

## Stabilitätsverhalten von Vakuum-Phototrioden

Bachelorarbeit im Studiengang „Bachelor of Science“ im Fach Physik

Fakultät für Physik und Astronomie der Ruhr-Universität Bochum  
Institut für Experimentalphysik I

von  
**Klaus Eickel**  
aus  
**Rüthen**

Bochum 2009



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Elektromagnetisches Kalorimeter</b>	<b>3</b>
2.1	$\bar{P}$ ANDA . . . . .	3
2.2	Bleiwolframat als Szintillationsmaterial . . . . .	3
2.3	Photodetektoren . . . . .	4
2.3.1	Wechselwirkungen von Elektronen mit Materie . . . . .	4
2.3.2	Photonenwechselwirkung mit Materie . . . . .	6
2.3.3	Szintillatoren . . . . .	7
2.3.4	Photodetektoren . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Studium des Detektorverhaltens</b>	<b>11</b>
3.1	Ratenabhängigkeit der Lichtdetektoren . . . . .	11
3.2	Messung . . . . .	12
3.2.1	Vorüberlegungen, Messaufbau und Vorgehensweise . . . . .	12
3.2.2	Messreihen . . . . .	13
3.2.3	Photomultiplier XP2020 . . . . .	14
3.2.4	Photonis-VPT . . . . .	16
3.2.5	Hamamatsu R2148-MOD1 . . . . .	18
3.2.6	Studium der Pulsratenabhängigkeit der RIE-VPT . . . . .	19
3.2.7	Vergleich der getesteten Phototrioden . . . . .	22
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>25</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>27</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>29</b>



# Kurzfassung

Im elektromagnetischen Kalorimeter des  $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektors werden Vakuum-Phototrioden (VPT) zur Detektion des Szintillationslichtes verwendet. Aufgrund der hohen Ereignisraten und der hohen Magnetfeldstärke im Kalorimeter scheiden andere Lichtdetektoren aus. Diese Arbeit untersucht das Verhalten verschiedener VPTs, wenn die Rate der Lichtpulse variiert wird. Es ergibt sich, dass eine Neuentwicklung von Phototrioden bei einem schlechten Verstärkungswert auch die höchsten Schwankungen ( $\pm 50\%$ ) der getesteten Modelle aufzeigt. Zwei bekannte Modelle (RIE-VPT und Hamamatsu R2148-MOD1) verstärken das Signal um über 200% besser. Das Ausgangssignal schwankt bei der RIE-VPT um  $\pm 4,1\%$ , beim Modell R2148-MOD1 von Hamamatsu um  $\pm 3,9\%$ .



# Abstract

The  $\bar{P}$ ANDA-detector contains an electromagnetic calorimeter with vacuum-phototriodes (VPT) for the detection of the scintillation light. Due to the high event-frequency and the magnetic field inside the calorimeter other common light detectors are not suitable. This thesis discusses the testing of VPTs and their dependence on varying rates of the light pulses up to 1 MHz. A prototype from Photonis has a low gain and the highest instability ( $\pm 50\%$ ) of the tested VPT-models. Two other types provided by Hamamatsu (R2148-MOD1) and the RIE have a 200% higher gain. Their output signals vary  $\pm 4.1\%$  for the RIE-VPT and  $\pm 3.9\%$  for the Hamamatsu-VPT.





# 1 Einleitung

Die Physik versucht in Dimensionen vorzudringen, die bisher unbekannt sind und in denen die Erforschung vom Ursprung zur Gegenwart weitergehen kann. Astrophysiker schauen in Millionen Lichtjahre entfernte Galaxien und versuchen die Weiten des Universums zu erkunden. Zugleich suchen Teilchenphysiker nach den Bausteinen der Materie. Hierbei geht es um das generelle Verständnis der Materie und darum zu verstehen „...was die Welt im Innersten zusammenhält“. Die theoretische Grundlage zur Beschreibung der starken Wechselwirkung, die auf solch kleinen Skalen die dominierende Kraft ist, bildet die QCD (**Q**uanten **C**hromo **D**ynamik). In experimenteller Hinsicht gilt es, diese in bestimmten Phänomenen und Mechanismen zu prüfen und die Tragfähigkeit (teils verschiedener Theorien) festzustellen. Eine offene Frage ist zum Beispiel, wie die starke Wechselwirkung sich als Funktion der Distanz der Wechselwirkungspartner verhält. Es gibt attraktive und repulsive Komponenten, woraus auch das sogenannte Confinement folgt, also jenes Phänomen, das die Quarks nicht als einzelne, freie Teilchen existieren lässt. Weiterhin wird untersucht, ob die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, die Gluonen, Glueballs bilden. Um in diese Dimensionen vorzustößen, braucht es einen enormen Aufwand. Modernste Beschleuniger, Detektoren und Datenverarbeitungssysteme verlangen der Technik und dem Erfindungsreichtum zahlreicher Entwickler viel ab. Die FAIR (**F**acility for **A**ntiproton and **I**on **R**esearch) wird eine breite Plattform für die Grundlagenforschung bilden. Neben zahlreichen Instituten ist auch das Institut für Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum hieran beteiligt. Der  $\bar{\text{P}}$ ANDA-Detektor (**A**nti**P**roton **A**nnihilation at **D**armstadt) wird eines der Hauptkomponenten dieser neuen Forschungseinrichtung werden. Die Ruhr-Universität Bochum beteiligt sich an der Monte-Carlo-Simulation für ein gutes Detektor-Design und der Entwicklung des EMC (**E**lectromagnetic **C**alorimeter). Verschiedene Studien befassten sich bereits mit den Eigenschaften des verwendeten Szintillationsmaterials Bleiwolframat und der Detektion des Szintillationslichts mit Photodetektoren. Diese Arbeit behandelt im Speziellen das Verhalten verschiedener VPTs (**V**acuum-**P**hototriode), die von unterschiedlichen Herstellern im Angebot sind. Neben anderen Photodetektoren scheinen VPTs besonders den Anforderungen im Bereich der Endkappe des Kalorimeterfassens zu genügen. Hier ist es wichtig, die Abhängigkeit des Ausgangssignals von VPTs bezüglich der applizierten Lichtpulsrate zu kennen.



# 2 Elektromagnetisches Kalorimeter

## 2.1 $\bar{\text{PANDA}}$

Der  $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektor wird am HESR (**H**igh-**E**nergy **S**torage **R**ing), der den Antiprotonenstrahl bereitstellt, untergebracht sein. Die Antiprotonenproduktion, die Injektion, die Beschleunigung und die Speicherung erfolgen durch weitere FAIR-Komponenten, die an dieser Stelle nicht weiter erwähnt werden sollen, da hier Details des EMCs im  $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektor gegeben werden. Maßgeblich für eine gute Teilchenidentifikation sind eine präzise Impuls- und Energiebestimmung. Zudem besteht die Anforderung an das EMC den hohen Ereignisraten gerecht zu werden. Die Konstruktion des  $\bar{\text{PANDA}}$ -EMC profitiert dabei aus den Erfahrungen früherer und aktueller Experimente, wie zum Beispiel dem CMS (**C**ompact **M**uon **S**olenoid) am CERN.  $\bar{\text{PANDA}}$  soll dabei mit Impulsen des Antiprotonenstrahls in der Spanne von 1,5 GeV/c bis hin zu 15 GeV/c (8 GeV/c im Schwerpunktsystem) arbeiten. Im IP (**I**nteraction **P**oint) trifft dieser auf ein Fixed-Target aus Protonen. Dieses wird wahrscheinlich ein Pellet Target werden. Hier fallen Pellets aus gefrorenem Wasserstoff durch den Strahl und interagieren dort mit den Antiprotonen. Die so erreichte Ereignisrate liegt bei  $\dot{N} = 10^7 \text{s}^{-1}$ . Damit möglichst alle Ereignisse registriert werden, besteht der Detektor aus zwei Teilen: einem Targetspektrometer (TS) (bestehend aus einem Fass mit vorwärtiger und rückwärtiger Stirnfläche) und einem Spektrometer in Strahlrichtung (FS - Forward Spectrometer). Dieses dient zur Detektion der aufgrund der Impulsverteilung zahlreichen Ereignisse für polare Winkel  $< 10^\circ$  (horizontal) und  $< 5^\circ$  (vertikal) zur Strahlrichtung (sogenannter Boost der Kollisionsprodukte). Somit wird nahezu eine Abdeckung des gesamten Raumwinkels ( $4\pi$ ) erreicht. Die gesamten Detektoren des Targetspektrometers befinden sich in einem Magnetfeld von  $B_{TS} = 2 \text{ T}$ , welches ein supraleitender Solenoid erzeugt.

Das EMC dient zum Nachweis von Photonen und Elektronen. Es befindet sich innerhalb des Solenoidfeldes. Die Impulsbestimmung von geladenen Teilchen erfolgt mit verschiedenen Spurdetektoren. Myonen hingegen sind mit dem EMC kaum nachweisbar, weshalb ein separater Myonendetektor (MUO) vorgesehen ist. So wird für die entsprechenden Teilchen eine möglichst gute Auflösung ihrer Energien erreicht.

## 2.2 Bleiwolframat als Szintillationsmaterial

Bei dem EMC handelt es sich um einen anorganischen Szintillations-Detektor. Als Szintillatormaterial dient, wie beim CMS Detektor, Bleiwolframat ( $\text{PbWO}_4$ ; kurz: PWO). PWO zeichnet sich besonders durch einen geringen Molière-Radius ( $R_M = 2.0 \text{ cm}$ ) aus.

Dichte [ $g/cm^3$ ]	$\rho$	8,28
Schmelzpunkt [K]	$MP$	1396
Strahlungslänge [cm]	$X_0$	0,89
Molière-Radius [cm]	$R_M$	2,0
Energieverlust [MeV/cm]	$dE/dx$	13,0
Abklingzeit [ns]	$\tau_{decay}$	6
Wellenlänge der max. Lichtausbeute [nm]	$\lambda_{max}$	420
Brechungsindex (bei $\lambda_{max}$ )	$n$	2,2
relative Lichtausbeute [%] (bei $-25^\circ$ C)	$LY$	2,5 (LY NaI)
Temp.abhängigkeit von LY [%/K] (bei $20^\circ$ C)	$d(LY)/dT$	-3,0

Tabelle 2.1: Spezifikation der PWO-Szintillationskristalle [4]

Die Strahlungslänge beträgt  $X_0 = 0,89$  cm. So ist bei den gegebenen Energien eine vergleichsweise kompakte Bauweise realisierbar. Zudem spricht die sehr schnelle Abklingzeit ( $\tau_{decay} = 6$  ns) für die Verwendung von PWO, um den erwarteten Teilchenstrom möglichst komplett zu erfassen. In der Tabelle 2.2 sind die wichtigsten charakteristischen Größen von PWO aufgelistet [4].

