

A 8

Lichtquanten

Version 14

Die Natur der elektromagnetischen Strahlung

Die Phänomene, welche bei der Ausbreitung und der Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit materiellen Körpern auftreten, können zwei Bereichen zugeordnet werden, auf die je eine **anschauliche** Vorstellung, präziser, ein **raumzeitliches Modell** anwendbar ist:

Wellenphänomene: Interferenz und Beugung werden beschrieben durch die

Wellentheorie der elektromagnetischen Strahlung:

Strahlung = elektromagnetische Welle, darstellbar durch eine kontinuierliche Wellenfunktion, z.B. für die elektrische Feldstärke: $\vec{E}(\vec{r}, t)$.

Charakteristische Grössen:

Wellenlänge λ , Frequenz f

$$\lambda \cdot f = c$$

Energiestromdichte: $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$ [W/m²]

Dafür stehen Namen wie: *Huygens, Young, Fresnel, Maxwell, Hertz*

Teilchenphänomene: Emission und Absorption werden beschrieben durch die

Quantentheorie der elektromagnetischen Strahlung:

Strahlung = Strom von Photonen γ (auch Strahlungs- oder Lichtquanten genannt), welche in **individuellen Quantenprozessen** mit einzelnen Atomen, Elektronen usw. in Wechselwirkung treten. Diese unterliegt dem Zufall, weshalb nur **Wahrscheinlichkeitsaussagen** gemacht werden können.

Charakteristische Grössen:

$$\text{Energie : } E_{\gamma} = h \cdot f = \frac{h \cdot c}{\lambda} = \frac{1240}{\lambda[\text{nm}]} [\text{eV}]$$

$$\text{Impuls : } p_{\gamma} = \frac{E_{\gamma}}{c} = \frac{h}{\lambda}$$

$$\text{Energiestrom : } \Phi = \dot{N}_{\gamma} \cdot E_{\gamma} [\text{W}]$$

worin \dot{N}_{γ} der Photonenstrom bedeutet

Energie- und Impulsaustausch zwischen Strahlung und Materie kann nur in solchen Quanten stattfinden! Ihre Grösse wird wesentlich bestimmt durch die **Planck'sche Konstante h** (auch Planck'sches Wirkungsquantum genannt).

$$\text{NIST (2009): } h = 6.626\,068\,96 \pm 33 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$$

Dafür stehen Namen wie: *Planck, Einstein, Compton*

Die beiden anschaulichen Modelle sind prinzipiell unvereinbar: Hier die Welle, das Versmierteste, was es gibt, dort das Teilchen, das Konzentrierteste, was es gibt. Die Lösung des Dilemmas brachte schliesslich 1925 die Quantenmechanik, welche eine konsistente Sicht des Phänomens Elektromagnetische Strahlung brachte --> **Quantenelektrodynamik**, dies allerdings auf Kosten der Anschaulichkeit.

Der Teilchencharakter der Strahlung tritt umso ausgeprägter in Erscheinung, je grösser die Quantenenergie ist.

Strahlung	Wellenlänge λ	Quantenenergie E_γ
mm-Wellen	1 mm	$1.2 \cdot 10^{-3}$ eV
sichtbares Licht	500 nm	2.5 eV
UV-Strahlung	100 nm	12 eV
Röntgen-Strahlung	100 pm	12 keV
γ -Strahlung	1 pm	1.2 MeV

Die vorliegenden Versuche betreffen die **Quantennatur der Strahlung** im Bereich des sichtbaren Lichtes.

Literatur

Die Anleitung ist bewusst kurz gefasst, Literaturhinweise im Text sind für Interessenten gedacht, welche weitergehende Informationen wünschen, sie beschränken sich auf die folgenden Bücher:

PI : Physik für Ingenieure, Hering/Martin/Stohrer, VDI-Verlag Düsseldorf (1. Auflage 1988).

HP: Handbuch der experimentellen Physik (Hrsg. W. Kuhn), Bd. 4/II Optik, Aulis Verlag Deubner, Köln (1993), in Physik Handbibliothek.

1 Physikalische Grundlagen

1.1 Der Photoeffekt

Beim **Photoeffekt** handelt es sich um die Absorption von Lichtquanten durch Atome, Moleküle, Festkörper, bei der das Photon **verschwindet** und ein Teil seiner Energie auf ein Elektron übertragen wird. Im Falle von Atomen, Molekülen entstehen im ersten Moment freie Elektronen mit der kinet. Energie $E_k = E_\gamma - E_B$ (Die am Prozess beteiligten Atome usw. sind so viel schwerer, dass ihre Energie vernachlässigt werden kann.), welche sich dann an andere Teilchen anlagern können. E_B ist die Bindungsenergie des Elektrons. Im Falle der Wechselwirkung mit Festkörpern unterscheiden wir:

1.1.1 Äusserer Photoeffekt:

Die Lichtquanten "schlagen" aus der **Oberfläche** von Metallen, Metalloxiden und Halbleitern **Photoelektronen** heraus. Zur Befreiung eines Elektrons muss dessen Bindungsenergie aufgewendet werden, man bezeichnet sie hier als **Austrittsarbeit** W_a . Es ist klar, dass die Photonenenergie E_γ mindestens gleich W_a sein muss, damit der Effekt eintritt. Der Prozess spielt sich in einer dünnen Oberflächenschicht ab, welche der Eindringtiefe der Photonen entspricht¹⁾. Deshalb erleiden die Photoelektronen vor dem Austritt durch Wechselwirkung mit dem Kristallgitter unterschiedliche Energieverluste und verlassen die Oberfläche mit variabler kinet. Energie. Der Maximalwert ist gegeben durch die Gleichung:

$$\hat{E}_k = E_\gamma - W_a = h \cdot f - W_a$$

welche erstmals von *Einstein* formuliert wurde. Die Austrittsarbeit ist eine Oberflächeneigenschaft und nur bei grösster Reinheit materialspezifisch. Adsorbierte Gase, Oxidfilme und andere Fremdstoffe können den Wert erheblich verändern. Schichten, welche zur Umwandlung von Strahlung in einen Photoelektronenstrom dienen, bezeichnet man als **Photokathoden**; wird eine solche mit einem Sekundärelektronenvervielfacher (engl.: Multiplier) kombiniert, erhält man einen **Photomultiplier**, den empfindlichsten Strahlungsdetektor.

