

# Inhalt

<b>1) Einführung</b>	
1.1 Die Idee zu dieser Arbeit	2
1.2 Unsere Ziele	2
<b>2) Theoretische Grundlagen</b>	
2.1 Wie funktioniert eine Avalanche Diode	3
2.2 Dark counts	4
2.3 Photomultiplier contra APD	4
2.4 Detektions-Wahrscheinlichkeiten	4
<b>3) Ergebnisse</b>	
3.1 wir „sehen“ Photonen – Versuchsaufbau und Bilder vom Oszilloskop	5
3.2 Die Lawine (avalanche)- eine quantitative Abschätzung	8
3.3 zeitliche Auflösung	9
3.4 wir „zählen“ das Licht	10
3.5 quantitative Messungen zu den Betriebsdaten der APD	
5.5.1 Zusammenhang $U_{BR}$ und Temperatur T	
3.5.2 Zusammenhang Anzahl der Pulse und $\Delta U$	
3.5.3 Zusammenhang dark counts und Temperatur T	
3.6 Linearität zwischen Photonenzahl und gezählten Impulsen	11
3.7 Experimentelle Abschätzung der Photon detection probability	13
3.8 Konstruktion und Fertigung eines Detektorskopfs	14
<b>4) Diskussion der Ergebnisse und Perspektiven</b>	
4.1 Genauigkeit; Kritik	14
4.2 Perspektiven	15
<b>5) Literaturverzeichnis, Bezugsquellen, Unterstützung</b>	
5.1 Literaturverzeichnis	15
5.2 Bezugsquellen	15
5.3 Hilfen, Dank	15

# 1) Einführung

## 1.1 die Idee zu dieser Arbeit

Als Einstein in seiner berühmten Abhandlung von 1905 über den Photoeffekt die quantenhafte Energieabgabe des Lichts beim Auftreffen auf Materie voraussagte, da legte er neben seiner Relativitätstheorie einen zweiten Grundstein, der die klassische Physik zum Einsturz brachte. Auch heute noch ist der Photoeffekt in der Schule der bevorzugte Einstieg in die Quantenphysik. Doch in der Schule gibt es bislang kein Experiment, welches tatsächlich die Energiequanten des Lichts, von Einstein Photonen genannt, als Einzelobjekte registriert. Vielmehr misst man anstelle von Photonen den Photostrom oder die Photospannung und erklärt die Phänomene des Effekts allein durch die Annahme von Lichtquanten; wirklich „sehen“ im Sinne einer Einzelregistrierung können wir sie mit schulischen Mitteln nicht. Dies liegt hauptsächlich an den hohen Kosten und dem großen Aufwand für die notwendigen Apparaturen, etwa eines Photomultipliers mitsamt nachgeschaltetem Verstärker und Zählleinrichtung.

Anfang Oktober brachte unser Physiklehrer von einem Besuch des Quantenphysikalischen Instituts der Universität Wien die Idee zurück, dass man Photonen nun auch mit weit geringerem materiellen Aufwand nachweisen kann. Dies sollte mit einer sogenannten Avalanche Diode möglich sein. Im Internet fanden wir dazu einige Artikel, die uns schließlich auf die Website des Herstellers: Perkin Elmer <http://www.perkin-elmer.com/default.htm> führte.

Diese Firma wiederum vermittelte uns den deutschen Vertriebspartner: Lasercomponents GmbH: <http://www.lasercomponents.de/>

Von hier bezogen wir eine Avalanche Photodiode vom Typ Perkin-Elmer C30902S [B4]

## 1.2 Unsere Ziele

In dieser Arbeit wollen wir mit verhältnismäßig einfachen apparativen Mitteln, wie sie in der Schule vorhanden sind, das Auftreffen einzelner Photonen mit einem Oszilloskop „sichtbar“ machen und darüberhinaus für quantitative Messungen die Photonen mit einem elektronischen Frequenzmesser „zählen“. Um die Funktionsweise einer Avalanche-Photodiode besser zu verstehen, werden wir die für uns wichtigen Betriebsdaten und ihre Zusammenhänge durch eigene Messungen dokumentieren. Zudem wollen wir die von einem Laserpointer ausgesandten Photonen auszählen, indem wir die Lichtintensität durch Graufilter in definierter Weise herabsetzen um so eine Aussage zur Detektions-Wahrscheinlichkeit zu erhalten. Schließlich werden wir für unsere APD einen kühlbaren Detektorkopf bauen und hoffen als praktische Anwendung ein Beugungsexperiment mit Doppelspalt oder Gitter vorstellen zu können.

Da wir erst Ende Oktober mit den Arbeiten beginnen konnten, standen wir unter einem enormen Zeitdruck. Insofern kann diese Arbeit noch nicht alle praktischen Ergebnisse vorstellen. Dies betrifft insbesondere die mechanische Konstruktion des Beugungsexperiments, welche bei Drucklegung dieser Schrift noch nicht fertiggestellt werden konnte. Wir hoffen, dies bis zur Präsentation im Februar noch zu schaffen.

## 2) Theoretische Grundlagen

### 2.1 Wie funktioniert eine Avalanche Photodiode (APD) ?

Dioden lassen elektrischen Strom normalerweise nur in einer Richtung durch. Legt man an eine Diode eine Spannung in Sperrpolung, so fließt nur ein minimaler Sperrstrom [L1, S300f]. Wird dabei allerdings eine bestimmte Spannung überschritten, die Durchbruchspannung bzw. breakdownvoltage ( $U_{BR}$ ) genannt wird, so steigt die Stromstärke plötzlich steil an. Vereinfacht gesagt ist das elektrische Feld in der Diode nun so stark, dass die wenigen freien Elektronen deart stark beschleunigt werden, dass sie im folgenden durch Stöße mit dem Kristallgitter weitere Elektronen frei machen und so eine Lawine (avalanche) lostreten.

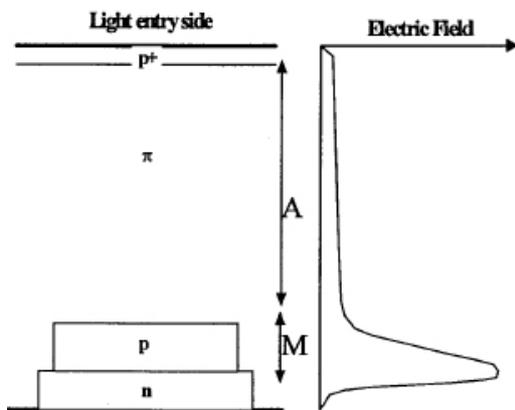


Abb. 1) Die APD Struktur [L4]