Konstruktionsbedingt differieren die Kristalle der verschiedenen TS-Komponenten in ihren Abmessungen etwas voneinander. Überwiegend besitzen die 20 cm ( $\simeq 22X_0$ ) langen Kristalle eine Stirnfläche von  $2,2 \times 2,2$  cm<sup>2</sup>. Die Ausrichtung der Kristalle im TS ist in kleinen Paketen (Alveolen) zu je 16 Kristallen arrangiert. Es ist eine Energieauflösung von 1,5 % bei 1 GeV realisierbar<sup>1</sup>. Studien zur Lichtausbeute von PWO zeigen, dass diese stark temperaturabhängig ist: der Grund für die Betriebstemperatur von  $-25^\circ$  C. Der Kristall ist zudem in einer verspiegelten Folie eingefasst, so dass das Emissionslicht nur an der detektorseitigen Stirnfläche austritt.

Konventionelle Photomultiplier (PMT) zur Auslese des Szintillationslichts kommen aufgrund des Magnetfeldes, in welchem sich das Kalorimeter befindet, nicht in Frage<sup>2</sup>. Daher sind APDs (**A**valanche **P**hotodiodes) und VPTs als alternative Photodetektoren vorgesehen. Diese werden im Folgenden näher erklärt und untersucht.

## 2.3 Photodetektoren

### 2.3.1 Wechselwirkungen von Elektronen mit Materie

Durchquert ein geladenes Teilchen Materie, so werden seine Flugbahn und Energie beeinträchtigt. Dies ist verursacht durch verschiedene Prozesse, wie der inelastischen Streuung

<sup>1</sup>Kristallanzahl: Barrel (11520), vordere Endkappe (3840), hintere Endkappe (816)

<sup>2</sup>Solenoid-Magnetfeld beim TS

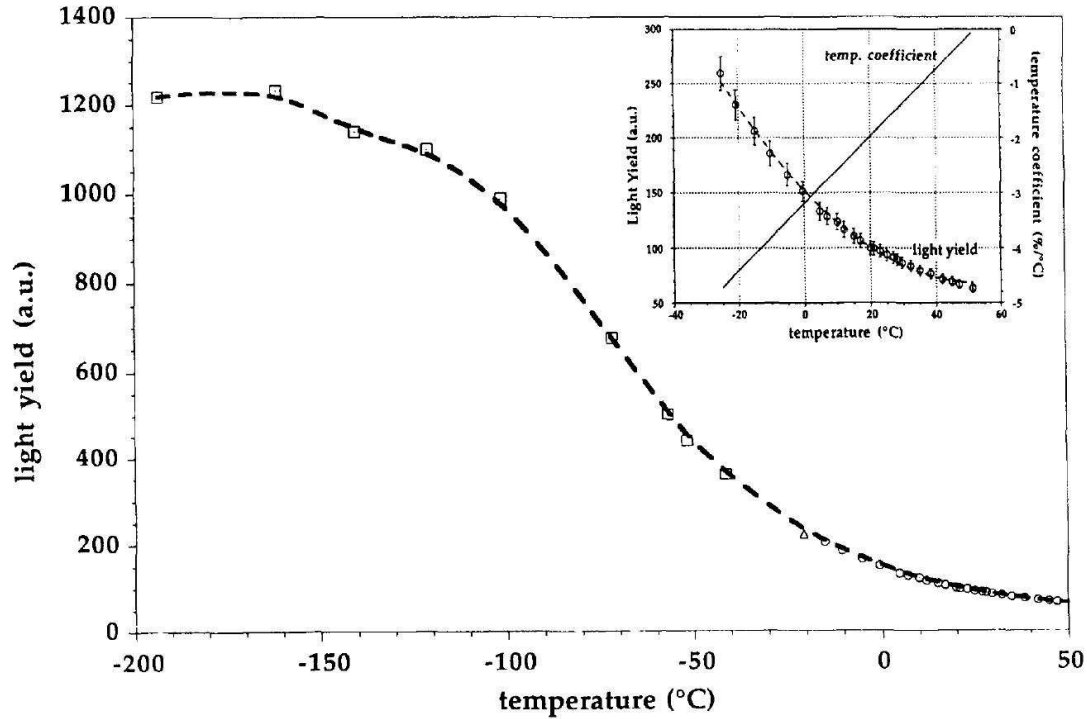


Abbildung 2.1: Lichtausbeute von PWO bei verschiedenen Temperaturen [10]

an Hüllenelektronen der Atome (Ionisation oder Anregung der Atome) oder die Streuung am Kernpotential. Projektil und Targetteilchen (Hüllenelektron) haben die gleiche Masse. Typischerweise berechnet sich der Energieverlust durch Ionisation, welchen Elektronen (und Positronen) im Medium der Ordnungszahl  $Z$  und dem Atomgewicht  $A$  erfahren, durch [1]:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_I = K \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln \frac{\gamma m_e}{2I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (2.1)$$

wobei die Elektronenmasse  $m_e = 511 \text{ keV}/c^2$  und  $K$  Konstanten sind<sup>3</sup>.  $I$  ist das effektive Ionisationspotential des Atoms; das ist die mittlere Energie, die zur Ionisation des Atoms nötig ist. Die kleine Korrektur durch  $\delta$  wird oft vernachlässigt. Sie berücksichtigt die durch die Polarisation des Mediums mögliche Abschirmung des elektrischen Feldes des einfallenden Teilchens. Des Weiteren ist  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$  mit  $\beta = v/c$  des Projektils. Zudem trägt die sogenannte Bremsstrahlung zum Energieverlust einfallender, geladener Teilchen bei. Die Bremsstrahlung folgt aus der Beschleunigung, die das Projektil am Coulombpotential der Kerne erfährt. Da der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  proportional zum Quadrat der Teilchenmasse  $m$  ( $\sigma \sim m^{-2}$ ) ist, ist dieser Prozess besonders für leichte Teilchen wichtig [1]. Der Energieverlust durch Bremsstrahlung wächst mit der Energie

<sup>3</sup> $K = \frac{4\pi N_a \alpha^2}{m_e} = 0,307 \text{ MeV} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{cm}^2$ ; Avogadrokonstante  $N_a = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$

des Projektils an und lässt sich für Elektronen mit

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_B = \frac{E}{X_0} \quad (2.2)$$

beschreiben. Daher dominiert bei hohen Energien des einfallenden Teilchens der Energieverlust über Bremsstrahlung, während bei tiefen Energien überwiegend Energie durch Ionisation der Atomhülle<sup>4</sup> abgegeben wird. Die Energie, bei der beide Prozesse den gleichen Anteil am Energieverlust haben, nennt man die kritische Energie  $E_c$ . Bei beiden Prozessen entstehen Photonen, welche  $e^+e^-$ -Paare bilden können. Diese verlieren ihre Energie wiederum durch Bremsstrahlung. So bildet sich über die Sekundär-Teilchen ein elektromagnetischer Schauer aus [1].

### 2.3.2 Photonenwechselwirkung mit Materie

Gegensätzlich zu den geladenen Teilchen erfahren Photonen andere Wechselwirkungen beim Eintritt in ein Material. Drei Prozesse sind entscheidend.

Der photoelektrische Effekt ( $\gamma + \text{Atom} \rightarrow e^- + \text{Ion}$ ) dominiert bei Photonenenergien  $< 1$  MeV. Hierbei entsteht ein freies Elektron, da das  $\gamma$  vom Atom absorbiert wird. Somit überträgt sich die Anregungsenergie auf die Hüllenelektronen. Aufgrund der Impulserhaltung (Impuls des emittierten Elektrons) erfährt der Kern einen Rückstoß. Der Photoeffekt kann somit nur innerhalb des Coulombpotentials des Kerns auftreten. Der Wirkungsquerschnitt ist durch den Thomson-Wirkungsquerschnitt approximierbar [1].

$$\sigma_{pe} \sim \frac{Z^5}{E_\gamma} \quad (2.3)$$

Liegt die  $\gamma$ -Energie bei  $\sim 1$  MeV, so erfolgt der Energieverlust der Photonen auch über die Compton-Streuung ( $\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$ ). In diesem Prozess streut das  $\gamma$  elastisch an den Hüllenelektronen [1]. Da hier die Bindungsenergie der Elektronen klein gegenüber der  $\gamma$ -Energie sein muss, ist der Wirkungsquerschnitt für diese Wechselwirkung proportional zur Ordnungszahl  $Z$ . Wieviel Energie das Photon beim Stoß auf das Elektron überträgt, ist durch den Streuwinkel  $\Theta$  charakterisiert. Dieser bezeichnet die Ablenkung des gestreuten Photons  $\gamma'$  zur ursprünglichen Trajektorie des Photons  $\gamma$  und kann Werte zwischen 0 (kein Energieübertrag) und  $\pi$  (maximaler Energieübertrag) annehmen.

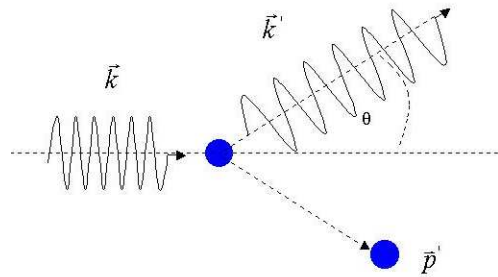


Abbildung 2.2: Compton-Streuung

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{mc^2}(1 - \cos\Theta)} \quad (2.4)$$

<sup>4</sup> $1/\beta^2$ -Faktor in Gleichung 2.1

Der dritte Prozess, der für Photonen in Materie eine Rolle spielt, ist die Paarbildung ( $\gamma + Z \rightarrow e^+ + e^- + Z$ ). Das einfallende  $\gamma$  zerfällt in  $e^+e^-$ -Paare, weshalb die  $\gamma$ -Energie  $\geq 2 \cdot 511$  keV sein muss. Um den Rückstoß zu absorbieren, findet auch die Paarbildung in der Nähe eines Kerns statt, womit der Wirkungsquerschnitt proportional zum Atomgewicht ist:  $\sigma_{\text{paar}} \sim A$ . Die  $e^-$  emittieren bei Ablenkung im Potential Bremsstrahlung. Die entstandenen Photonen können bei genügend hoher Energie wiederum Paarbildung machen. Ebenso kann Bremsstrahlung durch die  $e^+$  entstehen; meist annihilieren die Positronen jedoch direkt, wobei aus der freiwerdenden Energie ein  $\gamma$  entsteht. Durch diese Sekundär-Teilchen kommt es zur Schauerbildung im Szintillationsmaterial (siehe Abschnitt 2.3.1).