1.1.2 Innerer Photoeffekt:

Die in einen **Halbleiter** eindringenden Lichtquanten produzieren zusätzliche **Ladungsträger**, wir unterscheiden:

Photoleiter (Photowiderstände): bei Bestrahlung nimmt die Ladungsträgerdichte und damit die Leitfähigkeit zu. Beispiele sind: CdS im Sichtbaren, InAs und InSb im nahen IR, dotiertes Ge bis ins ferne IR. Wegen ihrer Einfachheit werden solche Elemente für zahlreiche Messaufgaben eingesetzt.

Photodioden: im Bereich des **p-n-Überganges** erzeugen die absorbierten Photonen **Elektron-Loch-Paare**, welche im elektrischen Feld der Raumladungszone getrennt werden. Ohne äussere Quelle wird die p-Seite positiv und die n-Seite negativ aufgeladen, es entsteht eine **Photospannung**, die maximal entgegengesetzt gleich der Diffusionsspannung U_d (siehe S. 10) werden kann. Bei Belastung fliesst ein entsprechender Strom --> Elementbetrieb, z.B. bei Solarzellen. Wird eine äussere Spannung in Sperrrichtung angelegt, so fliesst in dieser Richtung ein **Photostrom**, der streng proportional zur auftreffenden Strahlungsleistung ist --> Diodenbetrieb, angewendet für Photodetektoren.

Diese Vorgänge laufen natürlich nur ab, wenn die Photonenenergie einen materialspezifischen Schwellenwert überschreitet, welcher der Freisetzung eines ans Kristallgitter gebundenen Elektrons entspricht. In eigenleitendem Material ist der energetische Abstand zwischen Leitungs- und Valenzband = Breite der Bandlücke (engl. gap) E_g massgebend. Dies ergibt die langwellige Grenze der Photoempfindlichkeit. (Lit. --> PI 9.4.2, S. 693 ; HP 8.4, S. 293 ff)

¹⁾ Die Reichweite der Photoelektronen ist aber bedeutend kleiner, weshalb nur ein Bruchteil davon überhaupt austritt (kleine Quantenausbeute).

Historisches:

Der photo- oder lichtelektrische Effekt spielte eine hervorragende Rolle bei der Entwicklung der Quantentheorie. Der Entdecker der elektromagnetischen Wellen, *Heinrich Hertz* (1857 - 1894), hat 1887 berichtet, dass eine Funkenstrecke bei niedrigerer Spannung zündet, wenn sie mit UV-Licht bestrahlt wird. Ein Jahr später fand *Wilhelm Hallwachs* (1859 - 1922), dass sich eine mit kurzwelligem Licht bestrahlte Metallplatte elektrisch positiv auflädt. Im Jahre 1899 erkannte *Philipp Lenard* (1862 - 1947), dass bei der Bestrahlung Elektronen frei werden. In den folgenden Jahren untersuchten er und andere den Effekt eingehend und fanden diesen Sachverhalt:

- der Photostrom, d.h. die Anzahl der pro s abgelösten Photoelektronen, ist proportional zur Intensität des Lichtes,
- die Energie \hat{E}_k der Photoelektronen hängt nicht von der Intensität sondern überraschenderweise nur von der Frequenz des Lichtes ab, und zwar nimmt sie linear mit der Frequenz zu,
- für jedes Kathodenmaterial existiert eine Grenzfrequenz f_G bzw. Grenzwellenlänge λ_G , wobei der Photoeffekt erst einsetzt wenn: $f > f_G$ bzw. $\lambda < \lambda_G$.

Für die klassische Wellentheorie war und ist dieser Tatbestand unverständlich! Man hätte erwartet, dass die Energie der Photoelektronen mit der elektrischen Feldstärke der einfallenden Lichtwelle zunehmen würde, und E^2 ist proportional zur Intensität.

Am 14. Dezember 1900 hielt **Max Planck** (1858 - 1947) vor der Physikalischen Gesellschaft in Berlin einen Vortrag. Darin berichtete er über die erfolgreiche theoretische Herleitung seines Strahlungsgesetzes, welches in glänzender Übereinstimmung steht mit dem beobachteten Spektrum der Hohlraumstrahlung. Dieser Herleitung musste er - widerwillig zwar - die revolutionäre Annahme zugrunde legen, dass der Energieaustausch zwischen Strahlung und heissem Körper in **Energiequanten** der Grösse $h \cdot f$ erfolgt. Damit steckte der Schlüssel für das Verständnis des Photoeffektes gewissermassen im Schloss, doch blieb dies unbeachtet bis 1905 der junge **Albert Einstein** (1879 - 1955) Plancks Ansatz ernst nahm. In der ersten seiner 4 berühmten Arbeiten von 1905: "Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt." in Ann. Phys., Bd. 17, S. 132 (1905) vertrat er die Auffassung, dass **das Licht selber aus Quanten der Grösse $h \cdot f$ bestehe** und erklärte damit die unverständenen Aspekte des äusseren Photoeffektes auf einfachste Weise, wie wir oben erläutert haben. Erst im Jahre 1916 gelang es **Robert A. Millikan** (1868 - 1953) Einsteins Beziehung experimentell zu verifizieren und das Planck'sche Wirkungsquantum mit guter Genauigkeit zu bestimmen - in völliger Übereinstimmung mit dem aus dem Strahlungsgesetz ermittelten Wert.

1.2 Die Bestimmung von h/e nach Millikan

Die Messtechnik zur Untersuchung des Photoeffektes geht auf die Pioniere zurück. Schon Lenard benutzte eine Vakuum-Photozelle und wandte die **Gegenfeldmethode** zur Bestimmung der kinetischen Energie der Photoelektronen an:

In einem evakuierten Glaskolben befinden sich die zu untersuchende Photokathode K und die als Auffänger für die Photoelektronen dienende Anode A. Die von monochromatischem Licht der Wellenlänge λ ausgelösten Elektronen besitzen die maximale kinetische Energie $\hat{E}_k = h \cdot f - W_a$. Ist die Spannung zwischen Anode und Kathode positiv, so werden die Elektronen noch beschleunigt und es fliesst der volle Photostrom, bestimmt durch die auftreffende Strahlungsleistung. Legt man eine zunehmende Gegenspannung U an, so erreichen immer weniger Elektronen die Anode, bis der Photostrom bei der kritischen Gegenspannung U_0 schliesslich verschwindet.

