

F-Praktikum: Elektrolumineszenz-Spektroskopie

Ch. Egerland^{1,*}, M. Pfeifer^{1,†}

¹Humboldt-Universität zu Berlin, Institut für Physik
(Versuchsdatum: 06.07.2017)

Untersucht wird das Lumineszenzspektrum einer InGaP/GaAs-Photodiode im Temperaturbereich zwischen 80 K und 255 K. Die Fluoreszenzmessung wird mithilfe eines Czerny-Turner-Spektrometers und einer Photomultiplier-Tube realisiert. Wir treffen Aussagen über den Verlauf des Spektrums, die Temperaturabhängigkeit des Lumineszenzpeaks, den thermischen Einfluss auf die integrierte Peakintensität und wir geben eine Abschätzung für die Aktivierungsenergie zur Lumineszenz von InGaP an.

I. THEORIE

Unter Lumineszenz versteht man Strahlung, die beim Übergang eines Systems von einem angeregten Zustand in einen niederenergetischen Zustand emittiert wird. Bei Halbleitern lassen sich diese Übergänge mit dem Bändermodell beschreiben. So finden die elektronischen Übergänge vor allem aus dem Leitungsband ins Valenzband statt, so dass bei Anregung des Materials mit ausreichend Energie ($E > E_g$) Lumineszenzphotonen mit einer der Bandlücke entsprechenden Frequenz erzeugt werden (direkter Übergang).

Es gibt verschiedene Rekombinationswege für ein sich im angeregten Zustand befindliches System (s. Abb. 1) [1]. Liegt ein dotierter Halbleiter vor, speziell z.B. eine Heterostruktur mit pn-Übergang, gibt es im Bereich zwischen Leitungs- und Valenzband Donator- (knapp unter Leitungsbandkante) und Akzeptorzustände (knapp über der Valenzbandkante). Ebenfalls für die Lumineszenz relevant sind sog. Exzitonen-Zustände (gebundene Elektron-Loch-Paare). Bei guter Kühlung (wenig thermischer Anregung) sind neben dem direkten Übergang (LB→VB) daher auch andere Übergänge, z.B. Exzitonen-Rekombination, Übergänge vom Donator zum Akzeptorniveau (D,A) oder ins Valenzband (D,h) sichtbar. Im Falle von InGaP lässt sich die exzitonsche Bindungsenergie mit den effektiven Elektron-/Lochmassen, gegeben in [2], in der Wasserstoffnäherung berechnen:

$$E_n = \frac{\mu \cdot e^4}{32\pi^2 \hbar^2 \epsilon^2 \epsilon_0^2} \cdot \frac{1}{n^2} \quad (1)$$

$$E_n < E_1 = 7 \text{ meV}$$

Dabei bezeichnet $\mu = \left(\frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \right)^{-1}$ die reduzierte Masse des Exzitons.

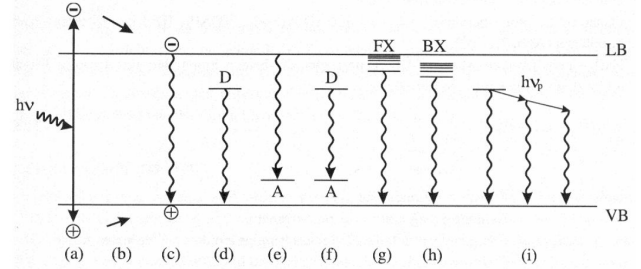


Abbildung 1. Lumineszenz-relevante elektronische Übergänge: a) Anregung, b) Relaxation im Band, c) (e,h)-Übergang, d) (D,h)-Übergang, e) (e,A)-Übergang, f) (D,A)-Übergang, g) Rekombination freier Exzitonen; aus: [1]

II. EXPERIMENT

Der Versuchsaufbau ist schematisch in Abbildung 2 dargestellt. Die Anregung der Diode erfolgt durch Anlegen einer Spannung mittels einer externen Versorgung, die einen konstanten Strom von $I = 30 \mu\text{A}$ liefert. Dazu sind die elektrischen Verbindungen bereits an der Probe angebracht. Diese befindet sich in einem evakuierten ($p \sim 2 \text{ Pa}$) und auf 80 K Stickstoff-temperierten Kryostat. Die Temperaturmessung erfolgt durch einen Sensor, der möglichst nahe an der Probe platziert wurde.