### 2.3.3 Szintillatoren

Im Allgemeinen ist zwischen zwei Arten von Szintillationszählern zu unterscheiden, den anorganischen und den organischen Typen. Da bei PANDA ausschließlich anorganische PWO-Szintillatoren verbaut werden, sind hier keine Details zu den organischen Typen gegeben. Der Szintillationsmechanismus an sich ist bei beiden jedoch ähnlich[7].

Die Funktionsweise von Szintillatoren beruht auf dem Einfall von Teilchen, die ihre Energie durch Ionisationsprozesse im Kristall deponieren. Dies kann entweder direkt durch geladene Teilchen (Elektron, Positronen) oder indirekt durch Photonen geschehen. Die Photonen tragen über die Paarerzeugung bei der Schauerbildung zur Ionisation bei. Einerseits kann, bei ausreichend hoher  $\gamma$ -Energie, eine direkte Ionisation stattfinden. Dabei nimmt ein Elektron im Valenzband genügend Energie auf, um ins Leitungsband zu gelangen. Es entsteht ein freies Elektron und ein freies, positiv geladenes Loch. Reicht die übertragene Energie nicht zur kompletten Ionisation aus, so kann sich ein sogenanntes Exziton bilden. Dieser Zustand ist gekennzeichnet durch die freie Bewegung des noch gebundenen Elektron-Loch-Paares im Festkörper. Der Szintillator ist mit sogenannten Störstellen dotiert, diese reduzieren die Energieniveaus lokal und verkleinern somit die eigentliche Energielücke des Szintillationsmaterials. Trifft ein freies Loch oder das Loch eines Exzitons auf eine solche Störstelle, so kann dieses Störatom ionisiert werden. Ein folgendes freies Elektron kombiniert anschließend mit dem entstandenen Loch dieser Störstelle und geht so von einem angeregten Zustand in den Grundzustand über. Dabei wird das charakteristische Szintillationslicht frei (siehe 2.2). Die Größe und Form des Szintillators hängen stark vom gewählten Material ab. Eine charakteristische Größe für die Absorptionseffizienz und damit die Kompaktheit des Szintillationsdetektors ist der Molière-Radius. Der im Szintillator erzeugte Schauer entwickelt sich in Form eines Kegels, dessen Öffnungswinkel mit der Zeit wächst. Innerhalb eines Zylinders mit einem Radius von  $3,5 \cdot R_M$  werden 99 % der Energie des einfallenden Teilchens deponiert. Dabei ist  $R_M$  der Molière-Radius, der energieunabhängig ist und sich nach

$$R_M = \frac{21X_0}{E_c[\text{MeV}]} \approx 0,0265X_0(Z + 1,2) \quad (2.5)$$

berechnen lässt [1].  $Z$  ist die atomare Massenzahl und  $E_c$  die kritische Energie, unterhalb derer sich die Schauerlawine nicht weiterentwickelt.

### 2.3.4 Photodetektoren

Zur Detektion des Szintillationslichts im  $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektor werden verschiedene Detektortypen diskutiert. Im Fass des EMC werden voraussichtlich APDs verbaut; dies sind Detektoren auf Halbleiterbasis. In der Endkappe bieten sich VPTs für die Auslese an (hohe Ereignisrate). Häufig sind Photomultiplier (PMT) zur Detektion von Szintillationslicht im Einsatz. Wie oben bereits erwähnt, kommen diese im  $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$ -EMC jedoch aufgrund des vorherrschenden Magnetfeldes nicht in Frage. Wegen einiger Referenzmessungen mit einem PMT ist dieser Detektortyp im Folgenden ebenfalls kurz beschrieben.

#### Photomultiplier

Ein PMT erreicht Signalverstärkungen von  $10^6 - 10^7$ . Der PWO-Szintillator emittiert die maximale Lichtmenge im charakteristischen Spektralbereich. Somit besitzen die Photonen nach  $E_{\text{photon}} = \frac{hc}{\lambda}$  mit  $\lambda_{\text{max}} \approx 520 \text{ nm}$  (blau) eine Energie von  $E_{\text{photon}} \approx 2,96 \text{ eV}$ . Diese lösen in der Kathode mittels Photoeffekt Primärelektronen aus. In der Vakuumröhre eines PMT befinden sich mehrere Elektroden (sogenannte Dynoden) mit fortlaufend positiv ansteigendem Potential. An jeder Dynodenstufe schlagen die auftreffenden Elektronen Sekundärelektronen aus, welche anschließend ebenfalls zur nachfolgenden Dynode beschleunigt werden. Hinter der letzten Dynode befindet sich die Anode, an welcher das höchste Potential anliegt. Die Anode sammelt die Elektronen, womit die ausgelöste Gesamtladung ein negatives Signal an der Anode erzeugt. Abbildung 2.3 veranschaulicht die Funktionsweise.

Der hier benutzte PMT ist das Modell XP2020 von Philips mit 12 Dynodenstufen. Dieses Modell wurde bereits in vorangegangenen Untersuchungen verwendet. Der Verstärkungsfaktor ist abhängig von der Betriebsspannung  $U_{\text{PMT}}$  und dem Eingangssignal, die Obergrenze liegt bei einem Faktor von  $4 \cdot 10^6$ . Die mittlere Quanteneffizienz QE hat einen Wert von 25 % bei 400 nm (violett) [13]. Der exponentielle Zusammenhang zwischen  $U_{\text{PMT}}$  und der Signalverstärkung sowie die Stabilität des Ausgangssignals stehen in einem bestimmten Verhältnis zueinander - dies ist bei der Wahl von  $U_{\text{PMT}}$  zu beachten [12]. Im Folgenden liegt eine Betriebsspannung von  $U_{\text{PMT}} = -1800 \text{ V}$  an der Basis des Photomultipliers an. Eine Veränderung der Verstärkungseigenschaften im Bezug auf Schwankungen der Temperatur liegt nicht vor [12].

Das Signal des PMT kann ohne weitere Vorverstärkung ausgelesen werden. Abbildung 3.1 zeigt den Verlauf der Ladung, die auf die Anode trifft und das Ausgangssignal bildet. Die Ladung ist nach  $Q = \int I_A dt$  mit  $I_A = U_A / R_{\text{scope}}$  durch Integration der Signalkurve der Anode zu berechnen. Da PMT, wie oben bereits erwähnt, nicht in der Endkappe verbaut werden werden, wurde lediglich eine Messreihe durchgeführt. Diese dient zum Vergleich mit denen der VPTs, da der Photomultiplier der Standardphotodetektor in elektromagnetischen Kalorimetern ist.



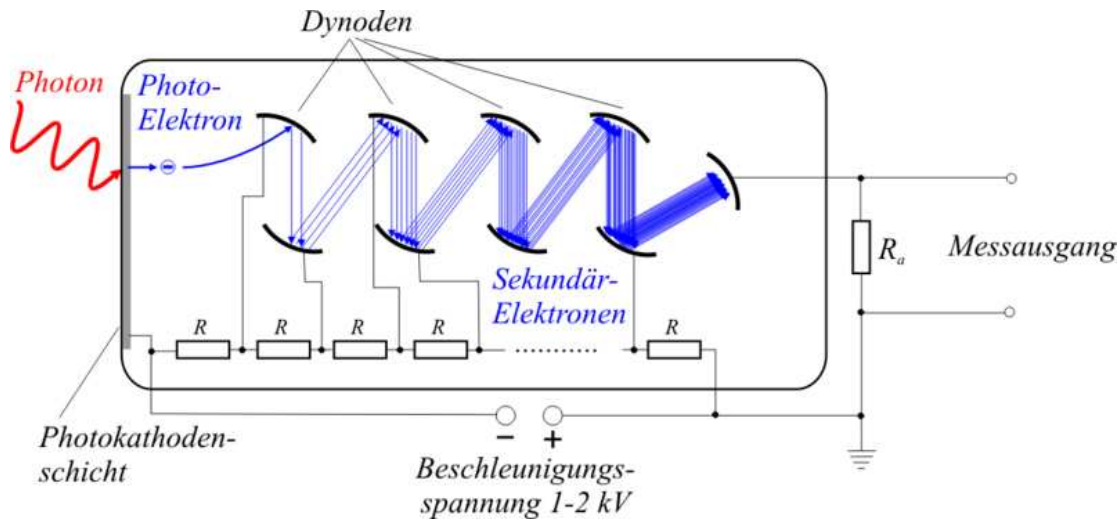


Abbildung 2.3: Arbeitsweise eines Photomultipliers

### Vakuum-Phototriode

Eine VPT ist ein Röhrenbauteil, welches in der Funktionsweise einem einstufigen Photomultiplier, also einem PMT mit lediglich einer Dynodenstufe entspricht. Die VPTs werden hier mit einem Kathodenpotential von  $U_K = 0$  V beschaltet. Die aus der Kathode durch die Photonen ausgelösten Elektronen werden im evakuierten Röhreninnern zur Anode hin beschleunigt, da diese ein positives Potential von  $U_A = +1000$  V besitzt<sup>5</sup>. Die Anode ist jedoch keine einfache Elektrode, sondern hat eine durchlässige Gitterstruktur. Die Primärelektronen passieren das Anodengitter und treffen auf die Dynode, wo sie Sekundärelektronen auslösen. Aufgrund des niedrigeren Potentials der Dynode<sup>6</sup>  $U_D = +800$  V erfolgt im elektrischen Feld eine Rückbeschleunigung in Richtung der Anode. Da ein einzelnes Elektron mehrere Sekundärelektronen herausschlägt, wird

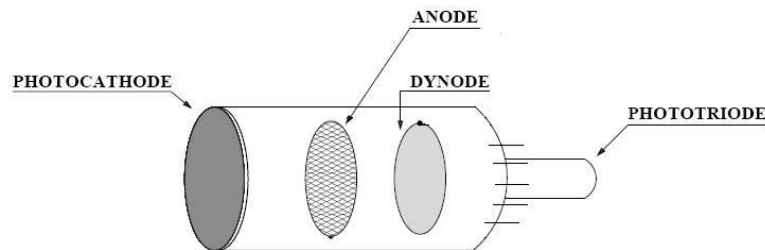


Abbildung 2.4: Schematik einer VPT

eine Verstärkung erreicht. Auszeichnend ist die hohe Signalgeschwindigkeit, die eine VPT erreicht. Üblich sind Anstiegs- und Abklingzeiten des Signals von rund 600 ps [9]. Des

<sup>5</sup> gilt für RIE-VPT und R2148-VPT; abweichende Werte bei der Photonis-VPT

<sup>6</sup> gilt für RIE-VPT und R2148-VPT; abweichende Werte bei der Photonis-VPT

Weiteren ist die Kapazität zwischen den Elektroden mit einigen pF gering [8]. VPTs werden von verschiedenen Herstellern angeboten. Drei unterschiedliche VPTs werden getestet. Vom japanischen Hersteller Hamamatsu wird der aus vorangegangenen Arbeiten<sup>7</sup> bekannte Typ R2148-MOD1 untersucht. Das Research Institute Electron RIE (Russland) lieferte bereits die Phototrioden für die EMC-Endkappe im CMS-Experiment am CERN. Diese VPT ist ebenfalls als Photodetektor für die Endkappe im  $\bar{P}$ ANDA-Kalorimeter denkbar. Des Weiteren bietet Photonis (Frankreich) eine neuentwickelte VPT an. Ein typischer Wert für die Verstärkung  $G = 10$ . Da es für die Stabilität des Signals unbedeutend ist, wird auf eine genaue Bestimmung der absoluten Verstärkung der verschiedenen VPTs verzichtet. Dennoch zeigt der Vergleich des Signalpulses der einzelnen VPTs Unterschiede in der Verstärkungshöhe.