A: Absorptionsbereich der Photonen  
M: Multiplikationsbereich der Elektronen

Bei der APD wird dieser Effekt durch die spezielle Bauart unterstützt. Im sogenannten „Geiger-Mode“ [L3, Appendix] schaltet man eine APD in Reihe mit einem entsprechend großen Widerstand  $R_1$  (Größenordnung 200K $\Omega$ ) und legt sie an eine Spannung  $U$  knapp über  $U_{BR}$ . Dann fließt auch bei geringfügigem Überschreiten von  $U_{BR}$  gerade noch kein Strom, weil keine freien Ladungsträger im Multiplikationsbereich M vorhanden sind. Die Diode ist in diesem Zustand aber extrem sensibel. Wird ein Elektron - gleich ob thermisch durch Wärmebewegung oder optisch durch Absorption eines Photons - ausgelöst, so wird dieses Elektron aufgrund der sehr großen elektrischen Feldstärke innerhalb der Diode so stark beschleunigt, dass es aufgrund von Stößen mit der Gitterstruktur die oben erwähnte Lawine lostritt. Die Folge ist ein kleiner Strompuls (Avalanche Puls), der von empfindlichen Messgeräten registriert werden kann. Entscheidend für das Photon counting ist aber, dass dieser Puls sofort wieder abbricht, solange keine weiteren Elektronen ausgelöst werden. Dieses „Löschen“ des Stromimpulses beruht laut der Angabe von Perkin Elmer darauf, dass der Widerstand  $R_1$  die Stromstärke auf solch kleine Werte (unter 50 $\mu$ A) beschränkt, dass nach dem Auslösen der Lawine keine weiteren freien Elektronen im Multiplikationsbereich existieren und so der Stromfluss wieder zum Stillstand kommt. Diese simple Schaltungsart wird „passively quenching“ (to quench = löschen) genannt [L3, Appendix]. Das Löschen des Impulses aufgrund der Verarmung von freien Ladungsträgern in der Avalanche Region erinnert im übrigen an die Funktion des Löschgases in einem Geiger-Müller Zählrohr. Vermutlich rührt daher auch der Name „Geiger-Mode“.

### 2.2 dark counts

Wie schon in der Einleitung erwähnt, wird ein Avalanche Puls entweder von einem Photon ausgelöst oder aber durch thermische Bewegung innerhalb des Kristallgitters. Beidesmal

kann dadurch ein Elektron-Loch Paar erzeugt und Lawine ausgelöst werden. Da allein der durch die nachfolgende Lawine erzeugte Stromimpuls gemessen wird, lässt sich nicht entscheiden ob solch ein Impuls nun photonisch oder thermisch erzeugt wurde. Ebenwenig kann man im Geigermode die Energie der Photonen unterscheiden; die Avalange-Pulse sind alle weitgehend gleich hoch. Die thermisch ausgelösten Pulse sind daher der „Feind“ einer präzisen Photonenzählung. Diese sogenannten „dark counts“ lassen sich durch Kühlung der Diode zwar bis  $-25^{\circ}\text{C}$  zwar drastisch reduzieren, dies erhöht aber den apparativen Aufwand gewaltig. Andererseits kann man bei Perkin Elmer spezielle handverlesene Exemplare erwerben (Typ „S“), bei denen die dark counts um einen Faktor 5 niedriger liegen als bei den Standardtypen (Typ „E“). Wir haben uns deshalb für die Anschaffung einer „S“- Diode entschieden.

### 2.3 Photomultiplier contra APD

Bislang ist der Photomultiplier das Standard-Messgerät für die Registrierung von Photonen. Nachteilig sind die sehr hohen Kosten und der hohe apparative Aufwand. Dafür ist die dark count rate um einen Faktor bis zu hundert geringer als bei der hier verwendeten APD. Avalange Photodioden finden ihre Anwendung heute hauptsächlich im roten Licht und im nahen IR, da in diesem Bereich der Wellenlänge die Photomultiplier sehr unempfindlich sind und hier die APD's Vorteile bieten.

### 2.4 Detektions – Wahrscheinlichkeiten

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein auf den Detektor treffendes Photon auch tatsächlich registriert wird, hängt von zwei Faktoren ab, der „Quantum efficiency“, welche die Wahrscheinlichkeit angibt, dass ein auftreffendes Quant absorbiert wird und ein Elektron freisetzt, und der „Electron detection probability“, welche die Wahrscheinlichkeit angibt, dass ein derart freigesetztes Elektron auch tatsächlich eine Lawine (avalange) auslöst.

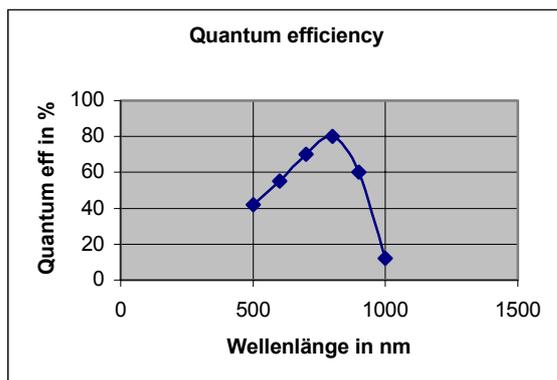


Abb. 2) - *Quantum efficiency*

rekonstruiert aus Datenblatt [L3]

Die Quantum efficiency hängt stark von der Wellenlänge der Photonen ab (Abb.2). Bei Halbleiterdetektoren liegt das Maximum im roten Bereich, was sehr günstig ist bei Verwendung der billigen roten Laser bzw. Laserpointer (Wellenlänge 633nm). Die Electron detection probability ist hingegen entscheidend davon abhängig, wie groß die Spannungsdifferenz  $\Delta U$  über der Breakdownvoltage  $U_{BR}$  ist. Wir entscheiden uns bei unseren Messungen für einen sehr kleinen Wert für  $\Delta U$ , was einer Electron detection probability von etwa 5% entspricht (aus dem Datenblatt [L3] entnommen). Das Produkt beider Wahrscheinlichkeiten ergibt schließlich die „Photon detection probability“, also die Wahrscheinlichkeit, dass ein auftreffendes Photon tatsächlich registriert wird.

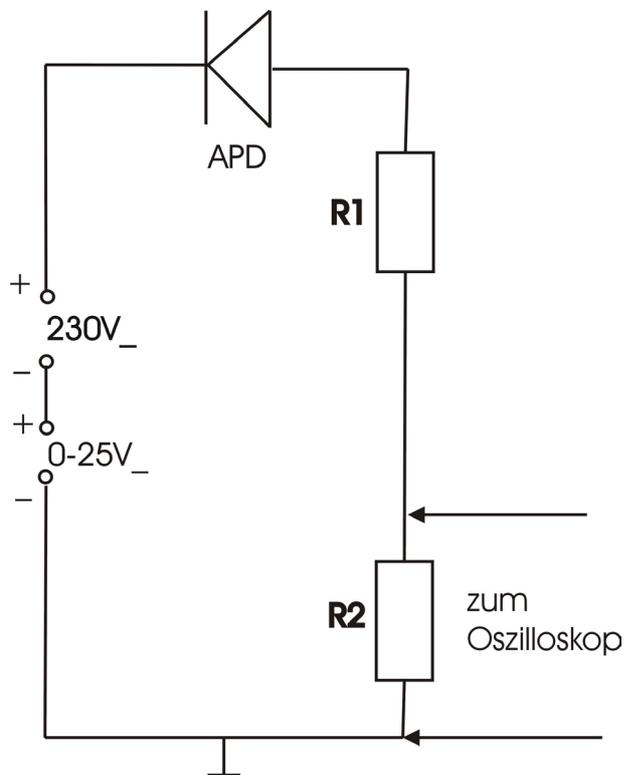
Für rotes Laserlicht (633nm) ergibt sich damit näherungsweise eine Photon detection probability von  $0,6 \cdot 0,05 = 0,03$  oder 3%

Man könnte diesen Wert mittels Erhöhung von  $\Delta U$  leicht um den Faktor 10 erhöhen, doch steigen damit auch die dark-counts auf den zehnfachen Wert, weshalb dann eine effektive Kühlung notwendig wird. Vor allem aber ist unsere zeitliche Auflösung der Impulse gering (siehe weiter unten), weshalb wir mit relativ niedrigen Zählraten arbeiten müssen.

