr. H. Knuppertz



Ferner sind auch Pigtaillaserdioden erhältlich, bei denen das Licht durch eine SELFOC- Spezialoptik in die Glasfasern eingekoppelt wird. Diode, Glasfaser und Optik sind fest zueinander justiert und gekapselt und daher leicht zu handhaben.

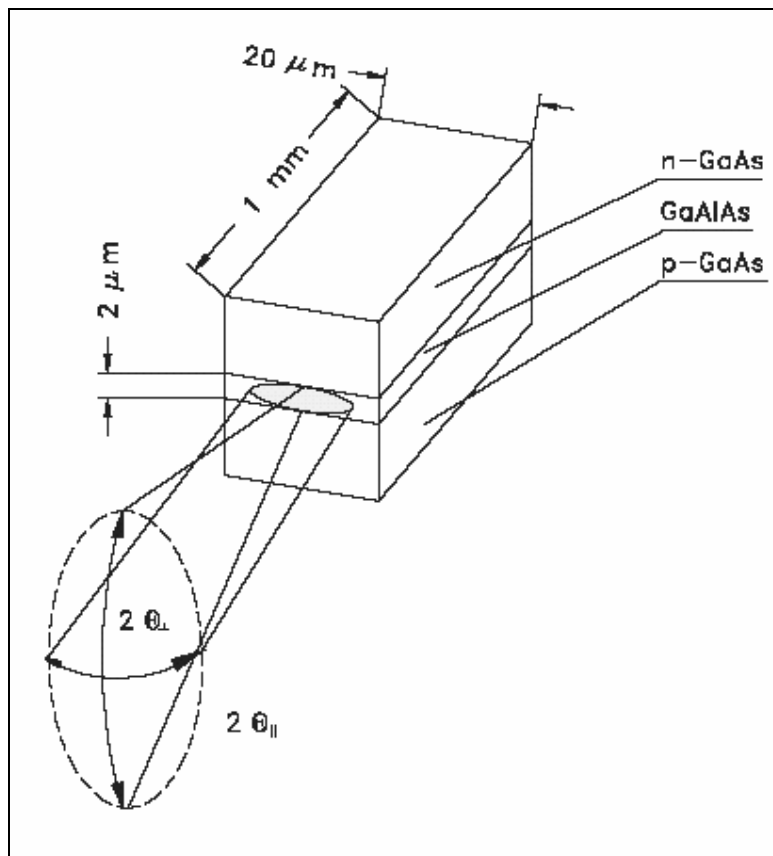


Abb. 1: Prinzipieller Aufbau einer Laserdiode. Der Winkel „ θ_{\parallel} “ beträgt üblicherweise 8°], der Winkel „ θ_{\perp} “ meist ca. 20°] (©Reisch).

Die senkrechte Abstrahlcharakteristik wird durch die Divergenz der Austrittsellipse bestimmt. Für diese gilt mit „a“ und „b“ den Hauptachsen:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1$$

Für die bildliche Darstellung wurde in der „ θ_{\perp} “- Ebene „ $0,1 < a < 0,9$ “ gewählt, für „ θ_{\parallel} “ „ $0,4 < b < 0,6$ “:

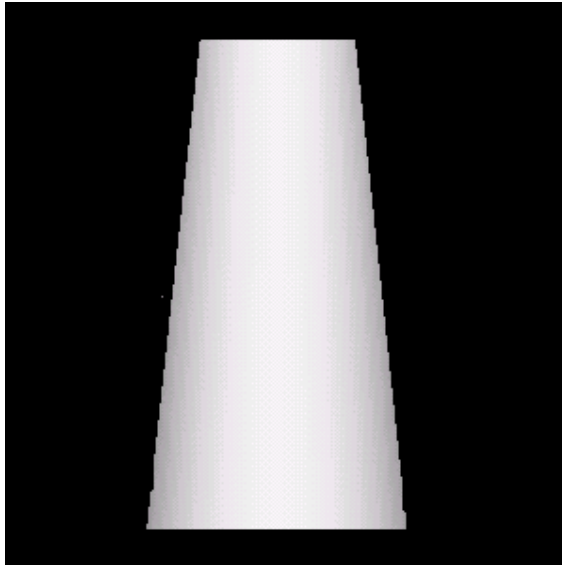


Abb. 2: Abstrahlcharakteristik von der Seite in der „ $\Theta|\Phi$ “-Ebene. (Simulation mit Maple[®])

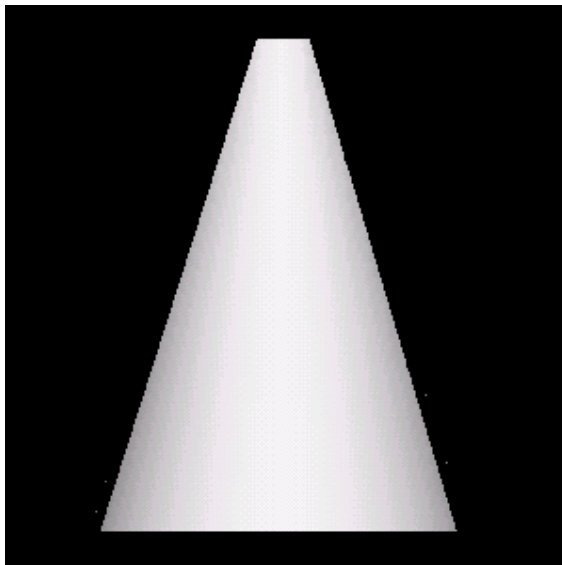


Abb. 3: Abstrahlcharakteristik von der Seite in der „ Θ_{\perp} “-Ebene. (Simulation mit Maple[®])

Für die Darstellung parallel zur Austrittskante wird das Abstandsgesetz des Kugelstrahlers genutzt:

$$I \propto \frac{1}{r^2}$$



Für einen Betrachter (oder Bildschirm) der sich parallel zur x- Achse im Abstand von „ r_0 “ bewegt, gilt:

$$r^2 = r_0^2 + x^2$$

⇒

$$I \propto \frac{1}{r_0^2 + x^2}$$

Das Koordinatensystem um 90° gedreht gilt dann:

$$I \propto \frac{1}{r_0^2 + y^2}$$

Diese Einzelintensitäten grafisch dargestellt:

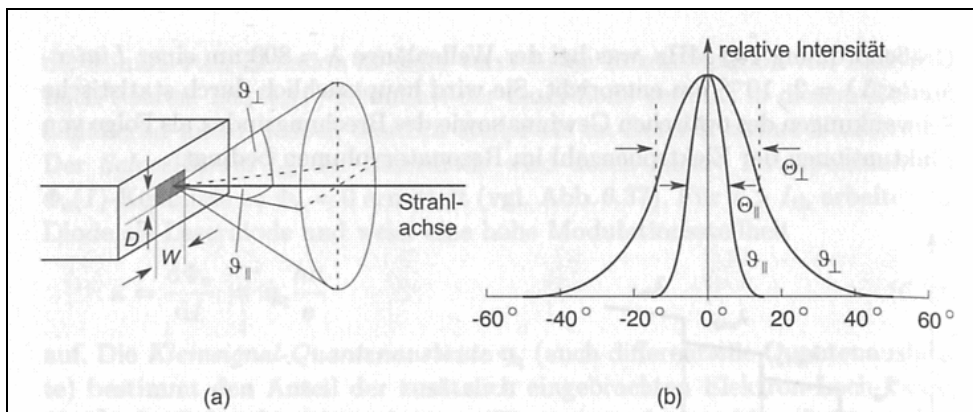


Abb. 4: Abstrahlcharakteristik einer Laserdiode mit a) Definition der Winkel und b) die Richtcharakteristiken (©Reisch).

Die Teilintensitäten werden zusammen gefasst über den Drehwinkel „ φ “:

$$I \propto \frac{1}{r_0^2 + (x \cos \varphi + y \sin \varphi)^2}$$

Mit:

$$\cos \varphi = \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}} \quad \sin \varphi = \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}}$$

⇒

$$I \propto \frac{1}{r_0^2 + x^2 + y^2}$$



Die Exzentrizitäten sind berücksichtigt durch:

$$I \propto \frac{1}{r_0^2 + x^2 + \frac{20^\circ}{8^\circ} y^2}$$

⇒

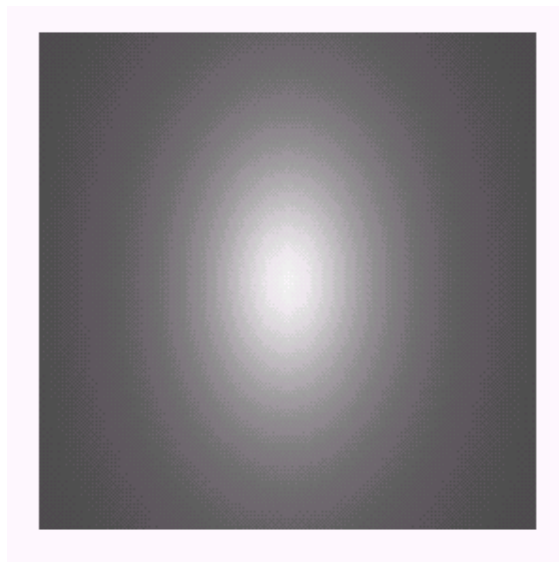


Abb. 5: Die Intensitätsverteilung einer kantenemittierenden Laserdiode (vergrößert). (Simulation mit Maple[®])

5. Messung und Messdaten

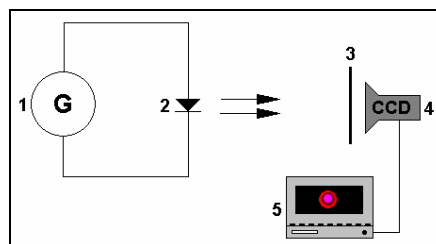


Abb. 6: Der Versuchsaufbau grafisch dargestellt.