Zum Betrieb sind die VPTs über eine Filterschaltung an die Hochspannungsversorgung und das Oszilloskop angeschlossen (siehe Abbildung A.2). Im CMS-Experiment sowie in vorangegangenen Arbeiten fand diese Art der Beschaltung bereits Verwendung ([12], [5]). Die Kathode liegt an Masse (0 V), die Anoden- und Dynodenspannungen lassen sich über zwei unabhängige Spannungsversorgungen einstellen.

---

<sup>7</sup>vergleiche [12], [5]

## 3 Studium des Detektorverhaltens

Bevor letztlich die Entscheidungen für oder gegen bestimmte Materialien, Komponenten und Realisierungen im Aufbau fallen, sind verschiedenste (Vor-)Untersuchungen nötig. In Bochum befassen sich einige Arbeiten (Bachelor- und Diplomarbeiten) mit einzelnen Komponenten, um ein besseres Verständnis ihrer Rolle im EMC zu erlangen.

### 3.1 Ratenabhängigkeit der Lichtdetektoren

Diese Arbeit soll dazu dienen, das Verstärkungsverhalten verschiedener Phototrioden bezüglich der Frequenzabhängigkeit von optischen Signalen festzustellen. Die Endkappe in Vorwärtsrichtung (FEC), welche der Lehrstuhl EP I mitentwickelt, ist recht hohen Ereignisraten ausgesetzt, da der Schwerpunktsimpuls nach der Kollision von Strahl und Target in Strahlrichtung zeigt. Innerhalb dieses sogenannten Boosts werden Ereignisraten von bis zu 750 kHz je Kristall erwartet. Aus diesem Grund ist es notwendig, das Verhalten der Detektoren für solche Bedingungen zu studieren. VPTs könnten aufgrund ihres einfachen Aufbaus diese Anforderungen erfüllen. VPTs verschiedener Hersteller sind verfügbar und werden im Folgenden getestet. Dazu wird eine Lichtleitfaser direkt vor der Photokathode platziert, gegebenenfalls reduziert ein optischer Graufilter die Lichtintensität. Der Lichtpuls wird unmittelbar an der LED in die Lichtleitfaser eingekoppelt. Die LED erzeugt bläuliche Lichtpulse, wobei sich die Frequenz der Lichtpulse, die Pulsrate, über einen Frequenzgenerator und eine Pulserschaltung einstellen lässt. So kann der Zusammenhang zwischen Pulsrate und Ausgangssignal der VPT ausgenommen werden.

Der Photodetektor (VPT) muss bestmöglich gegen Fremdlichtquellen (Tageslicht, Raumbeleuchtung) abgeschirmt sein. Alle Komponenten sind dazu in einer Kiste platziert, und die zur Ansteuerung und Auslese nötigen Leitungen werden mit entsprechenden Durchführungen hinein- beziehungsweise herausgeführt. Um Reflexionen innerhalb der Box zu vermeiden, ist die Innenseite schwarz lackiert. Der als Lichtquelle benutzte Pulsgeber befindet sich zudem in einem durch lichtdichte, schwarze Folie abgetrennten Teil im Kisteninnern. Unmittelbar vor der LED ist eine Lichtleitfaser in einem Kunststoffblock fixiert, mit der der Lichtpuls direkt vor den Detektor geführt wird. Bei den Messungen an der Photonis-VPT ist der Lichtpulser außerhalb der Kiste und der Lichtpuls wird mittels einer Lichtleitfaser zur VPT-Kathode geführt.

Die High-Power-LED ist ein Produkt von Philips Lumileds. Der LUXEON-1-Emitter hat die Farbbezeichnung Royal Blue. Die typische Wellenlänge liegt bei 455 nm mit einer spektralen Breite bei halber Amplitude von  $\lambda_{1/2} = 20$  nm und einer geringen Temperaturabhängigkeit  $\Delta\lambda_{max}/\Delta T = 0,04$  nm/K [11]. Daher sollten größere Schwankungen von Seiten der LED nicht zu erwarten sein.

Der hier verwendete Lichtpulser ist ein Eigenentwurf. Die Pulsrate lässt sich mit einem einfachen TTL-Rechteckgenerator einstellen. Die Schaltung nutzt einen Monoflop (Typ: 74LS123), welcher nach dem Triggern einen Avalanche-Transistor (ZTX415) durchschaltet. Die Versorgungsspannung (+24 V) liegt anschließend an der LED an. Ladung, die nach dem Puls möglicherweise an der LED verbleibt, wird nach der Durchschaltzeit auf Masse geführt. So wird die LED quasi gelöscht und ein möglichst „scharfer“ Lichtpuls erreicht. Der Schaltplan ist im Anhang angefügt. Die Pulslänge beträgt rund 50ns, da dies der negativen Pulsweite an der VPT-Anode entspricht und VPTs keine signifikanten Anstiegs- und Abklingzeiten der Spannungsflanken aufzeigen (siehe auch 2.3.4). Weitere Informationen zum Aufbau und der Versuchsdurchführung sind in Abschnitt 3.2.1 gegeben. Allerdings sei hier auch erwähnt, dass das Szintillationslicht im späteren FEC eine geringere Lichtintensität haben wird.

## 3.2 Messung

Zum Vergleich der VPTs sind zunächst einige Vorüberlegungen nötig. Die Art der Messung und die Form der Auswertung sind im folgenden kurz beschrieben. Anschließend sind die Ergebnisse der einzelnen Messreihen aufgeführt.

### 3.2.1 Vorüberlegungen, Messaufbau und Vorgehensweise

Damit die Ergebnisse der einzelnen Messungen untereinander möglichst gut vergleichbar sind, werden am Aufbau und Ablauf der Messung möglichst wenige Veränderungen vorgenommen. Somit sind die verschiedenen Photodetektoren beziehungsweise deren Verstärkungsverhalten direkt vergleichbar. Besonders der LED-Pulser und die Lichtweiterleitung zur Photokathode sind stets gleich. Bei VPTs ist kein Einfluss der Betriebstemperatur auf das Signal zu erwarten [2]. Die Messungen finden in einem klimatisierten Labor bei Raumtemperatur ( $T \approx 21^\circ \text{C}$ ) statt.

Die restlichen Komponenten des experimentellen Aufbaus wie Leitungen, Spannungsversorgungen und Pulsgenerator sind bei allen Messungen identisch. Der Lichtwellenleiter ist in einer Halterung befestigt, so dass die Position vor der Photokathode reproduzierbar definiert ist.

Da sich in Voruntersuchungen herausgestellt hat, dass die Lichtmenge des Lichtpulsers bei Spannungen (Versorgungsspannung der LUXEON 1 High-Power LED) kleiner als +15 V nicht stabil ist, sind +24 V als Betriebsspannung an den Pulser angelegt. Die LED an sich lässt sich mit höheren Spannungen betreiben, jedoch zeigt sich, dass +24 V im Bezug auf Lichtmenge und Stabilität ausreichend sind. Zudem ist bei hohen Spannungen ein größerer Temperaturanstieg mit zunehmender Betriebsdauer zu erwarten. Daher sind +24 V die optimale Betriebsspannung, die bei allen Messungen beibehalten wird. Für jede VPT wird eine Messreihe durchgeführt, in der die Rate der Lichtpulse schrittweise zwischen  $f_{min} = 1 \text{ kHz}$  und  $f_{max} = 1000 \text{ kHz}$  variiert wird. Dieser Bereich ist gewählt, da bei niedrigeren Pulsraten keine Auffälligkeiten bezüglich der Verstärkung beziehungsweise der Signalstabilität zu erwarten sind. Da sich aus Berechnungen eine maximale Einzelkristallrate von  $f = 750 \text{ kHz}$  am FEC ergibt, ist die obere Grenze von

1000 kHz hinreichend hoch.

Die eigentliche Messgröße ist hier der Spannungspuls an der Anode. Die Auslese mit dem Oszilloskop (Tektronix TDS 3054) erfolgt direkt an der Anode ohne eine weitere Signalverstärkung. Der abgebildete negative Spannungspuls resultiert damit direkt vom initialen Lichtsignal. Zu jeder Pulsrate wird der Kennlinienverlauf abgespeichert. Anschließend erfolgt mit einem ROOT-Makro die Berechnung der Ladungsmenge, die in der VPT erzeugt wird. Dazu wird die Stromkurve, welche sich direkt aus der abgespeicherten Spannungskennlinie und dem Eingangswiderstand des Oszilloskops ( $50 \Omega$ ) ergibt, integriert. Als Integrationsgrenzen sind 2,5 % der negativen Amplitude gewählt. Damit bleiben Signalanteile durch Rauschen unberücksichtigt. Die Graphen, welche bei den einzelnen Messungen abgebildet sind (siehe Abschnitt 3.2.2), zeigen die durch den Lichtpuls „ausgelöste“ und verstärkte Ladungsmenge als Funktion der Pulsrate. Die Ordinate ist wegen der negativen Ladung von Elektronen in negativen Coulomb angegeben. Bei den Messungen zeigen sich Schwankungen des Anodensignals. Diese Messunsicherheit wird quantifiziert, indem ein Lichtpuls bei 1 kHz mehrfach aufgenommen wird. Die Faser liegt dabei zentral vor der Photokathode. Aus diesen Messwerten lässt sich somit ein Mittelwert und eine mittlere quadratische Abweichung errechnen. Die so erhaltene Schwankung wird als relative Messunsicherheit jedem Messwert angerechnet. Im Vergleich mit der absoluten Schwankung des Ausgangssignals als Funktion der Lichtpulser-Frequenz ist der Fehler mit maximal 3 % des Absolutwertes gering. Zum Plotten der Messwerte und zur quantitativen Auswertung bietet sich ROOT an. Das in C++ geschriebene Makro zur Datenauswertung und Darstellung ist mit ROOT (Version 5.20) kompatibel.