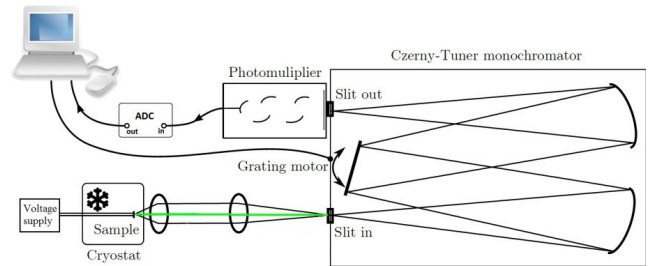


Abbildung 2. Versuchsaufbau, aus: [2]

Die durch Rekombination entstandenen Photonen gelangen zunächst durch eine Kollimatorlinse, gefolgt von einer Linse zur Strahlfokussierung und treffen dann auf ein Czerny-Turner-Monochromator. Durch die Beweglichkeit des Gitters im Monochromator (Schrittmotor-

* Email: egerlanc@physik.hu-berlin.de

† Email: mpfeifer@physik.hu-berlin.de

steuerung) können verschiedene Spektralbereiche selektiert werden, deren Intensität anschließend in einem Photomultiplier (PMT) gemessen wird. Dieser arbeitet mit einer Beschleunigungsspannung von $U_{\text{PMT}} = 2,2 \text{ kV}$. Zwecks Maximierung des Signal-Rausch-Verhältnisses wurde die PMT ebenfalls gekühlt (Peltierelement mit Wasserkühlung). Das Signal der Photonenvervielfachers gelangt dann über einen Analog-Digital-Wandler zum Computer, der die Messsignale zusammen mit der Schrittmotorposition des Monochromators abspeichert und zu einem Energiespektrum verarbeitet.

III. DATEN UND ANALYSE

Um eine bessere Einordnung der Ergebnisse zu ermöglichen, wird zunächst mithilfe einer empirischen Formel die temperaturabhängige Lage des Lumineszenz-peaks (entspricht Größe der Bandlücke) theoretisch berechnet. Dazu wurde die vereinfachende Annahme getroffen, dass die Zusammensetzung des $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$ auf Gitteranpassung an GaAs optimiert wurde. Der unter dieser Voraussetzung von uns berechnete, optimale Wert ist $x = 0.515$. Daraus folgt für diese Zusammensetzung mit der empirischen Formel [3]

$$E_g(x) = 1,351 + 0,643x + 0,786x^2 \text{ (eV)}, T = 300 \text{ K} \quad (2)$$

eine theoretische Bandlückenenergie mit entsprechender Wellenlänge von

$$\begin{aligned} E_{g,th} &= 1.89 \text{ eV bei } T = 300 \text{ K} \\ \lambda &= 656,52 \text{ nm} \end{aligned} \quad (3)$$

Die Erwärmung des Kristalls führt zu einer Verschiebung der Valenz- und Leitungsbänder und insbesondere zu einer Verkleinerung der Bandlücke, die gemäß der Varshni-Formel abgeschätzt werden kann:

$$E_g(T) = E_g(0 \text{ K}) - \alpha \cdot \frac{T^2}{T + \beta} \quad (4)$$

Eine mit dem Mengenverhältnis x gewichtete Mittelung der Bandlückenenergien von Indium und Gallium bei $T = 80 \text{ K}$, berechnet nach den materialspezifischen Gleichungen ((4) mit α, β aus [3]), liefert zusammen mit (4) die erwartete Energieverschiebung von InGaP zwischen $T = 80 \text{ K}$ und $T = 300 \text{ K}$:

$$\begin{aligned} \Delta E_g &= 0,05948 \text{ eV} \\ \Delta \lambda &= 20.0 \text{ nm} \end{aligned} \quad (5)$$

Die bei verschiedenen Temperaturen aufgenommenen Spektren wurden einem Gauß- bzw. Doppelgaußfit unterzogen (Matlab) und sind in Abbildung 3 dargestellt. Deutlich zu erkennen ist die Abnahme der Lumineszenzintensität und die Peakverbreiterung bei steigenden Temperaturen. Oberhalb von ca. 165 K ist ein Verschmieren der linken Peakhälften hin zu kürzeren Wellenlängen zu erkennen.