Grundlage des Versuchsaufbaus ist die Ansteuerelektronik (1) für die zu untersuchende Laserdiode (2). Das emittierte Licht wird über eine auswechselbare Dämpfungsglasplatte (3) auf eine Kamera (4) geleitet, von dieser aufgenommen, zum Laptop (5) übertragen und von diesem abgespeichert. Von mehreren Aufnahmen erwiesen sich 2 als auswertungsfähig.

Der Abstand zwischen Laserdiode und Kamera betrug 20 und 160[mm].



Bild 1: Laserdiode 20[mm] vor der Dämpfungsplatte – stark gedämpft



Bild 2: Laserdiode 160[mm] vor der Dämpfungsplatte – stark gedämpft



5. Auswertung der Messdaten

Das Auslesen des Intensitätsprofils erfolgte mit dem Programm „ImageJ“. In den folgenden Abbildungen ist die Auswirkung der Dämpfung zu beobachten, So ist deutlich in den niedrigen Intensitäten das Rauschen der Messapparatur zu erkennen, wenn stark gedämpft wird.



Praktikum "21680 - Optoelektronik" 15. Januar 2008 Zindler
Laserdiode 20[mm] Kurze Achse

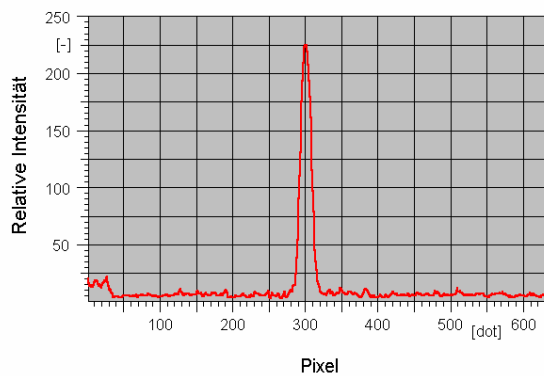


Abb. 7: Der Verlauf der Relativen Intensität für eine Laserdiode – 20[mm] – Kurze Achse -.

Praktikum "21680 - Optoelektronik" 15. Januar 2008 Zindler
Laserdiode 160[mm] Kurze Achse

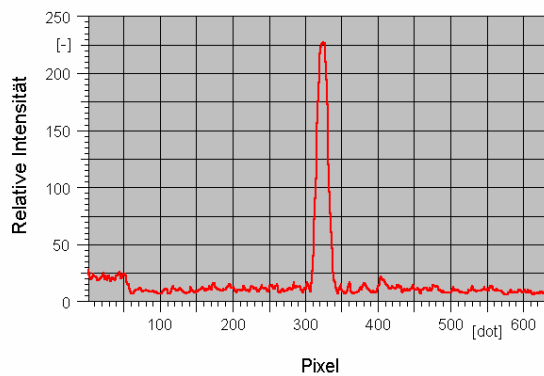


Abb. 8: Der Verlauf der Relativen Intensität für eine Laserdiode – 160[mm] – Kurze Achse -.



Praktikum "21680 - Optoelektronik" 15. Januar 2008 Zindler
Laserdiode 20[mm] Lange Achse

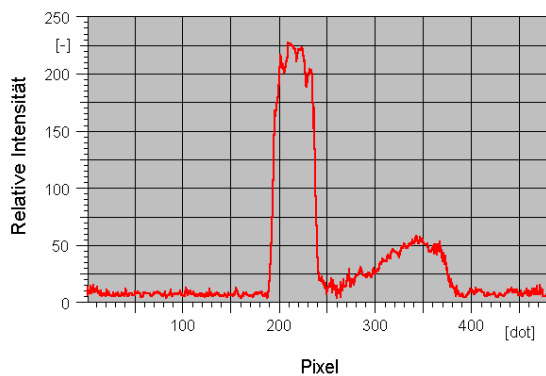


Abb. 9: Der Verlauf der Relativen Intensität für eine Laserdiode – 20[mm] – Lange Achse -.

Praktikum "21680 - Optoelektronik" 15. Januar 2008 Zindler
Laserdiode 160[mm] Lange Achse

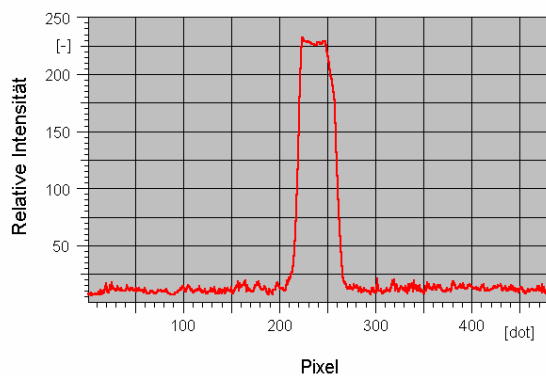


Abb. 10: Der Verlauf der Relativen Intensität für eine Laserdiode – 160[mm] – Lange Achse -.

FernUniversität in Hagen

Fakultät für Mathematik und Informatik
 Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik
Lehrgebiet Optische Nachrichtentechnik

FernUniversität



Hagen

Die Lage des Intensitätsmaximum, der Halbintensitäten wird aus den Grafiken entnommen:

[dots]	20 – kurz	20 – lang	160 – kurz	160 – lang
E_{MAX}	225, 0	225, 0	226, 0	226, 0
$E_{0,5;MIN}$	112, 5	112, 5	113, 0	113, 0
$E_{0,5;MAX}$	112, 5	112, 5	113, 0	113, 0
PIX bei E_{MAX}	301	216	323	240
PIX bei $E_{0,5;MIN}$	292	195	315	219
PIX bei $E_{0,5;MAX}$	310	238	333	260

Die Intensitäts- Bandbreiten in [dots] können so ermittelt werden:

[dots]	20 – kurz	20 – lang	160 – kurz	160 – lang
Δ PIX	18	43	18	41

Damit kann das Verhältnis der Halbachsen berechnet werden:

$$\frac{2\Theta_{\perp}}{2\Theta_{\parallel}} = \frac{43 + 41}{18 + 18}$$

⇒

$$\frac{\Theta_{\perp}}{\Theta_{\parallel}} = \frac{14}{3} = 2,334$$

Da die Auflösung der Kamera mit 96 dpi bekannt ist, kann die Einheit [dots] in [cm] aufgelöst werden:

$$L = \frac{16,93}{640} (PIX - 320)$$

[cm]	20 – kurz	20 – lang	160 – kurz	160 – lang
L bei E_{MAX}	- 0, 503	- 2, 751	+ 0, 079	- 2, 116
L bei $E_{0,5;MIN}$	- 0, 741	- 3, 307	- 0, 132	- 2, 672
L bei $E_{0,5;MAX}$	- 0, 265	- 2, 169	+ 0, 344	- 1, 587

Da das Offset, die Außermittigkeiten der Aufnahmen im Polardiagramm als Neigung störend wirken würde, werden diese beseitigt:

[cm]	20 – kurz	20 – lang	160 – kurz	160 – lang
L bei E_{MAX}	\pm 0, 000	\pm 0, 000	\pm 0, 000	\pm 0, 000
L bei $E_{0,5;MIN}$	- 0, 238	- 0, 556	- 0, 211	- 0, 556
L bei $E_{0,5;MAX}$	+ 0, 238	+ 0, 582	+ 0, 265	+ 0, 529

Björnstjerne Zindler
Matrikel 6438342

OE

15. Januar 2008

Versuchsleitung: Dr. H. Knuppertz

Aus den bis jetzt ermittelten Werten ist zu erkennen, dass der Laserstrahl eine Vergenz unterhalb der Messgenauigkeit der hier vorliegenden Apparatur besitzt, deshalb können die Aufnahmen der einzelnen Bilder zusammengefasst werden:

[cm]	Kurz	Lang
L bei E _{MAX}	± 0, 000	± 0, 000
L bei E _{0,5;MIN}	- 0, 449	- 1, 112
L bei E _{0,5;MAX}	+ 0, 503	+ 1, 111

⇒

[cm]	Kurz	Lang
L bei E _{MAX}	± 0, 000	± 0, 000
L bei E _{0,5}	± 0, 476	± 1, 111

Für den gewählten Beobachtungsabstand von 16[cm] sind zum Schluss obige Werte in [°] ermittelbar über:

$$\varphi = \arctan \frac{L}{160}$$

[°]	Kurz	Lang
φ bei E _{MAX}	± 0, 000	± 0, 000
φ bei E _{0,5}	± 0, 170	± 0, 398

Über die Berechnungsgrundlage, die einfache Gaußfunktion:

$$I(L; D) = I_{MAX} \cdot e^{-\left(\frac{L}{\sqrt{2}D}\right)^2}$$

Mit „I_{MAX} = 1“ und:

$$D^2 = \frac{L^2}{\ln 4}$$

lässt sich das regressierte Strahlprofil in kartesischen Koordinaten darstellen:

