

---

**Forschungszentrum Karlsruhe**  
Technik und Umwelt

---

**Wissenschaftliche Berichte**  
FZKA 5695

**Untersuchung der  
Eigenschaften hemisphärischer  
8-inch Photomultiplier  
für einen großvolumigen  
Wasser-Čerenkov-Detektor**

**Ch. Oehler**  
Institut für Kernphysik

Januar 1996

---



**Forschungszentrum Karlsruhe**

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 5695

**Untersuchung der Eigenschaften  
hemisphärischer 8-inch Photomultiplier  
für einen großvolumigen  
Wasser-Čerenkov-Detektor**

Christian Oehler  
Institut für Kernphysik

Von der Fakultät für Physik Universität Karlsruhe (TH)  
genehmigte Diplomarbeit

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

1996

**Als Manuskript gedruckt  
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor**

**Forschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe**

**ISSN 0947-8620**

## Zusammenfassung

Zur Zeit werden am Institut für Kernphysik Studien und Einsatzmöglichkeiten für einen 1300 t Čerenkovdetektor als mögliches Nachfolgeprojekt für den KARMEN- $\nu$ -Detektor diskutiert. Dieser Čerenkovdetektor könnte mit ungefähr 3000 hemisphärischen 8-inch Photomultipliern instrumentiert werden. Physikalisches Hauptziel dieses Detektors wäre die Untersuchung der  $\nu - e^-$ -Streuung im mittleren Energiebereich bis 50 MeV.

Im Rahmen dieser Detektorentwicklung wurden in dieser Arbeit die Eigenschaften der dafür vorgesehenen hemisphärischen 8-inch Photomultiplier untersucht. Der experimentelle Schwerpunkt lag dabei bei der Optimierung der für diesen Zweck besonders wichtigen Eigenschaften der Zeit- und Energieauflösung der Röhren. Ein weiteres Hauptziel war die Konzeption und der Aufbau eines Photomultiplierteststandes, der auch zu dem Zweck von Massentests Verwendung finden kann. Simulationsrechnungen ergeben, daß mit einer Zeitauflösung der Photomultiplier kleiner 1 ns die benötigten Detektoraufösungen von  $\sigma_E/E(E_e \leq 50 \text{ MeV}) = 5,2\% + 47\%/\sqrt{E}$ ,  $\sigma_t(E_e \approx 30 \text{ MeV}) = 0,6 \text{ ns}$ ,  $\sigma_x(E_e \approx 30 \text{ MeV}) = 13 \text{ cm}$ ,  $\sigma_\Theta(E_e \approx 30 \text{ MeV}) = 20^\circ$ , zu erreichen sind. Getestet wurden zwei 8-inch Photomultiplier, die HAMAMATSU R5912 und die EMI 9353.

Zur Bestimmung der Energie- und Zeitauflösung im Single-Photon-Mode wurden die Photomultiplier mit einem gepulsten  $N_2$ -Laser mit *Dye-Vorsatz* (Pulsdauer  $\leq 300 \text{ ps}$ ) sowohl isotrop als auch punktuell beleuchtet. Für den Zweck schneller Massentests wurde eine Methode mit Čerenkovlicht relativistischer Elektronen als Testlichtquelle entwickelt. Umfangreiche Versuche zur Optimierung der Zeitauflösung (Timejitter), der Single-Electron-Resolution und der Verstärkung wurden mit einer geteilten Spannungsversorgung des Kathodeneingangssystems und der Anodenkette unternommen. Weiterhin wurden spektrale Analysen über die Ursachen der Zeitauflösung und der Fokussierungseigenschaften im Eingangssystem der Photomultiplier durchgeführt. Ein Čerenkovlichtspektrum kosmischer Myonen wurde in einer für diese Zwecke konzipierten Testdetektor aufgenommen. Ein Langzeittest ergab Aufschlüsse über die Resistenz verschiedener Komponenten der Hardware gegen das stark aggressive und ausbleichende, destillierte Wasser.

Beide Photomultiplier erfüllen die geforderten Spezifikationen für den Einsatz in einem großvolumigen Čerenkov- oder Hybriddetektor. Unterschiede im Röhrendesign ergeben jedoch signifikante Differenzen bezüglich der Verstärkung, der Single-Electron-Resolution und der Zeitauflösung. Die Zeitauflösung der HAMAMATSU R5912 beträgt  $\sigma = 0,8 \text{ ns}$ , die der EMI 9353  $\sigma = 1,1 \text{ ns}$ . Der Jitterpeak der EMI 9353 ist dabei allerdings wesentlich symmetrischer als der der HAMAMATSU R5912.

Die Energieauflösung der HAMAMATSU R5912 ist mit einer Single-Electron-Resolution von 30 % um 5–10 % besser als die der EMI 9353 mit einer Single-Electron-Resolution um 40 %. Das bessere Peak zu Valley-Verhältnis der HAMAMATSU R5912 weist im Verhältnis zur HAMAMATSU R5912 auf bessere Fokussierungseigenschaften des elektrooptischen Eingangssystems hin.

Die EMI 9353 besitzt gegenüber der HAMAMATSU R5912 eine um den Faktor 6 höhere Verstärkung. Dadurch wird der Einsatz im Detektor schon bei wesentlich geringeren Betriebsspannungen ermöglicht. Die EMI 9353 besitzt zudem mit 30 % eine bessere Quanteneffizienz als die HAMAMATSU R5912 mit 25 %, was bei der geringen Lichtausbeute in einem Čerenkovdetektor einen wesentlichen Vorteil darstellt. Die Dunkelrauschraten der Photomultiplier liegen beide bei etwa 3 kHz bei einer Schwelle von 0,2 Photoelektronen.

# Properties of 8-inch photomultiplier tubes for a large volume imaging water Čerenkov detector

## Abstract

In the Institut für Kernphysik I conceptual studies for a possible succession project for the KARMEN- $\nu$ -detector are performed. This design studies propose to build a large volume 1300t imaging water Čerenkov detector. The main goal of this experiment will be the investigation of  $\nu$ - $e^-$ -scattering in the medium energy range up to 50 MeV. The sensitive surface of this detector will be instrumented with about 3000 8-inch photomultiplier tubes (PMT) providing a coverage of 20 %.

In the framework of this detector design, studies of the properties of hemispherical 8-inch phototubes have been investigated in this work. The topic was to optimise the quality of the important PMT properties like time- and energy-resolution which are crucial to achieve the required spatial and angular resolutions. A second task of this work was to construct a test facility for the PMT, with the possibility to test large quantities. Monte Carlo calculations show that the required detector resolutions of  $\sigma_E/E(E_e \leq 50 \text{ MeV}) = 5.2\% + 47\%/\sqrt{E}$ ,  $\sigma_t(E_e \approx 30 \text{ MeV}) = 0.6 \text{ ns}$ ,  $\sigma_x(E_e \approx 30 \text{ MeV}) = 13 \text{ cm}$ ,  $\sigma_\Omega(E_e \approx 30 \text{ MeV}) = 20^\circ$ , can be achieved if the phototubes have a transit-time spread less than 1 ns. Up to now, two different 8-inch tubes are available and have been tested, the HAMAMATSU R5912 and the EMI 9353.

For the measurements in the single-photon-mode, a pulsed  $N_2$ -LASER with a dye module (pulse duration  $\leq 300 \text{ ps}$ ) was used. The tubes were illuminated isotropically as well as at well defined small spots. For the purpose of fast specification tests a method with relativistic Compton electrons by  $\gamma$ -s of a  $^{60}\text{Co}$  source was developed. Furthermore we build a voltage-divider which could supply the electro-optical input system (cathode-1.dynode) and the dynode chain independantly which high voltage. With this method we optimized the important characteristics conveniently. With the possibilities of a dye-module we have done spectral analyses of the phototube properties and found some hints about the origin of physical limitations especially for the time resolution and the focusing capabilities of photo-electrons in the cathode to first anode region. We measured a Čerenkovlight spectrum with cosmic muons in a test facility filled with water. A longtime test gave us informations about the resistance of the hardware, especially the PMT glass envelope and the bleeder housing, again the high purified water.

Both phototubes fullfill the required specifications for an application in a water Čerenkov- or hybrid detector. Differences in the phototube design result in slightly different time- and energy resolutions as well as gain factors. The time resolution of the HAMAMATSU R5912 has been measured as  $\sigma = 0.8 \text{ ns}$ , that of the EMI 9353 as  $\sigma = 1.1 \text{ ns}$ . With respect to the HAMAMATSU R5912, the transit-time jitterpeak of the EMI 9353 is much more asymmetric. The energy resolution of the HAMAMATSU R5912 with  $SEER \approx 30\%$  is significantly better as the corresponding value of the EMI 9353 with  $SEER \approx 40\%$ . The better peak to valley ratio of the HAMAMATSU R5912 hints better focusing properties in comparison with the EMI 9353. On the other hand the gain of the EMI 9353 is six times larger than the gain of the HAMAMATSU R5912. Finally the EMI 9353 has a better quantum efficiency ( $QE \approx 30\%$ ) relative to the HAMAMATSU R5912 ( $QE \approx 25\%$ ). This is essential for a water Čerenkov detector due to the small number of photons per phototube. The dark noise of both tubes is in the same range of 3 kHz at 0.2 PE threshold.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>KARMEN 2</b>	<b>6</b>
2.1	Die Neutrinoquelle ISIS . . . . .	6
2.2	Čerenkovdetektor . . . . .	7
2.2.1	Grundlagen zum Čerenkoveffekt . . . . .	10
2.2.2	Der HYBRID-Detektor . . . . .	12
2.2.3	Vergleich der Detektortypen . . . . .	12
2.3	Der Prototyp <i>SWATCH</i> . . . . .	15
2.4	Anforderungen an die Photomultiplier . . . . .	16
<b>3</b>	<b>Photomultiplier, Grundlagen und Charakteristika</b>	<b>19</b>
3.1	Aufbau der 8-inch-Röhren . . . . .	20
3.2	Fundamentale Charakteristiken . . . . .	22
3.2.1	Sensitivitätseigenschaften . . . . .	22
3.2.2	Kollektionefficiency . . . . .	23
3.2.3	Verstärkung . . . . .	24
3.2.4	Fluktuationen der Verstärkung und Single-Electron-Resolution . . . . .	25
3.2.5	Peak/Valley-Verhältnis und Dunkelrauschen . . . . .	27
3.2.6	Zeitauflösung . . . . .	29
<b>4</b>	<b>Experimentelle Grundlagen für Photomultipliertests</b>	<b>34</b>
4.1	Der Farbstofflaser als Testlichtquelle . . . . .	34
4.1.1	Funktionsmechanismus des $N_2$ -Farbstofflasers . . . . .	35
4.1.2	Pulsquenching . . . . .	36

4.2	Die Messung der Laserpulsbreite . . . . .	38
4.2.1	Methode mit XP2020-Photomultipliern . . . . .	39
4.2.2	Zeitauflösung der XP2020 . . . . .	41
4.2.3	Einfluß der Lichtleitermaterialien . . . . .	43
4.3	Die PIN-Diode als Referenzsignal . . . . .	44
4.4	Die Dimensionierung der Spannungsteiler . . . . .	46
<b>5</b>	<b>Photomultipliertests mit dem <math>N_2</math>-Farbstofflaser PNL200</b>	<b>51</b>
5.1	Testaufbau mit $N_2$ -Farbstofflaser . . . . .	51
5.2	Optimierung der Spannungsteiler . . . . .	53
5.2.1	Testspannungsteiler . . . . .	53
5.2.2	Ergebnisse der Messungen . . . . .	55
5.3	Homogenitätstests der Photokathode . . . . .	65
5.3.1	Meßaufbau zur lokalen Photokathodenbeleuchtung . . . . .	65
5.3.2	Meßergebnisse und Vergleich HAMAMATSU R5912 und EMI9353 . . . . .	66
5.4	Superposition der Einzelspektren . . . . .	74
5.4.1	HAMAMATSU R5912 . . . . .	74
5.4.2	EMI 9353 . . . . .	76
5.5	Abhängigkeit der Photomultipliereigenschaften von der Beleuchtungsfläche	77
5.6	Wellenlängenabhängigkeit der Energie- und Zeitauflösung . . . . .	81
5.6.1	Messung der Energieunschärfe der Photoelektronen . . . . .	81
5.6.2	Einfluß auf die Zeitauflösung . . . . .	83
5.6.3	Einfluß der Wellenlänge auf die Energieauflösung . . . . .	85
5.7	Abhängigkeit der Zeitauflösung von der Photonenzahl . . . . .	86
<b>6</b>	<b>Weitere Tests</b>	<b>89</b>
6.1	Einfluß des Erdmagnetfeldes . . . . .	89
6.2	Dunkelrauschraten . . . . .	91
6.3	Einstellung der Betriebsspannung über die Zählrate . . . . .	91
6.4	Verstärkung der Dynoden . . . . .	92

<b>7</b>	<b>PM-Tests mit relativistischen <math>e^-</math> aus einer <math>^{60}\text{Co}</math>-Quelle</b>	<b>94</b>
7.1	Meßprinzip mit $^{60}\text{Co}$ . . . . .	94
7.2	Meßergebnisse . . . . .	97
<b>8</b>	<b>Unterwassertests</b>	<b>100</b>
8.1	Testwanne . . . . .	101
8.2	Langzeitmessung . . . . .	102
8.3	Myonspektrum . . . . .	102
<b>9</b>	<b>Resumee</b>	<b>105</b>
<b>A</b>	<b>Kalibration des <i>TDC</i> und des <i>ADC</i></b>	<b>108</b>
A.1	Kalibration des <i>TDC</i> . . . . .	108
A.2	Kalibration des Q-ADC . . . . .	110
<b>B</b>	<b>Der 12-stufen Photomultiplier <i>HAMAMATSU R5912MOD</i></b>	<b>112</b>
<b>C</b>	<b>Konzepte weitere Messungen</b>	<b>114</b>
C.1	Optimierung der Kollektionefficiency . . . . .	114
C.2	Relative Quantenefficiency . . . . .	115

# Kapitel 1

## Einleitung

Das Gebiet der  $\nu$ -Physik ist heute, rund 60 Jahre nach Wolfgang Pauli's Postulat der Existenz neutraler Fermionen [Pau29] und rund 40 Jahre nach dem ersten experimentellen Nachweis des Neutrinos durch Reines und Cowan [Rei59], aktuell wie nie. Neutrinos haben entscheidende Beiträge zur Etablierung der Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung (Glashow-Salam-Weinberg-Theorie) und zur Aufklärung der Quarkstruktur der Baryonen geliefert. Dennoch sind die meisten ihrer intrinsischen Eigenschaften bis heute unbekannt.

Gesicherte Erkenntnisse bestehen nur über ihre Existenz in drei verschiedenen Flavours ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ). Weiterhin konnte festgestellt werden, daß Neutrinos nur mit negativer Helizität (Spinprojektion und Impuls stehen antiparallel) in Wechselwirkung mit anderen Teilchen treten, und daß sie, wenn überhaupt, eine sehr kleine Masse besitzen. Schließlich nehmen sie als elektrisch neutrale Teilchen ausschließlich an der schwachen Wechselwirkung teil. Dagegen ist der Katalog der ungeklärten Fragen nach inneren Eigenschaften der Neutrinos weit umfangreicher, von denen im folgenden nur die unmittelbar wichtigsten genannt sind.

- Haben die Neutrinos eine Ruhemasse, und wenn ja, wie groß ist diese? Ist es möglich, daß sie einen Beitrag zu der, von den Kosmologen so dringend gesuchten, dunklen Materie liefern?
- Oszillieren die Neutrinos im Vakuum oder in Materie, mischen also ihre Flavoreigenzustände? Kann durch einen solchen Effekt das Sonnenneutrinoproblem gelöst werden, demzufolge auf der Erde weit weniger Neutrinos nachgewiesen werden, als man von der Sonne durch den Fusionsprozeß  $4p \rightarrow \frac{4}{2} He + 2e^+ + 2\nu_e + 25 MeV$  erwartet?
- Besitzen die Neutrinos Antiteilchen, sind sie also Dirac-Teilchen oder sind sie ihr eigenes Antiteilchen, also Majorana-Teilchen?
- Besitzen die Neutrinos ein Dipolmoment, was zusätzlich zur schwachen eine elektromagnetische Wechselwirkung mit geladenen Teilchen ermöglichen würde?
- Existieren rechtshändige Neutrinos und wenn ja, warum nehmen diese nicht an der schwachen Wechselwirkung teil?

- Ist die totale Leptonenzahl erhalten?

Die Beantwortung jeder dieser Fragen liefert entscheidende Erkenntnisse für die Teilchenphysik zur Etablierung einer einheitlichen Theorie der fundamentalen Wechselwirkungen (GUT = Grand Unified Theories). Von kosmologischer Seite benötigt man GUT's zur Beantwortung der Fragestellung beim Beginn und der Dynamik des Universums. Auch in der Astrophysik spielen Neutrinos eine entscheidende Rolle, so bei der Beantwortung nach dem dynamischen Prozess bei Supernovas, insbesondere bei der Frage nach der Entstehung der schweren Elemente.

Was die Suche und die Erforschung der  $\nu$ -Eigenschaften so schwierig gestaltet, ist ihre einzigartige Eigenschaft, mit Materie ausschließlich über die schwache Wechselwirkung in Kontakt zu treten. Diese Eigenschaft kommt qualitativ durch ihre winzigen Wirkungsquerschnitte zum Ausdruck. So liegt der Wirkungsquerschnitt für Neutrino-Elektron-Streuung in der Größenordnung von  $10^{-44} \text{cm}^2$ . Dies ist ein typischer Wert für mittleren Neutrinoenergien von wenigen  $\text{MeV}$ , wie sie in der Kernphysik und in den meisten Prozessen der Astrophysik charakteristisch sind. Die Wechselwirkung der  $\nu$ 's wird schwach genannt, da sie durch sehr massive Austauschteilchen, den sogenannten intermediären Vektorbosonen  $W^+$ ,  $W^-$  und  $Z^0$  mit Massen um die  $90 \text{ GeV}$  vermittelt wird, und somit die Reichweite der Wechselwirkung auf sehr kleine Abstände ( $\approx 10^{-18} \text{m}$ ) beschränkt bleibt. Zur Illustration der Winzigkeit dieses Wirkungsquerschnittes sei darauf hingewiesen, daß sich einem Neutrino im  $\text{MeV}$  Bereich eine Wassersäule der Länge von 10000 Lichtjahren in den Weg stellen müßte, um dieses mit Sicherheit zu stoppen. Diese Distanz entspricht dem Radius unserer Milchstraße. Der Neutrinonachweis kann daher also nur in sehr großen Detektorvolumina an Quellen hoher Neutrinointensität erfolgen.