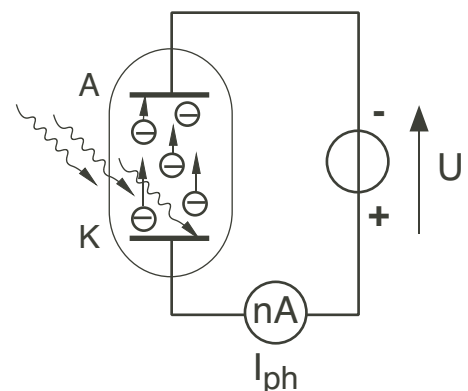


Fig. 1

Weil auch ohne äussere Spannung zwischen Kathode und Anode ein materialabhängiges, sog. Kontaktpotential U_c vorhanden ist, gilt bei Photostrom Null die Gleichung:

$$e \cdot (U_o - U_c) = \hat{E}_k.$$

Misst man U_o für monochromatisches Licht verschiedener Wellenlängen und trägt die Werte als Funktion der Lichtfrequenz auf, so gewinnt man aus der Steigung die Grösse h/e . Nicht bestimmen lässt sich die Austrittsarbeit, die aber hier nicht weiter interessiert.

Das Experiment ist verschiedenen Einflüssen unterworfen, welche nicht nur die Messgenauigkeit beeinträchtigen, sondern auch zu systematischen Fehlern führen. Zunächst ist die Erfassung der kritischen Gegenspannung U_o unsicher, weil das Verschwinden bzw. Einsetzen des Photostromes "schleichend" ist, bedingt durch das breite Energiespektrum der Photoelektronen. Dann führen Inhomogenitäten und Alterungseffekte (z.B. Gasadsorption) der Kathodenoberfläche dazu, dass die Austrittsarbeit W_a örtlich und zeitlich variiert. Wie *Millikan* diese Probleme gelöst hat, geht u.a. aus seiner Apparatur hervor (Fig.2, *Physical Review*, Vol. VII, March 1916):

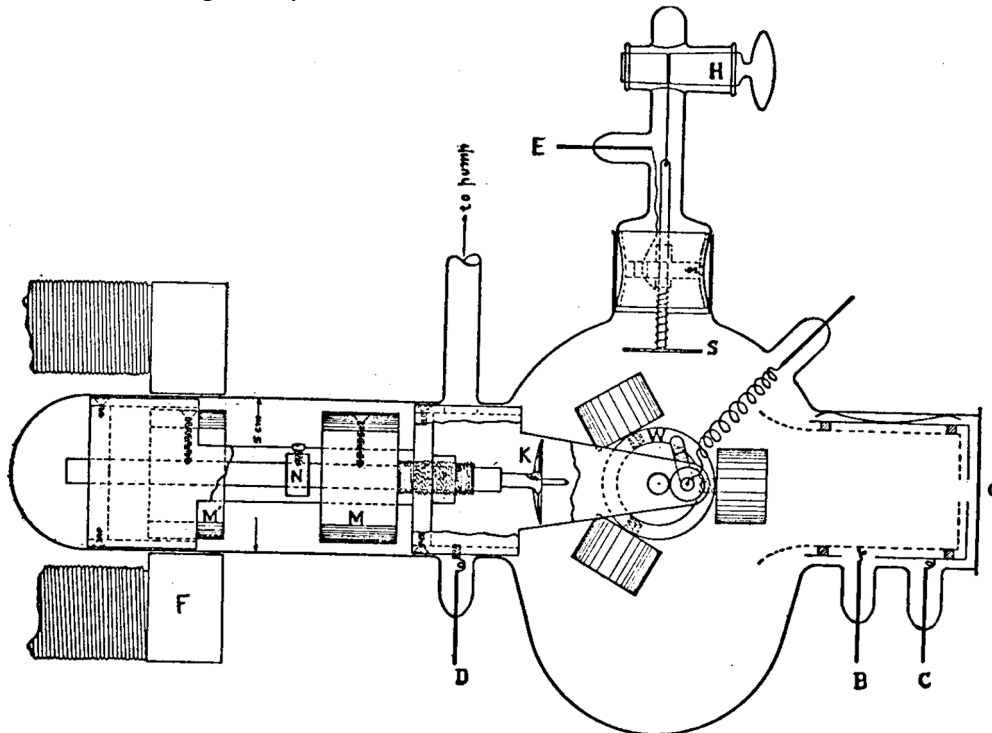


Fig.2

Millikan untersuchte die Alkalimetalle Lithium, Natrium und Kalium, welche in Form von Zylindern auf einem Karussell W (im Zentrum des grossen Glaskolbens) angebracht sind. Die Probe rechts ist in Messposition und ragt in einen doppelten Faraday-Käfig: ein inneres Kupfernetz (gestrichelt), isoliert von dem äusseren Kupferzylinder, der als Auffänger fungiert. Zwischen B und C kann eine kleine Gegenspannung angelegt werden, welche zur Folge hat, dass niederenergetische Photoelektronen den Auffänger nicht erreichen können. Dadurch wird der Knick in der Kennlinie deutlich schärfer und U_o zuverlässiger bestimmbar. Monochromatisches Licht fällt bei O von rechts durch eine Lücke des Käfigs auf die Probe. Vor jeder Messung wird die Probe gegenüber dem drehbaren Messer K positioniert, dieses dann mit Hilfe des aussen angebrachten Magneten F in eine Bohrung der Probe geschoben und eine dünne Schicht abgeschält. Auf diese Weise erreicht *Millikan*, dass die Photokathode stets frisch, homogen und frei von Verunreinigungen ist. Das Ergebnis für Natrium aus der oben zitierten Arbeit zeigt Fig. 3; es demonstriert auf eindruckliche Weise die Einstein'sche Gleichung.

Bereits im Jahre 1910 hatte *Millikan* in einem andern berühmten Experiment erstmals direkt die Elementarladung e bestimmt. So konnte er jetzt einen unabhängigen Wert für die Planck'sche Konstante h angeben, der erstaunlich gut ausgefallen ist.

Die experimentelle Leistung von *Millikan und Mitarbeitern* von 1916 werden Sie nach der Versuchsdurchführung noch mehr bewundern. Leider ist die Elektrodengeometrie der heute noch erhältlichen Vakuum-Photodioden ungünstig, sodass die Kennlinien im Anfangsbereich ziemlich flach verlaufen.