Kurz	Lang
$D^2 = \frac{0,170^2}{\ln 4} = 0,021$ <p>⇒</p> <div style="border: 2px solid red; padding: 5px; display: inline-block;"> $I(L) = e^{-23,984 \cdot \varphi^2}$ </div>	$D^2 = \frac{0,398^2}{\ln 4} = 0,114$ <p>⇒</p> <div style="border: 2px solid red; padding: 5px; display: inline-block;"> $I(L) = e^{-4,376 \cdot \varphi^2}$ </div>

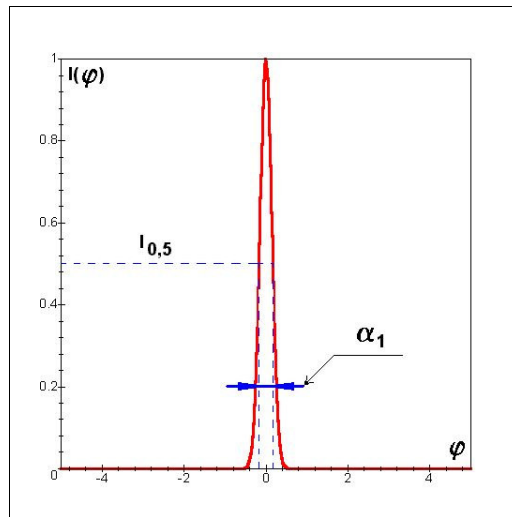


Abb. 11: Der Verlauf der Relativen Intensität für eine Laserdiode – Kurze Achse -.

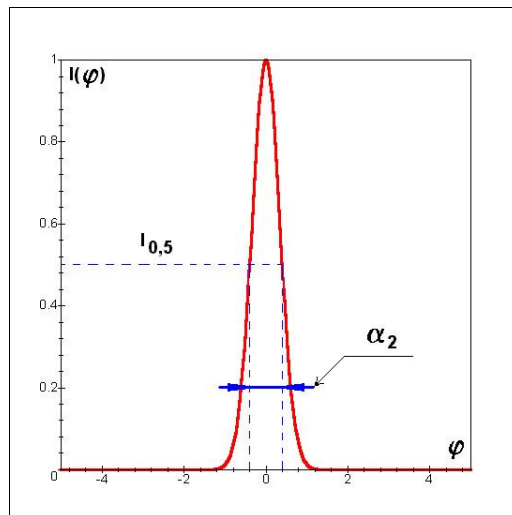


Abb. 12: Der Verlauf der Relativen Intensität für eine Laserdiode – Lange Achse -.

Bleibt zum Schluss die Darstellung der relativen Intensitätsverteilung in Polarkoordinaten zu konvertieren. Wobei in beiden Ebenen kein erkennbarer Darstellungsunterschied zu erwarten ist, da die Öffnungswinkel sehr klein sind.

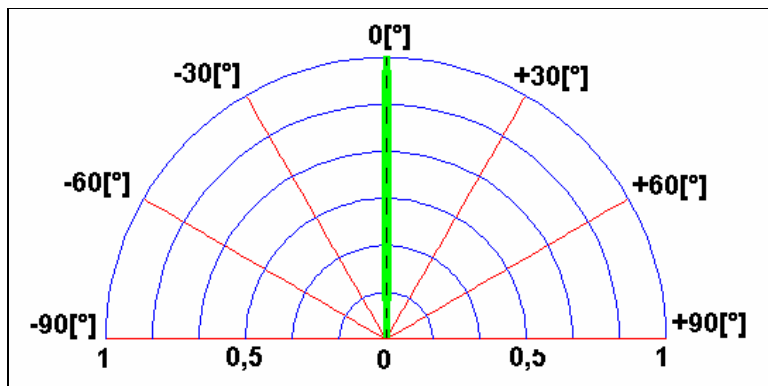


Abb. 13: Der Verlauf der Relativen Intensität für eine Laserdiode – Kurze Achse -.

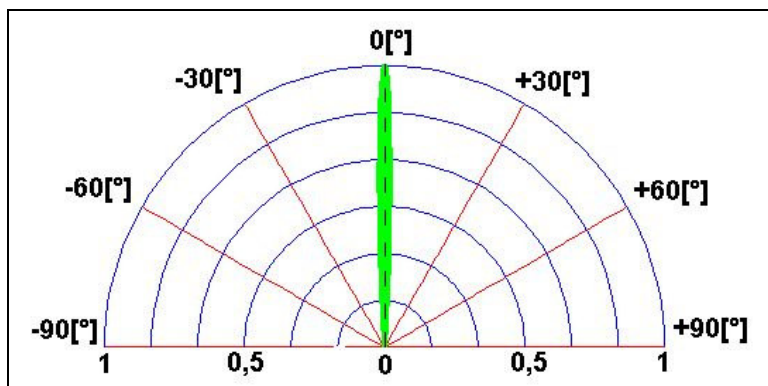


Abb. 14: Der Verlauf der Relativen Intensität für eine Laserdiode – Lange Achse -.

Zum Schluss soll die Ansicht auf dem Schirm durch die regressierten Intensitätsfunktionen dargestellt werden. Nach dem Prinzip, vorgestellt im Abschnitt 2 „Vorbereitung auf den Versuch“, werden die beiden Achsen verknüpft:

$$I_1(L) = e^{-23,984 \cdot \varphi_1^2} \quad \leftrightarrow \quad I_2(L) = e^{-4,376 \cdot \varphi_2^2}$$

⇒

$$I_1(L) = e^{-(23,984 \cdot \varphi_1^2 + 4,376 \cdot \varphi_2^2)}$$

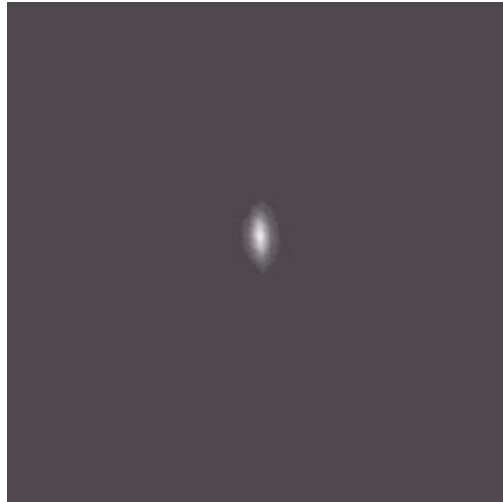


Abb. 15: Das mit ©Maple rekonstruierte Bild des Lasers aus den Funktionen der Intensität beider Achsen.

5. Bewertung der Messdaten und Vergleich mit den Vorhersagen

- Der berechnete Verhältniswert der Halbachsen erbrachte den Wert:

$$\frac{\Theta_{\perp}}{\Theta_{\parallel}} = \frac{14}{3} = 2,334$$

Dazu wird in der Literatur, siehe Abschnitt 2 „Vorbereitung auf den Versuch“, ein Wert von

$$\left(\frac{\Theta_{\perp}}{\Theta_{\parallel}} \right)_{\text{erw}} = \frac{20}{8} = 2,5$$

angegeben. Damit entspricht der gemessene Wert dem erwarteten (6,7% Abweichung).

Die Regression der Intensitätsfunktionen aus den Messwerten erfolgte über die Vorgehensweise nach Abbild 4 im Abschnitt 2 „Vorbereitung auf den Versuch“.

- Es wurden die Messwerte dargestellt, die Funktionen der Intensitäten um die kurze bzw. lange Achse in kartesischen und danach in Polarkoordinaten.

FernUniversität in Hagen

Fakultät für Mathematik und Informatik

Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik

Lehrgebiet Optische Nachrichtentechnik

FernUniversität



Hagen

- Zum Schluss erfolgte die Rekonstruktion des Bildschirmfotos durch Simulation mit ©Maple über die zusammen gefassten 2D-Intensitätsfunktion.



Praktikum 21685

Optoelektronik

Björnstjerne Zindler
Matrikel: 6438342
B_Zindler@t-online.de

Versuch 6: Kennlinien von Fotodetektoren – Sensitivität

Zusammenfassung:

Zwei Werte wurden ermittelt:

- **Der Dunkelstrom.** Dieser Wert liegt real laut Datenblatt bei:

$$I_{\text{Dunkel}} \leq 5[nA]$$

Der bereinigte Wert des gemessenen Dunkelstromes:

$$\bar{I}_{\text{Dunkel}} = 8[nA]$$

- **Die Quanteneffizienz** als Ausdruck der Empfindlichkeit. Das Datenblatt gibt an:

$$\eta = 0,86$$

Der ermittelte Wert bei:

$$\bar{\eta} = 0,808$$

Korrektur

Namen:	Martin Mogl	Studiengang:	Photonik	Labor:	ONT
	Björnstjerne Zindler	Versuchstag:	15. Januar 2008	Abgabe:	Bis 10. März 2008
	-	Gruppe:	Spät	Versuchsleitung:	Dr. H. Knuppertz

FernUniversität in Hagen

Fakultät für Mathematik und Informatik
Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik
Lehrgebiet Optische Nachrichtentechnik

FernUniversität



Hagen

- [Raum für Notizen und Bemerkungen:](#)

Namen:	Martin Mogl	Studiengang:	Photonik	Labor:	ONT
	Björnstjerne Zindler	Versuchstag:	15. Januar 2008	Abgabe:	Bis 10. März 2008
	-	Gruppe:	Spät	Versuchsleitung:	Dr. H. Knuppertz



Kennlinien von Fotodetektoren – Sensitivität

1. Zielstellung des Versuchs
2. Vorbereitung auf den Versuch
3. Messung und Messdaten
4. Auswertung der Messdaten
5. Bewertung der Messdaten und Vergleich mit den Vorhersagen

1. Zielstellung des Versuchs

Wir vermessen die Foto- Sensitivität einer Fotodiode im Kurzschlussbetrieb.