Das Neutrinoexperiment KARMEN<sup>1</sup>, welches seit Anfang 1990 Daten nimmt, steht an einer solch intensiven gepulsten  $\nu$ -Quelle, dem ISIS-Beschleuniger des Rutherford-Appleton-Laboratoriums in Chilton, England [Zei94]. Mit seinem aktiven Detektorvolumen aus 56 t Flüssigszintillator, beweist dieser Detektor mit großem Erfolg, daß es möglich ist, auf der Erdoberfläche niederenergetische  $\nu$ 's nachzuweisen. Der KARMEN-Detektor weist 1 bis 2 Neutrinoereignisse aus ungefähr  $10^8$  potentiellen Untergrundeignissen nach. Dies wird erreicht durch a.) die exakte Zeitstruktur der Protonenpulse des ISIS-Beschleunigers, b.) durch eine massive Eisenabschirmung von  $\approx 7000 \text{ t}$  Eisen gegen strahlkorrelierten Untergrund durch Neutronen und c.) einem mehrlagigen, aktiven und passiven Myonshield zur Erkennung von hochenergetisch kosmischen Myonen, welche die meterdicke Eisenabschirmung dennoch durchdringen. Die physikalischen Hauptziele von KARMEN sind einerseits die Untersuchung der Neutrino-Kernwechselwirkungen an  $^{12}\text{C}$  über geladene und neutrale Ströme, sowie andererseits die Suche nach  $\nu$ -Oszillationen der Art  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  für  $\Delta m^2$  größer  $0,1 \text{ eV}^2$  [Dre94]. Unter anderem wurde mit KARMEN der integrale und energieabhängige Wirkungsquerschnitt des inversen  $\beta$ -Zerfalls [Kle94]  $\nu_e + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{N}_{\text{g.s.}} + e^-$  gemessen und erstmals konnte die neutrale Kernanregung am  $^{12}\text{C}$  durch den neutralen schwachen Strom [Ebe92]  $\nu + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}^* + \nu'$  nachgewiesen werden.

Das KARMEN-Experiment wird seine Datennahme voraussichtlich Ende des Jahres 1997 beenden. Aus diesem Grund werden derzeit am Institut für Kernphysik des Forschungs-

<sup>1</sup>KARMEN = Karlsruhe-Rutherford-Mittelenergie-Neutrinoexperiment

zentrums Karlsruhe und der Universität Karlsruhe Studien und Konzepte für ein Nachfolgeprojekt, dem KARMEN2-Detektor, entwickelt. Im Unterschied zum KARMEN-Experiment, welches sich hauptsächlich der Untersuchung der  $\nu$ -Kernwechselwirkung widmet, soll das Nachfolgeprojekt sich schwerpunktmäßig mit den intrinsischen Eigenschaften der Neutrinos und der Untersuchung der Struktur der schwachen Wechselwirkung beschäftigen. Die derzeitigen Konzeptstudien befassen sich vor allem mit den Einsatzmöglichkeiten eines großvolumigen Čerenkovdetektors an der ISIS Spallationsquelle. Eines der wesentlichen Ziele eines derartigen Detektors wäre die Analyse des rein leptonischen Prozesses der  $\nu - e^-$ -Streuung zur Untersuchung der Struktur des schwachen Stromes (Interferenz geladener und neutraler Ströme) und der inneren Eigenschaften des Neutrinos (z.B. magnetisches Moment).

Neben der Untersuchung der  $\nu - e^-$ -Streuung als Präzisionstest des Standardmodells gibt es derzeit zwei weitere sehr aktuelle und herausragende physikalische Hauptthemen als Motivation für ein neues Experiment in der Neutrinophysik. Zum einen wurde erst kürzlich eine mögliche positive Evidenz für  $\nu$ -Oszillationen im  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Appearance-Kanal durch den LSND-Detektor [Ath95] gemeldet. KARMEN2 wäre ein extrem sensitives Experiment, welches diese Evidenz eindeutig verifizieren oder widerlegen könnte und würde somit eine der dringlichsten Fragen der modernen Physik klären. Zum anderen tritt in den Daten des KARMEN-Detektors eine Zeitanomalie in der  $2,2\mu s$ -Zeitkonstanten des Myonzerfalls auf [Arm95c]. Eine konsistente aber bisher sehr spekulative Deutung dieser Anomalie wird durch die Einführung eines hypothetischen neutralen, massiven, jedoch schwach wechselwirkenden Teilchens erreicht. Die derzeitige Statistik der KARMEN-Daten verbietet bisher jedoch den Beweis der Teilchenhypothese. Erst ein neues Experiment wie der KARMEN2-Detektor könnte mit ausreichender Statistik diese Hypothese verifizieren.

Čerenkovdetektoren haben den Vorteil, daß sie sensitiv auf die Richtung geladener Teilchen im Detektormedium sind. Die  $\nu - e^-$ -Streuung ist aufgrund ihrer Reaktionskinematik stark vorwärtsgerichtet. Somit kann die  $\nu - e^-$ -Streuung aufgrund ihrer Richtungsinformation leicht von isotrop verteilten Reaktionen, wie dem inversen  $\beta$ -Zerfall an den Kernen des Detektormediums oder myoninduziertem Untergrund, unterschieden werden.

Neben der Richtungsinformation liegt der Vorteil von Čerenkovdetektoren in der Tatsache, daß sich mit ihnen ein sehr großes Detektorvolumen mit relativ geringem Aufwand an lichtsensitiven Photomultipliern beobachten läßt. Die Photomultiplier und ihre Eigenschaften sind bei derartigen Detektoren von ausschlaggebender Bedeutung, da alle verfügbare Information wie Orts-, Richtungs-, Zeit- und Energieinformation eines Ereignisses, durch ihre Auflösungseigenschaften bestimmt werden.

Zentraler Gegenstand dieser Arbeit war es daher, die Eigenschaften verschiedener 8-inch-Photomultiplier zu testen und zu prüfen, ob sie den geforderten Spezifikationen zum Einsatz in einem großvolumigen Čerenkovdetektor genügen. Dabei war einer der Hauptgesichtspunkte, die Röhren hinsichtlich der besonders wichtigen Zeit- und Energieauflösung zu optimieren.

Die Anforderungen an die Photomultiplier ergeben sich direkt aus den erforderlichen Detektorauflösungen, um bestimmte physikalische Fragen zu beantworten. Eine gute Richtungsauflösung ist unabdingbar, um die stark vorwärtsgerichtete  $\nu - e^-$ -Streuung von isotropen Reaktionsmechanismen wie der Neutrino-Wechselwirkung an den Kernen des De-

tektormediums oder kosmischem Untergrund zu extrahieren. Eine gute Energieauflösung des Detektors ist unabdingbar, um z.B. aus dem Verlauf der Rückstoßspektren der Elektronen bei der  $\nu - e$ -Streuung Rückschlüsse auf das magnetische Moment des Neutrinos zu ziehen. Weitere wichtige Ziele eines derartigen Detektors wäre die Untersuchung der oben genannten  $\nu$ -Oszillationen z.B.  $\nu_e \rightarrow X$  in einem Massenbereich für  $\Delta m^2$  zwischen 2 und  $20 \text{ eV}^2$ . Für Untersuchungen der  $\nu$ -Oszillationen sollte der Detektor wiederum die bestmögliche Ortsauflösung besitzen. In der Tradition von KARMEN sollen schließlich weiterhin mit hoher Statistik die  $\nu$ -Kernwechselwirkungen mit dem Detektormedium untersucht werden. Dies könnte in einem wassergefüllten Čerenkovdetektor der inverse  $\beta$ -Zerfall an den Kernen von  $^{16}\text{O}$  oder bei Verwendung von hochtransparentem Öl als Detektormedium, wie bisher, die Untersuchung der  $\nu$ -Wechselwirkung mit  $^{12}\text{C}$  sein.

Zur Bestimmung der Detektoraufösungen bei vorgegebener Photomultiplierkonfiguration sind im Rahmen von Vorstudien bereits umfangreiche Simulationsrechnungen [Arm93] durchgeführt worden. Diese Rechnungen verlangen zur erfolgreichen Umsetzung der oben genannten physikalischen Ziele eine Ortsauflösung des Detektors von  $\pm 15 \text{ cm}$ , eine Richtungsauflösung von  $\leq 20^\circ$  und eine Energieauflösung  $\leq 50\% \sqrt{E[\text{MeV}]}$ . Durch die geringe Lichtausbeute des Čerenkoeffekts, durch die nur 20-prozentige sensitive Oberflächenbelegung der Detektorwände, durch Reflexionsverluste am Photomultiplierglas und Verluste durch die Abschwächlänge von Wasser verbleiben an den einzelnen Photomultipliern nur noch wenige Photonen zur Detektion eines neutrinoinduzierten Signals. Dies verdeutlicht, daß die Eigenschaften der Photomultiplier im physikalischen Grenzfall, dem Single-Photon-Mode, den oben genannten Detektoraufösungen entsprechen müssen. Die dazu notwendigen, qualitativen Photomultipliergrößen werden im Kapitel 2.4 beschrieben.

Das im folgenden Kapitel näher diskutierte Nachfolgeprojekt KARMEN2 soll mit mindestens 3000 8-inch Photomultipliern instrumentiert werden. Diese müssen allesamt genauestens auf ihre Spezifikationen geprüft werden, insbesondere müssen Massentests mit relativ unhandlichen und empfindlichen 8-inch-Röhren durchgeführt werden.

Eine der Zielsetzungen dieser Arbeit war es, verschiedene Konzepte zur schnellen und effektiven Untersuchung der Photomultipliereigenschaften im Single-Photon-Mode auszuarbeiten. Hervorzuheben ist hierbei die Entwicklung und der Aufbau eines Photomultiplierteststandes, der sicher und zuverlässig eine Zeitauflösung der Photomultiplier kleiner  $1 \text{ ns}$  messen kann. Dazu wurden verschiedene lichtgebende Komponenten (wie z.B. Farbstofflaser) getestet. Für schnelle Massentests wurde ein Teststand mit Čerenkovlicht durch relativistische Elektronen einer  $^{60}\text{Co}$ -Quelle aufgebaut. Ähnliche Tests an 8-inch Röhren sind im Rahmen des Sonnenneutrinoexperimentes BOREXINO durchgeführt worden [Ran92]–[Ran93c]. Die dortigen Untersuchungen benutzten im Unterschied zu den Messungen dieser Arbeit eine Laserdiode (Wellenlänge  $\lambda = 410 \text{ nm}$ ) mit einer Pulsdauer von  $\approx 50 \text{ ps}$  und einer Pulsfrequenz bis zu einigen MHz. Diese Methode erlaubt es sehr schnelle Messungen mit hoher Statistik durchzuführen. Allerdings leidet sie an dem Nachteil, daß die Untersuchungen auf eine feste Wellenlänge fixiert sind. Außerdem ist eine Laserdiode sehr teuer. Die Lasermessungen mit dem Farbstofflaser dieser Arbeit stellen demgegenüber also eine billige und flexible Alternative dar.

Neben einer Vielzahl von Untersuchungen allgemeiner Photomultipliereigenschaften der 8-inch-Röhren wurden erste Unterwassertests durchgeführt, mit denen die Hardware auf

den Einsatz in hochreinem destilliertem Wasser untersucht werden konnte. Im Rahmen des Betriebs der Röhren im Wasser wurde auch ein Myonpulshöhenspektrum durch die 8-inch-Photomultiplier aufgenommen und somit die Lichtausbeute für den einzelnen Photomultiplier beim Einsatz im Čerenkovdetektor abgeschätzt.

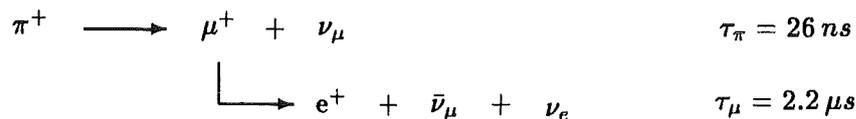
In naher Zukunft werden zunächst die 96 Photomultiplier des Prototypen SWATCH (siehe Kapitel 2.3) zu testen sein. Während diese Stückzahl noch mehr oder weniger "von Hand" zu testen ist, könnten diese Tests trotzdem schon in einem für Massentests ausgelegten Photomultiplierteststand durchgeführt werden. Ein gründlicher Test der Eigenschaften des Einzelmultipliers und eine sorgfältige Selektion ist die Grundlage für den Erfolg des neuen Neutrinoexperimentes.

# Kapitel 2

## KARMEN 2

### 2.1 Die Neutrinoquelle ISIS

Die Neutrinos, die im aktuellen Neutrinoexperiment KARMEN nachgewiesen werden, stammen aus dem Protonenbeschleuniger ISIS des Rutherford-Appleton-Laboratoriums in Chilton, England. Dort werden zwei 100 ns breite Protonenpulse, deren Abstand 330 ns beträgt, mit einem durchschnittlichen Strahlstrom von 200  $\mu A$  auf 800 MeV beschleunigt und mit einer Extraktionsrate von 50 Hz auf ein Uran-, oder Tantal-Schwerwassertarget geschossen. In diesem Target entstehen durch Spallationsprozesse große Mengen an Neutronen aber auch positive Pionen (0,0456  $\pi^+$  pro Proton). Die positiven Pionen werden noch im Target abgestoppt und zerfallen in Ruhe. Die Neutrinos werden dann über die folgende Zerfallskette produziert:



Somit entstehen drei verschiedene Neutrino flavors ( $\nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ ) in gleicher Intensität. Während das Myonneutrino aus dem  $\pi^+$ -Zweikörper-Zerfall eine genau definierte Energie bei 30 MeV besitzt, folgen die Energien der Neutrinos aus dem Myonzerfall den charakteristischen Michelspektren mit einer Endpunktsenergie von 52,8 MeV. Eine Trennung der Neutrinosorten erfolgt durch die um zwei Größenordnungen unterschiedlichen Zerfallszeiten der  $\pi^+$  und der  $\mu^+$  relativ zu den Strahlpulsen. Durch die Auswahl entsprechender Zeitfenster (z.B. bis 10  $\mu s$  nach dem Strahlpuls im Vergleich zur 20 ms Strahlpause der Protonpulse) erhält man Unterdrückungsfaktoren von  $5 \cdot 10^4$  gegenüber nicht strahlkorreliertem Untergrund. Da die  $\pi^+ - \mu^+$  Zerfallskette in Ruhe erfolgt, ist ISIS der derzeit weltweit einzige Beschleuniger, welcher für ein Experiment an der Erdoberfläche, in ausreichender Zahl Elektronenneutrinos zur Untersuchung von  $\nu_e - e^-$ -Streuung bei kleinen und mittlerern Energien liefert. Die Energie- und Zeitspektren der Neutrinos des ISIS-Beschleunigers sind in Abbildung 2.1 aufgezeigt. Insgesamt wurden an ISIS seit Beginn der Datennahme durch KARMEN, im Jahre 1990, ungefähr  $2,15 \cdot 10^{21}$  Neutrinos erzeugt.

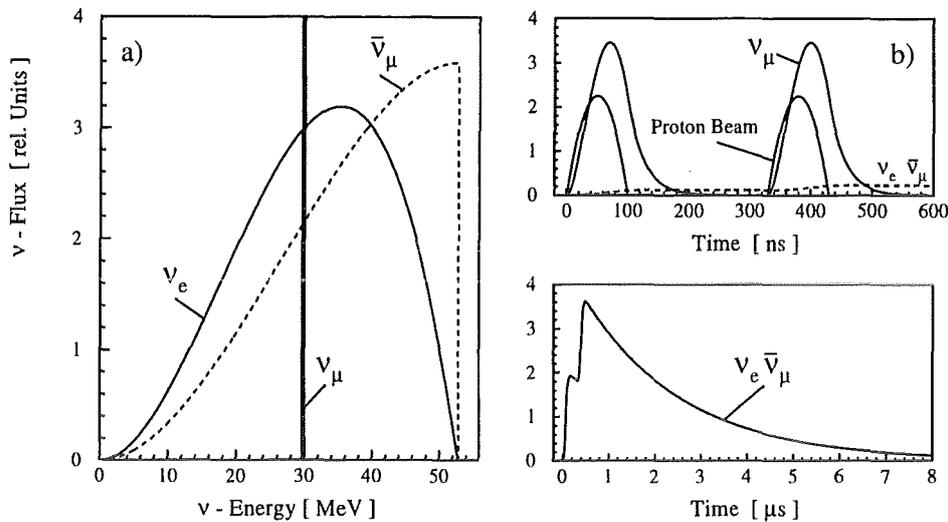


Abbildung 2.1: Die Energie- und Zeitspektren der an ISIS entstehenden Neutrinos  $\nu_\mu$ ,  $\nu_e$  und  $\bar{\nu}_\mu$  aus dem Zerfall der  $\pi^+$  und  $\mu^+$ , die beide in Ruhe zerfallen.

Davon gingen  $1,043 \cdot 10^{19}$  durch den Detektor, der sich in einem effektiven mittleren Abstand von  $17,72\text{ m}$  von der Neutrino-Quelle befindet. Von diesen Neutrinos wurden mehr als 1500  $\nu$ -induzierte Kernwechselwirkungen im Detektor nachgewiesen. Insbesondere aufgrund seiner einzigartigen Zeitstruktur und der großen Intensität an Elektronenneutrinos könnte die Spallationsquelle ISIS auch optimale Voraussetzungen für ein neues Neutrinoexperiment, speziell einem großvolumigen Wasser-Čerenkovdetektor bieten. Im nächsten Abschnitt sollen kurz mögliche Konzepte für den KARMEN2-Detektor vorgestellt werden.

## 2.2 Čerenkovdetektor

Als Nachfolgeprojekt für den KARMEN- $\nu$ -Detektor wird derzeit ein großvolumiger 1300 t schwerer Čerenkovdetektor (der KARMEN2-Detektor) projektiert. Im folgenden wird dieser Detektor kurz vorgestellt, wobei speziell darauf eingegangen wird, welche grundsätzlichen Überlegungen bei der Wahl des Detektormediums angestellt werden müssen.