### 3) Ergebnisse

#### 3.1 wir „sehen“ Photonen – Versuchsaufbau und Bilder vom Oszilloskop

„Wäre unser Auge noch etwas besser entwickelt, dann hätten wir alle schon sehr dunkles einfarbiges Licht als Abfolge kleiner Blitze von gleicher Intensität gesehen“ [L2, S25]. Unsere APD kann diese „Blitze“ registrieren. Dazu bauen wir die nebenstehend abgebildete Schaltung auf:



*Abb. 3) Elektrische Schaltung der Avalanche Diode*

Wir folgen dabei der Empfehlung des Herstellers Perkin Elmer [L3]. Für R1 setzen wir  $200\text{K}\Omega$ , für R2 wählen wir im Unterschied zu den Hersteller-Angaben  $47\text{K}\Omega$  (dort nur  $200\Omega$ ).

Damit erreichen wir einen Avalangepuls mit einer Spannungsspitze von etwa 50mV im Unterschied zu nur 4mV, falls wir den Hersteller-Angaben gefolgt wären. Somit sind die Pulse mit einem einfachen Oszilloskop ohne Vorverstärker darstellbar und können später auch direkt einen elektronischen Zähler ansteuern. Nachteilig ist allerdings die deutlich verlangsamte Abfall des Spannungsimpulses (siehe 3.3)

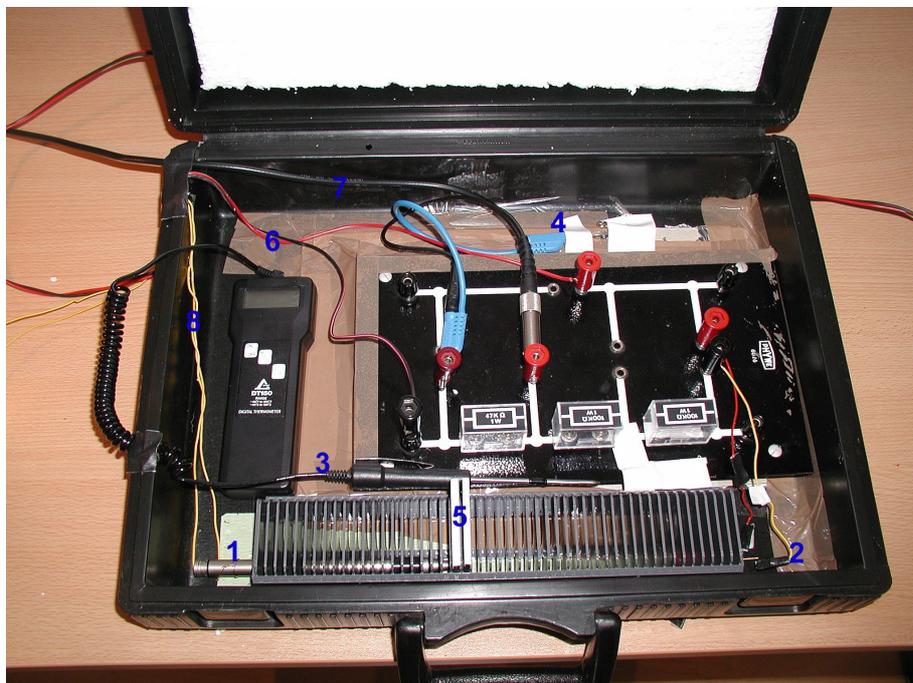
Als Spannungsquelle verwenden wir ein schulübliches Netzgerät (0-230Volt), das wir in Reihe mit einem fein regulierbaren Netzgerät (0-25V) schalten.



**Abb. 4) Spannungsversorgung**

Auf diese Weise können wir mit einfachen Mitteln eine Spannungsquelle realisieren, die im Bereich der Durchbruchspannung von  $U_{BR} = 240$  Volt bei Raumtemperatur (siehe Abb. 12) auf 0,1 Volt fein regulierbar ist. Allerdings zeigt unsere Spannungsquelle in den ersten 10 Minuten nach dem Einschalten eine deutliche Spannungsdrift nach oben (etwa 2 V in 10 Minuten), die sich danach aber stabilisiert.

Die elektrische Schaltung konstruieren wir zunächst in „fliegendem Aufbau“ mit Hilfe von schulüblichen Steckbrettern. Dies gibt uns die Möglichkeit die Schaltung zu variieren ohne jedesmal Löt- oder Montagearbeiten durchführen zu müssen.

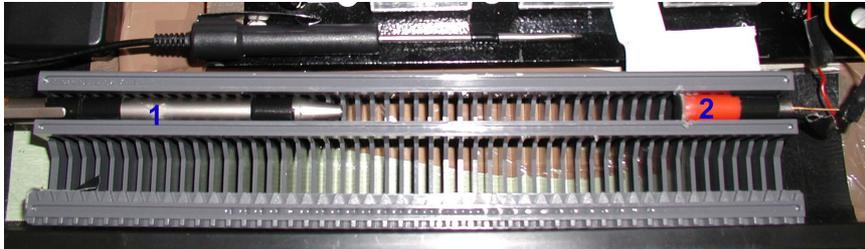


**Abb. 5) lichtdichter Koffer**

1. Laserpointer
2. APD
3. Temperaturfühler
4. Erdung
5. Graufilter
6. Spannungsversorgung
7. Oszilloskop-Kabel (geschirmt)

Das Schaltbrett samt APD und Laserpointer bauen wir in einen möglichst lichtdicht verschließbaren Koffer ein, damit wir bei normaler Raumbeleuchtung messen können. Um Brummeinstreuungen des Stromnetzes oder Hochfrequenzeinstreuungen von Sendeanlagen zu reduzieren, wird der Boden des Koffers mit Aluminiumfolie ausgelegt und diese mit Masse verbunden.

Die APD wird in einem wenige Zentimeter langen Metallrohr gehalten. Zusätzlich kleben wir auf das Rohr eine winzige Lochblende (Durchmesser etwa 1mm) auf, um die einfallende Lichtintensität weiter zu verringern und präziser auf die Dektorfläche von nur 0,5mm Durchmesser auszurichten. Als Lichtquelle verwenden wir einen Laserpointer und alternativ dazu auch einen Satz von Leuchtdioden, die wir getrennt ein- und ausschalten können.