2. Vorbereitung auf den Versuch

- Geben Sie eine erweiterte Formel für die Diodenkennlinie an, mit der die Einstrahlung von Licht berücksichtigt wird. Wie wirken sich ein Serienwiderstand und ein Parallelwiderstand aus?

Die Diodenkennlinie ist bekannt:

$$I(U) = I_s \left(e^{\frac{U}{U_T}} - 1 \right)$$

Der Photostrom ist definiert über die einfallende Strahlungsleistung „ P_λ “:

$$I_{ph} = \eta \cdot \frac{e}{hc} \lambda \cdot P_\lambda$$

Mit „ η “ dem Quantenwirkungsgrad. Beide Ströme zusammengefasst ergeben die Fotodiodenkennlinie:

$$I(U; \lambda) = I_s \left(e^{\frac{U}{U_T}} - 1 \right) - \eta \frac{e}{hc} \lambda \cdot P_\lambda$$



⇒

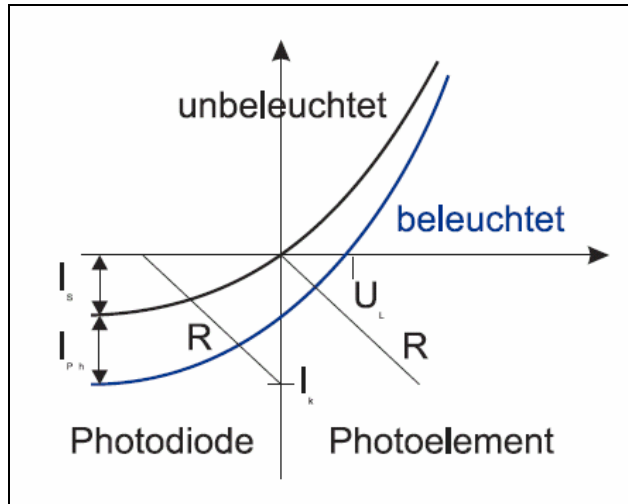


Abb. 1: Der Einfluss des Fotostromes auf die Diodenkennlinie.

⇒

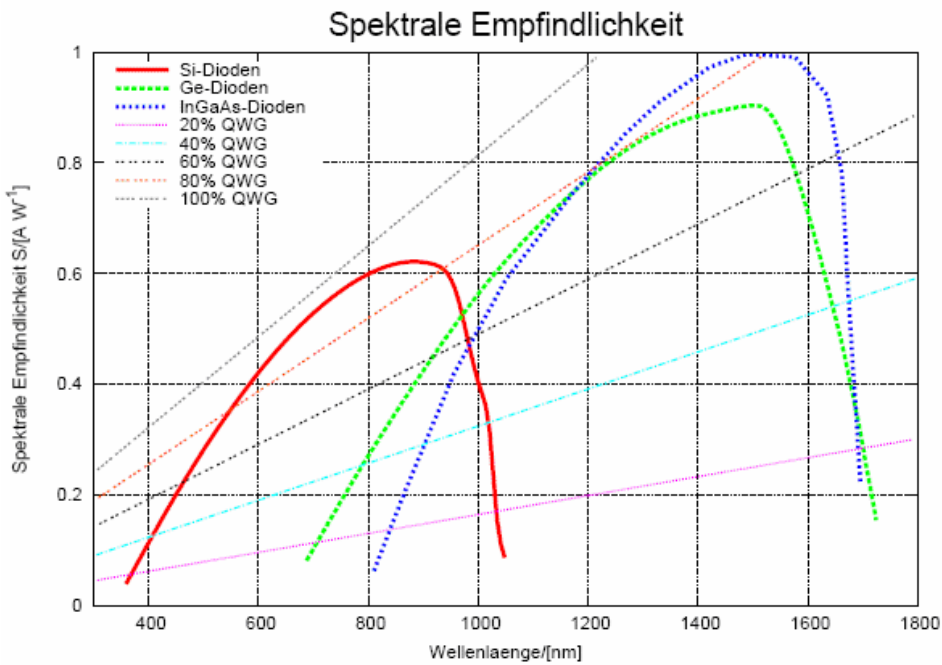
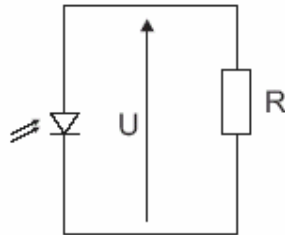


Abb. 2: Spektrale Empfindlichkeiten von verschiedenen Materialien im Vergleich zum Quanteneffizienten.



Der Einfluss eines Widerstandes:

- Parallel zur Fotodiode



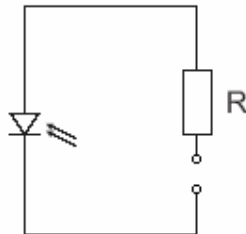
Der lichtinduzierte Strom der Diode generiert eine Spannung am parallel liegenden Widerstand. Es gilt:

$$I(0; \lambda) = -\eta \frac{e}{hc} \lambda \cdot P_\lambda$$

⇒

$$U_{ph} = RI = -\eta \frac{e}{hc} \lambda \cdot P_\lambda \cdot R$$

- In Serie zur Fotodiode



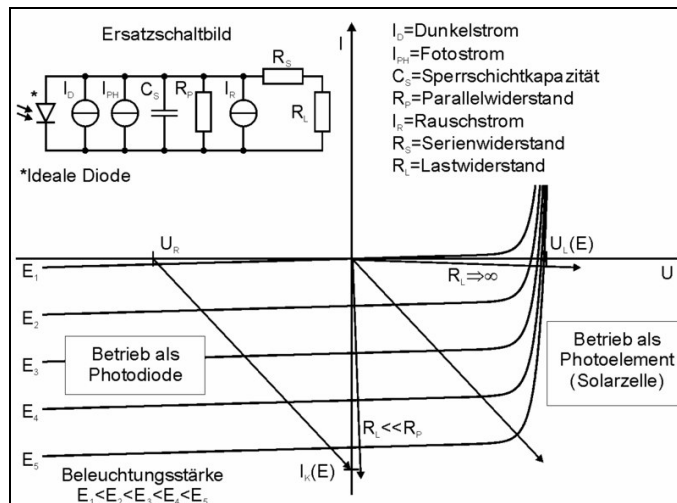
Der Widerstand fungiert als Bahnwiderstand zusätzlich zum differentiellen Widerstand der Fotodiode:

$$U_D = U'_D + R \cdot I$$

Er begrenzt daher den Strom durch die Diode in Durchlassrichtung und die an der Diode abfallende Spannung in Sperrichtung.



- Zeichnen Sie eine IU- Kennlinie für eine Fotodiode mit der Einstrahlung als Parameter. Kennzeichnen Sie die Bereiche der Kurve für Elementbetrieb (photovoltaic mode), Sperrbetrieb (photoconductive mode) und für den Durchbruchbetrieb (avalanche mode).



- Elementbetrieb (photovoltaic mode)**

Fotodiode wird als Urspannungsquelle genutzt (Lichtleistung wird direkt in elektrische Leistung umgewandelt).

Zwei Grenzfälle:

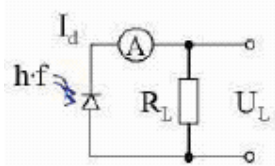
- Kurzschlussbetrieb ($R_L = 0$)

Kurzschlussstrom proportional zur Beleuchtungsstärke

- Leerlaufbetrieb ($R_L = \infty$)

Leerlaufspannung nahezu T- unabhängig

Anmerkung: infolge des hohen Sperrschichtwiderstandes gelten R_L von einigen k Ω bereits als Kurzschluss.





- **Photoleitungsbetrieb (photoconductive mode - Widerstandsbetrieb - Sperrbetrieb)**

An die Diode wird eine Spannung in Sperrrichtung angelegt. RLZ verbreitert sich und die Feldstärke „E“ in der RLZ erhöht sich.

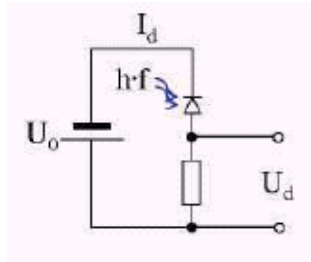
Ohne Licht fließt wegen des hohen Widerstandes der Verarmungsschicht ein sehr kleiner Sperrstrom (Dunkelstrom).

Sperrstrom erhöht sich proportional zur Beleuchtungsstärke → Detektorsignal.

Wegen der hohen Feldstärke und der geringen Kapazität fließen die Ladungsträger sehr schnell über den äußeren Stromkreis ab → Grenzfrequenz: mehrere 100 kHz bis einige MHz.

Nachteile: relativ große T- Abhängigkeit des Sperrschichtwiderstandes. Dunkelstrom verdoppelt sich alle 6- 7[K] T- Erhöhung.