Der KARMEN2-Detektor könnte, wie das aktuelle KARMEN-Experiment, an der oben beschriebenen Neutrinoquelle ISIS aufgebaut werden. Durch diesen Standort wird die Detektorgeometrie und die Detektorlage (unter Berücksichtigung des geforderten Detektorvolumens) bestimmt. So erzwingen zahlreiche Festkörperexperimente um die ISIS Targetstation einen mittleren Abstand des KARMEN2-Detektors von  $25,6\text{ m}$  zur  $\nu$ -Quelle. Die Abbildung 2.2 zeigt die geometrischen Gegebenheiten um die ISIS Targetstation. Weiterhin ist vorgesehen, die 7000 t Eisenabschirmung des KARMEN-Detektors wiederzuverwenden. Daraus ergibt sich durch die Länge der Stahlbrammen eine maximale Breite des neuen Detektorbeckens von  $\approx 7\text{ m}$ . Die Abbildung 2.3 zeigt eine Studie des KARMEN2-Detektors in der Seitenansicht in Richtung der Beamline von ISIS. Auf dieser Abbildung ist auf der linken Seite die ISIS Targetstation eingezeichnet. Das Detektorbecken hat ein aktives Gesamtvolumen von  $1330\text{ m}^3$ , mit den Maßen  $15,8 \times 7 \times 12\text{ m}$ . Die 7000 t Eisen

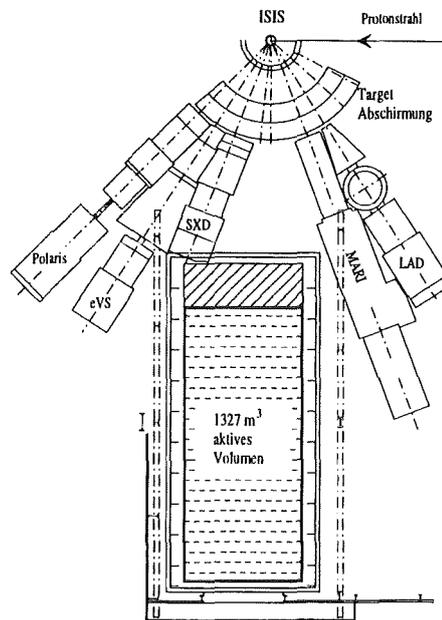


Abbildung 2.2: Lage des KARMEN2-1300 t Čerenkovdetektor an der ISIS-Targetstation. Eingezeichnet sind die umliegenden Festkörperexperimente.

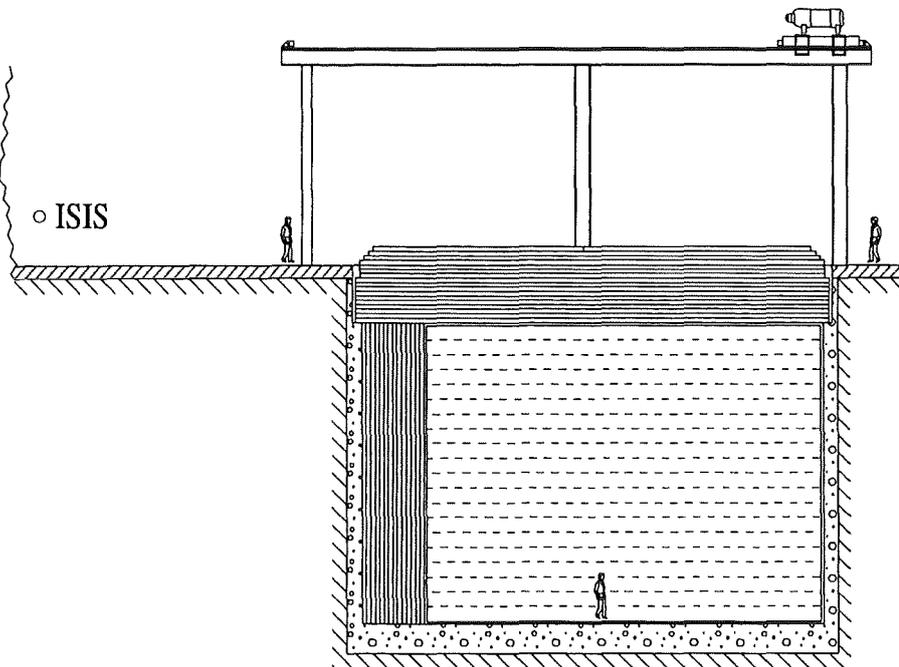


Abbildung 2.3: Studie und Lage des KARMEN2-1300 t Čerenkovdetektor Die Ansicht ist in Richtung Beamline des ISIS-Beschleunigers.

des KARMEN-Eisenbunkers sind umgebaut in eine 2,5 m dicke Eisenwand in Richtung Targetstation zur Abschirmung von strahlkorreliertem Untergrund. Der Kalkboden zwischen Target und Detektor unterstützt diese Abschirmung. Weiterhin soll ein 3 m dickes Eisendach eine effiziente Abschirmung gegen Untergrund durch kosmische Höhenstrahlung bewirken. Untergründereignisse durch kosmische Teilchen aus den targetabgewandten Seiten, seitlich und hinter dem Detektor sollen durch einen Antizähler und zusätzlicher Richtungsinformation über den Čerenkovkegel im Detektor erkannt werden. Die Detektorwände sollen mit  $\approx 20\%$  Flächenbelegung sensitiv mit Photomultipliern instrumentiert werden. Dies bedeutet bei einer Gesamtdetektoroberfläche von  $768\text{ m}^2$  ungefähr 3100 10-inch Photomultiplier. Bei den derzeitig verfügbaren und in dieser Arbeit getesteten 8-inch Röhren würden für diese Flächenbelegung schon  $\approx 4800$  Photomultiplier benötigt werden.

Von ausschlaggebender Wichtigkeit für die Konzeption des KARMEN2-Detektors ist die Frage nach dem Detektormedium. In der Diskussion befinden sich der reine Wasser-Čerenkov-Detektor und der Öl-Čerenkov-Detektor. Eine dritte Möglichkeit stellt der sogenannte Hybrid-Detektor dar, der im LSND-Experiment [Ree93] sehr erfolgreich eingesetzt wird und auf welchen in Abschnitt 2.2.2 etwas genauer eingegangen wird.

Bei der Auswahl zwischen Wasser und Öl als Čerenkovmedium sind folgende Punkte zu berücksichtigen. Wasser ist gegenüber hochtransparentem Öl sehr billig und jederzeit in großen Mengen verfügbar. Allerdings benötigt man für einen Wasser-Čerenkovdetektor einen sehr hohen Reinheitsgrad des destillierten Wassers. Nur eine sehr aufwendige und teure Reinigungsanlage kann dem Algenwuchs und der Biolumineszenz im Wasser in ausreichendem Maß entgegenwirken. Im Gegensatz zum einfachen Wasserbecken braucht ein Öldetektor mit 1300 t-Öl einen aufwendigen Sicherheitsbehälter, bzw. eine äußere Auffangwanne gegen Umweltschäden bei Ölaustritt. Abgesehen von den Unkosten benötigt ein solches Behältnis viel Platz, der eigentlich für den Detektor selbst gebraucht würde. Ein weiterer Gesichtspunkt ist die starke Aggressivität von hochreinem destilliertem Wasser, welche die Verwendung von speziellen Materialien im Detektorbecken bedingt. Die Verwendung von Öl ist in dieser Hinsicht weit unproblematischer. Ein Öl-Čerenkovdetektor bietet aufgrund des höheren Brechungsindex von Öl ( $n \approx 1,5$ ) eine wesentlich bessere Lichtausbeute durch den Čerenkoveffekt und somit eine bessere Energieauflösung. Weiterhin ist die effektive Kernladung  $Z_{eff}$  der  $^{12}\text{C}$ -Kerne im Öl kleiner als die  $^{16}\text{O}$ -Kerne im Wasser. Dadurch wird die Vielfachstreuung der zu detektierenden Elektronen wesentlich geringer und somit die Winkelauflösung im Detektor besser. Ein letzter Gesichtspunkt betrifft die Möglichkeit der Untersuchung von Neutrino Kernwechselwirkungen. Während mit einem Öl-Čerenkovdetektor, wenn auch mit wesentlich besserer Statistik, die bekannten Wirkungsquerschnitte von Neutrinos an den  $^{12}\text{C}$ -Kernen [Dre94] zu messen sind, könnte mit einem Wasser-Čerenkovdetektor erstmals der energieabhängige und totale Wirkungsquerschnitt an  $^{16}\text{O}$  gemessen werden.

### 2.2.1 Grundlagen zum Čerenkoeffekt

Der Čerenkoeffekt bildet die physikalische Basis des oben beschriebenen KARMEN2-Detektors. Aus diesem Grund sollen im folgenden die wichtigsten Gesichtspunkte des Čerenkoeffekts bezüglich der Anwendung im großvolumigen Čerenkovdetektor herausgestellt werden.

Bewegt sich ein geladenes Teilchen in einem Medium schneller als die dort bestehende Lichtgeschwindigkeit, also mit

$$v_{\text{Teilchen}} > \frac{c_{\text{vakuum}}}{n(\lambda)} \quad (2.1)$$

so verliert es auf seiner Spur kinetische Energie durch die Abstrahlung von Čerenkovlicht [Jel58]. Dabei bedeutet  $c_{\text{vakuum}}$  die Vakuumlichtgeschwindigkeit und  $n(\lambda)$  den Brechungsindex des Mediums abhängig von der Wellenlänge. Der Čerenkoeffekt ist nach Gleichung 2.1 ein Schwelleneffekt, da erst ab einer bestimmten Teilchenenergie Čerenkovstrahlung entsteht. Dieser Schwelleneffekt kann zur Teilchenidentifikation verwendet werden. Die Schwellenenergie  $E_{th}$  ist gegeben durch

$$E_{th} = m_0 c^2 \left\{ -1 + \sqrt{1 + \frac{1}{n^2 - 1}} \right\} \quad (2.2)$$

Das Čerenkovlicht wird in einen Kegel, dem sogenannten Čerenkovkegel emittiert, dessen Öffnungswinkel zusammenhängt mit der Teilchengeschwindigkeit  $v_{\text{Teilchen}}$  und dem Brechungsindex  $n(\lambda)$  über:

$$\cos\Theta = \frac{1}{\beta n(\lambda)} \quad \text{mit} \quad \beta = \frac{v_{\text{Teilchen}}}{c_{\text{vakuum}}} \quad (2.3)$$

Daraus ergibt sich auf der Detektoroberfläche die Topologie eines Rings. Dieser Čerenkovring dient als Ereignismuster und unterscheidet sich eindeutig sowohl von isotropen Lichtkomponenten wie Szintillationslicht, als auch von zufälligen Koinzidenzmustern der Photomultiplier. Durch die Information der unterschiedlichen Ankunftszeiten der Photonen entlang des Čerenkovrings kann aus der Zeitinformation der Photomultiplier eine genaue Orts-, Richtungs- und Zeitrekonstruktion des Ereignisses vorgenommen werden.

Das Čerenkovlicht hat eine spektrale Abhängigkeit  $\sim 1/\lambda^2$  und wird im Medium zu kleinen Wellenlängen durch den Transmissionskoeffizienten für ultraviolette Strahlung begrenzt. Die maximale Intensität des Čerenkovlichts liegt also im blauen Wellenlängenbereich, was den Einsatz von Photomultipliern zur Lichtdetektion anbietet. Die maximale Quanteneffizienz (Q.E.) der Photomultiplier liegt gerade im Bereich der maximalen, durch die Abschwächlänge des Wassers limitierten Čerenkovintensität. Abbildung 2.4 [Arm93] zeigt die spektrale Abhängigkeit der Q.E., des Čerenkoeffekts und der Abschwächlänge des Wassers. Das resultierende Photoelektronenspektrum der Photomultiplier zeigt die Abb.2.4 b.) mit dem Maximum bei  $\lambda = 350 \text{ nm}$ . Von entscheidender Wichtigkeit für großvolumige Čerenkovdetektoren ist die Frage nach der Lichtausbeute des Čerenkoeffekts, also nach der Anzahl der emittierten Photonen der Teilchen entlang ihrer Spur. Diese Lichtausbeute berechnet sich aus dem Energieverlust durch Čerenkovlichtemission. Für den Energieverlust

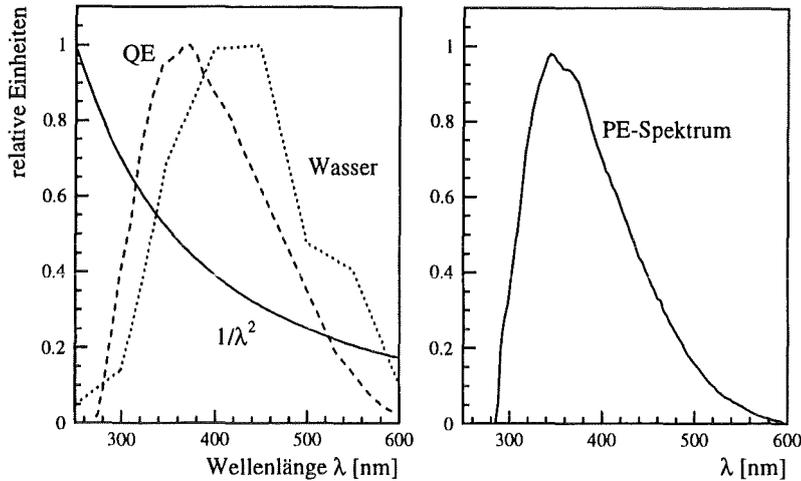


Abbildung 2.4: Spektrale Abhängigkeit ( $1/\lambda^2$ ) der abgestrahlten Čerenkovphotonen (Linie), der Abschwächlänge von Wasser [Sob92](max. 40 m, Punkte), der Quantennachweiswahrscheinlichkeit Q.E. eines typischen 8-inch Photomultiplier [Ham94] (max. 30 %, gestrichelt) und dem resultierenden Spektrum der ausgelösten Photoelektronen PE in relativen Einheiten.

pro Weglänge  $dW/dl$  erhält man aus den rein klassischen Lösungen der entsprechenden Maxwellgleichungen [Jel58]:

$$\frac{dW}{dl} = \frac{e^2}{c^2} \int_{\beta n > 1} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \omega d\omega \quad (2.4)$$

Der Energieverlust von Teilchen durch Produktion von Čerenkovlicht ist gleich der Anzahl der Photonen mal ihrer Energie, also  $W = N_{\text{photon}} \cdot h\nu$ . Dabei ist  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum und  $\nu$  die Frequenz der emittierten Photonen. Aus diesen beiden Gleichungen ergibt sich die Anzahl der emittierten Photonen pro Einheitslänge eines Teilchens der Ladung  $\pm e$  in einem spektralen Bereich der Wellenlängen zwischen  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  zu:

$$dN = 2\pi\alpha \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right) \cdot \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) dl \quad (2.5)$$

Daraus folgt etwa für lichtschnelle  $e^-$  ( $\beta = 1$ ), für Wellenlängen zwischen 250 nm und 600 nm, eine Lichtausbeute von 470 Photonen pro Zentimeter Spurlänge. Ein charakteristisches neutrinoinduziertes 45 MeV-Elektron hat im Wasser eine Spurlänge von  $\approx 15$  cm bis 25 cm [Arm93]. Das bedeutet eine effektive Lichtausbeute von 4000–10000 Photonen. Das wenige Čerenkovlicht muß dann in einem großvolumigen Detektor weite Strecken zur instrumentierten Detektoroberfläche laufen. Durch die endliche Abschwächlänge des Detektormediums (Wasser,  $\lambda$  max.  $\approx 40$  m) hat das Čerenkovlicht Absorptionsverluste zu erleiden. Der Lichtpegel wird dann durch die Flächenbelegung der Photomultiplier (18 % bei 8-inch-Röhren), durch Reflexionsverluste am Photomultiplierglas und durch die Quanteneffizienz (max. 30 %) auf ungefähr 2 % der ursprünglichen Photonenzahl reduziert [Arm93]. Die zu detektierende Lichtmenge auf der Detektoroberfläche beschränkt

sich somit nur noch auf einzelne Photonen. Erste Unterwassermessungen mit den 8-inch Photomultipliern, welche in Kapitel 8 vorgestellt werden, unterstreichen diese Tatsache.

### 2.2.2 Der HYBRID-Detektor

Der Hybriddetektor ist eine Mischung aus Čerenkovdetektor und Szintillationsdetektor. Dazu wird als Čerenkovmedium hochtransparentes Mineralöl verwendet. Diesem wird dann in kleinen Mengen Szintillator zugefügt. Während des Fluges relativistischer Teilchen durch dieses Detektormedium entstehen zwei zunächst unabhängige Lichtkomponenten, das kegelförmige Čerenkovlicht und das isotrope Szintillationslicht. Zu beachten ist dabei allerdings, daß das gerichtete Čerenkovlicht teilweise absorbiert wird und als isotropes Szintillationslicht reemittiert wird. Die Idee bei der Planung eines solchen Detektors, wie er sehr erfolgreich im LSND Neutrinoszillationsexperiment<sup>1</sup> am LAMPF Beschleuniger<sup>2</sup> in Los Alamos verwirklicht wurde, besteht darin, die positiven Eigenschaften beider Detektortypen, dem Čerenkov- sowie Szintillationsdetektor, durch eine "Symbiose" beider Detektorkomponenten zu vereinen [Ree93]. Somit könnten verschiedene und bessere Möglichkeiten der Ereignisrekonstruktion und Teilchenidentifikation, bei einem weitaus besseren Verständnis der Untergrundereignisse, etwa durch Neutronen oder kosmischen Muonen, gefunden werden. Die Detektoreigenschaften ergeben sich aus den wie folgt aufgelisteten Eigenschaften der Einzelkomponenten Čerenkoveffekt und Szintillationsmechanismus.

### 2.2.3 Vergleich der Detektortypen

#### Reiner Čerenkovdetektor (Wasser oder Mineralöl)

Beispiele reiner Čerenkovdetektoren sind unter anderem der IMB-Detektor [Bec93] sowie KAMIOKANDE2 [Kos92],[Nak94].

- Relativistische geladene Teilchen erzeugen Licht auf einem Čerenkovkegel. Daraus ergibt sich ein Čerenkovring auf der Detektoroberfläche als eindeutiges Ereignismuster. Durch unterschiedliche Ansprechzeiten der Photomultiplier entlang des Rings kann eine eindeutige und genaue Richtungs-, Orts- und Zeitrekonstruktion vorgenommen werden.
- Ein Čerenkovdetektor ist aufgrund seiner relativ hohen Energieschwelle unsensitiv gegen niederenergetischen neutroneninduzierten Untergrund, der an einer Spallationsquelle immer vorhanden ist. Solche niederenergetischen Ereignisse entstehen z.B. beim Neutroneneinfang am Proton ( $n + p \rightarrow d + \gamma(E = 2,2 \text{ MeV})$ ). Das so entstehende  $\gamma$ -Quant kann über den Comptoneffekt geladene Teilchen anstoßen, deren Energie weit unterhalb der Detektorschwelle liegt, die wiederum durch den hohen Untergrund radioaktiver Spurenelemente vorgegeben ist.