### 3.2.2 Messreihen

#### Uniformität der Photokathode

Die Quanteneffizienz der gesamten photosensitiven Kathode kann nicht als gleichmäßig vorausgesetzt werden [6]. Daher ist es sinnvoll, die verschiedenen VPT-Typen bezüglich der Uniformität der Photokathode zu untersuchen. Zur genauen Positionierung des Lichtwellenleiters dient ein Kreuztisch, dessen Schrittmotoren sich per Computer zweidimensional ( $x$ ,  $y$ ) verfahren lassen. Die Genauigkeit liegt bei  $10 \mu\text{m}$ . Die VPT ist in einer Halterung fixiert. Optisches Gel ermöglicht einerseits eine Kopplung von Lichtfaser und Photokathode ohne Reflexionen. Ohne dieses Gel beeinflussen Reflexionen am Glaskörper der VPT das Lichtsignal so stark, dass das Anodensignal verzerrt wird. Andererseits ist die Faser weiterhin gleitend auf der Kathodenoberfläche zu verschieben. Mit dem Lichtleiter, der einen Faserquerschnitt von  $d = 1 \text{ mm}$  besitzt, kann so die Photokathode abgetastet werden.

Konkret sind zunächst auf einer Sekante die Ränder der photosensitiven Fläche zu ermitteln. Somit kann die Faser direkt mittig bezüglich einer Achse, hier die  $x$ -Achse, in Position gebracht werden. Anschließend bewegt der Schrittmotor die Lichtfaser mit einer Schrittweite von  $\Delta s = 1 \text{ mm}$  auf der dazu senkrechten Achse (hier die  $y$ -Achse). So ist der gesamte Kathodendurchmesser abtastbar und es lässt sich ein eindimensionales Quanteneffizienzprofil aufstellen. Auf das Abtasten der gesamten Kathodenfläche wird

hier verzichtet, da die Annahme radialer Symmetrie recht gut der realen Sensitivität der Kathode entsprechen sollte [6].

### Studium der Pulsratenabhängigkeit

Nach dem Abtasten der Photokathode ist die Faser einfach und sehr genau in der Mitte der Photokathode zu platzieren. Fertigungsbedingt sollte im Kathodenzentrum die höchste Quanteneffizienz vorliegen. Durch das Betrachten der vorherigen Messungen zur Uniformität stellt sich jedoch heraus, dass dies nicht immer der Fall ist. Dennoch erscheint es sinnvoll, das Signalverhalten der VPT bezüglich der Pulsrate in der Mitte der Kathode zu beobachten, da die Faser nicht wirklich eine Punktquelle ist. Zudem kann aufgrund der Herstellungsweise der Kathode angenommen werden, dass mögliche Unregelmäßigkeiten in der Sensitivität radialsymmetrisch existieren. Gerade bei den folgenden Messungen mit Graufiltern ist die mittige Positionierung nötig, da der Filter eine konische Streuung des Lichtes verursacht.

Die Rate der Lichtpulse wird schrittweise beginnend mit  $f_{min} = 1$  kHz bis  $f_{max} = 1$  MHz erhöht. Die Schrittweite  $\Delta f$  ist dabei nicht konstant. Bei niedrigen Raten werden mehr Messpunkte aufgenommen. Ab  $f = 100$  kHz wird die Frequenz um  $\Delta f = 100$  kHz bis  $f_{max}$  erhöht, da diese Schrittweite ausreicht, um den Trend im Signalverlauf auszumachen.

### 3.2.3 Photomultiplier XP2020

Wie bereits angedeutet, soll die Messung der Verstärkungseigenschaft eines Photomultipliers hier lediglich als Referenz dienen. Da ein PMT eine Verstärkung ermöglicht, die um fünf Größenordnungen höher ist als die der VPT, sind die Absolutwerte der Messung nicht vergleichbar. Die Betriebsspannung ist  $U_{PMT} = -1800$  V. Damit das Ausgangssignal im mV Bereich bleibt, ist der Lichtpuls mit einem Graufilter<sup>1</sup> (OD = 2) abgeschwächt, der die ursprüngliche Lichtintensität auf 1 % reduziert. Der Kurvenverlauf in Abbildung 3.1 zeigt deutlich, wie instabil die Verstärkung bei Variation der Pulsrate ist. Bei weiterer Erhöhung der Pulsrate steigt die Verstärkung signifikant an. Dies ist auf den Ladungsfluss im Innern des PMT zurückzuführen. Sogenannte Querströme an den Dynodenstufen haben direkten Einfluss auf die Potentialdifferenzen zwischen den Dynoden. Die Querströme rufen in den Widerständen der Spannungsteilerkette, die die Potentiale an den Dynoden bestimmt, Spannungsabfälle hervor. Die Potentialdifferenzen zwischen den Dynoden erhöhen sich, was zu einer größeren Verstärkung führt.

---

<sup>1</sup>OD = optical density;  $10^{-2} = 0,01 \hat{=} 1\%$

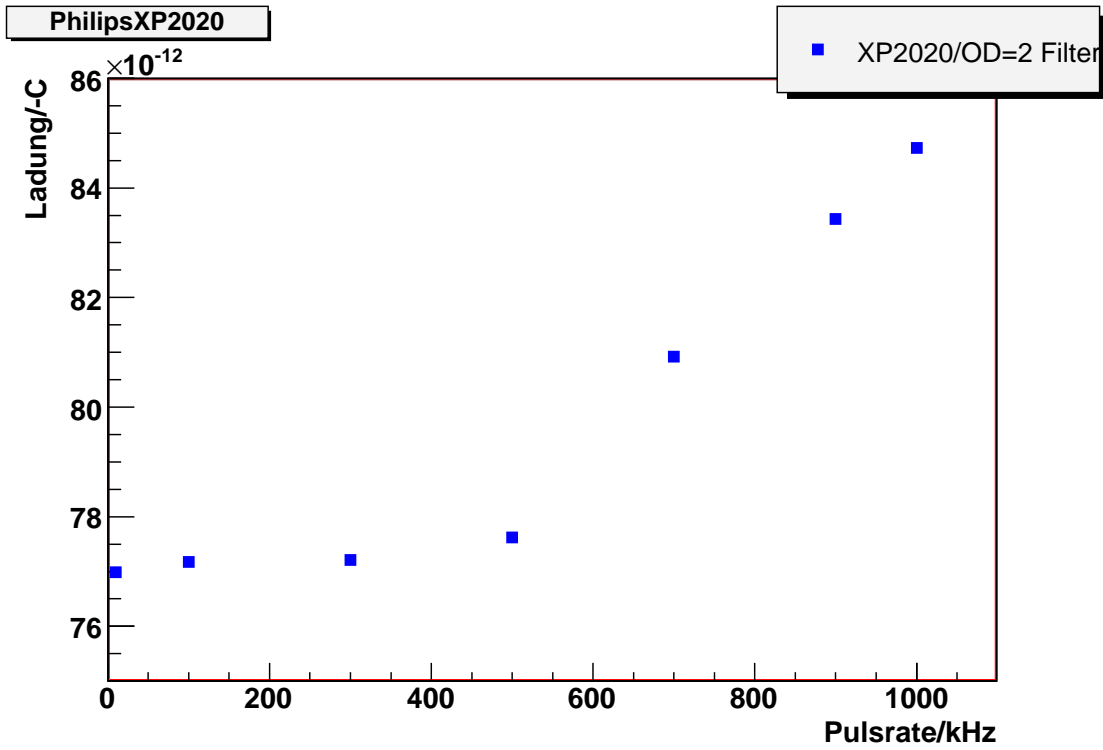


Abbildung 3.1: Photomultiplier XP2020 mit Graufilter 1/100

### 3.2.4 Photonis-VPT

Zur Zeit der Messung stehen drei Prototypen (SN 28, 29, 30) von Photonis zur Verfügung. Diese VPTs zeichnen sich laut Photonis durch einen hohen Verstärkungsfaktor aus. Demnach soll, je nach angelegter Spannung, eine Verstärkung von bis zu  $G = 50$  möglich sein. Anode und Dynode sind über eine Filterschaltung an getrennte Spannungsversorgungen angeschlossen. Ein Schaltplan ist im Anhang angefügt. Das Verhältnis der Spannungen ist mit  $U_D/U_A = 7/10$  angegeben. Beim Betrieb stellt sich heraus, dass tatsächlich bereits im Betriebsmodus mit  $U_A = +1093$  V, welcher laut Photonis eine Verstärkung von  $G = 30$  erreicht, ein Auslesefehler auftritt. Am Oszilloskop bricht die Messung ab, da der Eingangswiderstand überlastet ist. Möglicherweise wird dieser Effekt von Spannungsüberschlägen innerhalb der VPT verursacht, welche unmittelbar zur Überlastung der Eingangsimpedanz am Oszilloskop führen. Zur genaueren Analyse des Problems bedarf es weiterer Untersuchungen und den Vergleich mit weiteren Prototypen. Daher sind diese hohen Betriebsspannungen bei den folgenden Messungen nicht angelegt. Eine Verstärkung von  $G = 20$  entspricht einer Anodenspannung  $U_A = +733$  V. Abbildung 3.2 zeigt das Anodensignal beim Abtasten der Photokathode. Bei einer Vorbeiführung der Faser vor der Glasfläche der Kathode bildet sich kein signifikanter Lichtkegel aus, vielmehr ergibt sich eine kreisförmige Belichtungsfläche mit der Größe des Faserquerschnitts ( $d = 1\text{mm}$ ). Das Abtasten der Photokathode wird zudem mit einem vorgesetzten Graufilter ( $\text{OD} = 0.05 \Rightarrow 10^{-0.05} = 0,89$  von Newport) wiederholt. Im Filter zwischen Faser und Kathode wird der Strahlengang des Lichtes etwas gestreut, weshalb das Licht diffuser auf die Kathode trifft. Die beleuchtete Fläche vergrößert sich. Der Verlauf der resultierenden Ladungsmenge an der Anode ist in Abbildung 3.2 dargestellt. In Randnähe stimmt die Differenz zwischen dem direkten und dem abgeschwächten (gefilterten) Signal recht gut mit dem theoretischen Unterschied überein. Die Abschwächung um den Faktor  $f = 0,89$  findet sich in Richtung Kathodenzentrum allerdings nicht wieder. Die Ursache hierfür ist wahrscheinlich, dass ab einer bestimmten Position die beleuchtete Kathodenfläche aufgrund des aufgefächerten Lichtkegels des gefilterten Strahls eine insgesamt höhere QE hat. So ergeben sich zwischenzeitlich gar Anodensignale des gefilterten Lichtpulses, die höher als jene des direkten LED-Pulses sind. Trotz sorgfältiger optischer Kopplung gelingt es nicht, ein verwendbares Ausgangssignal im Betriebsmodus für  $G = 10$  ( $U_A = +386$  V) auszulesen. Daher beschränkt sich für den verwendeten Prototypen (SN28) der Betrieb auf  $U_A = +733$  V und entsprechend  $U_D = +513$  V. Zum Studium des Verstärkungsverhaltens ist die Faser mittig vor der VPT-Kathode angebracht. Das resultierende Anodensignal in Abhängigkeit von der Lichtpulsrate ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Die Messung mit dem gefilterten Signal begründet sich darin, dass durch eine Reduzierung der Lichtmenge auch mögliche Auswirkungen von Raumladungen aufgezeigt werden. Dies ist jedoch im Allgemeinen bei VPTs nicht zu erwarten. Wieso das gefilterte Signal bei Pulsraten oberhalb von  $f = 700$  kHz höher als das direkte Signal ist, bedarf daher noch einer genaueren Betrachtung. Auf eine stärkere Abschwächung des Lichtpulses mit weiteren Graufiltern verzichte ich bei der Photonis-VPT aufgrund der verschwindend geringen Anodensignale. Wünschenswert ist ein Signalverlauf, der sich unabhängig von der Pulsrate zeigt. Dies wird offensichtlich