Weiter sind die Photokathoden ziemlich inhomogen und der Alterung unterworfen. Seien Sie deshalb nicht enttäuscht, wenn Ihre Messergebnisse nicht überwältigend sind.

Der Photoeffekt ist im Prinzip keine Präzisionsmethode zur Bestimmung von h/e , heute dient dazu der Josephson-Effekt bei Supraleitern, wo als Messgrösse eine Frequenz auftritt.

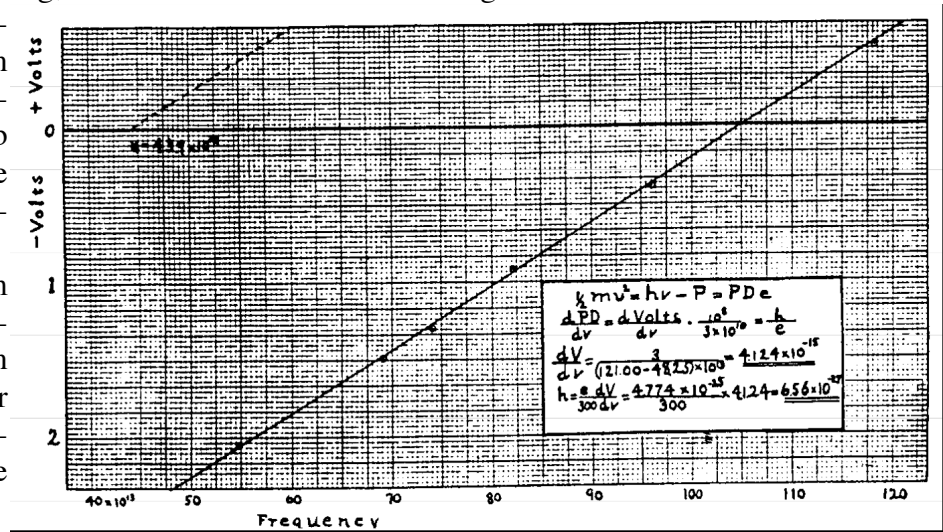


Fig. 3

2 Durchführung des Versuchs

2.1 Apparatives

Der Versuchsaufbau befindet sich gemeinsam mit dem Experiment 2 auf einer optischen Bank und geht aus der nachstehenden Fig. 4 hervor:

2.1.1 Optik

Das Licht der Hg-Dampf-Lampe wird mit Hilfe eines Flint-Prismas F2 spektral zerlegt und fällt über einen Oberflächenspiegel auf den Eintrittspalt der Photozelle. Die Anode ist durch eine Blende abgeschattet. Wegen der unterschiedlichen Lichtwege im Prisma ist das Spaltbild leicht gekrümmt. Es wird durch Verschieben der Quarzlinse scharf gestellt und mit den Stellschrauben des Spiegels justiert. Die Spaltbreite ist so einzustellen, dass die Hg-Linien gelb und grün gerade deutlich getrennt sind.

Vor Messbeginn muss man die Quecksilberdampf-Lampe etwa 10 Min. einbrennen lassen. Zur Absorption von UV-Licht wird für alle $\lambda > 400$ nm das Langpassfilter Schott OG 400 zwischen Kondensor und Prisma geschaltet. Bei der grünen und gelben Hg-Linie wird kurzwelligeres Streulicht ebenfalls mit Hilfe von Kantenfiltern eliminiert (siehe unten beim Vorgehen).

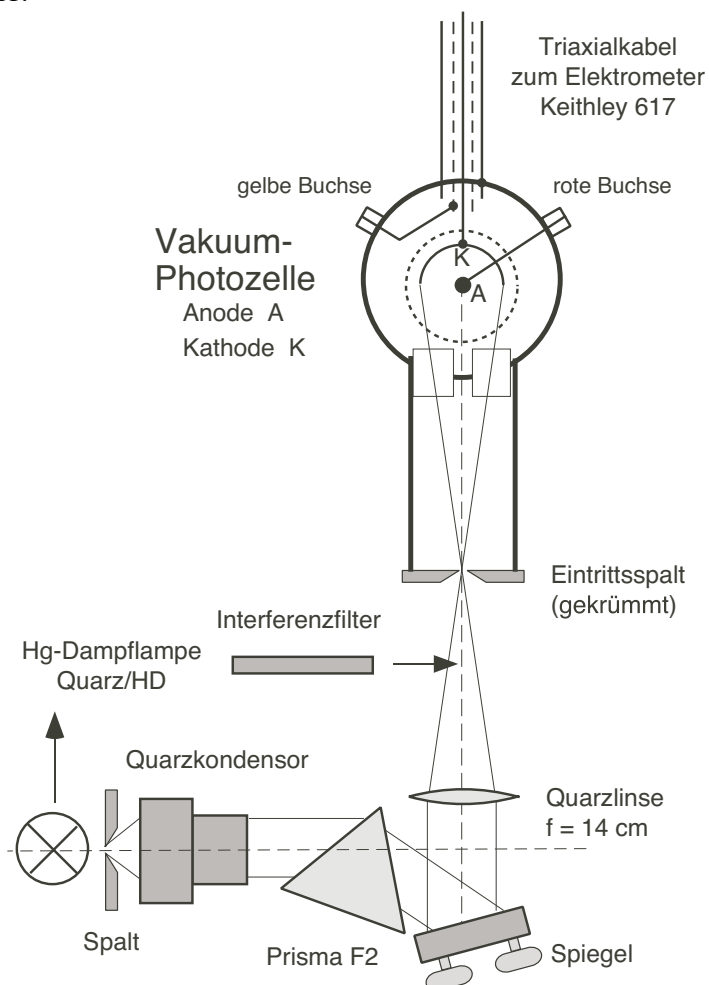


Fig. 4: Versuchsaufbau

2.1.2 Photozelle

Es handelt sich um eine Vakuum-Photodiode CETRON 1P39. Die Photokathode hat die Form eines Halbzylinders, ihre Oberfläche ist unbekannt. Die Anode ist als axialer Stift ausgebildet und durch eine Blende abgeschattet. Diese Geometrie ist nicht gerade günstig und hat zur Folge dass der Photostrom nicht scharf einsetzt, d.h. die Dioden-Kennlinie keinen guten "Knick" aufweist. Aus diesem Grund kann man nicht einfach die Kennlinie aufnehmen, sondern muss den Einsatzpunkt "von Hand" suchen. Die Zelle ist mit einem Triaxialkabel an das Keithley Elektrometer 617 angeschlossen. Der Zentralleiter ist mit der Kathode verbunden, während Anode und innerer Schirm separat auf Buchsen herausgeführt sind, die äussere Abschirmung ist geerdet.