<sup>1</sup>Liquid Scintillator Neutrino Detector

<sup>2</sup>Los Alamos Meson and Pion Factory

- Der Čerenkoveffekt ist ein Schwelleneffekt, das heißt nichtrelativistische Teilchen unterhalb der Čerenkovschwelle (Gleichung 2.2) können im Detektor nicht nachgewiesen werden.
- Die Anzahl der erzeugten Photonen ist nach Gleichung 2.5 sehr gering, woraus sich eine schlechte Energieauflösung des Detektors ergibt. Typische Werte (z.B. KAMIOKANDE) liegen bei  $\sigma_E/E (\leq 20 \text{ MeV}) \approx 20\% / \sqrt{E_e/10 \text{ MeV}}$
- Der Schwelleneffekt und die Richtungsinformation dienen zur Teilchenidentifikation.

### Szintillationsdetektor

Ein Beispiel eines reinen Szintillationsdetektors ist der KARMEN-Detektor [Dre90].

- Der Szintillationsdetektor hat eine sehr hohe Lichtausbeute. Deshalb hat er immer eine wesentlich bessere Energieauflösung als ein Čerenkovdetektor. Der KARMEN-Detektor hat im Vergleich zum oben genannten KAMIOKANDE-Detektors eine wesentlich bessere Energieauflösung von nur  $12\% / \sqrt{E[\text{MeV}]}$ . Ein sehr grober Vergleich ergibt z.B. für ein Elektron eine effektive Lichtausbeute von ungefähr 5000 Photonen pro MeV im Karmen Szintillator [Rap91] gegenüber ungefähr 150 Photonen pro MeV in einem reinen Čerenkovdetektor.
- Isotropes Szintillationslicht. Anhand der Ankunftszeiten der Photonen auf der mit Photomultipliern instrumentierten Detektoroberfläche, kann eine genaue Ortsrekonstruktion des Ereignisses vorgenommen werden.
- Keine Richtungsrekonstruktion möglich.
- Keine Teilchenidentifizierung über die Richtungsinformation möglich. Ein Rückstoßelektron aus der  $\nu - e$ -Streuung kann nicht von  $\nu$ -Kernwechselwirkungen abgetrennt werden.
- Die Energieschwelle der Szintillationslichterzeugung ist viel geringer als beim Čerenkoveffekt, das heißt auch nichtrelativistische Teilchen, aber auch niederenergetischer Untergrund können nachgewiesen werden.

### Hybriddetektor

Aus den oben genannten Eigenschaften der beiden Lichterzeugungsmechanismen Čerenkoveffekt und Szintillation ist ersichtlich, daß die Schwachstellen des einen Detektortyps von Vorzügen des anderen ausgeglichen werden. Eine Mischform beider Detektortypen könnte also optimale Verhältnisse zum Teilchennachweis schaffen. Der dafür benötigte, stark verdünnte Szintillator als Detektormedium sollte nach dem Vorbild des LSND-Szintillators [Ree93] folgende Eigenschaften besitzen.

- Eine angemessene Konzentration des Szintillators im Mineralöl, um die Lichtausbeute durch Szintillation gegenüber Čerenkovlicht zu optimieren.

- Die Intensität des Szintillationslichts darf in den ersten Nanosekunden nicht zu stark sein, um das Ringmuster der Čerenkov-Komponente aus den isotropen Szintillationsanteil eindeutig herausfinden zu können (d.h. nicht zu kurze Abklingzeiten des Szintillators).
- Das Detektormedium sollte auf große Abschwächlängen im blauen Spektralbereich optimiert werden. Diese Eigenschaft hängt entscheidend von der Konzentration des Szintillators ab.
- Die Abklingzeit der schnellen Komponente des Szintillationslichtes muß im Bereich von  $1\text{ ns} - 2\text{ ns}$  liegen und sollte nicht größer als der Zeitjitter der Photomultiplier im Single-Photon-Betrieb sein. Nur so kann aus der Zeitinformation der angesprochenen Photomultiplier die genaueste Ortsrekonstruktion eines Ereignisses vorgenommen werden.
- Der Szintillator sollte nach dem Vorbild von LSND eine zweite Lichtkomponente mit einer großen Abklingzeit ( $\tau \approx 30\text{ ns}$ ) besitzen. Diese verzögerte Lichtkomponente könnte eine zusätzliche Information über die Teilchenart enthalten. Addiert man die Zeitspektren aller vom Ereignis angesprochenen Photomultiplier, so erkennt man, daß die schweren, ionisierenden Teilchen wie Protonen eine größere Lichtausbeute in der verzögerten Szintillationskomponente besitzen als etwa die viel leichteren Elektronen [Ree93]. Das heißt, daß anhand des Zeitspektrums eine Art Pulsshapeanalyse zur Teilchendiskriminierung durchgeführt werden kann.
- Der Szintillator sollte eine kleine Kernladungszahl besitzen, um Vielfachstreuung der zu detektierenden Teilchen im Medium zu minimieren. Dadurch wird einer zu starken Verzerrung des Čerenkovrings vorgebeugt und die Genauigkeit der damit verbundenen Richtungsrekonstruktion nicht verschlechtert werden.
- Das Detektormedium sollte einen möglichst großen Brechungsindex besitzen, um die Lichtausbeute durch Čerenkoeffekt (nach Gleichung 2.5) zu erhöhen. Mineralöl hat einen Brechungsindex von  $n = 1,47$ . Dadurch werden im Öl schon  $\approx 50\%$  mehr Photonen als im Wasser ( $n = 1,33$ ) produziert.

Der Hybrid ist ein komplexer Detektor, in dem, wie beschrieben, verschiedene Lichtkomponenten zeitlich getrennt werden müssen. Die optischen Eigenschaften müssen bezüglich der Abschwächlänge und der Lichtausbeute in einem großvolumigen Detektor optimiert werden. Mehr Szintillator erhöht die Orts- und Energieauflösung, beeinträchtigt aber die Lichtausbeute des Čerenkoeffekts und verzerrt den Čerenkovring, so daß die Genauigkeit der Spurrekonstruktion stark herabgesetzt wird. Im LSND-Detektor ist das Verhältnis von Szintillations- zu Čerenkovlicht 3:1. Dies bedeutet für die Photomultiplier, daß sie im Hybriddetektor im selben Lichtintensitätslimit wie der reine Čerenkovdetektor arbeiten müssen, also im Single-Photon-Betrieb. Die um den Faktor 3 größere Lichtausbeute des Szintillationslichts wird durch seinen isotropen Charakter wieder auf einzelne Photonen verteilt, ehe sie auf der Detektoroberfläche ankommen. Die in Abschnitt 2.4 im Rahmen eines reinen Čerenkovdetektors diskutierten Forderungen an die Photomultiplier, bleiben bei der Erweiterung auf einen Hybriddetektor unverändert. Im folgenden wird daher nicht explizit zwischen reinem Čerenkovdetektor und Hybriddetektor unterschieden.

## 2.3 Der Prototyp *SWATCH*

Der Čerenkovdetektor setzt als Detektortyp im Gegensatz zum modular aufgebauten *KARMEN*-Detektor völlig neue Maßstäbe an die Hardware, die Datenaufnahme und die Methoden der Ereignisrekonstruktion. Um erste Erfahrungen im Umgang mit Čerenkovdetektoren zu machen, wird derzeit am Forschungszentrum Karlsruhe ein 27-t-Prototyp, der *SWATCH*-Detektor<sup>3</sup>, geplant und aufgebaut. Dabei handelt es sich um ein Becken mit einem Gesamtvolumen von 64 t. An der Detektorinnenseite werden 96 8-inch Photomultiplier (16 an jeder Seite) befestigt. Diese sollen dann ein aktives Detektorvolumen von 27 t ( $3 \times 3 \times 3 \times m$ ) beobachten. Dieser Prototyp soll hauptsächlich kosmische Myonen und Michelelektronen über Čerenkovlicht nachweisen. Die Abbildung 2.5 illustriert den Aufbau des neuen 27 t *SWATCH*-Detektors. Mit dem Prototypen *SWATCH* werden ver-

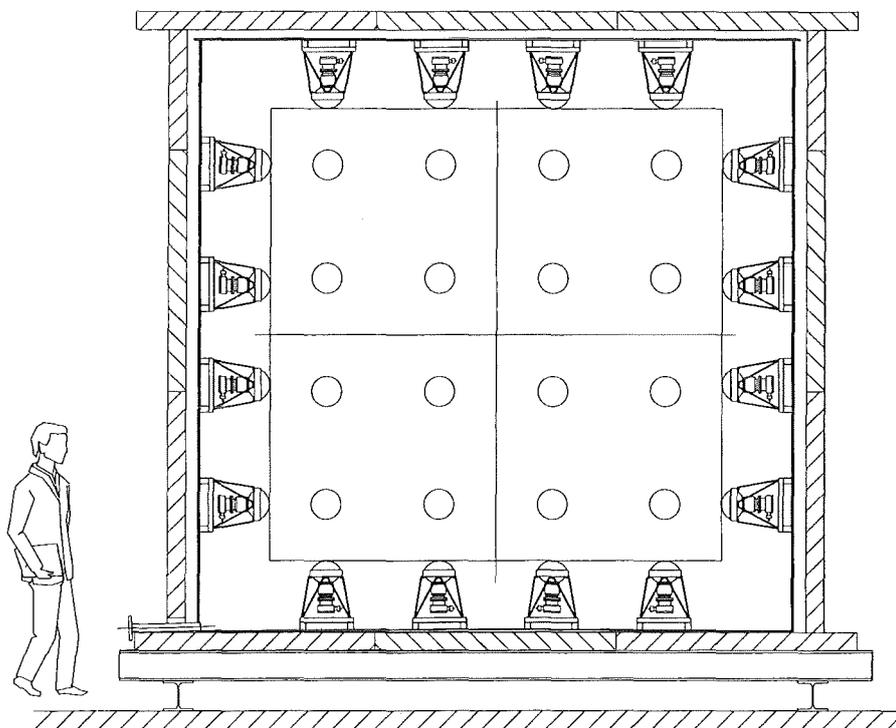


Abbildung 2.5: Der Prototyp *SWATCH* mit einem aktiven Volumen von 27 t aktivem Detektormaterial und 96 8-inch Photomultipliern

schiedene physikalische Ziele verfolgt. Zunächst müssen Rekonstruktionsalgorithmen getestet werden, mit denen Teilchenspuren, Wechselwirkungsorte und Ereigniszeiten, etwa von gestoppten Myonen und deren Zerfallsprodukte, die Michelelektronen, rekonstruiert werden können. Anhand der Qualität der rekonstruierten Ereignisdaten wird sich entscheiden, ob die Spezifikation der Photomultiplier (siehe Tabelle 2.2) ausreicht, um die gewünschten und simulierten Detektorauflösungen zu erhalten. Weiterhin müssen die Monte Carlo Simulationsergebnisse [Arm93] mit den Meßdaten verglichen werden und somit erneut

<sup>3</sup>Small-Water-Čerenkovdetektor

Rückschlüsse auf die tatsächlichen Ereignisraten im 1300 t-KARMEN2-Detektor gezogen werden. Ein wesentlicher Teil der Untersuchungen mit dem *WATCH*-Detektor wird sich mit den Möglichkeiten der Kalibration eines Čerenkovdetektors auseinandersetzen. Wichtiger Bestandteil des Prototypen ist die Entwicklung und der Test der Datenaufnahme und die Entwicklung der Triggerelektronik. Schließlich wird die genaue Messung des kosmischen Untergrundes auf der Höhe des Meeresspiegels (bzw. 100 m ü.d.M.) in einem Čerenkovdetektor zu untersuchen sein.

## 2.4 Anforderungen an die Photomultiplier

Die grundlegende Basis eines Čerenkovdetektors bilden die Photomultiplier. Ihre Eigenschaften bestimmen wesentlich die gewünschten Detektoraufösungen. Die Qualität der Rekonstruktion eines Ereignisses bezüglich Ort, Richtung, Zeit und Energie, ist wiederum die entscheidende Größe für die Anwendbarkeit des Detektors im Hinblick auf verschiedene Fragen der Neutrinophysik. So hängt z.B. die Güte der Abtrennung der vorwärtsgerichteten  $\nu_e$ - $e^-$  Streuung von der  $^{16}\text{O}$ -Reaktion und den isotrop verteilten Untergrundereignissen stark von der Richtungsauflösung ab. Untersuchungen von Neutrinooszillationen lassen sich wiederum am besten durch eine genaue Ortsrekonstruktion untersuchen.

Die Anforderungen an die Photomultipliercharakteristika erhält man durch Simulationsrechnungen, in denen als Eingangsparameter möglichst realitätsnahe Photomultiplierdaten, wie die Größe der Photokathode, Single-Electron-Resolution, Quantenefficiency, Zeitauflösung etc. eingehen. Die Simulation liefert dann entsprechend diesen Eingangsdaten die zugehörigen Detektoraufösungen. Solche sehr umfangreiche Simulationen sind in [Arm93] durchgeführt worden und ergeben die in Tabelle 2.1 aufgelisteten Detektoraufösungen zu den entsprechenden Photomultiplierdaten. Die Photomultipliereingangsparameter die-

Anzahl Photomultiplier	776	1582	2286	3104	4920
Durchmesser Kathode / cm	50,5	35,3	29,4	25,2	20,0
Durchmesser Kathode / Zoll	20	14	11,6	10	8
Zeitjitter / ns	2,5	1,8	1,5	1,3	1,0
Dunkelrauschrage / kHz	9,6	4,6	3,2	2,4	1,5
Ortsauflösung $\langle \Delta r \rangle$ / cm	45,7	30,3	25,7	22,5	19,9
Zeitauflösung $\sigma_{\Delta t}$ / ns	1,12	0,80	0,72	0,63	0,56
Richtungsauflösung $\langle \Delta \gamma \rangle$ / Grad	23,0	20,6	19,9	19,8	19,7
Nachweiswahrscheinlichkeit	67,4%	70,2%	70,9%	71,8%	72,2%

Tabelle 2.1: Detektoraufösungen und Photomultiplierkonfiguration nach Simulationsrechnungen [Arm93].

ser Tabelle wurden ausgehend von den Daten der HAMAMATSU R1449 (20-inch-Röhre) durch Skalierung des Kathodendurchmessers bestimmt. Der Zeitjitter wurde linear zum Kathodendurchmesser, die Rauschrate linear zur Kathodenfläche skaliert. Die Anzahl der Röhren ergibt sich durch die Bedingung gleicher Flächenbelegung der Detektoroberfläche von ungefähr 20 %. Die Simulationen zeigen, daß die besten Detektoraufösungen bei der Verwendung kleinerer Photomultiplier zu erwarten sind. Dies liegt vor allem an der besseren Zeitaufösung kleinerer Photomultiplier, aber auch an der feineren Granularität der sensitiven Oberfläche<sup>4</sup>. Eine größere Anzahl von Photomultipliern bedeutet eine größere Zahl von Auslesekanälen und bedingt somit die Bereitstellung einer viel aufwendigeren und kostspieligeren Auslesehaware. Tabelle 2.1 zeigt, daß für kleine Verbesserungen in den Detektoraufösungen die Zahl der Photomultiplier und der Auslesekanäle von  $\approx 2000$  auf  $\approx 4000$  verdoppelt werden muß. Als Kompromiß zwischen Kosten und erwünschten Detektoraufösungen wurde die Alternative mit 3000 8-inch-Röhren für die Spezifikation der Photomultiplier zugrundegelegt. Die Betrachtung simulierter Ereignisse und rekonstruierter Ereignisdaten zeigt, daß sich bei dieser Photomultiplierspezifikation die gewünschten physikalischen Ziele, wie die Untersuchung der  $\nu-e^-$ -Streuung,  $\nu$ -Oszillationen, aber auch exotische Ziele, wie die Messung eines anomalen magnetischen Moments des Neutrinos, (siehe Kapitel 1) sehr gut beantworten lassen.

Im Moment gibt es auf dem Markt nur zwei Röhren, welche die geforderten Spezifikationen erfüllen. Es handelt sich dabei um die EMI 9353 der Firma THORN EMI Electron Tubes und die HAMAMATSU R5912 der Firma HAMAMATSU PHOTONICS. Beide Photomultiplier haben einen Kathodendurchmesser von 8-inch. Eine 10-inch-Röhre ist bislang bei keinem Hersteller verfügbar.

Die Tabelle 2.2 vergleicht die Spezifikationen der beiden Photomultiplier EMI 9353 [TEM93] und HAMAMATSU R5912 [Ham94] laut Datenblätter. Diese Spezifikationen werden im weiteren Verlauf dieser Arbeit geprüft und, wo möglich, auf die speziellen Anforderungen im Čerenkovbetrieb, also auf Zeitaufösung, Gain, Single-Electron-Resolution etc. optimiert. Schließlich werden Konzepte für einen Photomultiplierteststand entwickelt und vorgestellt.

---

<sup>4</sup>Die Bedeutung der Granularität ist ausführlich in [Arm93] beschrieben

	EMI 9353	HAMAMATSU R5912
Ø Kathode	8-inch	8-inch
Anzahl der Dynoden	12	10
spektrale Sensitivität	300 – 650 nm	300 – 650 nm
Quantenefficiency	30 % max. (bei 390 nm)	25 % max. (bei 390 nm)
Kathodenmaterial	Bialkali	Bialkali
Dynodenbeschichtung	$SbCs_3$	Unbekannt
Beschichtung der ersten Dynode	$SbCs_3$ (high gain)	unbekannt
Multipliersystem	linear fokussierend	linear fokussierend
Verstärkung	$\approx 10^8$	$\approx 10^7$
Peak/Valley	2	2,5
Single-Electron-Resolution	Keine Angabe	Keine Angabe
Zeitjitter (Sigma)	$\approx 1 ns$	$\approx 1 ns$
Dunkelrauschrage (Schwelle 0,2 PE)	3 kHz	4 – 8 kHz

Tabelle 2.2: Die Spezifikationen nach Datenblättern der beiden 8-inch-Photomultiplier EMI 9353 [TEM93] und HAMAMATSU R5912 [Ham94] im Vergleich.

## Kapitel 3

# Photomultiplier, Grundlagen und Charakteristika

Photomultiplier (PM) sind lichtensitive Instrumente, welche Photonen des elektromagnetischen Spektrums vom Ultravioletten bis zum nahen Infraroten in meßbare Stromsignale konvertieren. Sie haben gegenüber anderen lichtsensitiven Geräten, wie z.B. verschiedene Arten von Silizium-Photodioden, eine Reihe von Vorteilen, die sie zum Einsatz in einem Čerenkovdetektor prädestinieren.