Stärkeres Rauschen als im Elementbetrieb



⇒

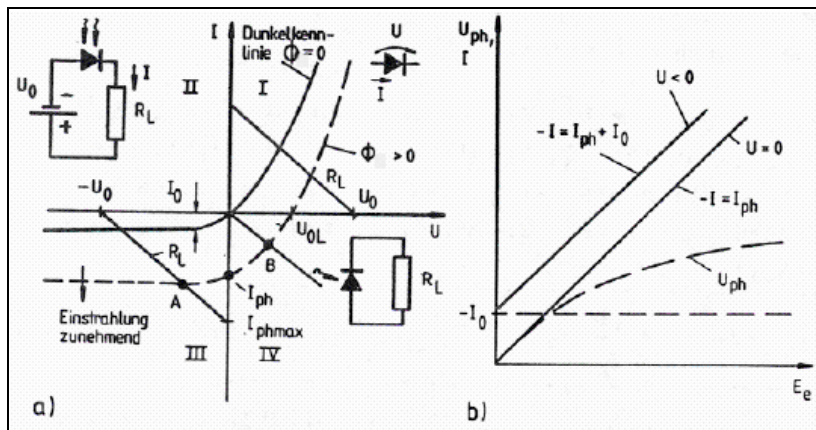


Abb 3: Die Strom- Spannungskennlinie einer Fotodiode; Quadrant IV) photovoltaic mode III) photoconductive mode für Teilabbild a) und Fotostrom und Leerlaufspannung einer Fotodiode b).



Es treten zusätzlich folgende Effekte auf:

1. Die Sperrschichtkapazität „ C_s “ verringert sich mit der angelegten Spannung, sodass sich die Reaktionszeit mit sich ändernder Spannung verändert.
2. Es tritt bei hohen negativen Spannungen ein Avalanche- Effekt auf, der den Fotostrom durch Lawineneffekte verstärkt.
3. Der Reststrom (Dunkelstrom „ I_D “) steigt mit der angelegten Spannung und kann die Linearität beeinträchtigen.

- **Durchbruchsbetrieb (Avalanche- Mode)**

Entspricht einer hochnegativ vorgespannten Fotodiode im Photoleitungsbetrieb. Die Fotodiode arbeitet dann wie eine Lawinen- Fotodiode.

Lawinenfotodioden (englisch Avalanche- photodiode, daher oft APD genannt) sind hochempfindliche und schnelle Fotodioden. Sie nutzen den Lawinen- Durchbruch (Avalanche- Effekt), der auch in Zener- Dioden verwendet wird.

Beim Anlegen einer hohen Sperrspannung nahe der Lawinen- Durchbruch- Spannung zeigen Lawinen- Fotodioden eine interne Verstärkung, die durch Stoßionisation in der Sperrschicht hervorgerufen wird.

PIN-Photodiode (verbesserte Photodiode)

Bei der PIN-Photodiode werden die dotierten Zonen durch eine undotierte i-Zone getrennt. Dadurch vergrößert sich der Raumladungsbereich und die von tiefer eindringenden Photonen erzeugten Elektron-Loch-Paare tragen auch zum Photostrom bei. Weil die Raumladung in der i-Zone klein ist, herrscht dort infolge der anliegenden Sperrspannung ein konstantes E-Feld.

- Vergrößerung der Driftregion der Fotoladungsträger
- großes elektrische Feld in der i-Region, geringe Driftzeiten, keine Ladungsträgerverluste
- Trennschicht verkleinert Kapazität der Diode hohe Bandbreite

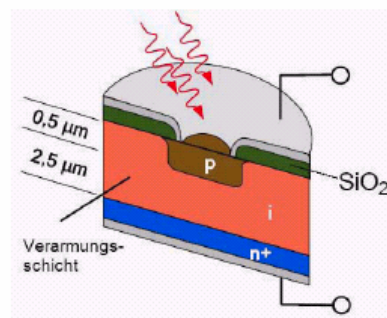


Abb. 4: Aufbau einer PIN- Fotodiode (Infoblatt Hersteller).



3. Messung und Messdaten

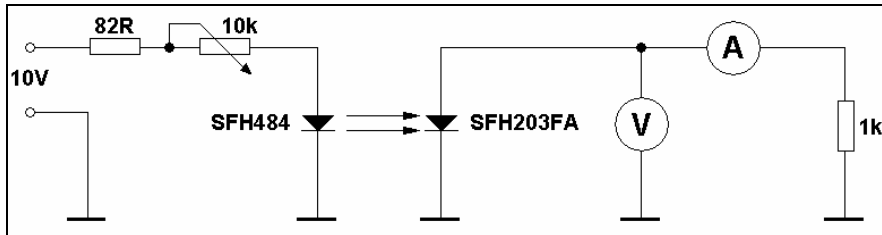


Abb. 5: Der Versuchsaufbau grafisch dargestellt.

Ein externes Kleinnetzteil liefert eine Spannung von 10[V] bei 750[mA] mit der der Infrarotemitter SFH484 angesteuert wird. Über das Schiebepotentiometer der Größe 10[kΩ] mit linearer Charakteristik lässt sich der Ansteuerstrom von 1 bis 100[mA] einstellen, der durch den 82- Ohm- Widerstand begrenzt wird. Die empfangende Fotodiode SFH203FA läuft über den Widerstand der Größe 1[kΩ] im Kurzschlussbetrieb, was mit dem Voltmeter überprüft werden kann. Die eigentlichen Messwerte werden durch das Amperemeter angezeigt.

Der Aufbau erfolgte in unkonventioneller Weise, der im Bild zu sehende Elektrolytkondensator ist lediglich als zusätzlicher Siebkondensator gedacht, da sonst ohne diesen das Ablesen am Amperemeter für die Nachkommastellen erschwert würde durch die aufmodulierte Restbrummspannung.

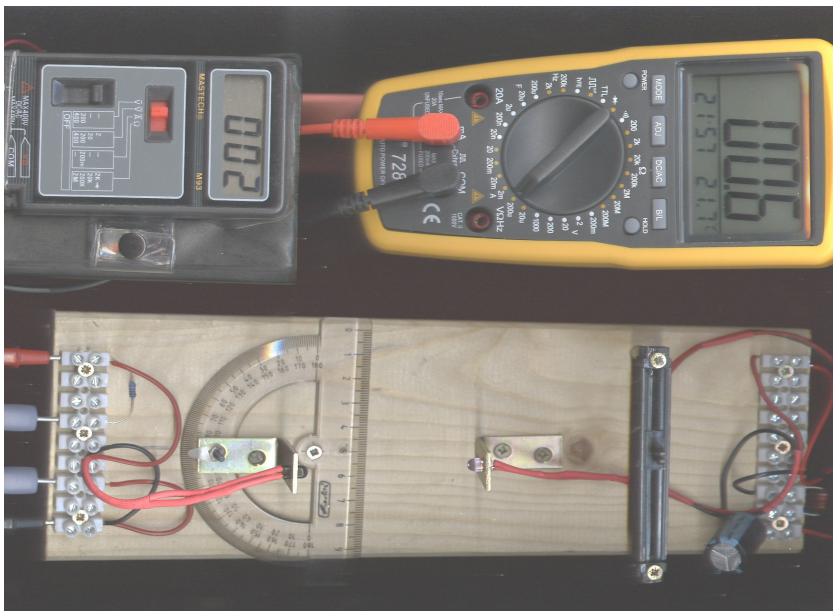


Abb. 6: Der reale Versuchsaufbau.



Aus Mangel an einem Strahlteiler und Strahlleistungsmessgerät wird die Sensitivität der zu untersuchenden Fotodiode in Abhängigkeit vom Stromdurchfluss der Emittierdiode gemessen. Dieser wird durch das Schiebepotentiometer linearer Charakteristik mit 58[mm] Schiebelänge bestimmt. Bei einer nur leicht stromabhängigen Schwellenspannung der Infrarotemittierdiode von 1,5[V] laut Datenblatt ergibt sich eine Berechnungsgrundlage von „ I_F “:

$$I_F [mA] = 1,707 \cdot L [mm] + 1$$

Die gemessenen Werte des Kurzschlussstromes „ I_K “, die Kontrolle der Spannung, welche im Millivoltbereich liegen muss „ U_K “ am Widerstand der Größe 1[k Ω], der bis zu einer gewissen Größe als Kurzschluss ansehbar ist:

L[mm]	I_F [mA] bei $U_F=1,5$ [V]	I_K [μ A]	U_K [mV]
0	1,00	-	-
1	2,71	0,44	5
2	4,41	0,45	5
3	6,12	0,45	5
4	7,83	0,45	5
5	9,53	0,45	5
6	11,24	0,45	5
7	12,95	0,45	5
8	14,66	0,46	5
9	16,36	0,47	5
10	18,07	0,48	5
11	19,78	0,49	5
12	21,48	0,50	5
13	23,19	0,51	5
14	24,90	0,52	6
15	26,60	0,54	6
16	28,31	0,54	6
17	30,02	0,56	6
18	31,72	0,57	6
19	33,43	0,59	6
20	35,14	0,62	7
21	36,84	0,63	7
22	38,55	0,65	7
23	40,26	0,67	7
24	41,96	0,68	7
25	43,67	0,72	8
26	45,38	0,73	8
27	47,09	0,77	8
28	48,79	0,78	8
29	50,50	0,82	9
30	52,21	0,85	9
31	53,91	0,85	10
32	55,62	0,91	10
33	57,33	0,96	10
34	59,03	1,01	11
35	60,74	1,06	11
36	62,45	1,11	12
37	64,16	1,18	13
38	65,86	1,22	13
39	67,57	1,30	14