Raumbeleuchtung

Tageslicht abschirmen und Deckenbeleuchtung ausschalten. Glühlicht von Tischlampen stört nicht.

2.2 Zur Bedienung des Elektrometers

Das Keithley Elektrometer 617 ist ein hochempfindliches Messinstrument, das mit Ueberlegung und Sorgfalt bedient werden muss.

Es ist verboten, andere als die unten beschriebenen Schaltungen und Einstellungen zu benutzen ! (Eine Reparatur kostet > 1000 Fr.)

Das Frontplatten-Bedienungsfeld ist aus der Fig. 5 zu ersehen. Die Funktionen werden mit Tasten angewählt und durch die entsprechenden Kontrollleuchten bestätigt.

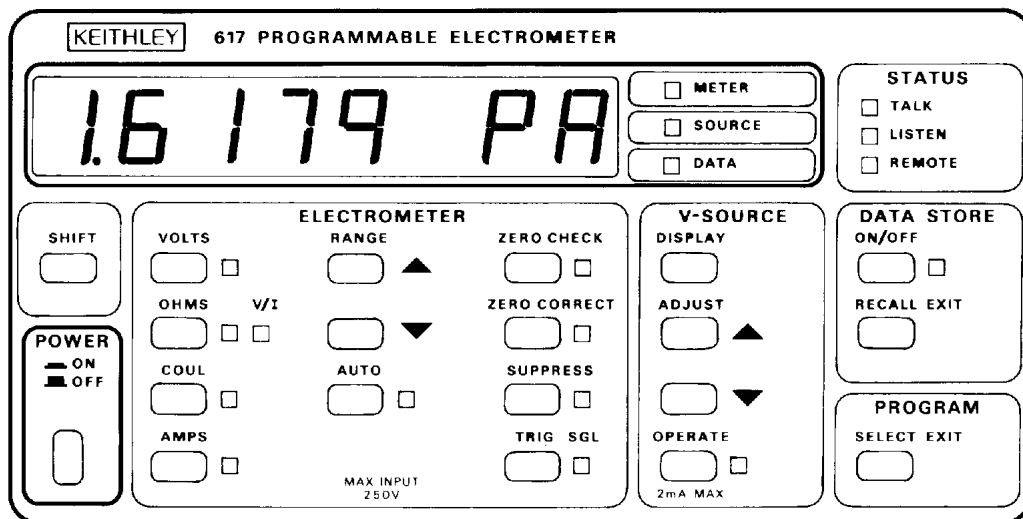


Fig. 5: Frontseite Elektrometer

Nach dem Einschalten geht das Gerät in den Status ZERO CHECK --> der Eingang wird intern kurzgeschlossen. Dann wird die gewünschte Funktionstaste betätigt und mit den Tasten RANGE der Bereich manuell angewählt.

Aus Sicherheitsgründen ist vor jeder Änderung an der Schaltung die Funktion ZERO CHECK zu aktivieren !

Auf der Geräte-Rückseite (Fig.6) sind von Bedeutung:

- Buchse COM (Common) ist intern fest über einen 100 Ω - Widerstand mit dem Input LO verbunden, für unsere Anwendung ist **COM durch einen Bügel geerdet**.
- Eingangsschaltchema mit Funktion des GUARD-Schalters, welcher die Funktion des inneren Schirms des Triaxkabels betrifft:

GUARD OFF: der innere Schirm ist mit Input LO verbunden, in unserm Fall also auch mit Erde.

GUARD ON : der innere Schirm folgt dem Signal, d.h. es besteht praktisch keine Spannung zwischen Zentralleiter und innerem Schirm. Input LO muss dann über die Buchse COM angeschlossen werden (in unserem Fall also auch über Erde möglich).

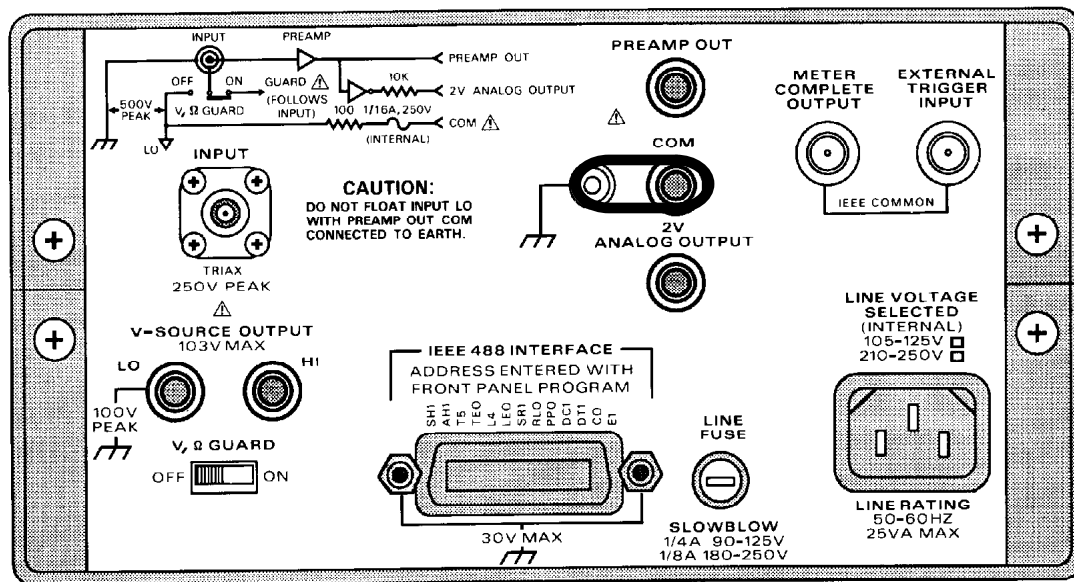


Fig. 6: Rückseite Elektrometer

2.3 Messung der Photospannung

Die Photozelle wird als Photoelement geschaltet. Bei Bestrahlung mit monochromatischem Licht lädt sich die Kathode positiv auf und erreicht (bei vernachlässigbarem Leckstrom) die von der Wellenlänge abhängige **Photospannung U_{ph}** . Diese entspricht der max. kinetischen Energie der Photoelektronen. Das Elektrometer dient als Voltmeter mit extrem hohem Eingangswiderstand. Wir benutzen den "Guarded Mode", um die Zeitkonstante und den Leckstrom minimal zu halten.