- Photomultiplier sind, im oben angesprochenen Teil des elektromagnetischen Spektrums, die lichtsensitivsten Geräte überhaupt. Selbst einzelne Photonen können einwandfrei von Rauschsignalen unterschieden und somit nachgewiesen werden. Die spektrale Sensitivität der Photokathode liegt bevorzugt im höherenergetischen Teil des Čerenkovspektrums, welches zu kleinen Wellenlängen mit  $1/\lambda^2$  ansteigt (siehe Abb. 2.4).
- Die Rauschrate pro sensitiver Oberfläche ist sehr klein. Daraus folgt, daß Koinzidenzbedingungen, wie sie entlang einem Čerenkovring gefordert werden, sehr restriktiv die Rate von zufälligen Koinzidenzen eindämmen.
- Der Photomultiplier ist der beste verfügbare lineare Verstärker. Verstärkungsfaktoren von  $1 \cdot 10^3$  bis  $1 \cdot 10^8$  sind im Pulsbetrieb ohne Sättigungseffekte und Linearitätsverluste zu erreichen. Schon einzelne Photonen können Ladungspulse erzeugen, die ohne Vorverstärker mit gewöhnlicher Datenaufnahmeelektronik bequem registrierbar sind (Pulshöhen bis zu einigen 100mV).
- Große sensitive Photokathoden sind in Massenfertigung auf speziellen Produktionsstraßen herstellbar, so daß in entsprechenden Detektoren große Oberflächen sensitiv instrumentiert werden können.
- Photomultiplier können auf sehr schnelle Ansprechzeit und beste Zeitauflösungen optimiert werden. Daraus resultieren kleine Detektortotzeiten und hervorragende Möglichkeiten der Ereignisrekonstruktion.

In diesem Kapitel sollen der Aufbau, die Funktionsweise und die Charakteristika der getesteten 8-inch Photomultiplier vorgestellt werden. Dabei werden speziell jene Röhreneigenschaften hervorgehoben, die sich unmittelbar auf die Qualitäten eines großvolumigen Čerenkovdetektors (wie Nachweiseffizienz und Detektoraufösungen siehe Kapitel 2.4) auswirken.

### 3.1 Aufbau der 8-inch-Röhren

Die beiden Teströhren EMI 9353 und HAMAMATSU R5912 haben eine hemisphärische Photokathode. Diese hat den Zweck, daß die Photomultiplier große Detektorvolumina im gesamten Halbraum mit gleicher Sensitivität und ohne richtungsabhängige Reflexionsverluste beobachten können. Durch die kugelsymmetrische Krümmung der Photokathode werden die Trajektorienlängen der Photoelektronen zur ersten Dynode nahezu gleich lang, was zu einer Minimierung der Laufzeitunterschiede und zur erheblichen Verbesserung der damit verbundenen Zeitauflösung führt (siehe Abschnitt 3.2.6). Die Abbildung 3.1 zeigt den schematischen Aufbau eines 8-inch großen hemisphärischen Photomultipliers.

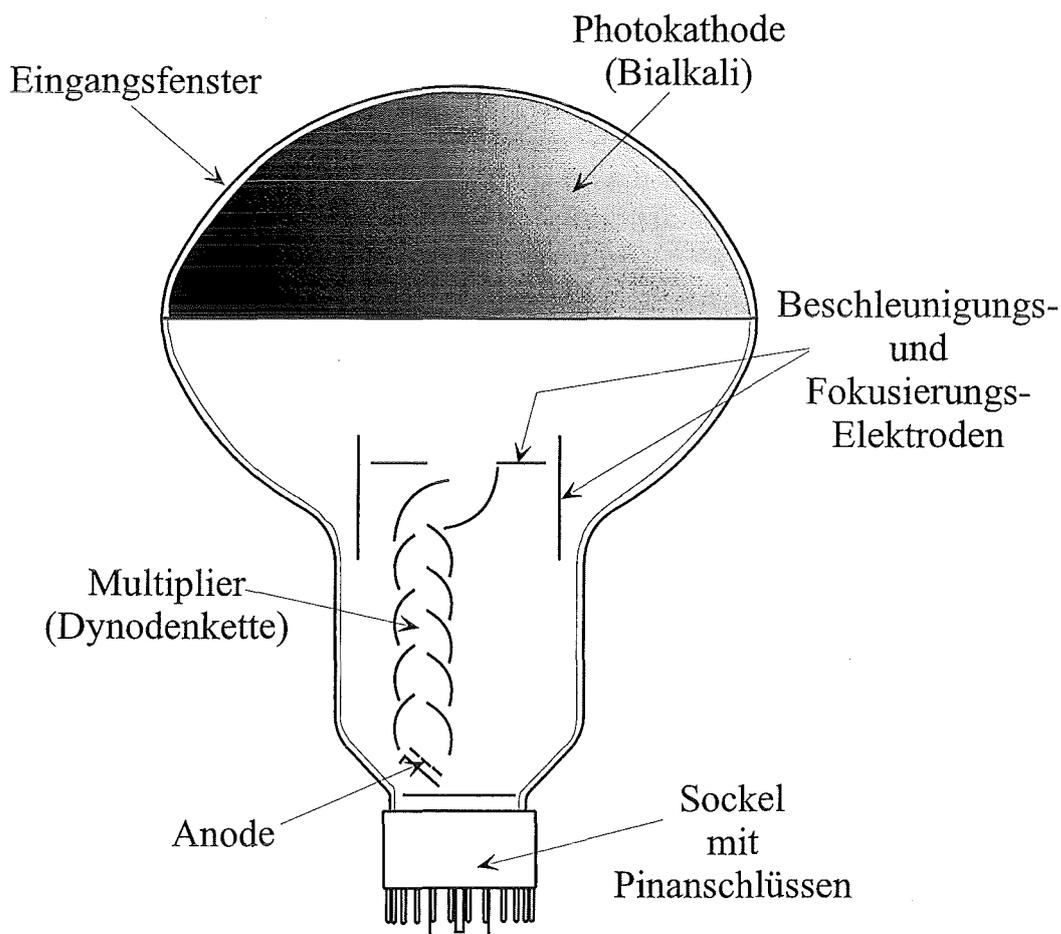


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau eines 8-inch, hemisphärischen Photomultipliers

## Glasröhre und Kathodeneingangsfenster

Die Glasröhre und das Fenster der Photokathode bestehen aus Borosilikatglas. Der Brechungsindex von Borosilikatglas ist  $n(\lambda = 550 \text{ nm}) = 1,48$  [Val83]. Zur Unterdrückung des Rauschens wird spezielles Glas verwendet, welches sich durch eine erhebliche Reduktion natürlich vorkommender Isotope, vorwiegend  $^{40}\text{K}$  auszeichnet. Die Reduktionsfaktoren für Isotope sind in der Größenordnung von 200 [EMI93]. Borosilikatglas wird für Wellenlängen kleiner als  $300 \text{ nm}$  (10 % Transmission) undurchsichtig. Weiterhin hat Borosilikatglas den gleichen Wärmeausdehnungskoeffizienten wie die Kupferlegierung der PIN-Anschlüsse, was mechanische Spannungen zwischen dem evakuierten Glaskörper und den Elektronikanschlüssen im Außenraum minimiert. Der Durchgang der PIN-Anschlüsse ins Vakuum der Röhre gilt als die mechanisch kritischste Stelle der Röhre.

## Photokathode (Bialkali)

Die Photokathode besteht aus einem Halbleiter der Gruppe der Alkaliantimonide. Das Basismaterial ist dabei Selen, in welchem zwei Komponenten von Alkalimetallen gebunden sind. Die Austrittsarbeit für die Produktion von freien Photoelektronen kann in einem solchen Verband bis herab zu  $1,8 \text{ eV}$  bis  $2 \text{ eV}$  gesenkt werden. Bialkaliphotokathoden bestehen meist aus Sb-Rb-Cs oder Sb-K-Cs. Sie haben im Wellenlängenbereich zwischen  $300 \text{ nm}$  und  $600 \text{ nm}$  die bislang höchst erreichten Quanteneffizienzen (bis zu 30 %) und passen sich somit sehr gut an die spektrale Abschwächlänge von Wasser an (siehe Abb. 2.4). Vorteile von Bialkalikathoden gegenüber anderen Kathodenzusammensetzungen sind die bessere Sensitivität im blauen Spektralbereich gegenüber Monoalkali (z.B. Sb-Cs) sowie die erheblich kleinere Dunkelrauschrate durch thermische Emission gegenüber Trialkalikathoden (z.B. Sb-Na-K-Cs) [Kno89],[Hama94]. Der Nachteil der Bialkalikathode ist der große elektrische Widerstand, so daß sie nur zur Detektion kleiner Lichtintensitäten verwendet werden kann. Der Strom in der Photokathode muß auf wenige Picoampere beschränkt bleiben, damit die Röhre nicht erhebliche Linearitätseinbrüche der Verstärkung erleidet [Hama94].

## Dynoden

Die Dynodenstruktur der 8-inch-Röhren ist *linear fokussierend*. Diese Struktur hat gegenüber allen anderen Dynodendesigns wie *Venetian-Blind* oder *Box and Grid* [Bur89] [Hama94] [Phi94] den Vorteil schnellster Ansprechzeit und bester Zeitauflösung. Zur Erhöhung der Kollektionefficiency<sup>1</sup> sind die ersten beiden Dynoden in ihren Ausmaßen etwas größer gestaltet. Die elektrischen Felder zwischen den Dynoden sind aufgrund ihrer speziellen Geometrie so geformt, daß die Sekundärelektronen auf ihrem Weg durch die Dynodenkette im Schnitt gleiche Gesamtwege zurücklegen [Phi71]. Die Dynoden bestehen aus Nickel, Edelstahl oder Kupfer-Beryllium-Legierungen, welchen ein Sekundäremitter aufgedampft ist. Diese Dynodenbeschichtung besteht meistens, ähnlich wie die photoemittierenden Schichten der Photokathode, aus Alkaliantimoniden. Bei der EMI 9353 handelt

<sup>1</sup>Die Dynodenstrukturen *Venetian-Blind* oder *Box and Grid* haben gegenüber der linearfokussierenden Dynodenkette den Vorteil einer nahezu 100 %igen Kollektionefficiency

es sich dabei um  $SbCs_3$ <sup>2</sup>. Der Sekundäremissionskoeffizient liegt für charakteristische Spannungen an den Dynoden (80 V bis 150 V) zwischen  $\delta \approx 3$  und  $\delta \approx 6$  [EMI93].

## 3.2 Fundamentale Charakteristiken

### 3.2.1 Sensitivitätseigenschaften

Die Bialkaliphotokathode hat einen Sensitivitätsbereich vom ultravioletten, über das sichtbare, bis ins nahe infrarote Spektrum der elektromagnetischen Strahlung. Begrenzt wird die Sensitivität für kleine Wellenlängen durch den endlichen Transmissionskoeffizienten des Borosilikatglases des Kathodeneingangsfensters (10 % bei  $\lambda = 300 \text{ nm}$ ). Für große Wellenlängen wird die Sensitivität beschränkt durch die Elektronaustrittsarbeit des Photoeffekts. Die Elektronaustrittsarbeit für Bialkalikathoden liegt in der Größenordnung von 1,8 eV bis 2,0 eV, was Wellenlängen von  $\lambda = 800 \text{ nm}$  bis  $\lambda = 700 \text{ nm}$  entspricht. Die Sensitivität des Photomultipliers, im dazwischenliegenden Bereich, wird durch die Quantenefficiency  $QE(\lambda)$  beschrieben. Diese ist definiert als:

$$QE(\lambda) = \frac{\text{Zahl der Photoelektronen}}{\text{Zahl der einfall. Photonen}(\lambda)} \quad (3.1)$$

Die  $QE(\lambda)$  wird in Prozent angegeben und ist in den Datenblättern als Mittelwert einer isotrop beleuchteten Photokathode angegeben. Die Quantenefficiency kann aber stark vom Beleuchtungsort auf der Photokathode abhängen. Die Bialkali Photokathoden der 8-inch-Photomultiplier haben ihre maximale  $QE(\lambda)$  zwischen 25 % und 30 % bei  $\lambda = 390 \text{ nm}$ .

Die endliche Quantenefficiency in Halbleitern hat folgende grundlegenden Ursachen. Die Elektronen im Valenzband des Halbleiters nehmen die Energie der Photonen durch den Photoeffekt vollständig auf und werden in einer bestimmten Tiefe der Bialkalischiicht in das Leitungsband gehoben. Ausgehend von ihrem Entstehungsort müssen die Photoelektronen zur Vakuumbarriere diffundieren. Unmittelbar nach ihrer Erzeugung ist die Bewegung der Photoelektronen jedoch statistisch in alle Richtungen gleich verteilt. Dadurch gehen ungefähr 50 % [Kra] aller Photoelektronen verloren, indem sie die falsche Richtung, d.h. in die vakuumabgewandte Seite in größere Materialtiefen eindringen und somit absorbiert werden. Der Rest der Photoelektronen wandert in Richtung Vakuum der Röhreneingangsoptik. Auf diesem Weg erleiden die Photoelektronen Energieverluste durch Stöße mit dem Gitter des Bialkali Halbleiters über die Erzeugung von Phononen. Der Energieverlust beträgt ungefähr zwischen 0,005 eV und 0,05 eV [Spi58] pro erzeugtem Phonon bei einer mittleren freien Weglänge von 2,5 nm bis 5,0 nm [Bur89]. Stöße mit freien Elektronen sind in Halbleitern durch die geringe Besetzungsdichte von Leitungselektronen im Leitungsband stark unterdrückt [Leo87], wodurch die relativ große Erzeugungstiefe von Photoelektronen von bis zu 100 nm im Halbleiter zu erreichen ist [Bur89]. Energieverluste durch Elektron-Loch-Paarbildung über die Anregung neuer Elektronen aus dem Valenzband beginnt erst mit Energien der Photoelektronen größer 4 eV [Spi58], welche aber durch Photonen erst gar nicht entstehen, da das Kathodenglas für ultraviolette Strahlung undurchsichtig ist. Wenn die Photoelektronen schließlich die Vakuumbarriere erreicht haben, so werden diese

<sup>2</sup>Bei der HAMAMATSU R5912 ist das Material der Dynodenbeschichtung unbekannt

nur ins Vakuum emittiert, wenn ihre bis dahin übriggebliebene kinetische Energie größer ist als die Elektronenaffinität, welche den Unterschied zwischen der Lage des Vakuums und der oberen Kante der Bandlücke beschreibt. Die Zahl der tatsächlich ins Vakuum emittierten Photoelektronen liegt durch die beschriebenen Effekte bei Bialkalihalbleitern maximal zwischen 10 % und 30 %. Die Energieschwelle für die Produktion freier Photoelektronen (Bandlücke  $E^g$  plus Elektronenaffinität  $E^A$ ) liegt in gewöhnlichen Bialkalihalbleitern bei ungefähr  $2,0 \text{ eV}$ , was einer Photonwellenlänge von ungefähr  $650 \text{ nm}$  entspricht.

In den Datenblättern wird oft anstatt der Quantenefficiency die spektrale Sensitivität  $S_K(\lambda)$  angegeben. Diese ist definiert über den Quotienten aus dem Strom  $I_K$  in der Photokathode pro einfallender Strahlungsleistung  $P(\lambda)$  der Photonen:

$$S_K(\lambda) = \frac{I_K}{P(\lambda)} \quad (3.2)$$

Mit diesen, dem Experiment leichter zugänglichen, Meßgrößen Kathodenstrom und Strahlungsleistung einer kalibrierten Lichtquelle kann die Quantenefficiency  $QE(\lambda)$  eines Photomultipliers gemessen werden. Die Quantenefficiency  $QE$  hängt zusammen mit der spektralen Sensitivität  $S_K$  über:

$$\begin{aligned} S_K(\lambda) &= \frac{I_K}{P(\lambda)} = \frac{Q/t}{N_{Ph} \cdot h\nu/t} \\ &= \frac{e}{h\nu} \cdot \frac{N_{Ph.e^-}}{N_{Photon}} \\ \stackrel{(3.1)}{\implies} S_K(\lambda) &= \frac{e\lambda}{hc} \cdot QE(\lambda) \end{aligned}$$

Daraus folgt:

$$QE(\lambda) = \frac{hc}{e} \cdot \frac{S_K(\lambda)}{\lambda} \quad (3.3)$$

Dabei ist  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum,  $\nu$  die Frequenz der Photonen,  $e$  die Elementarladung und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit.

### 3.2.2 Kollektionefficiency

Die Quantennachweiswahrscheinlichkeit  $\eta(\lambda)$ , welche im letzten Abschnitt vorgestellt wurde, ist die charakteristische Größe der Photokathode. Für die Beschreibung der Effizienz eines Photomultipliers ist sie allerdings, für sich genommen, eine unbrauchbare und nicht meßbare Größe. Nicht alle an der Photokathode erzeugten Sekundärelektronen gelangen auf die erste Dynode, sodaß nicht jedes Photoelektron in ein Anodensignal konvertiert wird. Der Überföhrungsfaktor zwischen der Anzahl der an der Photokathode befreiten und der tatsächlichen Anzahl der die erste Dynode treffenden Photoelektronen wird definiert durch die Kollektionefficiency  $\alpha(\lambda)$ :

$$\alpha(\lambda) = \frac{\text{Photo-}e^- \text{ auf Dynode 1}}{\text{Photo-}e^- \text{ der Photokathode}} \quad (3.4)$$

Die Kollektionefficiency bildet zusammen mit der Quantenefficiency den meßbaren Röhrenparameter der *effektiven Quantenausbeute*  $\eta(\lambda)'$ :

$$\eta(\lambda)' = \alpha(\lambda)\eta(\lambda) \quad (3.5)$$

Um die Kollektionefficiency möglichst maximal zu gestalten, wird das elektrooptische Eingangssystem so konstruiert, daß spezielle Fokussierelektroden elektrische Felder erzeugen, welche möglichst alle Photoelektronen auf bestimmte Trajektorien zur ersten Dynode zwingen. Weiterhin sollen die  $\vec{E}$  - *Felder* die Photoelektronen auf das Zentrum der ersten Dynode fokussieren um geometrieabhängige Laufzeitunterschiede durch die endliche Dynodengeometrie zu minimieren (siehe Kapitel 3.2.6). Die Kollektionefficiency ist abhängig von der Wellenlänge der einfallenden Photonen, da die Anfangsenergien der Photoelektronen von der Energie der Signalphotonen abhängt. Photoelektronen, welche die Photokathode nicht senkrecht mit intrinsischen Anfangsgeschwindigkeiten verlassen, lassen sich schlechter auf der ersten Dynode sammeln, als solche ohne Anfangsgeschwindigkeit. Dies gilt insbesondere für Photomultiplier mit großen Photokathoden und einem großen elektrooptischen Eingangssystem. Für angemessene Spannungen zwischen der Kathode und Dynode 1 sollte die Kollektionefficiency jedoch immer größer als 80 % sein [Phi94]. Trotzdem muß  $\eta(\lambda)'$  durch die Einstellung entsprechender Spannungen an den Fokussierelektroden optimiert werden. Ein Vorschlag für entsprechende Optimierungsversuche durch eine einfache Zählratenanalyse ist im Anhang C.1 zu finden.