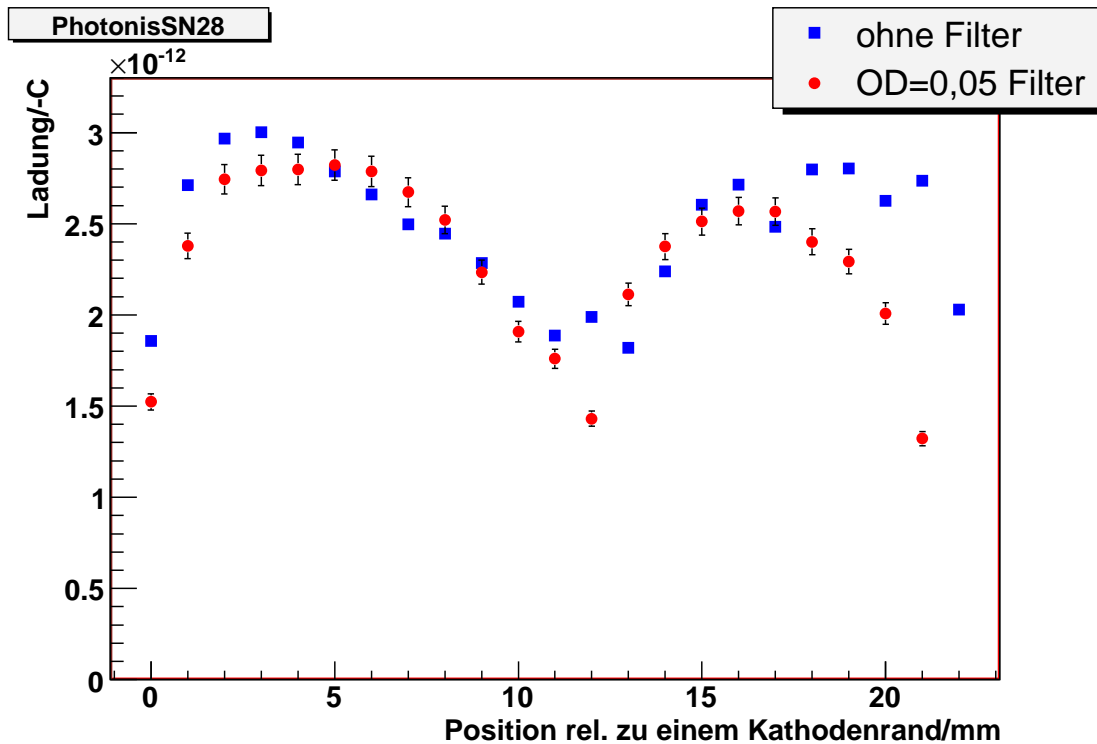


Abbildung 3.2: Uniformität der Photokathode bei Pulsung mit  $f=1$  kHz

nicht erreicht. Dennoch ist in dem Plot eine Gerade eingezeichnet, um die Abweichung zum ideal stabilen Kurvenverlauf zu verdeutlichen. Die Auswertung ergibt für das ungefilterte Signal einen  $\chi^2/N_{DOF}$  von 1953/15, wobei  $N_{DOF}$  die Anzahl der Freiheitsgrade ist. Für das Anodensignal des gefilterten Lichtpulses ist  $\chi^2 = 600$ . Offensichtlich zeigt die Photonis-VPT eine sehr starke Abhängigkeit des Ausgangssignals von der Lichtpulsrate. Bei der ungefilterten Messung liegt der Mittelwert bei einer Ladungsmenge von  $\bar{Q} = -1,13 \cdot 10^{-12}$  C, wobei die Messpunkte um  $\pm 50$  % dieses Mittels gestreut sind. Bei Pulsraten unterhalb von 700 kHz liegen allesamt über dem Mittelwert. Höhere Pulsraten haben zur Folge, dass die Verstärkung schlechter wird und die Ladungsmenge unterhalb dieses Mittelwertes bis auf  $Q_{1000kHz} = -0,7 \cdot 10^{-12}$  C reduziert wird.

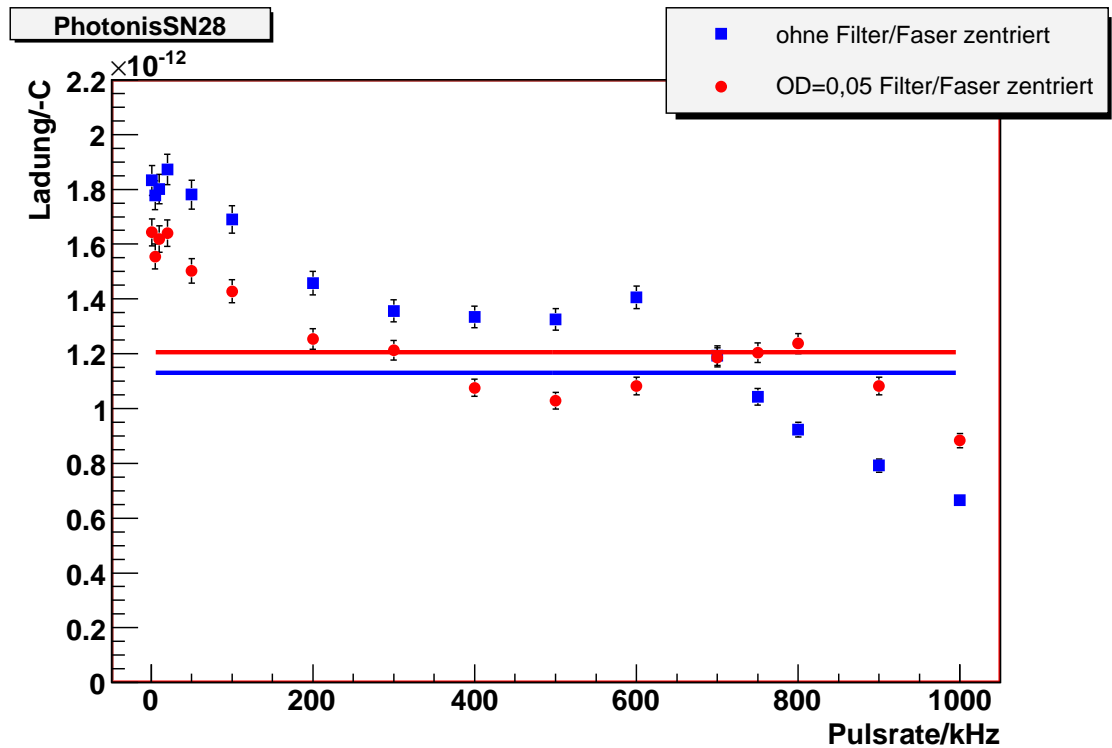


Abbildung 3.3: Verlauf des Anodensignals in Abhängigkeit der Lichtpulsrate mit und ohne optische Filterung an der Photonis-VPT

### 3.2.5 Hamamatsu R2148-MOD1

Der japanische Hersteller für optische Detektoren Hamamatsu bietet eine VPT mit der Bezeichnung R2148-MOD1 an. Diese ist schon einige Zeit verfügbar und wurde in anderen Bachelorarbeiten ([12], [5]) bereits als Photodetektor verwendet. Die Versorgungsspannung ist mit  $U_C = 0$  V,  $U_A = +1000$  V und  $U_D = +800$  V so gewählt, dass sich eine optimale Verstärkung ergibt [12]. Bei der Signalstärke der Hamamatsu-VPT ist es möglich, einen dunkleren Filter zu benutzen. Ein Graufilter ( $OD = 0,2$ ) schwächt die Lichtintensität. Das entspricht einer Abschwächung auf 63 %. Tatsächlich dämpft der Graufilter das Ausgangssignal jedoch nur auf 76 %. Beim Durchgang des Lichtsignals durch den Filter weitet sich der Lichtkegel auf. Die Photokathode wird daher auf einer größeren aktiven Fläche beleuchtet, was im Gesamten die Abschwächung der Lichtintensität etwas kompensiert, da Schwankungen der Quanteneffizienz mehr ausgemittelt werden. Zudem gibt der Hersteller Newport die spektrale Abhängigkeit im Datenblatt ([3]) an, welche jedoch bei  $\lambda = 455$  nm nicht signifikant ist. Durch das Einzeichnen einer Konstanten lässt sich wie auch in Abschnitt 3.2.4 der Kurvenverlauf besser quantifizieren, weil das Signal unabhängig von der Pulsfrequenz sein sollte. Für die Kurve des ungefilterten Lichtpulses ergibt sich ein  $\chi^2/N_{DOF}$  von 386/13. Da dieser Wert bei der gefilterten Signal mit  $\chi^2/N_{DOF} = 614/13$  etwas höher ist, schwankt dieses Signal mehr