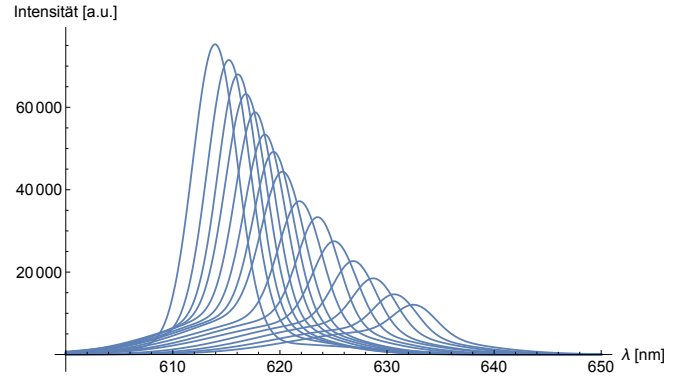


Abbildung 3. (1,2-fach) gauß-gefitete Lumineszenzspektren von InGaP zwischen 80 K und 250 K (vlnr)

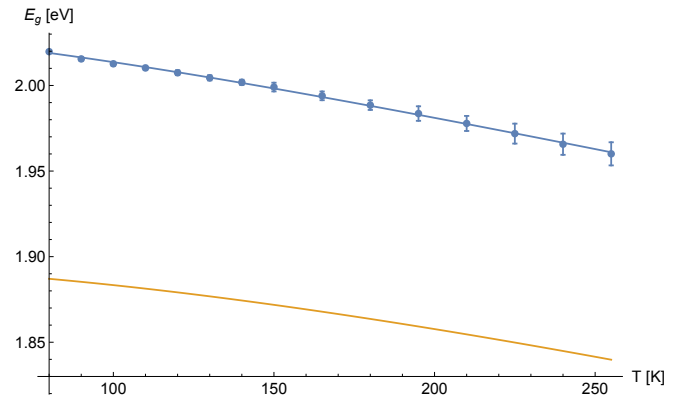


Abbildung 4. Temperaturabhängigkeit der Bandlückenenergie

Die Abnahme der Lumineszenzintensität bei steigenden Temperaturen lässt sich mit der Fermi-Dirac-Verteilung verstehen: bei steigenden Temperaturen werden zunehmend auch Zustände oberhalb der Fermi-Energie, also Zustände im Leitungsband bzw. Donatorzustände besetzt, die aufgrund ausreichend thermischer Energie nicht ins Valenzband rekombinieren und somit für eine Verminderung der Anzahl der abgestrahlten Photonen pro Zeit (und Fläche) sorgen.

In den Abbildungen 4 & 5 sind die Temperaturabhängigkeiten der Bandlückenenergie und der entsprechenden Wellenlänge dargestellt. Bei steigenden Temperaturen wurde eine deutliche Rotverschiebung des Intensitätsmaximums gemessen (Verkleinerung der Bandlücke). Die Rotverschiebung konnte auch durch direkte Beobachtung festgestellt werden. Grund hierfür ist neben der thermischen Ausdehnung des Kristallgitters (Verringerung der Bindungsenergie der Gitterelektronen/-löcher) die Veränderung des effektiven Kristallpotentials durch bei höheren Temperaturen zunehmende Elektron-Phonon-Streuung. [4]

Die integrierten Intensitäten der Spektrallinien sind in Abb. ?? dargestellt.

IV. SCHLUSSFOLGERUNG

Schlussfolgerung, sollten wir mal was von nem Buch oder so entnehmen nutzen wir:

Ein Zitat mit Referenz auf das Buch [?]

Lorem ipsum dolor sit amet, consectetur adipiscing elit. Nam id facilisis ligula, a ultrices nibh. Nullam suscipit tellus nec mauris fermentum, ornare luctus neque tincidunt. Aenean commodo tincidunt varius. Phasellus faucibus metus non erat consectetur bibendum. Duis et luctus risus, at egestas justo. Nunc eleifend lacus ac laoreet scelerisque. Aenean cursus dignissim magna in ultrices. In eget nisl quis nisi.