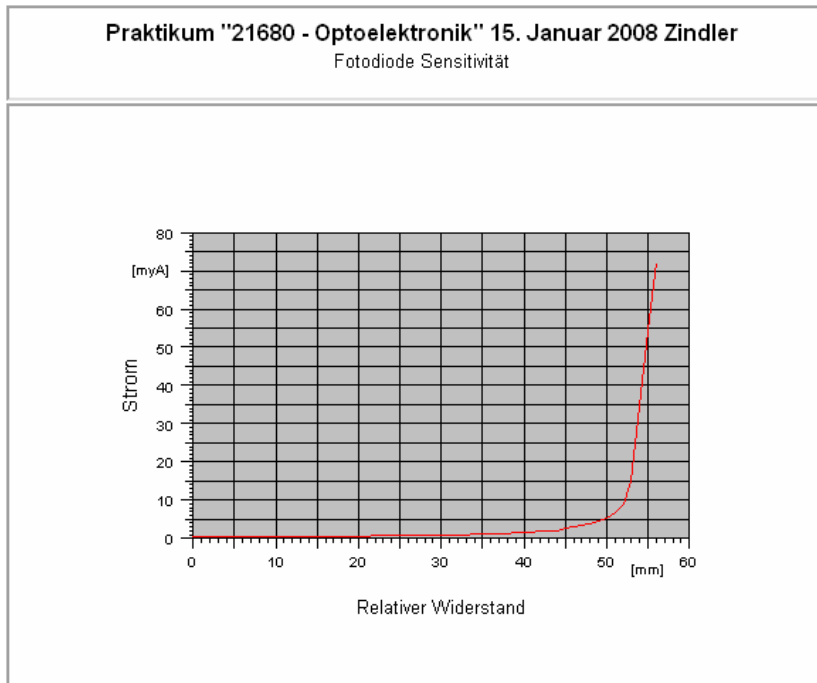


40	69,28	1,41	15
41	70,98	1,49	16
42	72,69	1,55	17
43	74,40	1,78	19
44	76,10	1,91	21
45	77,81	2,10	23
46	79,52	2,55	28
47	81,22	2,86	31
48	82,93	3,44	37
49	84,64	3,73	40
50	86,34	4,47	48
51	88,05	5,25	57
52	89,76	6,75	73
53	91,47	8,91	97
54	93,17	11,07	120
55	94,88	34,70	148
56	96,59	54,40	187
57	98,29	72,00	222
58	100	-	-

Der erste und letzte Messwert wurde verworfen, da das Schiebepotentiometer unsaubere Übergänge besitzt.

4. Auswertung der Messdaten

Zuerst, die Messdaten grafisch dargestellt:





Als erstes ist zu erkennen, dass bei hoher Bestrahlung der Kurzschlussstrom stark ansteigt. Bedingt durch den Lastwiderstand „rutscht“ die Fotodiode vom Kurzschluss- in den Fotoelementbetrieb hinüber. Die Ströme steigen stark an. Siehe Abbild 2 in Abschnitt 2 „Vorbereitung zum Versuch“.

Diese Werte sollen deshalb nicht genutzt werden. Bis zum Messwert 20[mm] = 0,62[μA] sind eindeutige Kurzschlussstromwerte zu erwarten. Diese Messwerte werden nochmals dargestellt und gleichzeitig linear regressiert.

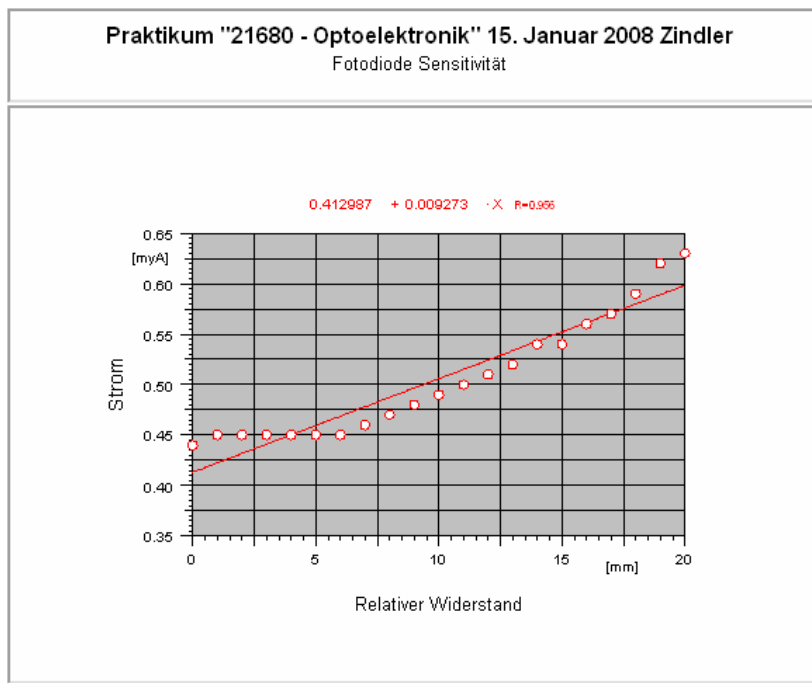


Abb. 8: Die korrigierten Messwerte nochmals grafisch dargestellt.

Die Regressionsfunktion wurde ermittelt zu:

$$I_K [\mu A] = 9,273 \cdot 10^{-3} \cdot L [mm] + 0,413 [\mu A]$$

Der Wert „L“ wird mit oben angegebener Berechnungsgrundlage substituiert:

$$I_F [mA] = 1,707 \cdot L [mm] + 1 \quad \leftrightarrow \quad L = 0,586(I_F - 1)$$

⇒

$$I_K [\mu A] = 5,434 \cdot 10^{-3} \cdot I_F [mA] + 0,408 [\mu A]$$

Damit ist die Übertragungsfunktion ermittelt.



Der Dunkelstrom ist ablesbar:

$$I_{\text{Dunkel}} = 408[\text{nA}]$$

Der durchschnittliche Kurzschlussstrom wird ermittelt:

$$I_K [\mu\text{A}] = \frac{1}{35,14} \int_0^{35,14[\text{mA}] \equiv 20[\text{mm}]} (5,434 \cdot 10^{-3} \cdot I_F [\text{mA}] + 0,408[\mu\text{A}]) dI_F$$

⇒

$$\bar{I}_K = 0,502[\mu\text{A}]$$

Der Fotostrom ist definiert worden im Abschnitt 2 „Vorbereitung auf den Versuch“:

$$\bar{I}_K = \eta \cdot \frac{e}{hc} \lambda \cdot P_\lambda$$

⇒

$$\eta = \bar{I}_K \cdot \frac{hc}{e\lambda} \cdot \frac{1}{P_\lambda}$$

Die emittierte Wellenlänge der IR- Diode wird im Datenblatt mit „ $\lambda = 880[\text{nm}]$ “ angegeben. Die Strahlstärke errechnet sich unter der Annahme von 100% Wirkungsgrad aus „ $U_F = 1,5[\text{V}]$ “ und „ $I_F = 18,07[\text{mA}]$ “ (Mittelwert zwischen 0 und 20[mm] der Potentiometerstellung):

$$\eta = \frac{26,122 \cdot 10^{-6}}{\Omega}$$

Die Strahlstärke ist für den vollen Raumwinkel angegeben. Diese muss auf die Fläche der Fotodiode umgerechnet werden. Dazu wird die aktive Fläche der Fotodiode benötigt. Laut Datenblatt gilt „ $A = 1[\text{mm}^2]$ “. Weiterhin ist im experimentellen Aufbau ein Abstand zwischen IR- Emitter und Fotodiode von „ $R = 72[\text{mm}]$ “ gegeben:

$$\Omega = \frac{A}{R^2} = \frac{1}{72^2} = 192 \cdot 10^{-6}$$

⇒

$$\eta = 0,135$$

Die Quanteneffizienz ist ermittelt.