**Abb. 6) – Diamagazin von unten**

1. Laserpointer
2. Metallrohr mit APD

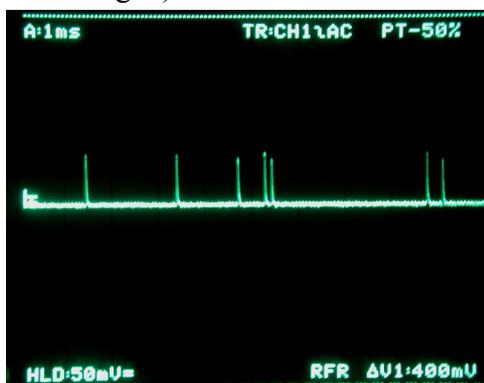
Die APD und der Laserpointer werden in einem Diamagazin fixiert. Letzteres ermöglicht es in einfacher Weise Graufilter einzusetzen und damit die Lichtintensität gezielt zu erniedrigen. Wir verwenden Graufilter mit den Abschwächungen  $10^{-2}$ ,  $10^{-3}$ ,  $10^{-4}$  und  $10^{-5}$  [B3]



Zur optischen Registrierung der Impulse verwenden wir ein Speicheroszilloskop. Dies bietet uns über die Hold-Funktion die Möglichkeit Schirmbilder einzufrieren und abzufotografieren. Darüberhinaus lassen sich mit dieser Methode Impulse auszuzählen und die Ergebnisse mit der Anzeige des elektronischen Zählers vergleichen.

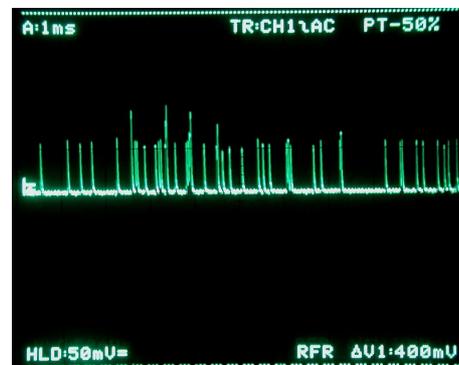
**Abb. 7) elektronischer Zähler [B2] und Speicheroszilloskop**

Die nachfolgenden Abbildungen 8) und 9) zeigen unsere ersten Messergebnisse. Abb. 8) zeigt ausschließlich dark counts. Wie sehen 7 Pulse in 10ms, was hochgerechnet einer darkcount rate von etwa 700c/s (bei allerdings großer statistischer Unsicherheit) entspricht. Abb. 9) zeigt die counts bei eingeschaltetem Laser ( $10^{-9}$  Abschwächung durch Graufilter). Wir sehen ca. 40 Pulse, teilweise mit Überlagerungen, was einer count rate von etwa 4000c/s entspricht. Folglich sind nach Abzug der dark count rate etwa 3300c/s auf Photonen zurückzuführen. (dies sind natürlich Mittelwerte, die einer starken statistischen Streuung unterliegen)



**Abb. 8) dark counts**

$\Delta U = 2,0$  V und Temperatur  $16,6^{\circ}\text{C}$   
Zeitabklenkung 1ms/cm



**Abb. 9) Photon counts +dark counts**

$\Delta U = 2,0$  V und Temperatur  $16,6^{\circ}\text{C}$ ;  
Laserpointer (633nm)

Wie man durch Vergleich von Abb. 8) mit Abb. 9) erkennt, sind die Pulse im Prinzip gleich hoch, solange keine Überlagerungen stattfinden. Es gibt also keine Möglichkeit dark counts und Photon counts zu unterscheiden. Man kann freilich eine Netto-Impulsrate ermitteln, indem man den dark-count „Untergrund“ wie in diesem Beispiel getrennt misst und von der Messung mit Licht subtrahiert.

### 3.2 Die Lawine (Avalanche)

Mit dem Speicheroszilloskop können wir bei entsprechend kurzer Zeitablenkung den Verlauf eines Avalanche-Pulses im Detail darstellen.

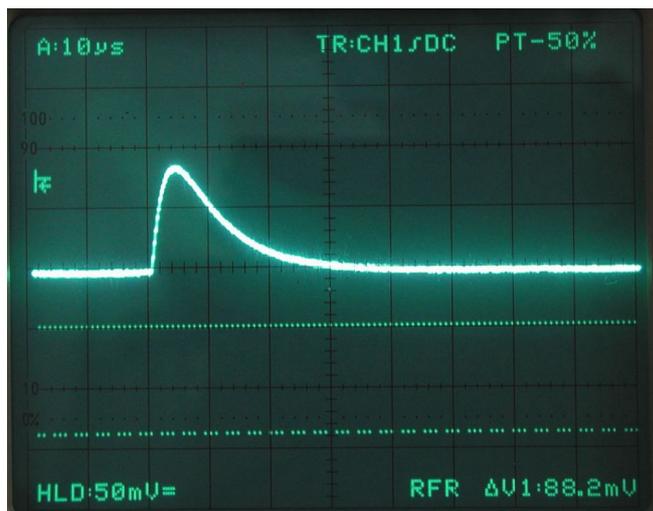


Abb. 10) Typischer Avalanche-Puls

$R_2 = 47\text{K}\Omega$   
 Zeitablenkung  $10\mu\text{s}/\text{cm}$   
 Y-Ablenkung  $50\text{mV}/\text{cm}$

Nach dem Ohm'schen Gesetz entspricht dem hier gemessene Spannungsverlauf  $U(t)$  ein dazu proportionaler Stromverlauf  $I(t) = U(t)/R_2$ . Die Fläche unter der Stromkurve  $I(t)$  stellt die durch  $R_2$  im Verlauf des Pulses geflossene Ladung  $Q$  dar.

Wir schätzen die Fläche mit etwa 2 Quadraten ab. Gemäß den eingestellten Werten für die Zeitablenkung und Y-Ablenkung (siehe Abb. 10) entspricht ein Quadrat damit der Ladung  $Q = 10\mu\text{s} \cdot 50\text{mV}/47\text{K}\Omega$ , was wiederum etwa  $1,0 \cdot 10^{-11} \text{ C}$  entspricht. Da diese Ladungslawine von einem einzigen Elektron gestartet worden ist, können wir eine Ladungsverstärkung von  $2,0 \cdot 10^{-11} \text{ C} / 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C} = 1,3 \cdot 10^8$  berechnen. Dies steht in Übereinstimmung mit den Aussagen, die man zu Avalanche Dioden findet [L4] und die von Ladungsverstärkungen im Bereich von  $10^6$  bis  $10^8$  sprechen.

#### Ein Vergleich – die Schneelawine

Um den Verstärkungsfaktor in einem nicht physikalischen Beispiel zu veranschaulichen, stellen wir uns eine Schneeball mit etwa 10cm Durchmesser vor. Dieser Schneeball stellt das ausgelöste Elektron dar. Der Schneeball wird auf einen stark geneigten, schneebedeckten Hang geworfen. Meist geschieht dabei nichts, es kann aber sein, dass der Schneeball eine Lawine auslöst. Die Wahrscheinlichkeit, dass dies passiert, entspricht der elektron detection probability, die stark von der Hangneigung ( $\Delta U$ ) abhängt. Der oben gemessene Verstärkungsfaktor von  $1,3 \cdot 10^8$  bedeutet in unserem Lawinenbild, dass der Schneeball ein Schneevolumen von  $68000 \text{ m}^3$  ausgelöst hat, oder um im Bild der Lawine zu bleiben, entspricht dies einem Schneebrett von einem Meter Dicke und einer Fläche von  $100\text{m} \cdot 680\text{m}$ . Dies ist natürlich nur ein Beispiel; wir haben die Berechnung auf das Volumen bezogen; Schnee kann freilich komprimiert werden, was wir hier aber nicht berücksichtigen wollen.