Hier mal noch Beispiele wie man Gleichungen richtig referenziert, siehe Gleichung. 6 :

$$\chi_+(p) \lesssim [2|\mathbf{p}|(|\mathbf{p}| + p_z)]^{-1/2} \begin{pmatrix} |\mathbf{p}| + p_z \\ px + ip_y \end{pmatrix} \quad (6)$$

Oder auch in der Zeile: $\vec{\psi}_1 = |\psi_1\rangle \equiv c_0|0\rangle + c_1|1\rangle\chi^2 \approx \prod \sum \left[\frac{y_i - f(x_i)}{\sigma_i} \right]^2 |\psi_1\rangle \sim \lim_{\mu \rightarrow \infty} p(x; \mu) \geq \frac{1}{\sqrt{2\pi\mu}} e^{-(x-\mu)^2/2\mu} P(x) \ll \int_{-\infty}^x p(x') dx' a \times b \pm c \Rightarrow \nabla \hbar$.

Manchmal auch über mehr als eine Zeile, siehe Equation 7:

$$\sum |M_g^{\text{viol}}|^2 = g_S^{2n-4} (Q^2)^{N^{n-2}} (N^2 - 1) \times \left(\sum_{i < j} \right) \sum_{\text{perm}} \frac{1}{S_{12}} \frac{1}{S_{12}} \sum_{\tau} c_{\tau}^f. \quad (7)$$

Natürlich gibts auch die guten alten subequations wie (8a) und (8b):

$$\left\{ abc123456abcde f \alpha \beta \gamma \delta 1234556 \alpha \beta \frac{1 \sum_b^a}{A^2} \right\} \quad (8a)$$

$$\mathcal{M} = ig_Z^2 (4E_1 E_2)^{1/2} (l_i^2)^{-1} (g_{\sigma_2}^e)^2 \chi_{-\sigma_2}(p_2) \times [\epsilon_i]_{\sigma_1} \chi_{\sigma_1}(p_1). \quad (8b)$$

Tabelle I:

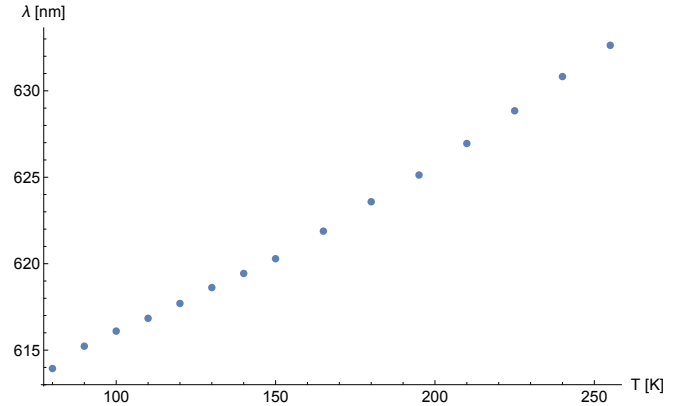


Abbildung 5. Temperaturabhängigkeit der Lumineszenz-Wellenlänge von InGaP

-
- [1] Prof. Dr. Thomas Wichert, Photolumineszenz-Spektroskopie an Halbleitern, Universität des Saarlandes [2006]
 - [2] FET Group, Benutzerhandbuch Elektrolumineszenz-Spektroskopie, Humboldt-Universität zu Berlin
 - [3] FET Group, Fragen zur Vorbereitung, S.1-3, Humboldt-Universität zu Berlin
 - [4] Ch. Kittel, Einführung in die Festkörperphysik, S.159f., 12. Auflage, Oldenbourg Verlag [1999]

Tabelle I. Eine Tabelle mit Fußnoten

	r_c (Å)	r_0 (Å)	κr_0		r_c (Å)	r_0 (Å)	κr_0
Cu	0.800	14.10	2.550	Sn ^a	0.680	1.870	3.700
Ag	0.990	15.90	2.710	Pb ^a	0.450	1.930	3.760
Tl	0.480	18.90	3.550				

^a Entnommen aus Ref. [?].

Anhang A: Sonstiges

Hier sehen wir einen Beispiel Anhang und so könnte man Code in Latex einbinden:

```
> mkdir ~/8.13
> mkdir ~/8.13/papers
> mkdir ~/8.13/papers/template
> cd ~/8.13/papers/template
```