5. Bewertung der Messdaten und Vergleich mit den Vorhersagen

Zwei Werte wurden ermittelt:

- **Der Dunkelstrom:**

Dieser Wert liegt real laut Datenblatt bei:

$$I_{\text{Dunkel}} \leq 5[\text{nA}]$$

Der ermittelte Wert bei:

$$I_{\text{Dunkel}} = 408[\text{nA}]$$

„ I_{dunkel} “ ist nicht gemessen worden, sondern durch lineare Regression ermittelt. Grund ist, der Wert von 5[nA] lag unterhalb der Basisgenauigkeit von 2% bei 20[μA]. Zieht man diesen systematischen Fehler ab, kommt man auf einen neuen Dunkelstrom von:

$$\bar{I}_{\text{Dunkel}} = 408[\text{nA}] - 20[\mu\text{A}] \cdot \frac{2}{100} \left[\frac{\%}{\%} \right]$$

⇒

$$\bar{I}_{\text{Dunkel}} = 8[\text{nA}]$$

- **Die Quanteneffizienz** als Ausdruck der Empfindlichkeit:

Dieser Wert liegt real laut Datenblatt bei:

$$\eta = 0,86$$

Der ermittelte Wert bei:

$$\eta = 0,135$$

Ein Grund für den niedrigen Wert ist unter anderem der Umstand, dass die IR-Emitter-Diode mit einem Wirkungsgrad von 100% angenommen wurde. Legt man das Datenblatt zu Grunde, wird im vollen Raumwinkel eine Leistung von 25[mW] abgestrahlt bei „ $I_F = 100[\text{mA}]$ “ und „ $U_F = 1,5\text{V}$ “. Das ergibt den Wirkungsgrad:

$$n = \frac{25 \cdot 10^{-3}}{100 \cdot 10^{-3} \cdot 1,5} = 0,1667$$

⇒



$$\bar{\eta} = \frac{0,135}{0,167}$$

⇒

$$\bar{\eta} = 0,808$$

Untersuchen könnte man jetzt noch den Einfluss der „Fehlanpassung“ zwischen der IR- Emitter- Dioden- Wellenlänge und der Wellenlänge mit der höchsten Empfindlichkeit der empfangenden Fotodiode für welche die Datenblattwerte gelten:

$$IR - Emitter = 880[nm] \quad Foto - Diode = 900[nm]$$

Auch eine Außermittigkeit der Fotodiode verringert die Quanteneffizienz, da bei einem Öffnungswinkel von „ $\pm 8[^\circ]$ “ der IR- Emitter- Diode schon bei kleinem Offset der Fotodiode eine messbare Abweichung auftritt.

FernUniversität in Hagen

Fakultät für Mathematik und Informatik

Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik

Lehrgebiet Optische Nachrichtentechnik

FernUniversität



Hagen

Björnsterne Zindler
Matrikel 6438342

OE

15. Januar 2008

Versuchsleitung: Dr. H. Knuppertz

FernUniversität in Hagen

Fakultät für Mathematik und Informatik
Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik
Lehrgebiet Optische Nachrichtentechnik

FernUniversität



Hagen

Praktikum 21685

Optoelektronik

Björnstjerne Zindler
Matrikel: 6438342
B_Zindler@t-online.de

Versuch 7: Kennlinien von Fotodetektoren – Winkelsensitivität einer Fotodiode

Zusammenfassung:

- Der **Öffnungswinkel** der Fotodiode SFH203FA wurde berechnet mit:

$$\bar{\alpha} = \pm 27,5[^\circ]$$

Das Datenblatt der Fotodiode gibt einen Wert vor von:

$$\alpha = \pm 20[^\circ]$$

- Die Grafik der **Messwerte** wurde erstellt in kartesischen und danach die Funktion der Winkelsensitivität in Polarkoordinaten.

Korrektur

Namen:	Martin Mogl	Studiengang:	Photonik	Labor:	ONT
	Björnstjerne Zindler	Versuchstag:	15. Januar 2008	Abgabe:	Bis 10. März 2008
	-	Gruppe:	Spät	Versuchsleitung:	Dr. H. Knuppertz

FernUniversität in Hagen

Fakultät für Mathematik und Informatik
Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik
Lehrgebiet Optische Nachrichtentechnik

FernUniversität



Hagen

- [Raum für Notizen und Bemerkungen:](#)

Namen:	Martin Mogl	Studiengang:	Photonik	Labor:	ONT
	Björnstjerne Zindler	Versuchstag:	15. Januar 2008	Abgabe:	Bis 10. März 2008
	-	Gruppe:	Spät	Versuchsleitung:	Dr. H. Knuppertz



Kennlinien von Fotodetektoren – Winkelsensitivität einer Fotodiode

1. Zielstellung des Versuchs
2. Vorbereitung auf den Versuch
3. Messung und Messdaten
4. Auswertung der Messdaten
5. Bewertung der Messdaten und Vergleich mit den Vorhersagen

1. Zielstellung des Versuchs

Wir bestimmen die Winkelabhängigkeit der Einstrahldetektion durch eine Fotodiode

2. Vorbereitung auf den Versuch

- Skizzieren Sie einen einfachen Aufbau für die beabsichtigte Messung. Als Lichtquelle kann das leuchtende Faserende aus dem vorigen Versuch benutzt werden. Als Halter dient ein Aluminiumblock mit einem horizontalen Loch, in das die Faser gesteckt werden kann. In einen zweiten ähnlichen Block kann die zu vermessende Fotodiode gesteckt werden. Zusätzlich ist ein DIN-A3- Blatt mit einem Polardiagramm verfügbar.

Beispiel für den Versuchsaufbau:

Die Fotodiode als empfangendes Element:

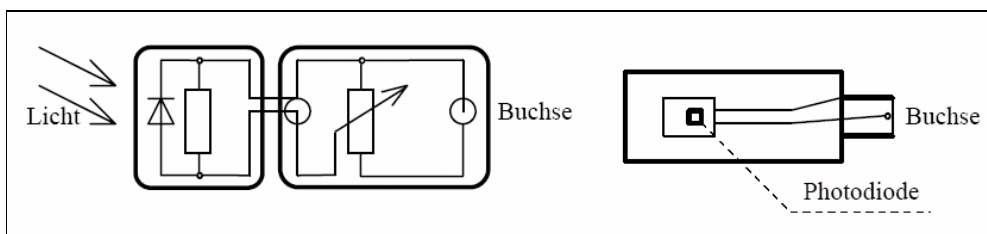


Abb. 1: Der „Tast“Kopf der Fotodiode.

Die Realisierung des Winkelkreises. Eine andere Möglichkeit besteht in der Drehbarkeit der Fotodiode selbst um die Hochachse. Damit einfällt die flächenreiche Winkeleinteilung.

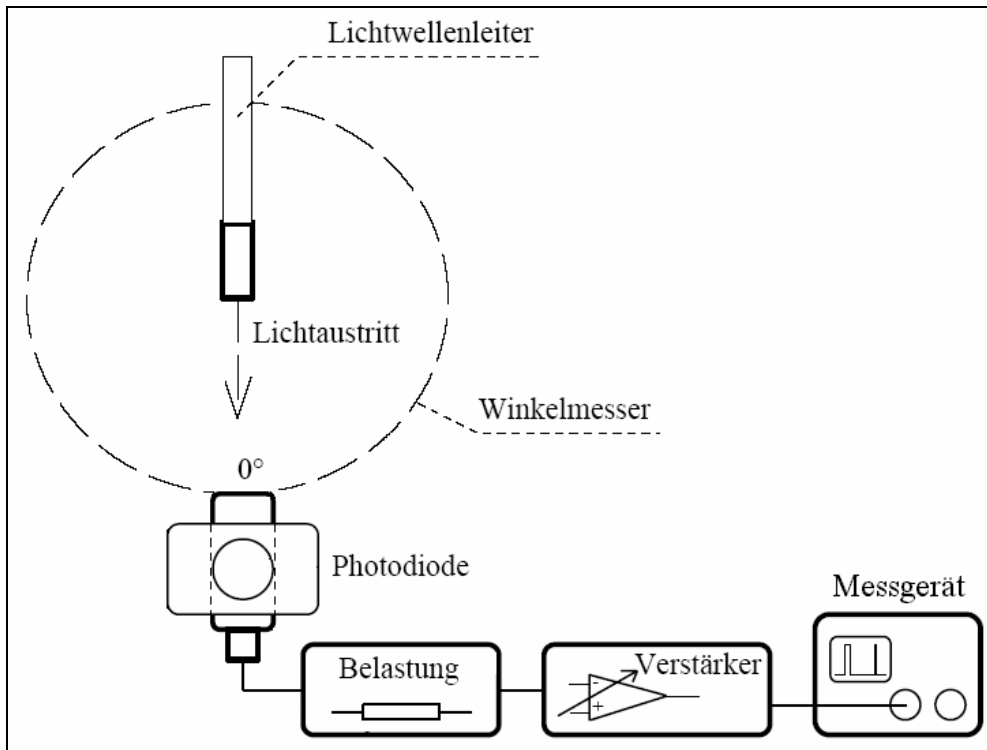


Abb. 2: Der Versuchsaufbau, so wie er im Praktikum realisiert sein könnte.

3. Messung und Messdaten

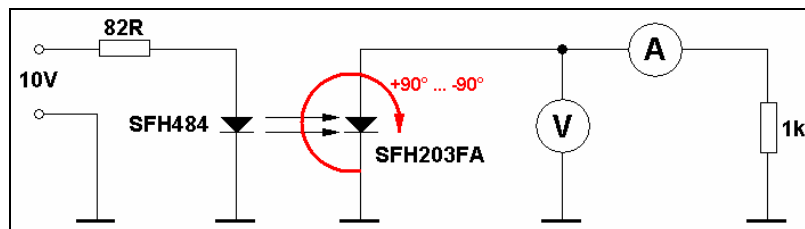


Abb. 5: Der Versuchsaufbau grafisch dargestellt.

Ein externes Kleinnetzteil liefert eine Spannung von 10[V] bei 750[mA] mit der der Infrarotemitter SFH484 angesteuert wird. Über das Schiebepotentiometer der Größe 10[kΩ] mit linearer Charakteristik lässt sich der Ansteuerstrom von 1 bis 100[mA] einstellen, der durch den 82- Ohm- Widerstand begrenzt wird. Die empfangende Fotodiode SFH203FA läuft über den Widerstand der Größe 1[kΩ] im Kurzschlussbetrieb, was mit dem Voltmeter überprüft werden kann. Die eigentlichen Messwerte werden durch das Amperemeter angezeigt.