Mit unserem Oszilloskop registrieren wir letztlich die Lawine. Ihre Registrierung gestattet uns aber keinerlei Rückschluss darauf, woher der auslösende Schneeball stammt.

### 3.3 Die zeitliche Auflösung

Den Abb. 8-9) kann man entnehmen, dass die Avalanche Pulse statistisch unregelmäßig ankommen. Dies ist nicht weiter verwunderlich und bereits von der Radioaktivität bekannt. Bisweilen erkennt man einige wenige Avalanche Pulse, deren Peak deutlich höher ist (\*). Diese Impulse stammen von Überlagerungen zweier Pulse, die zeitlich sehr dicht aufeinanderfolgen.

Der Abb. 10) kann man entnehmen, dass ein Avalanche Impuls nach etwa  $30\mu\text{s}$  vollständig abgeklungen ist. Folgen Impulse aber in zeitlich kürzeren Abständen aufeinander; so überlagern sie sich additiv (Abb. 11). Hier haben die beiden Pulse einen zeitlichen Abstand von etwa  $20\mu\text{s}$ . Sie sind auf dem Oszilloskop noch gut als getrennte Pulse erkennbar, allerdings stellt sich die Frage, ob oder ab wann ein elektronischer Zähler solche Überlagerungen nicht mehr als zwei getrennte Signale zählt, was einen Verlust an Zählrate nach sich ziehen würde.

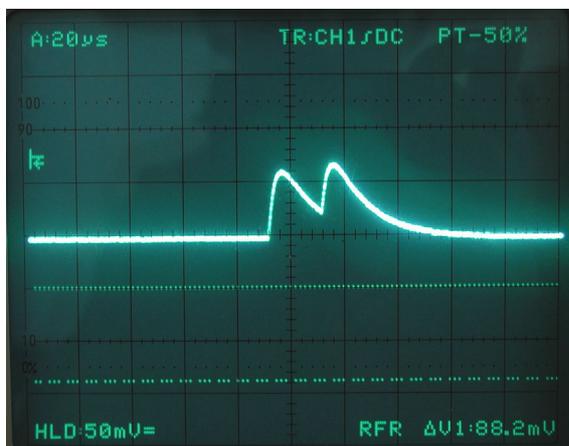


Abb. 11) Überlagerung zweier Avalanche Pulse

Zeitablenkung  $20\mu\text{s}/\text{cm}$

Wir nehmen das hier dargestellte Messbeispiel einmal als Grenzfall dafür, dass ein elektronischer Zähler die Impulse noch getrennt registrieren kann. Unter der extrem vereinfachenden Annahme, dass die Impulse in zeitlich gleichem Abstand liegen, würde dies einer Impulszahl von  $1/20\mu\text{s} = 50.000\text{c/s}$  entsprechen. In der Praxis streuen aber die zeitlichen Abstände der Impulse beträchtlich (Abb. 8-9). Deshalb ist schon bei deutlich niedrigeren Zählraten mit einem Verlust an registrierten Impulsen zu rechnen.

(\*) Laut Herstellerangaben [L3, Appendix] kommt es bisweilen zu einem „after-pulsing“, das ist ein zweiter Avalanche-Puls, der einem Photon-induzierten Puls folgt und von ihm ausgelöst wurde. Dieser Zweitpuls tritt typischerweise innerhalb einer Zeitspanne von  $0,1\mu\text{s}$  auf, kann also bei unserer Zeitauflösung gar nicht getrennt erkannt werden.

### 3.4 wir „zählen“ das Licht

Dazu brauchen wir einen elektronischen Zähler. Keiner der in der Physik-Sammlung vorhandenen Zähler verschiedener Lehrmittelfirmen war in der Lage die Avalanche Impulse zuverlässig zu registrieren. Ein Grund war einerseits die geringe Eingangsempfindlichkeit (typischerweise etwa  $200\text{mV}$ ) und andererseits der relativ niedrige Eingangswiderstand (bei  $10\text{K}\Omega$ ). Damit wird die am Widerstand  $R_2$  abfallende Spannung durch Parallelschaltung mit dem Eingangswiderstand deutlich herabgesetzt. Die ebenfalls nicht zu vernachlässigende Eingangskapazität verschlechtert zudem die zeitliche Auflösung und trägt somit dazu bei,

dass keine klar getrennten Impulse mit ausreichend großen Spannungsspitzen mehr vorliegen. Unsere Versuche mit verschiedenen Vorverstärkern aus der Physik-Sammlung waren vermutlich aus denselben Gründen nicht erfolgreich. Von der Universität Wien wurde uns ein „schneller“ Vorverstärker-Baustein empfohlen, der speziell bei Photomultipliern eingesetzt wird ([www.amptek.co./121.html](http://www.amptek.co./121.html)), jedoch würde sein Einsatz sowohl den Kostenrahmen sprengen wie auch die zeitlichen Randbedingungen, die uns durch die Termine gesetzt sind. Glücklicherweise wurden wir auf einen low-cost Zähler des ELV - Versands aufmerksam gemacht [B2], der die nötigen Gerätedaten besitzt (Eingangsempfindlichkeit 25mV bei 1M $\Omega$  Eingangswiderstand und 20pF Eingangskapazität). Trotz der etwas unangenehmen Einschränkungen in der Bedienbarkeit des Geräts (keine Start-Stop Funktion, kein PC Anschluss möglich), können wir mit diesem Gerät die Impulse zuverlässig zählen innerhalb der noch zu untersuchenden Grenzen für die Impulsraten.

### 3.5 Quantitative Messungen zu den Betriebsdaten der APD

#### 3.5.1 Zusammenhang zwischen $U_{BR}$ und Temperatur (in $^{\circ}C$ )

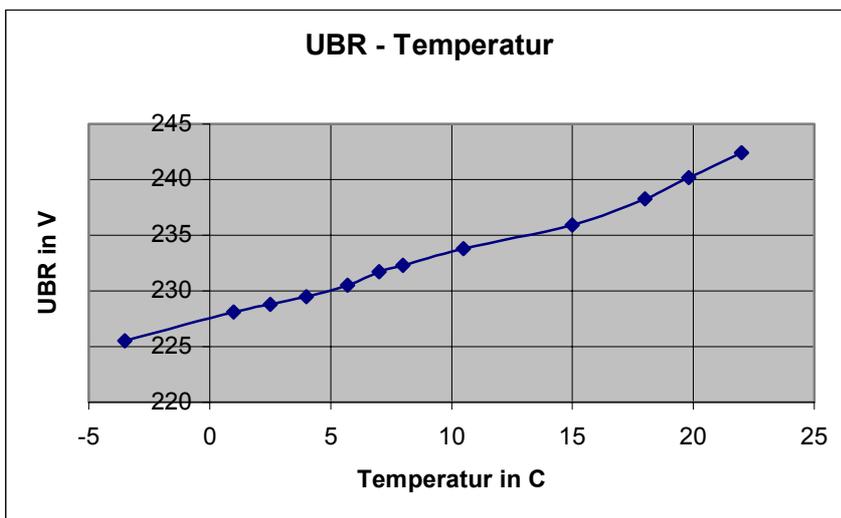


Abb. 12)

*Abhängigkeit der Breakdown-voltage  $U_{BR}$  von der Temperatur*

Messgenauigkeit:

Temperatur: +/- 0,5K

$U_{BR}$ : +/- 0,2V

Die Breakdownvoltage  $U_{BR}$  ist die wichtigste Betriebsgröße der APD. Sie ist stark von der Temperatur abhängig. Wir messen den oben dargestellten Zusammenhang, indem wir in den Koffer (Abb. 5) Gefrierbeutel um die APD legen. Dadurch können wir die Temperatur bis knapp unter  $0^{\circ}C$  absenken.