### 3.2.3 Verstärkung

Die Verstärkung  $G$  eines Photomultipliers setzt sich zusammen aus der sukzessiven Sekundäremission der aufeinanderfolgenden Dynodenstufen. Sie ist somit gegeben durch das Produkt:

$$G = \prod_{i=1}^n g_i \quad \text{mit} \quad g_i = \eta_i \delta_i \quad (3.6)$$

Dabei ist  $n$  die Anzahl der Dynoden,  $g_i$  die Verstärkung,  $\delta_i$  der Sekundäremissionskoeffizient und  $\eta_i$  die Kollektionefficiency der  $i$  - *ten* Dynode. Die Verstärkung  $g_i$  der  $i$  - *ten* Dynode hängt von der Spannung  $V_i$  zwischen den Dynoden  $D_i$  und  $D_{i-1}$  über ein einfaches Potenzgesetz zusammen:

$$g_i = k_i V_i^\alpha \quad (3.7)$$

Darin ist  $k_i$  eine materialspezifische Konstante, der Exponent  $\alpha$  bewegt sich zwischen 0,6 und 0,8 [Phi94] (siehe auch Messungen in Kapitel 6.4).  $V_i$  ist der Teil der Gesamthochspannung  $V_{tot}$ , welcher vom Spannungsteiler der Dynodenstufe zugeteilt wird

$$V_i = k_i' V_{tot} \quad (3.8)$$

Daraus folgt für die Gesamtverstärkung des Multipliers unter der Annahme gleicher Dynodeneigenschaften:

$$G = \prod_{i=1}^n k_i (k_i')^\alpha V_i^\alpha = K \cdot V_{tot}^{n\alpha} \quad (3.9)$$

$K$  ist eine dynodenspezifische Konstante und hängt von der Spannung an den Dynoden ab. Daraus folgt, daß die Gain eines Photomultipliers über ein Potenzgesetz von der Gesamtspannung  $V_{tot}$  abhängt. Der Exponent ergibt sich dann je nach Anzahl der Dynodenstufen ( $n=12$  bei der EMI 9353 und  $n=10$  bei der HAMAMATSU R5912) unter Einbeziehung der funktionalen Abhängigkeit der Dynodengain (Gleichung 3.7) von  $\alpha$  wie oben angegeben, zu  $n\alpha$  zwischen 6 und 10.

### 3.2.4 Fluktuationen der Verstärkung und Single-Electron-Resolution

Die Verstärkung eines Photomultipliers wird nach Gleichung 3.6 beschrieben durch das Produkt der Sekundäremissionskoeffizienten  $\delta_i$  der Dynoden. Die Sekundäremission, das heißt die Anzahl der Sekundärelektronen pro einfallendem Primärelektron der Einzeldynode, ist durch ihren physikalischen Ursprung statistischen Schwankungen unterworfen. Somit ist die Gain selbst ein statistischer Prozeß. Die Signalhöhen der Anodenpulse, bzw. ihre Ladungen bilden daher ein ganzes Energiespektrum. Beleuchtet man die Photokathode derart schwach, daß nur einzelne Photonen die Photokathode treffen, und zwar in einem zeitlichen Abstand, der größer ist als die Zeit zur Ladungsintegration des Anodensignals, so erhält man das Single-Photon-Spektrum. Daraus kann man die Energieauflösung

$$\frac{\Delta E_{SPh}}{E_{SPh}} = \frac{\sigma_{SPh}}{\mu_{SPh} - Ped.} \quad (3.10)$$

für den Nachweis von Einzelphotonen bestimmen. Dabei bedeutet  $\sigma$  die Standardabweichung und  $\mu_{SPh}$  den Erwartungswert der Verteilung im Spektrum, wobei Ped. das Pedestal im Pulshöhenspektrum (kein Energieeintrag) darstellt. Die Verteilung der Anodenpulse wird beschrieben durch die Größe der relativen Varianz

$$v_A = \frac{\sigma_A}{\bar{A}} \quad (3.11)$$

$\sigma_A$  ist die Standardabweichung,  $\bar{A}$  der Mittelwert der Verteilung. Nimmt man für alle Sekundäremissionskoeffizienten der Dynoden eine Poissonverteilung mit  $v_{\delta_i}^2 = 1/\bar{\delta}_i$  an, so erhält man für  $v_A$  in Abhängigkeit der  $\delta_i$  folgende Gleichung:

$$v_A^2 = \frac{1}{\bar{\delta}_1} + \frac{1}{\bar{\delta}_1 \bar{\delta}_2} + \frac{1}{\bar{\delta}_1 \bar{\delta}_2 \bar{\delta}_3} + \dots + \frac{1}{\bar{\delta}_1 \bar{\delta}_2 \bar{\delta}_3 \dots \bar{\delta}_n} \quad (3.12)$$

Im Weiteren sollen Verluste von Sekundärelektronen im Multiplier vernachlässigt werden.<sup>3</sup>

Geht man vom gleichen Sekundäremissionskoeffizienten für alle Dynoden aus, also  $\bar{\delta}_1 = \bar{\delta}_2 = \dots = \bar{\delta}_n = \bar{\delta}$ , so erhält die Varianz der Anodenpulse zu [Gro94]

$$v_A^2(\bar{\delta}) = \frac{1}{\bar{\delta} - 1} \quad (3.13)$$

Ein typischer Wert für  $\bar{\delta}$  ist  $\bar{\delta} = 4$ . In der Realität sind aber die Sekundäremissionskoeffizienten der ersten beiden Dynoden höher als jene des Restmultipliers. Unter Einbeziehung von verschiedenen  $\bar{\delta}_1$  und  $\bar{\delta}_2$ , wird die Gleichung 3.13 ersetzt durch die Gleichungen:

<sup>3</sup>Das entspricht einer Kollektioneffizienz des Multipliers von  $\alpha = 1$

$$v_A^2(\bar{\delta}_1) = \frac{1}{\bar{\delta}_1} \frac{\bar{\delta}}{\bar{\delta} - 1} \quad (3.14)$$

und

$$v_A^2(\bar{\delta}_2) = \frac{1}{\bar{\delta}} + \frac{1}{\bar{\delta}_2} \frac{1}{\bar{\delta} - 1} \quad (3.15)$$

Abbildung 3.2 zeigt den Verlauf der Varianzen in Abhängigkeit von  $\bar{\delta}$ ,  $\bar{\delta}_1$  und  $\bar{\delta}_2$  (Gleichungen 3.13, 3.14, 3.15). In diesem Schaubild ist zu erkennen, daß zu einer Verbesserung

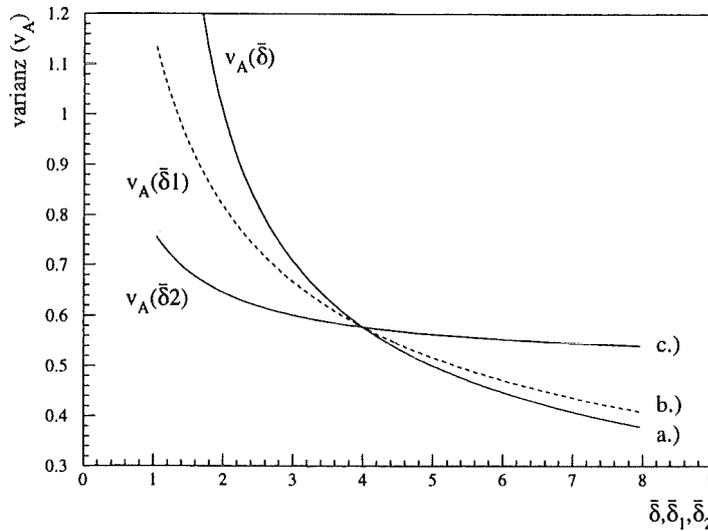


Abbildung 3.2: Abhängigkeit der Varianz  $v_A$  von verschiedenen Sekundäremissionskoeffizienten  $\bar{\delta}$ ,  $\bar{\delta}_1$  und  $\bar{\delta}_2$

von  $v_A$  von z.B. 50 % der mittlere Sekundäremissionskoeffizient  $\bar{\delta}$  (Kurve a. Gleichung 3.13) um ungefähr den Faktor 3 erhöht werden müßte. Dazu bräuchte man jedoch nach Gleichung 3.7 eine Spannung an der Dynodenkette  $U(D1 - A)$ , die mindestens um den gleichen Faktor erhöht (z.B. von  $U(D1 - A) = 1000 V$  auf  $U(D1 - A) = 3000 V$ ) werden müßte, was aber weit über die zulässigen Maximalgrenzen hinausginge und somit technisch unrealisierbar ist. Dagegen zeigt die Kurve b.) (siehe Gleichung 3.14) die Verbesserung der Varianz  $v_A$  in Abhängigkeit des Sekundäremissionskoeffizienten  $\bar{\delta}_1$  der ersten Dynode. Der Sekundäremissionskoeffizient der restlichen Multipliyerdynoden ist bei dieser Betrachtung mit einem festen, charakteristischen Wert als  $\bar{\delta} = 4$  angenommen. Die Verstärkung  $\bar{\delta}_1$  der ersten Dynode ist durch Erhöhung der Spannung an der Eingangsoptik  $U(K - D1)$  leicht um den Faktor zwei bis drei zu verbessern [EMI93], wodurch die Varianz  $v_A$  um 30 % bis 50 % verbessert werden kann. Dagegen ist mit der Erhöhung von  $\bar{\delta}_2$  (Kurve c., Gleichung 3.15) kaum eine Verbesserung der Varianz der Anodenpulse zu erreichen. Auch hier ist  $\bar{\delta} = 4$  als konstant angenommen. Das heißt, der Einfluß der Verstärkung der zweiten Dynode spielt als Effekt zweiter Ordnung bei der Energieauflösung der Photomultiplier nur eine untergeordnete Rolle. Die Optimierungsversuche zur Single-Electron-Resolution,

die in Kapitel 5.2 vorgestellt werden, beziehen sich also in erster Linie auf die Optimierung der Spannung an der Eingangsoptik zwischen Kathode und Dynode1. Der dargelegte Sachverhalt läßt sich auch nachvollziehen, wenn man bedenkt, daß die Anzahl der Photoelektronen an der ersten Dynode den kleinsten Wert im Gesamtsystem annimmt. Deshalb sind hier die statistischen Fluktuationen am größten.

Liegt die Single-Electron-Auflösung fest, so ergibt sich die Energieauflösung des Photomultipliers bei Vielphotonereignissen zu:

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{N_{Ph}}^2 = v_{N_{Ph}}^2 - \frac{1}{N_{Ph}} + \frac{v_a^2 + 1}{N_{Ph}\bar{\eta}} \quad (3.16)$$

Dabei ist  $\bar{\eta}$  die mittlere Quantenefficiency der Photokathode und  $N_{Ph}$  die Zahl der Photonen, die pro Lichtpuls die Photokathode treffen. Nimmt man an, daß die Zahl der Photonen  $N_{Ph}$  eines Lichtpulses mit einer Poissonverteilung der relativen Varianz  $v_{N_{Ph}}^2 = 1/N_{Ph}$  verteilt ist, so erhält man eine Energieauflösung [Gro94]:

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{N_{Ph}}^2 = \frac{1}{N_{Ph}\bar{\eta}} + \frac{v_a^2}{N_{Ph}\bar{\eta}} \quad (3.17)$$

Dies ist die grundlegende Abhängigkeit der Energieauflösung eines Photomultipliers, von der Anzahl Photonen (das bekannte Wurzelgesetz).

### 3.2.5 Peak/Valley-Verhältnis und Dunkelrauschen

Mit einem Sekundäremissionskoeffizienten der ersten Dynode von mindesten 6 bis 8 bildet sich im Single-Electron-Spektrum eines Photomultipliers ein sogenannter SE-Peak, der sich deutlich von niederenergetischen Signalanteilen abhebt. Die Ursachen dieser niederenergetischen Anodenpulse sollen in diesem Abschnitt geklärt werden. Zwischen Single-Electron-Peak und niederenergetischen Signaleingängen liegt ein Zählratenminimum, welches als Valley bezeichnet wird (siehe Abb. 3.3). Der Quotient aus Ereigniszahl im Single-Electron-Peak und im Valley bildet den wichtigen Röhrenparameter des Peak zu Valley Verhältnisses (P/V), der meist in den Datenblättern angegeben wird. Für  $\delta_1 \geq 12$  der ersten Dynode wird dieses P/V größer als 2. Dadurch wird es möglich die Energieauflösung des Photomultiplier im Single-Photon-Betrieb, die sogenannte Single-Electron-Resolution (SER), zu bestimmen. Ferner lässt sich dann die Photomultiplier-Gain über den ADC-Kanal des Peakhauptwerts im Pulshöhenspektrum ermitteln. Weiterhin zeigen sich im P/V-Verhältnis quantitativ die Fokussierungseigenschaften des elektrooptischen Eingangssystems. Diese Tatsache wird in Kapitel 5.6, bei der Untersuchung der Wellenlängenabhängigkeit der Energie- und Zeitauflösung verdeutlicht. Zu beobachten ist jedoch, daß dieser wichtige Röhrenparameter in der Literatur und in den Datenblättern oft angegeben wird, ohne die spezifischen Meßbedingungen zu nennen, unter welchen er ermittelt wurde. Das P/V-Verhältnis hängt wesentlich davon ab, mit welcher Gatelänge am ADC die Signale aufgenommen werden. Die Gatelänge bestimmt die Anzahl der zufällige Koinzidenzen des Photomultiplerrauschens in dem Zeitfenster der Datenaufnahme. Je nach Gatelänge kann das P/V-Verhältnis jeden beliebigen Wert, zwischen dem im reinen Rauschspektrum (Dark-Noise-Spektrum) und dem im reinen Signalspektrum, annehmen. Ohne Angabe der

Signalgatelänge wird das P/V-Verhältnis also zu einer wenig aussagefähigen Zahl, die keinerlei Qualitätsmerkmal über die Photomultiplier enthält. Deshalb sollte als Definition der Meßbedingung zur Bestimmung des P/V-Verhältnisses folgende Forderung erfüllt sein:

$$\frac{N_{\text{darknoise}}}{N_{\text{signal}}} \ll 1 \quad (3.18)$$

Zur Illustration zeigt die Abbildung 3.3 jeweils das reine Rauschspektrum und das entsprechende Signalspektrum (ohne Rauscheinträge) der EMI 9353 in der Abb. a.) und b.) und der HAMAMATSU R5912 in der Abb. c.) und d.). Die Rauschspektren wurden mit einem

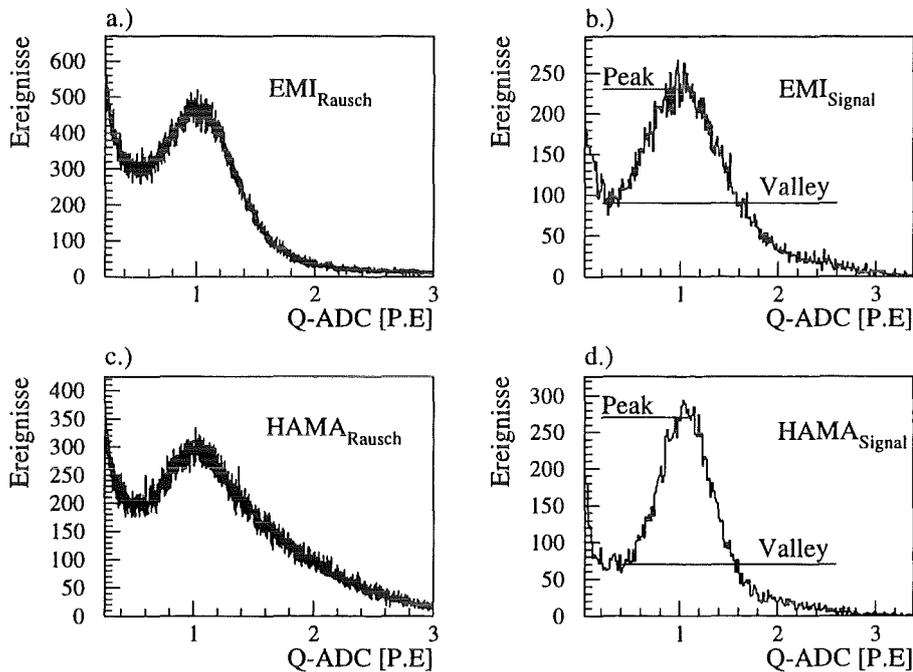


Abbildung 3.3: Das Rausch- und Signalspektrum der EMI 9353 Abbildung a.) P/V(Rausch)=1,6 und b.) P/V(Signal)=2,5 und der HAMAMATSU R5912, Abbildung c.) P/V(Rausch)=1,5 und d.) P/V(Signal)=3,4

Vielkanalanalysator gemessen, die Signalspektren mit dem Meßaufbau der Abbildung 5.1 aus Kapitel 5.1. Eine ADC-Gatelänge von  $50 \text{ ns}$  führt dazu, daß in den Signalspektren von den ungefähr 40000 Signaleinträgen, aufgrund der geringen Rauschraten der Teströhren von 2000 bis 4000  $\text{Hz}$ , nur 10 bis 20 zufällige Rauschpulse eingegangen sind, wodurch die Bedingung 3.18 mit ungefähr  $5 \cdot 10^{-3}$  mehr als erfüllt wird. Die niederenergetischen Signaleinträge im Single-Photon-Spektrum sind also nicht, wie oft fälschlicherweise angenommen wird, vom Rauschen der Photomultiplier verursacht, sondern wirklich durch Signale konvertierter Einzelphotonen. Diese werden erzeugt durch Photoelektronen, welche durch eine schlechte Startposition z.B. von Randbereichen oder unter ungünstigen Startwinkeln die Photokathode verlassen und somit nur schlecht auf das Zentrum der ersten Dynode fokussiert werden. Treffen die Photoelektronen die erste Dynode nur auf deren Randbereich, so besitzen die dort entstehenden Sekundärelektronen ungünstige Startpositionen

bezüglich der zweiten Dynode. Dadurch werden auf der zweiten Dynode nur noch ein Teil der Sekundärelektronen aufgefangen. Somit entstehen beliebige Signalhöhen in diskreten Abständen von

$$\Delta E_{Signal} = \frac{1}{\delta_1} \cdot E_{Mean}(SP) \quad (3.19)$$

Die Verschmierung des Signalspektrums zwischen diesen Abständen entsteht durch die gleichen Prozesse der unzureichenden Sammlung von Sekundärelektronen, nur diesmal im Dynodensystem selbst.