Der Aufbau erfolgte in unkonventioneller Weise, der im Bild zu sehende Elektrolytkondensator ist lediglich als zusätzlicher Siebkondensator gedacht, da sonst ohne diesen das Ablesen am Amperemeter für die Nachkommastellen erschwert würde durch die aufmodulierte Restbrummspannung. Als weiterer Unterschied zur Theorie ist hier die empfangende Fotodiode und nicht der Emitter drehbar um insgesamt 180[°]. Das vereinfacht den praktischen Aufbau enorm und besitzt nebenbei keinen Einfluss auf die Ergebnisse.

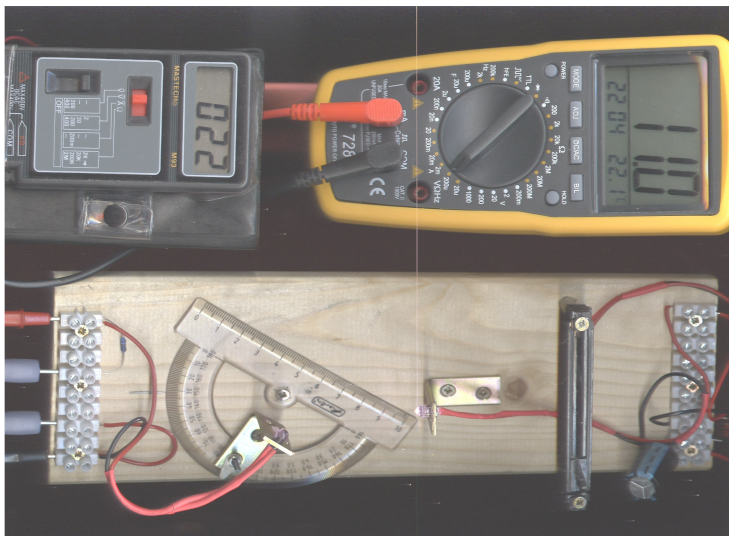


Abb. 6: Der reale Versuchsaufbau (Der senkrechte Streifen stammt von der IR-Strahlung!).

Der Strom durch die Emitterdiode wurde auf 100[mA] eingestellt, aufgelistet folgend sind wie in Versuch 6 die Werte „U_K“ und „I_K“, die Kurzschlussbetriebswerte der Fotodiode:

Winkel zur Normalen in [°]	I _K [μA]	U _K [mV]
-90	3,1	4
-85	5,9	9
-80	4,5	12
-75	7,2	14
-70	7,3	14
-65	8,0	16
-60	9,1	18
-55	10,0	20
-50	10,8	21
-45	11,9	23
-40	12,9	25
-35	15,8	31
-30	25,5	50
-25	39,5	78
-20	49,5	98
-15	58,5	115
-10	66,1	130
-5	71,7	141



0	73,0	144
+ 5	70,0	138
+ 10	66,4	131
+ 15	60,4	120
+ 20	54,0	106
+ 25	46,9	93
+ 30	38,0	76
+ 35	27,1	54
+ 40	15,2	30
+ 45	10,3	20
+ 50	8,4	17
+ 55	7,1	14
+ 60	5,9	12
+ 65	4,9	9
+ 70	4,0	8
+ 75	3,4	7
+ 80	3,5	7
+ 85	3,8	7
+ 90	2,9	5

4. Auswertung der Messdaten

Die oben abgegeben Messwerte für den Kurzschlussstrom der Fotodiode werden grafisch dargestellt in einem kartesischen Koordinatensystem.

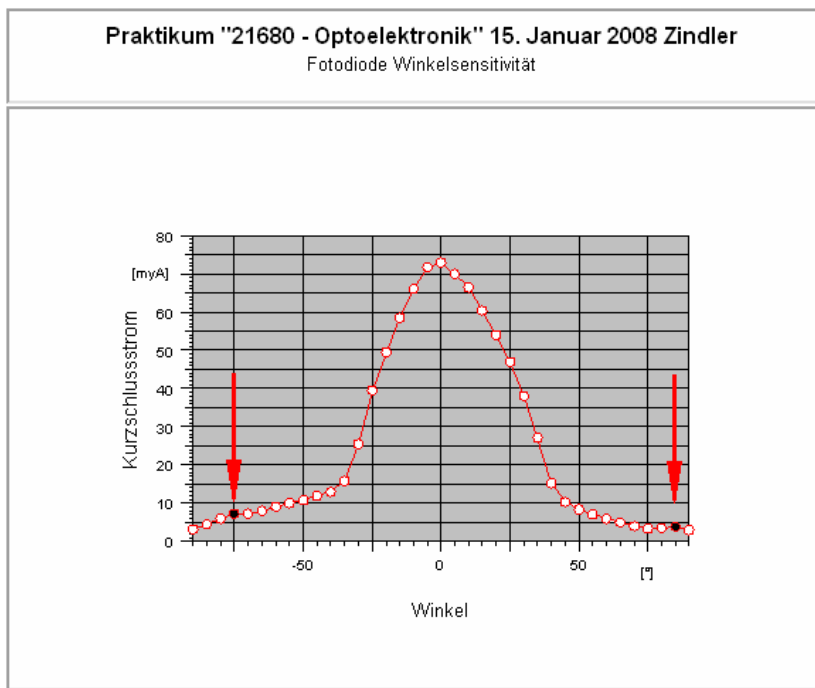


Abb. 7: Der Kurzschlussstrom grafisch dargestellt (Die Pfeile zeigen auf die Nebenhöcker).



Aus den Messdaten werden das Maximum des Stromes und die halben Werte bei den jeweils eingestellten Winkeln abgelesen:

	[μA]	[$^\circ$]
$I_{K;MAX}$	73, 0	0
$I_{K;0,5;MIN}$	39, 5	- 25
$I_{K;0,5;MAX}$	38, 0	+ 30

Damit kann der Öffnungswinkel ermittelt werden:

$$\alpha = \pm \frac{25 + 30}{2}$$

⇒

$$\alpha = \pm 27,5 [^\circ]$$

Über die Berechnungsgrundlage, die einfache Gaußfunktion:

$$I(\varphi; D) = I_{MAX} \cdot e^{-\left(\frac{\varphi}{\sqrt{2}D}\right)^2}$$

Mit „ $I_{MAX} = 1$ “ und:

$$D^2 = \frac{\alpha}{\ln 4}$$

lässt sich das regressierte Strahlprofil in kartesischen Koordinaten darstellen:

$$I(\varphi) = e^{-916 \cdot 10^{-6} \cdot \varphi^2}$$

⇒

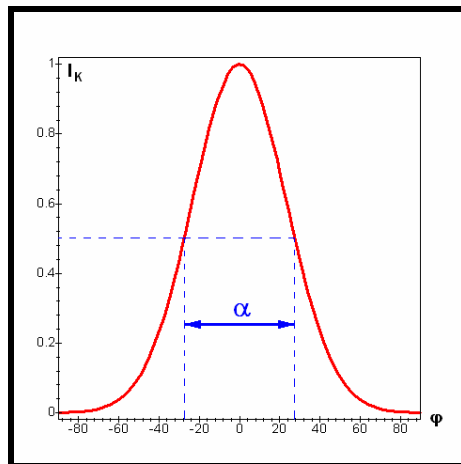


Abb. 8: Die regressierte Funktion des Kurzschlussstroms der Fotodiode grafisch dargestellt.



Die Winkelsensitivitätsfunktion in Polarkoordinaten:

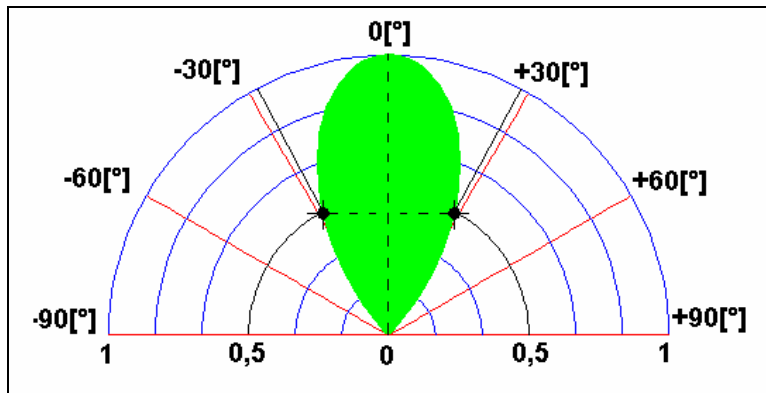


Abb. 9: Die Winkelsensitivität der Fotodiode.

5. Bewertung der Messdaten und Vergleich mit den Vorhersagen

- Der Öffnungswinkel der Fotodiode SFH203FA wurde berechnet mit:

$$\alpha = \pm 27,5[^\circ]$$

Im Datenblatt der Diode ist dieser mit $20[^\circ]$ angegeben und liegt demnach recht gut zum errechneten Wert.

Das Polardiagramm wurde erstellt und hat im Gegensatz zum Diagramm des Datenblattes nicht die 2 Nebenhöcker bei großen Winkeln. Grund ist die Regression, welche diese wegfallen ließ. In Abbild 7 sind die Nebenhöcker jedoch gut zu erkennen (Pfeile).