Vorgehen:

- Elektrometer --> ZERO CHECK
- an der Photozelle gelben Stecker ausziehen und rote Buchse (Anode) mit COM-Buchse des Elektrometers verbinden.
- GUARD-Schalter --> ON.
- Elektrometer --> Funktion VOLTS, Range: 0.000 V
- Gewünschte Spektrallinie einstellen. Bei Linie 546 nm Filter OG 530, bei Linie 578 nm Filter OG 570 zwischen Linse und Eintrittsspalt setzen. Spannung messen.
- alle Spektrallinien durchmessen.
- Prüfen Sie bei einer hellen Spektrallinie, z.B. 435 oder 546 nm, ob die Spannung U_{ph} unabhängig von der Intensität ist, indem Sie die Spaltbreite variieren. Dies gibt Ihnen einen Anhaltspunkt für einen allfälligen systematischen Fehler.
- Messen von LED: Hg-Lampe ausschalten. Die gewählte LED wenige cm vor dem etwa 1 mm breiten Eintrittsspalt der Photozelle plazieren und bei leichtem Verschieben in Höhe und Seite die Photospannung beobachten.

2.4 Messung nach Millikan

Die Photozelle wird als Photodiode geschaltet und zwischen Anode und Kathode eine variable Gegenspannung angelegt. Diese wird aus 2 Monozellen bezogen und über einen Spannungsteiler (10 k Ω -Helipot) geregelt. Gemessen wird die **Gegenspannung U_0 für Photostrom Null**, welche wiederum der maximalen kinetischen Energie der Photoelektronen entspricht. Das Elektrometer dient als empfindliches Ampèremeter

Vorgehen:

- Elektrometer --> ZERO CHECK
- GUARD-Schalter --> OFF
- Elektrometer --> Funktion AMPS, Range: 0.0000 nA
- Gegenspannungs-Quelle einrichten, Digital-Voltmeter anschliessen und auf ca. 0.4 V einstellen.
- gelbe und rote Buchse der Photozelle mit Gegenspannungs-Quelle verbinden.
- Gewünschte Spektrallinie einstellen, Filter wie oben vorsetzen.
- Strahlengang zwischen Kondensor und Prisma mit der schwarzen Kelle unterbrechen --> ergibt den Strom-"Nullpunkt", dann wieder freigeben und Gegenspannung auf diesen "Nullpunkt" einstellen. Diese Prozedur muss man einige Male wiederholen, bis man den **Zustand "Photostrom Null"** gefunden hat. Man wird dabei feststellen, dass der "Nullpunkt" sich verändert. Dies rührt vom Photostrom der Anode her, welche unvermeidlich durch Streulicht etwas beleuchtet wird.
- alle Spektrallinien und einige LED durchmessen.
- Prüfen Sie wie oben bei einer hellen Spektrallinie, z.B. 435 oder 546 nm, ob die Spannung U_0 unabhängig von der Intensität ist, indem Sie die Spaltbreite variieren. Dies gibt Ihnen einen Anhaltspunkt für einen allfälligen systematischen Fehler.

Zur fortlaufenden Beurteilung der Ergebnisse ist es ratsam, die Messwerte sogleich graphisch darzustellen.

Nach Abschluss der Messungen alle Geräte ausschalten und die Monozellen abtrennen.

3 **Aufgaben und Auswertung**

Messen Sie an der CETRON Photozelle die max. kinetische Energie der Photoelektronen für die 5 intensivsten Spektrallinien des Quecksilbers ($\lambda = 578, 546.1, 435.8, 405$ und 365 nm) und für einige der folgenden Leuchtdioden: LED 1/ Nr.4,5,6 und LED 2/ Nr. 2,3,4 nach folgenden Methoden:

1. Direkte Messung der Photospannung U_{ph}
2. Messung der Gegenspannung U_0 bei Photostrom Null (Gegenfeldmethode)

Tragen Sie die Messwerte, nach Methoden getrennt, in Funktion der Frequenz f des Lichtes in einem Diagramm auf und berechnen Sie die Steigung h/e und den Ordinatenabschnitt durch lineare Regression. Daraus bestimmen Sie die Planck'sche Konstante h [Js] mit Fehlergrenzen. Vergleichen Sie die experimentellen h - Werte untereinander und mit dem heutigen Bestwert.

4 Leuchtdioden, physikalische Grundlagen

Literatur: PI 9.4, S. 690 ff.; PH 8.6, S. 336 ff.

Die **Lichtemission** von Atomen, Molekülen und Festkörpern kommt dadurch zustande, dass Elektronen von höheren in tiefer liegende Energiezustände übergehen. Bei jedem einzelnen Quantenprozess wird die Energiedifferenz ΔE als einzelnes Photon mit der Wellenlänge $\lambda = hc/\Delta E$ ausgesandt.

Leuchtdioden (Lumineszenzdioden, engl.: **light emitting diodes**, abgekürzt LED) sind spezielle, hochdotierte p-n-Dioden, vorwiegend III/V-Halbleiter wie GaAs, GaP und Mischkristalle $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$, eine Übersichtstabelle findet sich in PI, S. 690. Fließt ein Strom in Leitrichtung, gehen im Bereich des p-n-Überganges Elektronen vom Leitungsband ins Valenzband über, wobei der Energieunterschied von der ungefähren Grösse des Bandabstandes = Bandlücke (engl. gap) E_g als Photon emittiert wird. Wir geben nachfolgend eine kurze Darstellung der Vorgänge am p-n-Übergang, für eine genauere Betrachtung sei auf die Literatur, z.B. PI, 9.2.3.2 und 9.2.3.3, S. 665 ff. verwiesen.