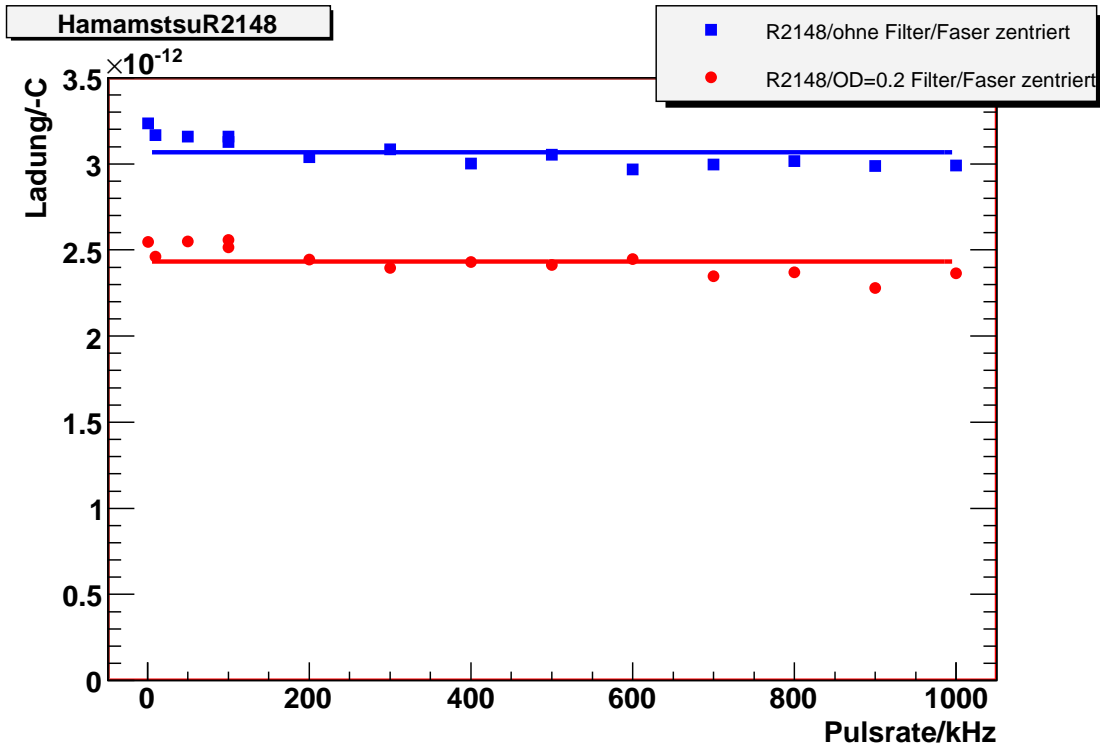


Abbildung 3.4: Verstärkungsverhalten der Hamamatsu R2148

um ein idealen Stabilitätsverlauf herum. Dennoch lässt sich die Behauptung aufstellen, dass die Messungen mit und ohne Filter einen ähnlichen Kurvenverlauf aufzeigen. Die Messpunkte des direkten Lichtpulses ergeben einen Mittelwert (y-Achsenwert der horizontalen Geraden) von  $\bar{Q} = -3,07 \cdot 10^{-12}$  C. Die eigentlichen Messpunkte schwanken um  $\pm 3,9$  % bezüglich dieses Mittelwertes.

### 3.2.6 Studium der Pulsratenabhängigkeit der RIE-VPT

Die vom RIE in Russland hergestellte VPT ist im CMS-Experiment am CERN eingesetzt. Da die Anforderungen an das PANDA-EMC jedoch nicht identisch mit denen von CMS sind (im Besonderen soll eine bessere Energieauflösung erreichbar sein) ist es wünschenswert, eine VPT zur Verfügung zu haben, die ein insgesamt besseres Betriebsverhalten hat. Die Betriebsspannung der RIE-VPT ist mit  $U_A = +1000$  V und  $U_D = +800$  V gleich der der R2148-MOD1. Die Kathode hat Massenpotential.

#### Bekannte Problematik der RIE-VPT

Aus Arbeiten an CMS sind Probleme mit der RIE-VPT hinsichtlich der Verstärkung bekannt. Es wurde beobachtet, dass die Verstärkung als Funktion der Pulsfrequenz nicht konstant bleibt. Im Besonderen zeigte sich, dass sich die Verstärkungskennlinien zwischen

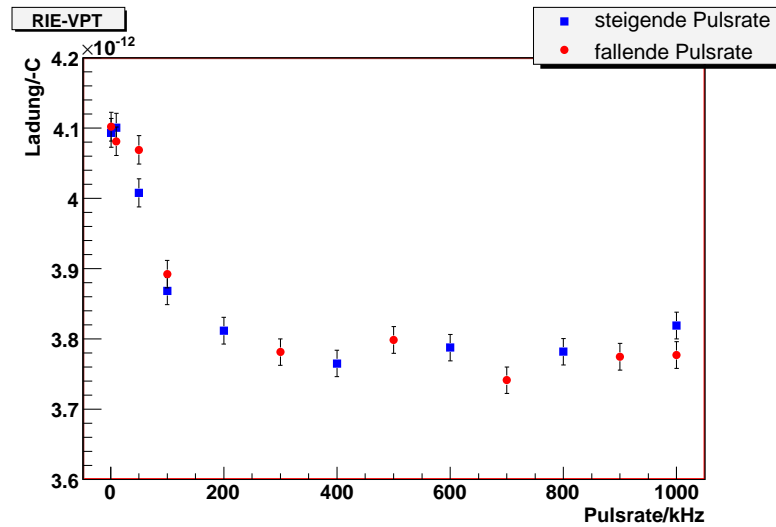


Abbildung 3.5: RIE-VPT gepulst mit direktem LED-Signal

Messreihen mit ansteigender und fallender Pulsrate nicht decken. Um dieses Verhalten an der verwendeten VPT zu überprüfen, ist die Lichtleitfaser mittig vor der Kathode angebracht. Die Lichtpulsrate wird nun von 1 kHz bis 1000 kHz erhöht, anschließend wird die Pulsrate wieder auf 1 kHz reduziert. Eine signifikante Diskrepanz ist jedoch nicht zu erkennen (Abbildung 3.5). Daher ist es bei der genutzten VPT freigestellt, in welcher Richtung die Messung des Verstärkungsverhaltens durchgeführt wird.

### Stabilitätsverhalten bei unterschiedlichen Pulsraten

Die RIE-VPT zeigt im Vergleich mit den übrigen beiden VPTs die höchste absolute Verstärkung. Auch bei dieser Messreihe wurde einmal ein direktes und ein gefiltertes Lichtsignal aus. Abbildung 3.6 zeigt, dass die Abschwächung des Lichtpulses keine Auswirkung auf den Kurvenverlauf hat. Eine nahezu konstante Dämpfung ist zu erkennen. Die Gleichheit der Kurvenverläufe bei den Messungen mit/ohne Filter zeigt zudem, dass keine Überlasteffekte vorliegen. Der Graufilter ist derselbe wie der Filter bei den Messungen mit der Hamamatsu-VPT. Auch hier liegen die Absolutwerte des gefilterten Lichtpulses lediglich bei rund 76 %. Der Grund hierfür ist wahrscheinlich (wie auch in Abschnitt 3.2.4 erwähnt) eine insgesamt höhere QE aufgrund der größeren beleuchteten Kathodenfläche. Der Vergleich mit der eingezeichneten horizontalen Gerade ergibt, dass sich die Abweichung zwischen Messwert und idealem Kurvenverlauf mit  $\chi^2/N_{DOF} = 462/8$  beim ungefilterten Lichtpuls und  $\chi^2/N_{DOF} = 486/12$  beim abgeschwächten Lichtpuls beziffern lässt. Die Analyse der Messwerte mit ROOT ergibt einen Mittelwert von  $\overline{Q} = -3,88 \cdot 10^{-12}$  C mit einer Schwankungsbreite von  $\pm 4,1$  %.

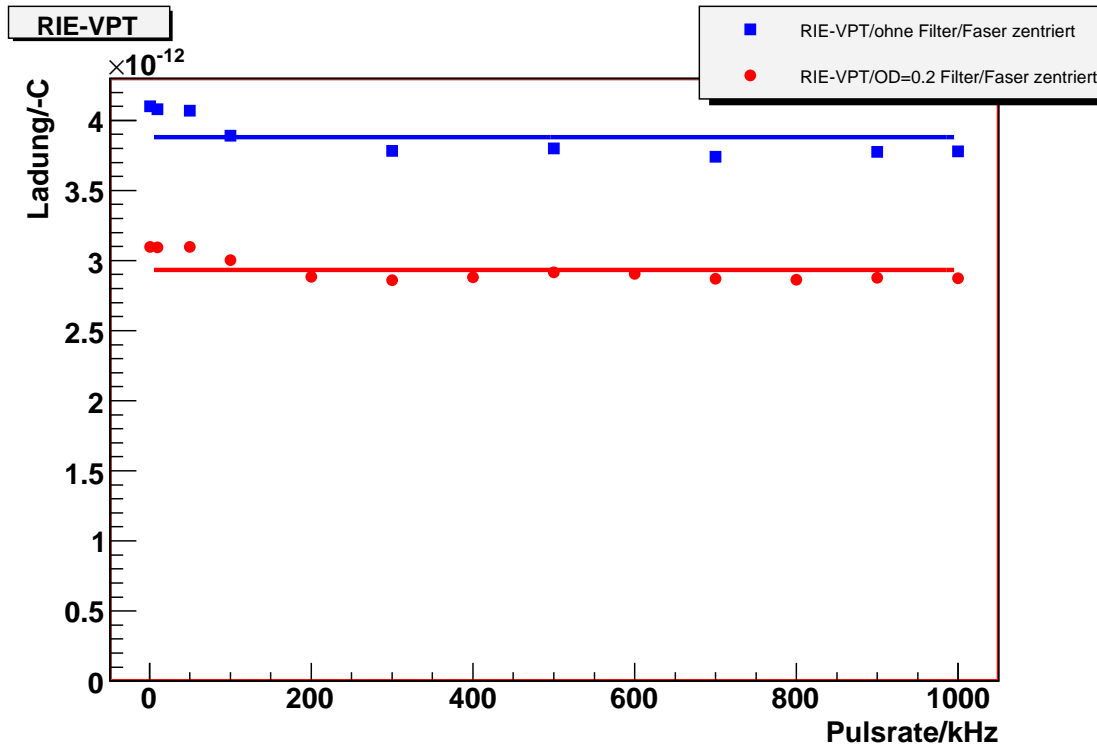


Abbildung 3.6: Ladungsmenge an der Anode der RIE-VPT bei verschiedenen Pulsraten

### 3.2.7 Vergleich der getesteten Phototrioden

Es ist deutlich erkennbar, dass die Photonis-VPT im derzeitigen Entwicklungsstand (Prototypen der SN28,29,30) indiskutabel schlechte Signale liefern. Photonis ist bemüht, diese Problematik wie auch die starke Inhomogenität der Photokathode zu beheben. In Abbildung 3.7 zeigt sich, dass die RIE-VPT die beste Verstärkung erreicht. Der Stabilitätsverlauf von der R2148-VPT und der RIE-VPT ist nicht signifikant unterschiedlich. Die Schwankungsbreite der R2148-VPT beträgt  $\pm 3,9 \%$  vom Mittelwert ( $\bar{Q} = -3,07 \cdot 10^{-12} \text{ C}$ ). Das Signal der RIE-VPT schwankt um  $\pm 4,1 \%$  bei einem Mittelwert von  $\bar{Q} = -3,88 \cdot 10^{-12} \text{ C}$ . Letztere VPT erreicht eine Verstärkung, die um  $26,6 \%$  über jener der Hamamatsu-VPT (R2148-MOD1) liegt. Die geringe Differenz den Schwankungsbreiten der Hamamatsu-VPT und der RIE-VPT ist ein Hinweis darauf, dass zumindest ein Teil der Schwankungen des Anodensignals durch Intensitätsschwankungen des verwendeten Lichtpulsers verursacht werden. Die Stabilität des eigentlichen Lichtpulses ist nicht garantiert. Alle Instabilitäten, die jedoch größer als die Schwankungen im Kennlinienverlauf der R2148-MOD1-VPT sind, resultieren aber sicher nicht vom Lichtpulsler. Der Vergleich der hier gewonnenen Erkenntnisse des Signalverhaltens in Abhängigkeit der Lichtpulsrate ergibt, dass die RIE-VPT am besten zur Auslese des Szintillationslichts in dem FEC geeignet ist. Zudem könnte dann auf Erfahrungen mit dieser VPT am CMS-Experiment zurückgegriffen werden.