Obwohl die Rauschspektren (Abb. 3.3 a.) und c.) den Signalspektren sehr ähnlich sind, ist ihre Entstehung völlig unterschiedlich. Die Rauschsignale entstehen vorwiegend durch thermische Emission von Elektronen aus der Photokathode und der Dynodenbeschichtung, deren Materialien, meist Alkaliantimonide, aufgrund ihrer geringen Elektronenaustrittsarbeit auch eine entsprechend hohe Emissionsrate an thermischen Elektronen haben. Quantitativ wird die thermische Emission beschrieben durch das Richardson'sche Gesetz:

$$J = AT^2 e^{-\frac{W_{th}}{k_B T}} \quad (3.20)$$

Dabei ist  $J$  die Stromdichte,  $A$  eine materialspezifische Konstante,  $T$  die absolute Temperatur in Kelvin und  $k_B$  die Boltzmannkonstante. Der Term  $W_{th}$  ist die thermische Austrittsarbeit. Bei Halbleitermaterialien, wie die Photokathode, ist die thermische Austrittsarbeit geringer als die Schwelle der Photoemission, welche bei photoemittierenden Bialkalihalbleitern zwischen 1–2 eV liegt. Je geringer also die Austrittsarbeit  $W_{A,therm}$ , desto größer ist die Rate der thermisch ins Vakuum emittierten Elektronen. Bei Raumtemperatur emittieren gewöhnliche Bialkalihalbleiter, deren sensitives Maximum im spektralen Bereich zwischen 300 nm und 500 nm liegt, zwischen 10 und 1000  $e^-/cm^2 \cdot s$ . Die Rauschsignale im Single-Electron-Peak, verursacht durch thermisches Rauschen, sind von den durch Photonen verursachten Signalpulsen, ununterscheidbar (beide basieren auf der gleichen physikalischen Ursache, der Emission eines Elektrons von der Photokathode).

### 3.2.6 Zeitauflösung

Die bei weitem wichtigste Eigenschaft der Photomultiplier im Čerenkovdetektor ist eine gute Zeitauflösung. Alle wichtigen Detektoreigenschaften wie Richtungs-, Zeit- und Ortsauflösung werden primär aus der Zeitinformation der angesprochenen Photomultiplier entlang des Čerenkovrings oder isotroper Photonen der Szintillation rekonstruiert. Deshalb sollen die Ursachen begrenzender Faktoren für die Zeitauflösung der Photomultiplier im folgenden analysiert werden. Aus diesen Erkenntnissen sollen Maßnahmen herausgestellt werden, welche zur Verminderung des Zeitjitters beitragen können. Zur Begriffsklärung der Ursachen der Zeitauflösung sollen folgende Vereinbarungen getroffen werden. Zeitdifferenzen der Photo- oder Sekundärelektronen, die durch geometrische Abweichungen entstehen, werden Transitzeitdifferenzen (transit time-difference) genannt, solche die energie- und somit geschwindigkeitsabhängig sind, bezeichnet man als Transitzeitunschärfe (transit time-spread). Die Zeitauflösung des gesamten Photomultipliers wird als Zeitjitter (timejitter) definiert.

Wie in den vorigen Abschnitten erläutert, muß im Čerenkov-Detektor mit dem Nachweis von Einzelphotonen gerechnet werden. Deshalb beschränkt sich die Analyse der Zeitauflösung auf den Fall des Single-Photon-Betriebs der Röhren, welcher dadurch hergestellt wird, daß  $\delta$ -förmige Lichtpulse (Einzelphotonen) zeitlich getrennt ( $\Delta t_{Ph-Ph} \gg \text{Anodenpulsdauer}$ ) auf die Kathode treffen. Die Betrachtung hat also nichts mit der statistischen Abhängigkeit der Zeitauflösung mit dem  $1/\sqrt{N_{Ph}}$ -Gesetz [Gem88] zu tun<sup>4</sup>. Eine Untersuchung dieser Abhängigkeit für geringe Lichtmengen bis zu ein paar Photonen, findet man im Kapitel 5.7. Die Zeitauflösung der Photomultiplier im Single-Photon-Betrieb ist also nach der oben erwähnten Wurzelabhängigkeit immer am schlechtesten und bildet somit einen guten Maßstab und eine definierte Vergleichsmöglichkeit für die Teströhren der Photomultipliertests.

Die Transitzeitdifferenzen und die Transitzeitunschärfe sind durch die komplexe dreidimensionale Struktur der Eingangsoptik und der Dynodenstruktur des Photomultipliers stark miteinander korreliert. Trotzdem empfiehlt es sich, diese getrennt zu betrachten. Insgesamt hängt der Zeitjitter von folgenden Faktoren ab:

- Laufzeitunterschiede der Photoelektronen zwischen Kathode und erster Dynode.
- Laufzeitunterschiede der Sekundärelektronen im Multipliersystem.
- Vom Sekundäremissionskoeffizienten der Dynoden  $\delta$  sowie deren Varianzen  $\nu_g$ .

Insgesamt kann die Breite der Verteilung der Photomultiplier-Ansprechzeiten geschrieben werden zu [Gat59]:

$$\sigma_{gesamt}^2 = \sigma_{K-D1}^2 + \frac{\sigma_{D1-D2}^2}{g_1} (1 + \nu_{g1}) + \frac{\sigma_{D-D}^2}{g_1(g-1)} (1 + \nu_g) \quad (3.21)$$

Die Gleichung 3.21 zeigt, daß die Hauptbeiträge zur Zeitauflösung von der Eingangsoptik zwischen Kathode und erster Dynode und dem System Dynode1-Dynode2, herrühren.

### Eingangsoptik

Transitzeitdifferenzen durch die bauartbedingte Geometrie sind bei hemisphärischen Photomultipliern durch ihre Rotations- und Radialsymmetrie stark unterdrückt. Durch die endliche Dynodengeometrie der ersten Dynode sind trotzdem kleine Wegstreckendifferenzen, von 1 cm bis 2 cm für unterschiedliche Kathodenflächen zu erwarten. Die Abbildungen 3.6 b.) und d.) illustrieren diesen Sachverhalt. Die geometrischen Transitzeitdifferenzen werden beschrieben durch die Gleichung:

$$\Delta t_{geom} = \sqrt{\frac{m_e}{2eU(K-D1)}} \cdot \Delta L \quad (3.22)$$

Dabei ist  $U(K-D1)$  die Spannung an der Eingangsoptik,  $\Delta L$  die Wegstreckendifferenz der Photoelektronen der Masse  $m_e$  und der Ladung  $e$ . Die Abbildung 3.4 zeigt eine zweidimensionale Darstellung der zu erwartenden Differenzen der Transitzeit für die Geometrie eines

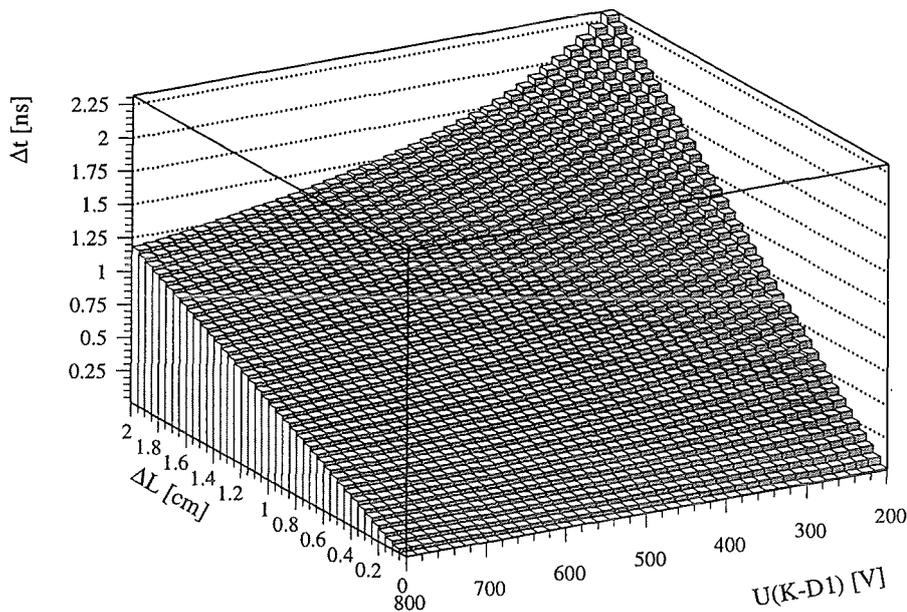


Abbildung 3.4: Geometrieabhängige Laufzeitunterschiede der Photoelektronen bei unterschiedlichen Spannungen in der Eingangsoptik

realen 8-inch Photomultipliern. Die X-Achse zeigt die endliche Dynodengeometrie zwischen  $0\text{ cm}$  und  $2\text{ cm}$ . Die Y-Achse zeigt reale Spannungen zwischen Kathode und erster Dynode zwischen  $200\text{ V}$  und  $800\text{ V}$ . Deutlich zu erkennen ist, daß der geometriebedingte Zeitjitter um den Bereich von  $1\text{ ns}$  liegt, was gerade im Bereich der Zeitauflösung der Photomultiplier laut Datenblatt liegt. Zur Minimierung der Geometrieeffekte sollte nach Gleichung 3.22 eine möglichst große Spannung zwischen  $U(K - D1)$  eingestellt werden. Weiterhin sollte eine Spannungsoptimierung an den Fokusselektroden vorgenommen werden, so daß möglichst alle Photoelektronen auf das Zentrum der Dynode abgebildet werden, was in Abbildung 3.6 b.) verdeutlicht ist. Limitiert werden die Optimierungsversuche durch den Einfluß magnetischer Felder (z.B. das Erdmagnetfeld mit  $500\text{ mG}$ ), welche die Elektrontrajektorien stark beeinträchtigen können. Die beste Zeitauflösung ist durch entsprechende Magnetfeldabschirmungen mit einer Weicheisenummantelung ( $\mu$ -Metall) der Röhren zu erreichen. Genaue Untersuchungen zu Möglichkeiten der Magnetfeldabschirmung müssen noch durchgeführt werden. Da das Gesichtsfeld der 8-inch-Photokathoden nicht eingeschränkt werden soll, kann eine Magnetfeldabschirmung durch eine  $\mu$ -Metallröhre maximal bis zum sensitiv bedampften Rand der Photomultiplier angebracht werden. Dies sollte aber auf jeden Fall durchgeführt werden, da somit das Erdmagnetfeld von dem problematisch zu fokussierenden Randbereich der Röhren weiter nach außen geschoben wird, was zu weit besseren Ergebnissen der Fokussierungs- und Kollektionseffizienz führen sollte [Alp95].

Der zweite Einfluß der Laufzeitdifferenzen in der Eingangsoptik kommt durch das Geschwindigkeitsspektrum der befreiten Photoelektronen, deren kinetische Energie zwischen  $0\text{ eV}$  und  $E_{kin(max)} = h\nu - \Phi$  (siehe Kapitel 5.6.3) liegt. Intrinsische Anfangsgeschwindig-

<sup>4</sup>Eine diesbezügliche Zusammenfassung findet man in [Gri86], oder [Bur89]

keiten der Photoelektronen senkrecht zur Photokathode verändern die Flugzeit aber nicht die Flugbahnkomponenten parallel zur Photokathode verändern die Trajektorie aber nicht die Flugzeit, vorausgesetzt man vernachlässigt die Dynodengeometrie. Diese Sachverhalte sind in Abbildung 3.6 illustriert. Vernachlässigt man die Dynodengeometrie nicht, werden die Flugzeiteffekte wieder durch die Gleichung 3.22 beschrieben. Senkrecht die Photokathode verlassende Elektronen, verursachen Transitzeitunschärfen nach der Gleichung:

$$\Delta t_{normal} = \sqrt{\frac{2m_e}{e^2}} \cdot \frac{\sqrt{E_{kin}} \cdot L(K - D1)}{U(K - D1)} \quad (3.23)$$

Dabei ist  $L$  und  $U(K - D1)$  der Abstand bzw. die Spannung zwischen Kathode und Dynode1,  $E_{kin}$  bedeutet die intrinsische Anfangsenergie der Photoelektronen nach dem Verlassen der Photokathode. Dieser Beitrag zum Zeitjitter sollte unabhängig vom Kathodenort sein. Die Abb. 3.5 zeigt die Flugzeitdifferenzen in Abhängigkeit von  $E_{kin}(v_{normal})$  und  $U[K - D1]$  wiederum für den realistischen Fall der 8-inch-Röhren. Die Werte für

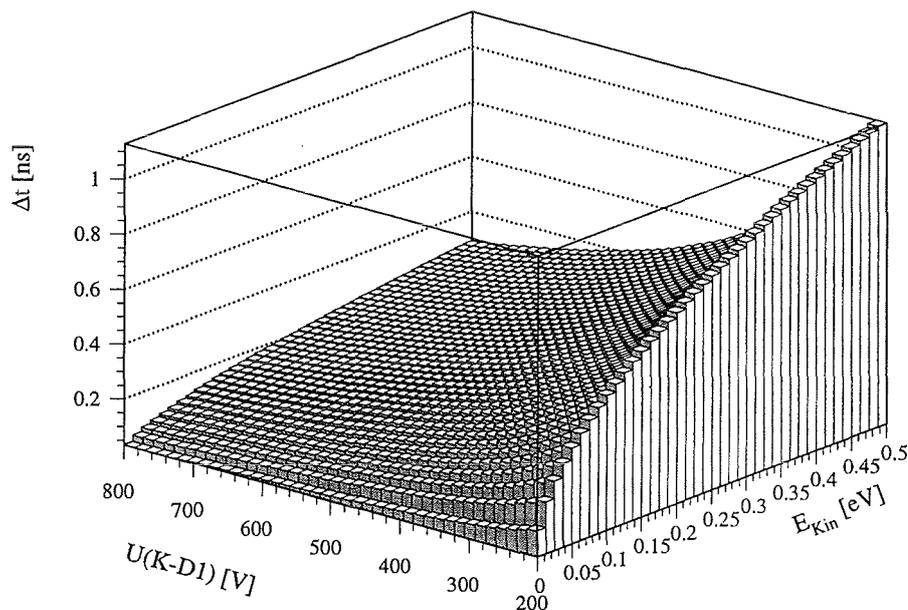


Abbildung 3.5: Geschwindigkeitsabhängige Laufzeitunterschiede der Photoelektronen bei unterschiedlichen Spannungen in der Eingangsoptik

$E_{kin}$  sind den Messungen der Elektronaustrittsarbeit in Kapitel 5.6.1 entnommen. Das Schaubild 3.5 zeigt, daß auch durch diesen Effekt Zeitunschärfen bis zu 1 ns entstehen, die somit wieder im Bereich der Gesamtzeitauflösung (siehe Datenblatt) liegen. Bemerkenswert erscheint, daß bei Photoelektronenergien von 0 eV bis 0,5 eV (die im Vergleich zu den Beschleunigungsspannungen nur wenige Promille ausmachen) derartig drastische Flugzeiteffekte auftreten. Hier kommt die große Eingangsoptik der Photomultiplier zum Tragen. Der Abstand von Kathode zur ersten Dynode mit  $L(K - D1) \approx 10 \text{ cm}$  geht linear in die Gleichung 3.23 ein. Es soll betont werden, daß beim Bau größerer Photomultiplier

der zuvor beschriebene Effekt ein grundsätzliches physikalisches Limit für die Begrenzung des Zeitjitters darstellt. Bei konventionellen Photomultipliern verschlechtert sich der Zeitjitter linear mit dem Abstand zwischen Photokathode und erster Dynode. Verlangt man einen Zeitjitter von  $\leq 1 \text{ ns}$ , so kann deshalb der Kathodendurchmesser nicht größer als 8-inch gewählt werden da die Energieunschärfen der Photoelektronen nicht zu vermeiden sind. Das Schaubild 3.5 zeigt die Jitterabhängigkeit für eine 8-inch Röhre. Der maximale Zeitjitter liegt gerade bei  $\approx 1 \text{ ns}$ , was bei einer Verdopplung des Kathodendurchmessers auf z.B. 16-inch schon eine Zeitunschärfe von  $2 \text{ ns}$  bedeuten würde. Dies gilt insbesondere dann, wenn man Photonen mit Wellenlängen im blauen Spektralbereich detektieren will.<sup>5</sup> Die Tangentialkomponente der Anfangsgeschwindigkeit verändert die Flugbahn der Photoelektronen und somit die Einschlagstelle auf der ersten Dynode, was in Abbildung 3.6 d.) verdeutlicht ist. Somit sind die zu erwartenden Flugzeitunschärfen wieder durch die geometrische Komponente der Gleichung 3.22 beschrieben. Schon kleine Streuungen der Einschlagstelle auf der ersten Dynode von z.B.  $\pm 5 \text{ mm}$  ergeben (siehe Abbildung 3.4) Zeitunschärfen von  $\approx \pm 0,3 \text{ ns}$  bei  $U(K - D1) = 600 \text{ V}$ . Sowohl die geometrischen, als auch die geschwindigkeitsabhängigen Zeitunschärfen, können durch Erhöhung der Spannung  $U(K - D1)$  mit dem  $1/\sqrt{U(K - D1)}$ -Gesetz (siehe Gleichung 3.22 und 3.23) minimiert werden. Dabei müssen Maximalgrenzen von  $U(K - D1)$  berücksichtigt werden.

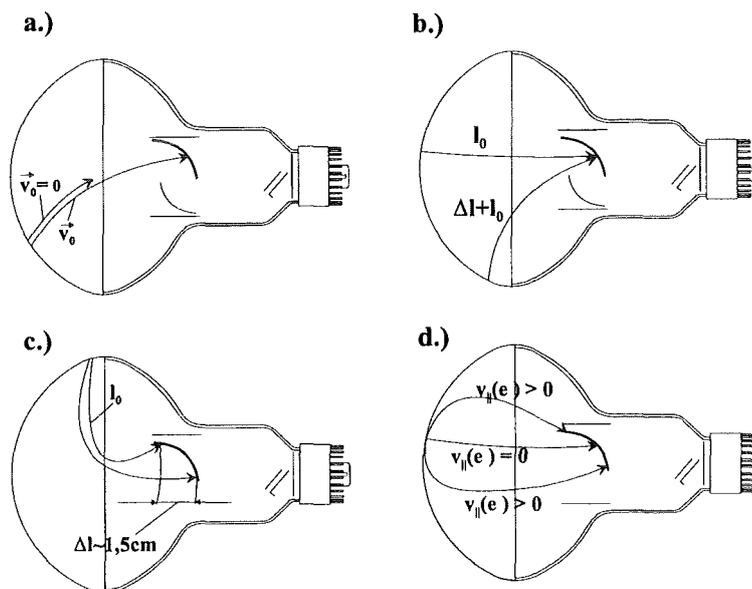


Abbildung 3.6: Ursachen der Transitzeitdifferenzen. a.) Durch unterschiedliche intrinsische Anfangsgeschwindigkeiten, b.) bauartbedingte geometrische Abweichungen von der Kugelsymmetrie der Photokathode, c.) Weglängendifferenzen durch endliche Dynodengeometrie, d.) Weglängendifferenzen durch unterschiedliche Startrichtungen der Photoelektronen bezüglich der Photokathode.