#### 3.5.2 Zusammenhang zwischen der Anzahl der Pulse und $\Delta U$

Im Geigermode arbeitet die APD knapp über der Durchbruchspannung  $U_{BR}$ . Die Anzahl der gemessenen Impulse, gleich ob dark counts oder photon counts, hängt dabei sehr empfindlich von dieser Spannungsdifferenz  $\Delta U$  über  $U_{BR}$  ab. Letztlich entspricht dies der Elektron detection probability.

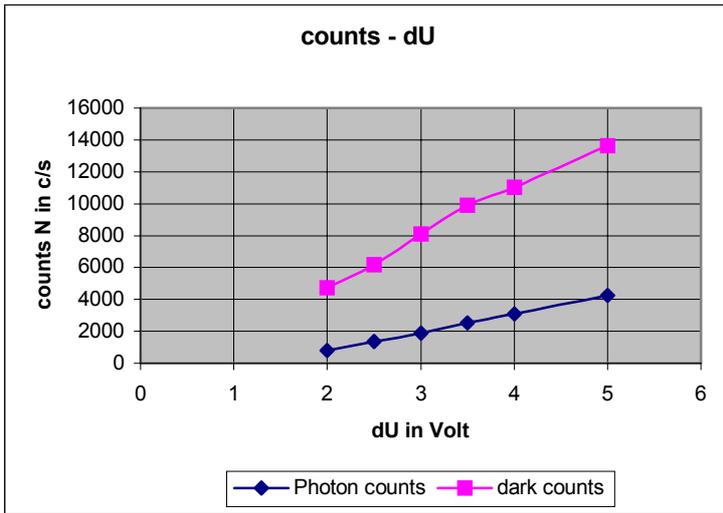


Abb. 13)

**Zusammenhang zwischen  $\Delta U$  und Impulsrate  $N$**

Temperatur: 20<sup>0</sup>C

Messgenauigkeit:

$\Delta U$ : +/- 0,2 V;

counts:  $\pm \sqrt{N}$

In diesem Beispiel ist  $U_{BR} = 241,0V$ , was einer Temperatur von 20,0<sup>0</sup>C entspricht. Für  $\Delta U=2,0V$  erhalten wir eine darkcount rate von knapp 1000 c/s . (Vergleich: die Herstellerfirma gibt für dieses handverlesene Exemplar bei 22,5<sup>0</sup>C und  $\Delta U = 2,6V$  etwa 3700 c/s an. Dieser deutlich höhere Wert ist mit der höheren Temperatur und dem höheren  $\Delta U$  zu begründen. Wie schon oben erwähnt wollen wir auf Kosten der detection probability die dark counts reduzieren und legen uns auf  $\Delta U = 2,0V$  fest. Die Impulse sind dann mit etwa 50mV noch hoch genug um den Zähler sicher aussteuern zu können.

### 3.5.3 Zusammenhang zwischen dark counts und Temperatur

Bei allen Halbleiterdetektoren hängt die Freisetzung von Elektron-Loch-Paaren entscheidend von der Temperatur ab. Diesen Zusammenhang messen wir mit unserer APD wiederum bei einem festen Wert  $\Delta U = 2,0 V$ .

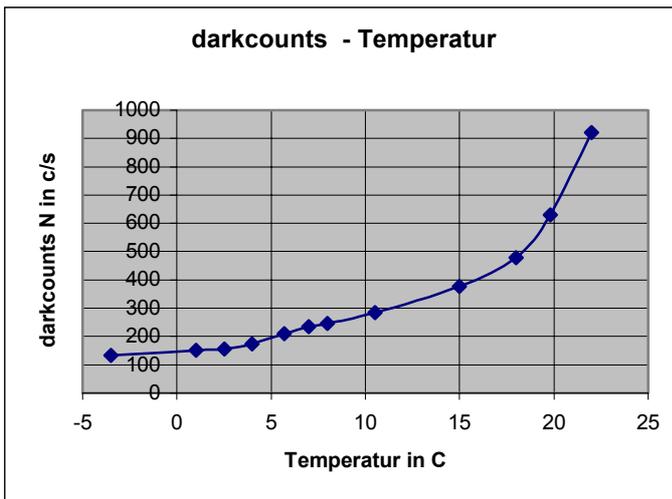


Abb. 14)

**Dark counts in Abhängigkeit mit der Temperatur**

Messgenauigkeit:

Temperatur: +/- 0,5K

Counts:  $\pm \sqrt{N}$

Die dark counts nehmen mit wachsender Temperatur rapide zu (es ist im Prinzip ein exponentieller Anstieg).

### 3.6 Linearität zwischen Photonenzahl und gezählte Impulsen ?

Eigentlich sollte selbstverständlich sein, dass zwischen der Anzahl der am Detektor auftreffenden Photonen und der gemessenen Anzahl im Zähler ein streng linearer Zusammenhang besteht. Leider finden wir, dass dies nicht generell der Fall ist. Der erste Hinweis auf diese Tatsache ergab sich bei Verwendung verschiedener Kombinationen der Graufilter. So können wir Transmissionsgrade von  $10^{-8}$ ,  $10^{-9}$ , und  $10^{-10}$  einstellen. Demzufolge wäre ein Verhältnis der gezählten Impulse von 100:10:1 zu erwarten. Doch fanden wir trotz vielfacher Versuchswiederholung stets ein deutlich geringeres Zahlenverhältnis. Wir erklären uns dies damit, dass bei anwachsender Impulszahl der elektronische Zähler zahlreiche Impulse nicht mehr registriert, obwohl diese real vorhanden sind. Ein Grund könnte die in 3.3 dokumentierte Überlagerung der Avalanche Pulse sein. Inwieweit die Elektronik des Zählers selbst bei hoher Impulszahl überfordert ist, lässt sich mit unseren messtechnischen Mitteln derzeit nicht bestimmen.

Um den Effekt der nicht registrierten Impulse genauer zu untersuchen konstruieren wir eine Lichtquelle aus 12 gleichen Leuchtdioden, die einzeln bzw. in Gruppen einschaltbar sind. Wir erhalten somit eine Lichtquelle, deren Lichtintensität in bekannten, festen Stufen regelbar ist. Die Leuchtdioden selbst weisen zwar eine gewisse produktionsbedingte Streuung der Lichtintensität untereinander auf, die jedoch für eine prinzipielle Untersuchung vernachlässigt werden kann.