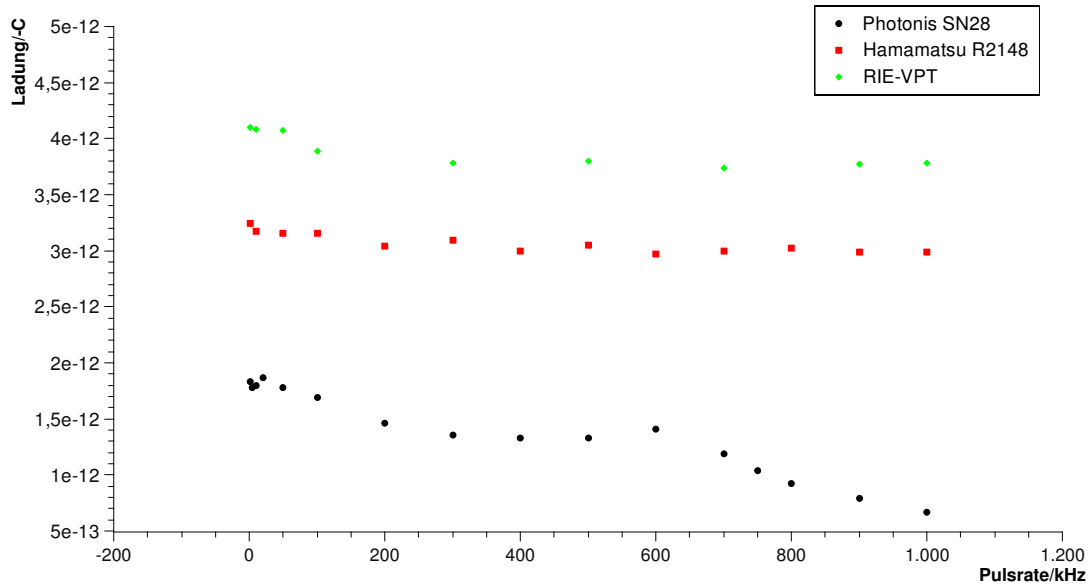


Abbildung 3.7: Vergleich der Signalstabilität zwischen den getesteten VPT-Typen





# A Anhang

## Schaltpläne

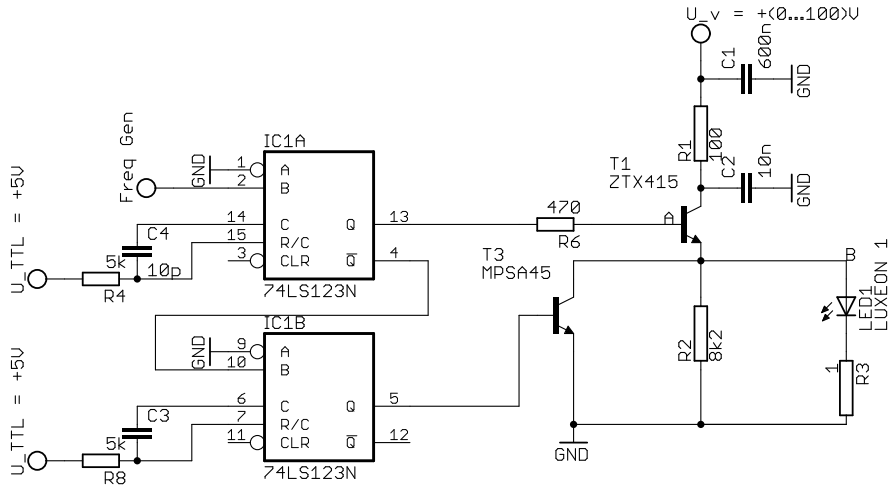


Abbildung A.1: verwendeter Lichtpulsler mit High-Power-LED LUXEON 1

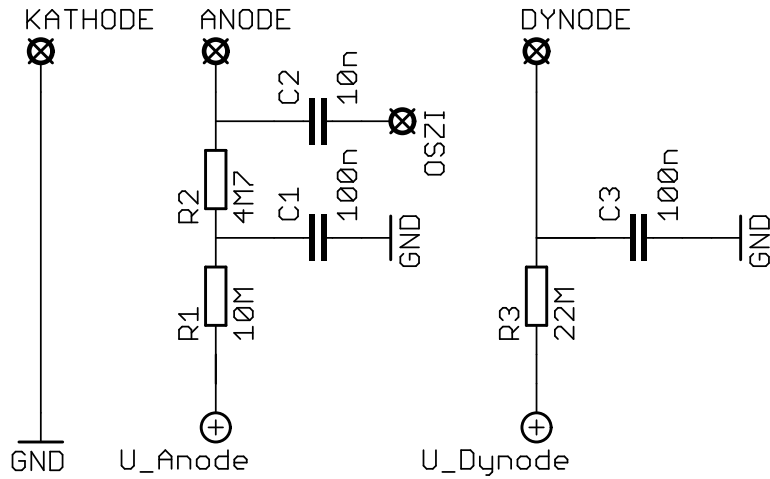


Abbildung A.2: Filterschaltung zum Betrieb der VPTs



# Abbildungsverzeichnis

2.1	Lichtausbeute von PWO bei verschiedenen Temperaturen [10] . . . . .	5
2.2	Compton-Streuung . . . . .	6
2.3	Arbeitsweise eines Photomultipliers . . . . .	9
2.4	Schematik einer VPT . . . . .	9
3.1	Photomultiplier XP2020 mit Graufilter 1/100 . . . . .	15
3.2	Uniformität der Photokathode bei Pulsung mit $f=1$ kHz . . . . .	17
3.3	Verlauf des Anodensignals in Abhängigkeit der Lichtpulsrate mit und ohne optische Filterung an der Photonis-VPT . . . . .	18
3.4	Verstärkungsverhalten der Hamamatsu R2148 . . . . .	19
3.5	RIE-VPT gepulst mit direktem LED-Signal . . . . .	20
3.6	Ladungsmenge an der Anode der RIE-VPT bei verschiedenen Pulsraten . . . . .	21
3.7	Vergleich der Signalstabilität zwischen den getesteten VPT-Typen . . . . .	23
A.1	verwendeter Lichtpulser mit High-Power-LED LUXEON 1 . . . . .	25
A.2	Filterschaltung zum Betrieb der VPTs . . . . .	25



# Literaturverzeichnis

- [1] C. Amsler. *Kern- und Teilchenphysik*. vdt Hochschulverlag Zürich, 2007.
- [2] D. Andelin, M. Arenton, et al. *A Measurement of Temperature Stability of Vacuum Phototriodes for the CMS ECAL*. 2007.
- [3] Newport Corporation. *Absorptive Neutral Density Filters*. 2009. <http://www.newport.com/Absorptive-Neutral-Density-Filters/645354/1033/catalog.aspx>.
- [4] W. Erni et al (PANDA Kollaboration). *Technical Design Report*. 2008.
- [5] F. Feldbauer. *Studien für Auslesedetektoren für PWO-Krsitall*. Bochum, 2007. Bachelorarbeit.
- [6] N. Godinovic and I. Puljak. *VPT Uniformity with red light*. 2004. <http://hepwww.rl.ac.uk/CMSecal/VPTs/reports/2004>.
- [7] Particle Data Group. *Physics Letters B - Review of particle physics*. 2008.
- [8] Peter R. Hobson. *Avalanche Photodiodes and Vacuum Phototriodes for the Electromagnetic Calorimeter of the CMS experiment at the Large Hadron Collider*. School of Engineering and Design, Brunel University, Uxbridge, UK, 2001.
- [9] Peter R. Hobson and I. Yaselli. *Simulation of a vacuum phototriode with SIMION 3D*. Elsevier, School of Engineering and Design, Brunel University, Uxbridge, UK, 2006. <http://bura.brunel.ac.uk/handle/2438/437>.
- [10] P. Lecoq, I. Dafinei, E. Auffray, et al. *Lead tungstate (PbWO<sub>4</sub>) scintillators for LHC EM calorimetry*. In: Nuclear Instruments and Methodes in Physics Research Section A365, 1995.
- [11] Philips Lumileds. *Technical Datasheet DS25*. 2007. <http://www.philipslumileds.com/products/luxeon/luxeonI>.
- [12] B. Niermann. *Studien zu einem Auslesesystem für  $\gamma$ -Detektoren*. Bochum, 2007. Bachelorarbeit.
- [13] Philips-Components. *Data Handbook - Photomultipliers*. Philips, 1990.



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich herzlich für die Unterstützung und Zusammenarbeit bedanken. Die Mitarbeiter des Instituts für Experimentalphysik I an der Ruhr-Universität standen mir stets bei Fragen und Problemen mit Geduld zur Verfügung. Im Besonderen gilt mein Dank Herrn Prof. Dr. Ulrich Wiedner, mit dessen Hilfe diese Arbeit erst möglich wurde. Für fachliche Antworten und Hinweise zur Durchführung bedanke ich mich im Besonderen bei Herrn Priv. Doz. Dr. Fritz-Herbert Heinsius, Herrn Dr. Matthias Steinke und Herrn Dr. Thomas Held. Für die Hilfe bei Fragen zu ROOT danke ich Herrn Dr. Marc Pelizäus.

Bei der Suche nach Fehlern und Verbesserungen in dieser Arbeit halfen mir zudem Jan Schulze und Florian Feldbauer.