4.1 Vorgänge am p-n-Übergang

Bringen wir ein p- und ein n-leitendes Halbleitermaterial in Kontakt (Fig. 1), so bestehen an der Grenzfläche für die beiden Ladungsträgersorten, Elektronen und Löcher, vorerst grosse **Konzentrationsgefälle**. Diese bewirken, dass die jeweiligen Majoritäts-Ladungsträger über die Grenze ins Nachbargebiet **diffundieren**: die Elektronen ins p-Gebiet, die Löcher ins n-Gebiet. Dort ist ihre Lebensdauer kurz, denn sie rekombinieren mit den dort zahlreich vorhandenen Majoritäts-Ladungsträgern der jeweils anderen Sorte. Wegen der Verarmung an Majoritäts-Ladungsträgern bildet sich auf der n-Seite des

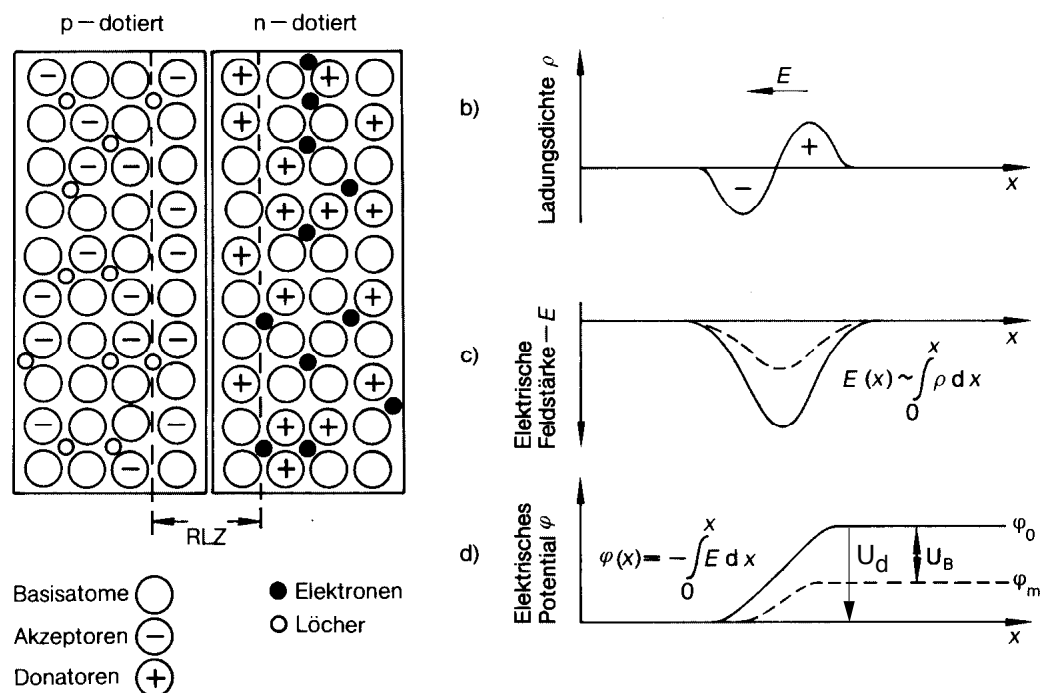


Fig. 1 (aus HP 8.4)

Übergangs eine positive, auf der p-Seite eine negative, **ortsfixe Raumladung** $\rho(x)$ aus, welche je aus den nicht mehr kompensierten Akzeptor- bzw. Donator-Ionen besteht. Das damit verbundene elektrische Feld $E(x)$ hat einen **Driftstrom** zur Folge, der entgegen dem **Diffusionsstrom** fließt, und solange anwächst, bis der **stromlose Gleichgewichtszustand** erreicht ist. Die zugehörige Potentialdifferenz heisst **Diffusionsspannung** U_d und ist ein wichtiger Parameter des p-n-Übergangs.

Legt man eine äussere Spannung in Leitrichtung $p \rightarrow n$ an, so wird die Potentialbarriere reduziert auf den Wert $U_d - U$, die Raumladungszone (RLZ) wird schmaler und der Driftstrom kleiner. Es fliesst also ein Nettostrom von Ladungsträgern über den p - n -Übergang und rekombiniert wie oben beschrieben - im p -Gebiet die eingedrungenen Elektronen mit Löchern, im n -Gebiet die eingedrungenen Löcher mit Elektronen. Dieser Durchlassstrom in Leitrichtung wird im p -Gebiet von Löchern, im n -Gebiet von Elektronen, im p - n -Übergang von beiden Ladungsträgersorten getragen. Solange $U < U_d$, bestimmt die Potentialdifferenz in der RLZ den Strom, der in diesem Fall exponentiell verläuft. Wenn $U > U_d$ wird der p - n -Übergang "flach" und der Materialwiderstand beidseits des Übergangs wird bestimmend, die Diode verhält sich dann wie ein Ohm'scher Widerstand. Der steile Stromanstieg setzt bei $U \approx U_d$ ein, dort beobachtet man den Knick der Diodenkennlinie. Polt man die äussere Spannung in Sperrrichtung $n \rightarrow p$, so erhöht man die Potentialbarriere und verbreitert die Raumladungszone (RLZ). Es fliesst ein winziger Sperrstrom, der dadurch bedingt ist, dass ein kleiner Bruchteil der Ladungsträger genügend thermische Energie hat, um die Barriere zu überqueren, er nimmt mit der Temperatur stark zu.

4.2 Leuchtdioden

Rekombination der Ladungsträger heisst im Klartext: Übergang von Elektronen aus dem Leitungsband ins Valenzband. Die dabei frei werdende Energie wird bei der normalen Diode in Wärme umgewandelt, bei der Leuchtdiode hingegen wird sie überwiegend als Licht frei. Die nebenstehende Figur veranschaulicht die Vorgänge am p - n -Übergang.

Der aufmerksame Leser merkt: Dieser Vorgang ist der Umkehrprozess zum inneren Photoeffekt, wo in der (an Ladungsträgern verarmten) Raumladungszone einer in Sperrrichtung gepolten Diode Elektron-Lochpaare erzeugt werden.

Die Rekombinationsrate ist proportional zum Strom, näherungsweise gilt dies auch für die Produktionsrate der Photonen. Allerdings tritt nur ein Bruchteil davon aus, wofür u.a. der grosse Brechungsindex des Materials ($n \approx 3.5$) verantwortlich ist, schon bei einem relativ kleinen Einfallswinkel auf die Grenzfläche tritt Totalreflexion auf.