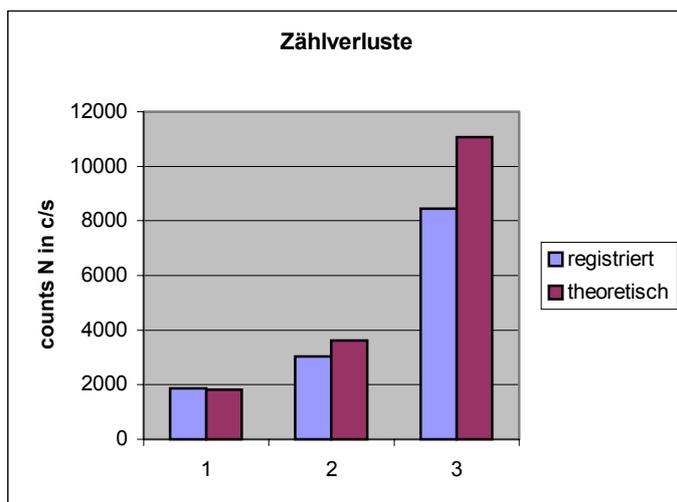


Abb. 15)

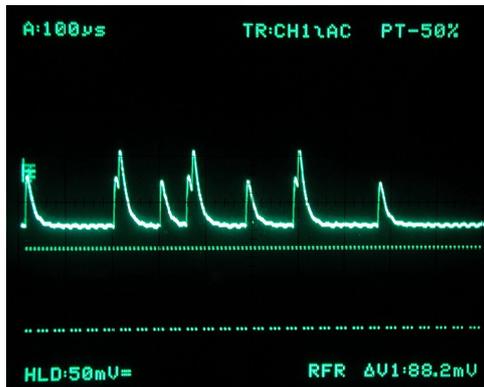
#### Zählverluste bei verschiedenen Zählraten

Messgenauigkeit:

$$\text{Counts: } \pm \sqrt{N}$$

Den Messungen ist zu entnehmen, dass bei Zählraten bis 2000c/s praktisch keine Verluste bei der Registrierung im elektronischen Zähler auftreten, jedenfalls bewegen sie sich im Rahmen der statistischen Schwankungen der Zählrate. Bei etwa 4000c/s finden wir aber bereits eine signifikante Abweichung der Zählrate (wir registrieren nur 84% der theoretisch zu erwartenden Impulse). Noch deutlicher wird dies dann bei etwa 10.000c/s, wo nur 76% der zu erwartenden Impulse gezählt werden. Diese Zahlen sind natürlich mit großer Messunsicherheit behaftet, da die Impulszahlen selbst ja einer beträchtlichen statistischen Schwankung unterliegen. Insoweit möchten wir hiermit nur eine Tendenz feststellen, dass nämlich bei Impulszahlen über 2000c/s mit zunehmenden Zählverlusten zu rechnen ist. Dies ist freilich ein beträchtliches Problem für quantitative Messungen, da bereits die dark counts bei ungekühlter APD in dieser Größenordnung von 1000c/s liegen. Wiederum leiten wir daraus die Forderung ab, die APD stark zu kühlen. Die relativ schlechte zeitliche Auflösung, die sicherlich eine Hauptursache der Zählverluste darstellt, ließe sich durch eine drastische Verkleinerung des Widerstandes R2 deutlich verbessern (bis herunter zu einer Impulslänge von nur noch 1µs, siehe [L3, Appendix], doch benötigen wir dann einen Vorverstärker.

Eine andere Möglichkeit die Zählverluste zu ergründen und quantitativ zu dokumentieren besteht in der Auszählung der „gesehenen“ Impulse auf dem Oszilloskop-Bild.



**Abb. 16)**  
**Zählverluste bei hohen Impulsraten**

Zeitablenkung 100µs/cm

Hier kann man 10 Impulse in 1000µs = 1ms erkennen. Dabei sieht man 3 Überlagerungen, die ein Zähler höchstwahrscheinlich als nur einen Impuls werten wird. Ein Zähler wird also nur 7 Impulse registrieren. Wir vergleichen die mit dem elektronischen Zähler registrierte Zählrate in 1s mit 20 Auszählungen des Oszilloskop-Schirmbildes bei 100µs/cm Zeitablenkung.

Der elektronische Zähler zeigt 7104c/s

Die Auszählungen am Oszilloskop ergeben: 7, 8, 10, 13, 8, 11, 7, 7, 12, 13, 6, 5, 6, 11, 6, 11, 10, 11, 13, 8 Impulse. Ihr Mittelwert ist 9,15 entsprechend 9150 c/s.

Also werden nur 78% der am Oszilloskop gesehenen Impulse vom Zähler registriert, was in Übereinstimmung mit dem obigen Resultat (Abb. 15) steht.

### 3.7 Experimentelle Abschätzung der Photon detection probability

Wir verwenden nun den Laserpointer mit einer Lichtleistung von 1mW bei 633nm. Sein Lichtstrahl trifft unter Abschwächung durch 3 Graufilter mit den Transmissionsgraden  $10^{-5}$  und  $10^{-3}$  und  $10^{-2}$  direkt auf die APD. Damit schwächen wir das Licht insgesamt um einen Faktor  $10^{-10}$  ab. Die Lochblende vor der APD hat einen Durchmesser von 1mm. Wir nehmen an, dass nur diejenigen Photonen, die die Detektorfläche von  $0,2\text{mm}^2$  treffen, auch tatsächlich registriert werden. Diese Annahme wird sicherlich nicht vollständig erfüllt sein, denn innerhalb des Diodenkopfes findet Lichtstreuung statt, sodass auch Licht, das nicht direkt die Detektorfläche trifft, dennoch teilweise registriert werden wird. Besser wäre hier natürlich, einfallendes paralleles Licht auf die Detektorfläche mittels einer Mikrolinse zu bündeln. Eine derartige feinoptische Justierung ist uns aber technisch nicht möglich. Man muss auch bedenken, dass eine Justierung des Laserstrahls auf die winzige Detektorfläche unter Sichtkontrolle, also bei voller Lichtleistung, zur Zerstörung der Diode führen kann.

Messung: bei Temperatur  $20^{\circ}\text{C}$ ;  $U_{\text{BR}} = 240,9\text{V}$ ;  $\Delta U = 2,0\text{V}$

Dark count rate	900c/s
mit Laser	1709c/s
netto Laserlicht	<b>809c/s</b>

theoretische Abschätzung:

Detektorfläche [L3] ist  $0,2\text{mm}^2$

Durchmesser des Laserstrahls 2mm; Querschnittsfläche  $3,1\text{mm}^2$ ; Flächenverhältnis 1:15,5

Laserlichtleistung 1mW bei 633nm entsprechend  $3,2 \cdot 10^{15}$  Photonen/s

Abschwächung  $10^{-10}$  und 1:15,5 durch Flächenverhältnis ergibt 20645 Photonen/s

Dies ergibt eine Photon detection probability von 3,9%.(dabei setzen wir voraus, dass die Elektronik weitgehend alle Pulse fehlerfrei registriert. Diese Annahme ist gerechtfertigt, wie wir in 3.6 gezeigt haben).