Das **Spektrum** des emittierten Lichtes wird von der inneren Energiestruktur des Halbleiter-Materials bestimmt, d.h. vom Abstand zwischen Valenz- und Leitungsband-Kanten E_g , von der

energetischen Lage der Akzeptoren, Donatoren und anderer Störstellen. Eine grosse Zahl verschiedener Rekombinationsprozesse trägt zur Lichtemission bei: Leitungsband \rightarrow Valenzband, Donator \rightarrow Valenzband, Leitungsband \rightarrow Akzeptor, Donator \rightarrow Akzeptor usw.. Bei höheren Temperaturen verschwinden die Einzelheiten und das Spektrum nimmt eine mehr oder weniger glockenförmige Form an. Für die häufigste Quantenenergie kann man näherungsweise den Wert $E_\gamma = h c / \lambda \approx E_g$ erwarten.

Es stellt sich die Frage, welcher Zusammenhang zur Kennlinie der Leuchtdiode besteht. Die Diffusionsspannung U_d hängt in komplizierter Weise vom Material, seiner Dotierung sowie dem geometrischen Aufbau der Diode ab. Weil Leuchtdioden hoch dotiert sind, liegen die Fermi-Energien

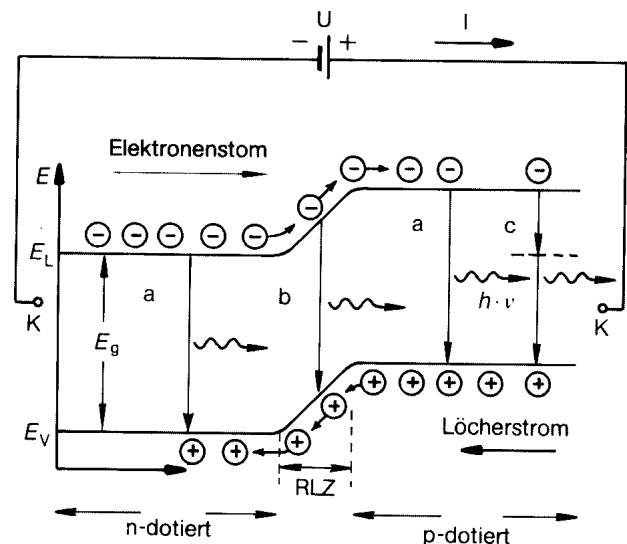


Fig.2 (aus HP 8.6)

E_L : Unterkante des Leitungsbandes

E_V : Unterkante des Valenzbandes

E_g : Bandabstand

RLZ: Raumladungszone

a \rightarrow Rekombination im Bahngebiet

b \rightarrow Rekombination in der RLZ

c \rightarrow Rekombination über Störstellen

nahe den Bandkanten und $e \cdot U_d$ ist ungefähr gleich dem Bandabstand E_g , in der Regel etwas kleiner. Wir haben oben gesehen, dass U_d etwa der Knickspannung U_K der Kennlinie entspricht. Die messbare Knickspannung und die Wellenlänge des Emissionsmaximums einer LED sollten also näherungsweise der Beziehung:

$$e \cdot U_K \approx E_\gamma = \frac{h \cdot c}{\lambda}$$

genügen, meistens findet man einen um etwa 10% kleineren Wert.

5 Durchführung des Versuchs

5.1 Apparatives

Lichtquellen: Untersucht werden handelsübliche Leuchtdioden, welche in 2 Arrays, LED 1 und LED 2 nach steigender Wellenlänge angeordnet sind. Die Beschaltung der LED finden Sie im Abschnitt 2.3. Für die Analyse der Spektren werden sie mit 5 V aus einem Kleinnetzgerät gespeisen, bei der Bestimmung der Knickspannung verwenden wir einen Funktionsgenerator (50 Hz, Sinus, 6.0 V_{pp}) als Speisung.

5.2 Analyse der Spektren

Das Spektrum der LED's wird mit Hilfe eines USB-Spektrometers und dem Programm LoggerPro aufgenommen. Zur Kontrolle der Wellenlängenkalibrierung nehmen wir auch das Spektrum der Hg-Dampfampe von Experiment 1 auf..

5.3 Aufnahme der Kennlinien, Messung der Knickspannung

Die Beschaltung der Leuchtdioden und die Signalverbindungen gehen aus der nebenstehenden Figur hervor. Die Seriewiderstände sind für 5 V Speisespannung individuell auf den max. zulässigen Strom eingestellt.

Strom- und Spannungsabgriff der LED's werden an das Digital-Oszilloskop angeschlossen, welches auf XY-Darstellung eingestellt ist. Die Knickspannung kann dann mit dem Cursor relativ einfach ausgelesen werden. Schätzen Sie auch die Unsicherheit der Knickspannung ab!

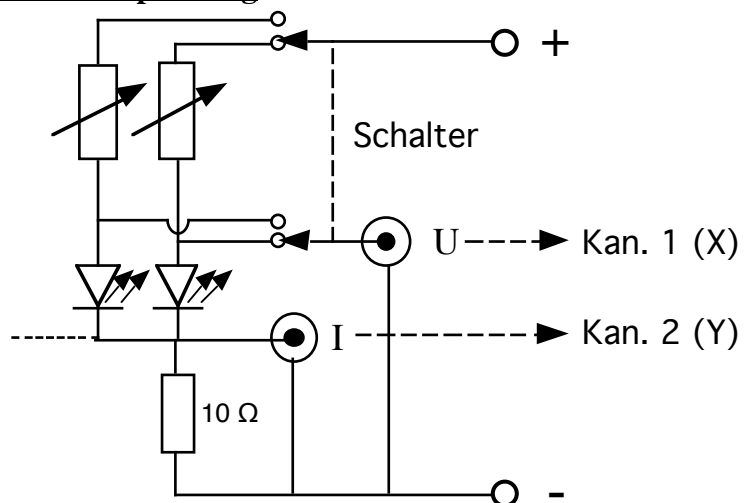


Fig. 5

6 Aufgabe

Von allen Leuchtdioden eines Arrays bestimmen Sie Spektrum und Knickspannung U_K . Zur Dokumentation soll auch eine ganze Kennlinie abgespeichert oder fotografiert werden (je nach bereitgestelltem Oszilloskop).

Das Planck'sche Wirkungsquantum h erhalten wir wiederum durch Fit der theoretischen Formel

$$U = \frac{hc}{e} \cdot \frac{1}{\lambda}$$

an die Messresultate; U ist dabei die Knickspannung **mit Unsicherheit** und λ die Wellenlänge des Maximums des "LED-Peaks".