Das Ergebnis von 3,9% trifft überraschend gut die theoretische Vorhersage (Abschnitt 2.4). Doch sind wir uns völlig bewusst, dass dieses Versuchsergebnis nur eine grobe Abschätzung sein kann, basierend auf recht groben Annahmen (siehe oben).

### 3.8 Konstruktion und Fertigung eines Detektorkopfs

Um die hochempfindliche APD in ein schützendes Gehäuse einzubauen und für das späterer Beugungsexperiment eine stabile Halterung zur Verfügung zu haben, konnten wir auf ein ausgedientes Bauteil aus der Astronomiesammlung zurückgreifen. Es ist das Gehäuse einer ehemaligen CCD-Kamera, das Kühlrippen besitzt und im Innern ein kleines, durch ein Glasfenster nach außen abgeschlossenes Luftvolumen aufweist. Dort haben wir am Boden des Kühlkörpers ein Peltier-Element mit Wärmeleitklebstoff befestigt. Direkt darüber wird die APD plaziert. Allerdings benötigen wir für beide Bauteile zusammen eine größere Bauhöhe als ursprünglich vorhanden. Zu diesem Zweck fertigten wir eine Distanzscheibe aus schwarzem, lichtundurchlässigem Kunststoff. Die elektrischen Verbindungen nach außen werden durch eine Bohrung im Kühlkörper ermöglicht. Auf der Diodenseite erfolgt die Befestigung des Detektorkopfs mit einem in der Astronomie gebräuchlichen 1 1/4'' Stutzen. Seitlich wird später noch ein kleines Aluminiumgehäuse angeflanscht, welches die Widerstände R1 und R2 (Abb.3) aufnimmt. Zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit liegen noch keine experimentellen Erfahrungen mit dem Detektorkopf vor.

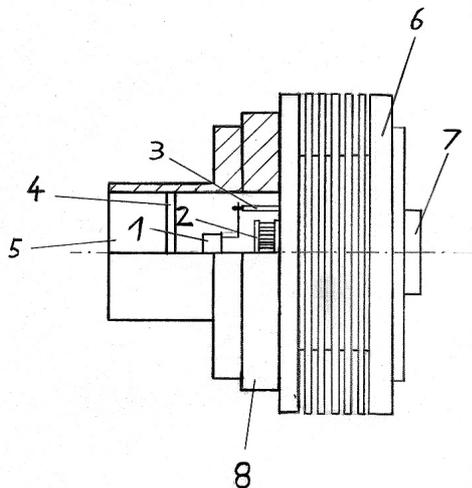


Abb. 17) Konstruktion des Detektorkopfs

1. APD
2. Peltier Element zur Kühlung
3. Kabeldurchführung für APD
4. Glasscheibe
5. 1 1/4'' Stutzen
6. Kühlkörper
7. Kabeldurchführung
8. Distanzscheibe

## 4) Diskussion der Ergebnisse und Perspektiven

### 4.1 kritische Betrachtung unserer Versuchsergebnisse

Als erstes Ergebnis unserer Untersuchungen können wir feststellen, dass es mit Hilfe einer APD relativ einfach und vor allem mit geringem Aufwand, das heißt mit schulüblichen Geräten, möglich ist, Photonen als Einzelobjekte nachzuweisen. Der Zusammenhang zwischen Lichtintensität und Anzahl der Photonen ist qualitativ unmittelbar zu demonstrieren. Dieses erste Ziel unserer Arbeit haben wir ohne Einschränkungen erreichen können.

Die Grenzen unseres eines einfachen Versuchsaufbaus werden aber schnell sichtbar, wenn wir quantitative Auswertungen vornehmen, insbesondere dann, wenn wir aus der registrierten Anzahl von Photonen auf die von der Lichtquelle emittierte Anzahl zurückschließen wollen. Hier hat man mit zahlreichen Problemen und Unzulänglichkeiten zu kämpfen, die wohl nur mit professioneller Technik richtig in den Griff zu bekommen sind. Wir nennen folgende Stichworte in der Reihenfolge ihrer Bedeutung:

- Verbesserung der zeitlichen Auflösung durch Reduzierung von R2. Dadurch wird der Einsatz eines „schnellen“ Vorverstärkers nötig, möglichst mit Pulsformung (TTL), sodass ein elektronischer Zähler die Impulsraten auch fehlerfrei und verlässlich registrieren kann.
- Kühlung der APD auf  $-25^{\circ}\text{C}$  und Temperaturstabilisierung auf  $0,1\text{K}$  genau.
- Spannungsstabilisierung auf  $0,1\text{V}$  (ohne langsame Drift)

## 4.2 Perspektiven

Sollte das Experiment mit der Registrierung des Beugungsspektrums gelingen, dann wäre der nächste logische Schritt, die Registrierung der Impulse auf einen Computer zu übertragen und dort weitgehend software-gesteuert auswerten zu lassen. Der Computer könnte auch die Schrittmotor- Steuerung übernehmen und die Registrierung des Spektrums weitgehend automatisch durchführen. Auf der anderen Seite würden wir uns wünschen, wenn Lehrmittelfirmen einen einfachen, aber möglichst kühlbaren APD-Detektor herstellen würden in Kombination mit einem Vorsatzgerät, der es gestattet, mit den schulüblichen Zählern oder PC-Vorsatzgeräten die Pulse sicher registrieren zu können.

## 5) Literaturverzeichnis, Bezugsquellen, Hilfen

### 5.1 Literaturverzeichnis

- [L1] Dorn Bader, Franz, Physik 12/13, Hannover 2000, Schroedel Verlag  
[L2] Feynman, Richard, QED (Quantenelektrodynamik), München 1988, Piper Verlag  
[L3] Laser Components GmbH, Silicon Avalanche Photodiodes C30902E, C 30902S, Data Sheet, 82140 Olching, Werner-von-Siemens-Str. 15,  
[L4] <http://opto.perkinelmer.com/library/papers/tp5.htm> „APD, User’s Guide“

### 5.2 Bezugsquellen

- [B1] Conrad Electronic, 92240 Hirschau  
[B2] ELV Elektronik AG, 26787 Leer  
[B3] Itos GmbH, Carl-Zeiss-Strasse 23, 55129 Mainz, Tel 06131-58089-0 (optische Filter)  
[B4] Laser Components GmbH, Postfach 1129, 82133 Olching (APD’s)

### 5.3 Hilfen

Von Herrn Dr. Markus Arndt vom physikalischen Institut der Universität Wien, Abteilung Quantenphysik haben wir die Anregung zu dieser Arbeit erhalten.  
Unser Fachlehrer im bilingualen Physik LK, Herr Wolf-Peter Hirlinger, hat uns in vielen Fragen zur Theorie und zu den Messungen beraten.  
Herr Günter Edelmann hat uns bei der technischen Konstruktionen unterstützt.  
Unser Mitschüler Julian Bee im bilingualen Physik LK hat die Schrittmotor-Steuerung für das Abfahren des Beugungsspektrums entworfen.