<sup>5</sup> Ab einer Wellenlänge der Photonen von ungefähr  $600 \text{ nm}$  verschwindet dieser Effekt, da alle Photoelektronen, wenn sie überhaupt genügend Energie besitzen, die Kathode zu verlassen. Dort beginnen ihre Trajektorien allesamt gleich ohne intrinsische Anfangsgeschwindigkeiten. (siehe Kapitel 5.6)

## Kapitel 4

# Experimentelle Grundlagen für Photomultipliertests

### 4.1 Der Farbstofflaser als Testlichtquelle

Der gepulste Stickstofflaser PNL200 mit Dye-Vorsatz war das Kernstück der Photomultipliertests. Die meisten Ergebnisse dieser Arbeit sind mit diesem LASER als lichtgebende Komponente erzielt worden. Der Dye-Vorsatz ermöglicht die Einstellung einer variablen Wellenlänge zwischen 400 und 700 nm (pro Farbstoff mit einem Frequenzband von 30 – 40 nm). Die Pulsdauer des Pumplaserpulses beträgt 350 ps (Sigma). Diese wird durch das in Abschnitt 4.1.2 erläuterte *Pulsquenching* noch wesentlich verkürzt.

Der Farbstofflaser hat gegenüber anderen Picosekundenpulsern eine Reihe von Vorteilen. So stellt er eine sehr kostengünstige Alternative im Vergleich zu anderen Picosekundenpulsern wie *Nd:YAG*, *He-Ne-Lasern* oder entsprechenden *Laserdioden* dar. Außerdem arbeitet der *N<sub>2</sub>-Farbstofflaser* sehr unkompliziert und zuverlässig und ist durch seinen relativ einfachen Aufbau sehr robust. Gegenüber der Leuchtdiode hat der Farbstofflaser den Vorteil einer definiert kurzen Lichtpulsdauer. Erste Zeitmessungen mit LED's haben gezeigt, daß selbst bei Verwendung von speziellen, ultrakurzen Leuchtdiodenpulsern keine definierte Lichtpulslänge mit Leuchtdioden zu erreichen sind. In den mit LED's gemessenen Zeitspektren der Photomultiplierzetauflösung sind starke Nachpulsstrukturen zu erkennen, die von langlebig angeregten Elektronen bei später Rekombination in der LED entstehen [Ebe94]. In vielen Photomultipliertests (z.B. [Cho94]) mit Leuchtdioden sind genau jene Nachpulsstrukturen, meist mißinterpretiert als Röhreneffekte, zu sehen.

Da der spektral sensitive Bereich der zu testenden Photomultiplier zwischen 300 nm – 700 nm liegt und eine Zeitauflösung derselbigen von kleiner 1 ns getestet werden soll, eignet sich der Farbstofflaser als ideale Lichtquelle für die Photomultipliertests. Einzig die Folgefrequenz der Pulse ist mit maximal 15 Hz etwas niedrig, so daß für ausreichende Statistik in den Photomultipliertestspektren längere Meßzeiten (1 h – 2 h) benötigt werden, was für Massentests einen erheblichen Aufwand bedeutet.

4.1.1 Funktionsmechanismus des  $N_2$ -Farbstofflasers

Der  $N_2$ -Farbstofflaser besteht aus zwei getrennten Teilsystemen, einem Pumplaser und dem eigentlichen Farbstofflaser, der auch oft als Dye-Modul bezeichnet wird. Abbildung 4.1 zeigt schematisch den Aufbau des gesamten Lasersystems. Als Pumplaser können ver-

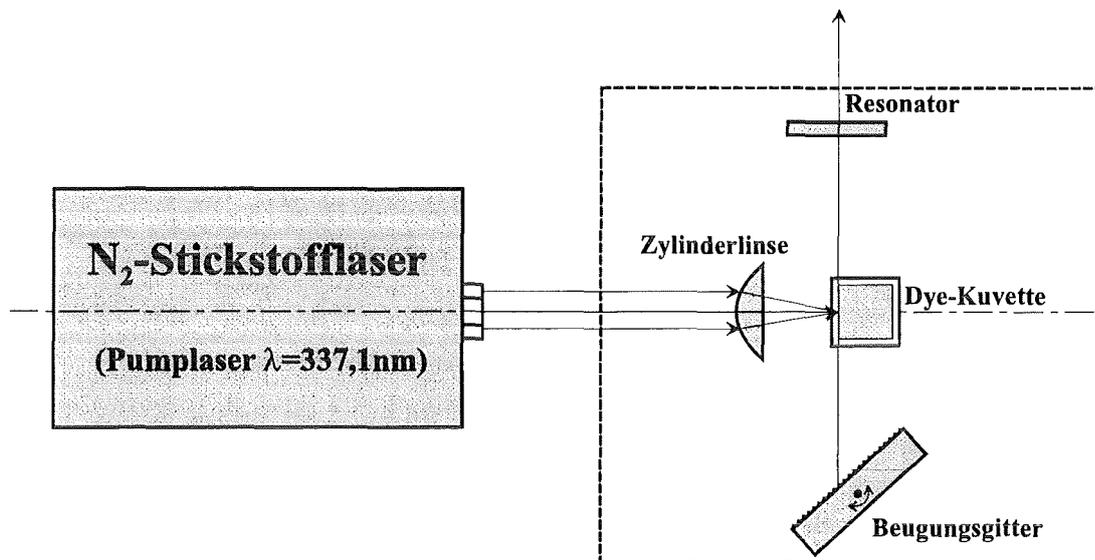


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau des  $N_2$ -Farbstofflasers mit Pumplaser und Dye-Modul

schiedene Lasertypen verwendet werden,  $N_2$ -Stickstoff-,  $Nd:YAG$ - oder  $He-Ne$ -Laser etc. die allesamt Wellenlängen im UV-Bereich besitzen. Für die Photomultipliertests dieser Arbeit ist ein kostengünstiger  $N_2$ -Stickstofflaser PNL200 der Firma LTB-Lasertechnik mit 300 ps-Pulsdauer [LTB94] verwendet worden. Der Laserstrahl des Pumplasers läuft als  $\approx 10\text{ cm}$  langes Lichtpaket in das Dye-Modul. Das parallele Lichtbündel wird dann von einer Quarzglaszylinderlinse in eine Brennpunktlinie fokussiert, die innerhalb einer mit Farbstoff gefüllten Dye-Kuvette liegt. Der Farbstoff besteht aus organischen Molekülen, welche ein ganzes Frequenzband von möglichen Anregungszuständen besitzen. Das durchlaufende UV-Licht regt diese Zustände der Farbstoffmoleküle an. Die Bandbreite der Molekülniveaus liegt zwischen 20 nm und 90 nm [Kne88] [Bra86]. Der gesamte Spektralbereich des Farbstofflasers wird dann durch Austausch der Dyes, beziehungsweise der entsprechenden Kuvetten erreicht. Sobald die Molekülniveaus durch den UV-Puls angehoben werden, entsteht in der Kuvette durch spontane Emission die sogenannte Superstrahlung. Die Superstrahlung besteht aus allen Wellenlängen des Molekülbandspektrums. Die Intensität des Superstrahls setzt sich aus der Besetzungsdichte und der Lebensdauer der Einzelniveaus zusammen. Dieser Superstrahl wird bei korrekt justierter Zylinderlinse vorwiegend entlang der Brennpunktlinie zwischen Beugungsgitter und dem halbdurchlässigen Resonatorspiegel emittiert. Das Beugungsgitter zerlegt den Superstrahl in seine spektrale Einzelwellenlängen und wird so eingestellt, daß der reflektierte Strahl in der Achse Dye-Kuvette Resonator genau die gewünschte LASER-Wellenlänge besitzt. Kommt dieses abgebeugte Licht zurück

in die Kuvette, so entsteht im Farbstoff die gewünschte induzierte Emission aller Molekülniveaus, deren Wellenlänge mit dem Licht vom Beugungsgitter übereinstimmt. Da zu diesem Zeitpunkt der UV-Puls vom Pumplaser immer noch nicht vollständig durch die Kuvette gelaufen ist und somit noch weiterhin die Molekülniveaus des Farbstoffs anregt, entsteht zwischen Resonator und Beugungsgitter ein Laser-System. Dieses wird solange aufrecht erhalten, bis der UV-Pumplaserpuls vollständig durch die Kuvette gelaufen ist und die letzten Photonen vom Beugungsgitter auf die Kuvette treffen. Das Beugungsgitter ist drehbar angeordnet. Somit kann jede Wellenlänge der Superstrahlung selektiert und in die Laserachse zurückreflektiert werden. Die induzierte Emission erfolgt aber gerade in den angeregten Molekülniveaus, welche der Wellenlänge des vom Beugungsgitter zurückkommenden Lichtstrahls entspricht. Somit ist der Dye-Laser fähig, eine feste Wellenlänge zu erzeugen. Gleichzeitig ist er innerhalb des Bandspektrums der Dye-Moleküle stufenlos durchstimmbar. Dies ist von allen verfügbaren Picosekundenlichtpulsern die herausragende Eigenschaft des Dyelasers.

#### 4.1.2 Pulsquenching

Eine für Photomultipliertests im Picosekundenbereich interessante Eigenschaft des Dyelasers ist, neben der Durchstimbarkeit der Wellenlängen, das Pulsquenching [Sha93]. Darunter versteht man die Pulslängenverkürzung des UV-Pumplaserpulses durch den nachfolgend beschriebenen Mechanismus:

Sobald der UV-Strahl des Pumplasers die Farbstoffkuvette trifft, werden im Dye die

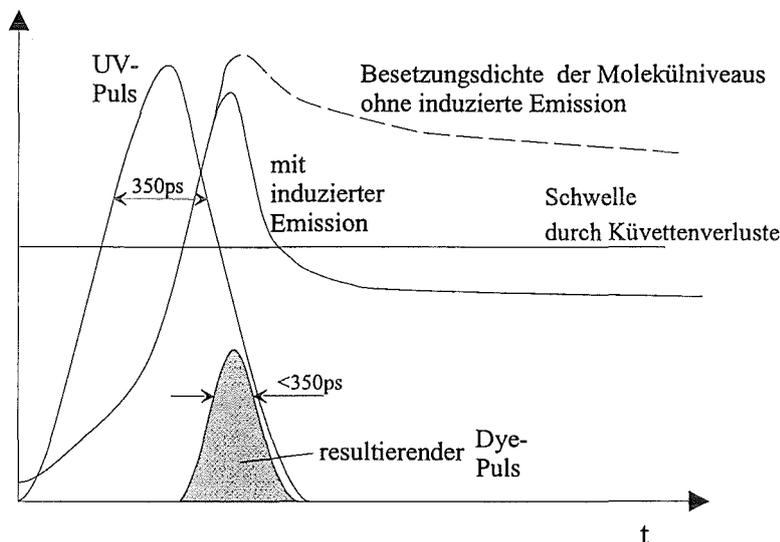


Abbildung 4.2: Pulsquenching durch Kuvettenverluste

Farbstoffmoleküle angeregt und das System invertiert. Durch spontane Emission entsteht unmittelbar Superstrahlung. Die Ausbildung von Superstrahlung außerhalb der Kuvette beginnt aber erst ab einer bestimmten Photonendichte, welche die Kuvette trotz Ab-

sorptionsverluste durch den Farbstoff und das Kuvettenglas durchdringt. Superstrahlung entsteht somit erst ab einer bestimmten Schwelle, die der UV-Puls überbieten muß. Dieser Sachverhalt ist qualitativ in Abbildung 4.2 verdeutlicht. Die Besetzungsdichte der angeregten Molekülniveaus nimmt mit steigendem UV-Puls zu. Fehlte im Dyemodul das Beugungsgitter, was einen Lichtstrahl bestimmter Wellenlänge zur Herstellung induzierter Emission in die Kuvette zurücksenden soll, so würden die besetzten Molekülniveaus nach Beendigung des Pumplaserstrahls entsprechend einem exponentiellen Zerfallsgesetz wieder entvölkert. Dieser Vorgang wird durch die gestrichelte Linie in Abb.4.2 verdeutlicht. Da aber das Beugungsgitter einen Puls bestimmter Wellenlänge in die Kuvette zurückschickt, wird dieser Anteil, wie zuvor beschrieben, sofort induziert emittiert. Dies ist in Abb.4.2 durch den Einbruch im Verlauf der Besetzungsdichte gekennzeichnet. Nachdem der UV-Puls beendet ist, sind die Niveaus der gelaserten Dyewellenlänge entvölkert und die Intensität der Superstrahlung unterhalb der Schwelle durch Kuvettenverluste gesunken. Der gesamte Rest der besetzten Dyeniveaus fällt exponentiell in den Grundzustand. Was als effektiver Dyelaserpuls übrig bleibt, ist in Abb.4.2 als schattierter Puls dargestellt. Dieser ist, über den zuvor diskutierten Schwelleneffekt durch Kuvettenverluste, zeitlich stark verkürzt. Qualitativ kann über diesen Pulsquenchingmechanismus ein Pumplaserpuls um den Faktor zwei bis drei verkürzt werden. Für den vom PNL200 induzierten Dyepuls könnte dies einer Pulslänge von kleiner 150 ps entsprechen.

## 4.2 Die Messung der Laserpulsbreite

In den folgenden Abschnitten wird eine Meßmethode vorgestellt, um eine obere Schranke der Laserpulsbreite von  $\approx 300 \text{ ps}$  zu messen. Diese Messung wird insbesondere für den Fall der Abschwächung des Lichtpulses auf einzelne Photonen erfolgen. Desweiteren wird der Einfluß verschiedener Lichtleitermaterialien auf die Messungen im Picosekundenbereich aufgezeigt.

Die wichtigste Eigenschaft des Farbstofflasers für Messungen der Zeitauflösung der Photomultiplier im Single-Photon-Mode ist die kurze Pulsdauer. Die Zeitauflösung der Photomultiplier ergibt sich dann mit dem in Kapitel 5.1 vorgestellten Meßaufbau zu:

$$\sigma_{PM}^2 = \sigma_{ges}^2 - \sigma_{LASER}^2 - \sigma_{PIN}^2 \quad (4.1)$$

Dabei ist  $\sigma_{ges}$  die Zeitauflösung der gesamten Meßapparatur und  $\sigma_{PIN}$  die Zeitauflösung der im Abschnitt 4.3 vorgestellten PIN-Diode. Im gleichen Abschnitt (4.3) wird auch darauf eingegangen, daß die Zeitunschärfe der PIN-Diode mit wenigen Picosekunden im weiteren nicht beachtet zu werden braucht. Die Zeitauflösung des Meßaufbaus wird also im wesentlichen bestimmt durch den zu testenden Photomultiplier und dem LASER. Aus diesem Grund sollte man bei hochauflösenden Zeitmessungen die Laserpulsbreite kennen. Insbesondere gilt dies für den Fall, wenn der Laserpuls auf einzelne Photonen abgeschwächt wird. Die einzelnen Photonen des Laserpulses werden zu einem bestimmten Zeitpunkt entlang des Laserpulses produziert. Die Wahrscheinlichkeit der Entstehungszeit entlang des Pulses wird durch die Intensität des Pulses gewichtet. Die qualitative Laserpulsform wird in Abbildung 4.3 verdeutlicht. Der "Hauptpuls" des Lasers kann sehr schmal sein, jedoch

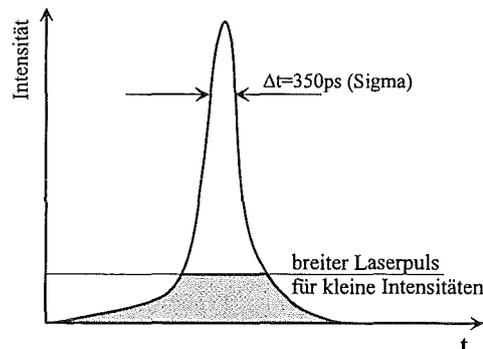


Abbildung 4.3: Hypothetische Pulsform des  $N_2$ -Farbstofflasers mit schmalen 'Hauptpeak' und eventuellen Pulsverbreiterungen bei niedriger Pulsintensität

für Bereiche kleiner Intensität, breitere Ausbuchtungen besitzen. Beim Nachweis einzelner Photonen eines solchen Laserpulses, "tastet" man sich quasi entlang der Pulsform, detektiert also auch Photonen aus den Randbereichen, was zu einer effektiven Verbreiterung des Laserpulses führen kann. Beim Nachweis von Vielphotonereignissen des Laserpulses liegt die Triggerschwelle der Meßelektronik meist so hoch, daß der Laserpuls erst ab einer bestimmten Photonenschwelle gesehen wird, die wie in Abbildung 4.3 verdeutlicht, oberhalb des problematischen Fußbereiches liegt. Im folgenden Abschnitt wird eine Meßmethode vorgestellt, mit der man eine obere Schranke für die Laserpulsbreite selbst im

Single-Photon-Mode angeben kann. Die Darstellung ist sehr ausführlich, da anhand dieser Messungen verschiedene Effekte im Grenzbereich des Single-Photon-Nachweises mit Photomultipliern dargestellt und diskutiert werden können. Elektronik-, Temperatur- und Flugzeiteffekte oder kosmischer Untergrund sind nur einige Beispiele, welche signifikant in den Ergebnissen zu beobachten sind. Außerdem stellt diese Methode eine relativ einfache und billige Alternative dar, die Zeitauflösung auch anderer Lichtpulsener im Single-Photon-Mode zu messen, bzw. eine obere Schranke der Pulsbreite anzugeben.

#### 4.2.1 Methode mit XP2020-Photomultipliern

Die Methode zur Bestimmung der Laserpulsbreite beruht auf den Eigenschaften zweier *Fast-Response-Photomultiplier XP2020* der Firma VALVO [Val83]. Diese Photomultiplier besitzen laut Datenblatt, bei einer Pulsanstiegszeit von  $1,5\text{ ns}$ , einen Transitzeitspread im Single-Photon-Mode von  $250\text{ ps}$ . Diese Zeitauflösung wurde (siehe Abschnitt 4.2.2) experimentell geprüft und konnte im Single-Photon-Mode zu  $\Delta t = 345 \pm 7\text{ ps}$  ermittelt werden. Ähnliche Tests [Kuh81] ( $\Delta t = 286 \pm 3\text{ ps}$ ) und [Mos93] ( $\Delta t = 277\text{ ps}$ ) verifizieren dieses Ergebnis im wesentlichen.

Den experimentellen Aufbau zur Laserpulsbreitenbestimmung zeigt die Abbildung 4.4. Der Laserstrahl vom Dyemodul mündet, nachdem er von einem Diffusor geweitet wurde,

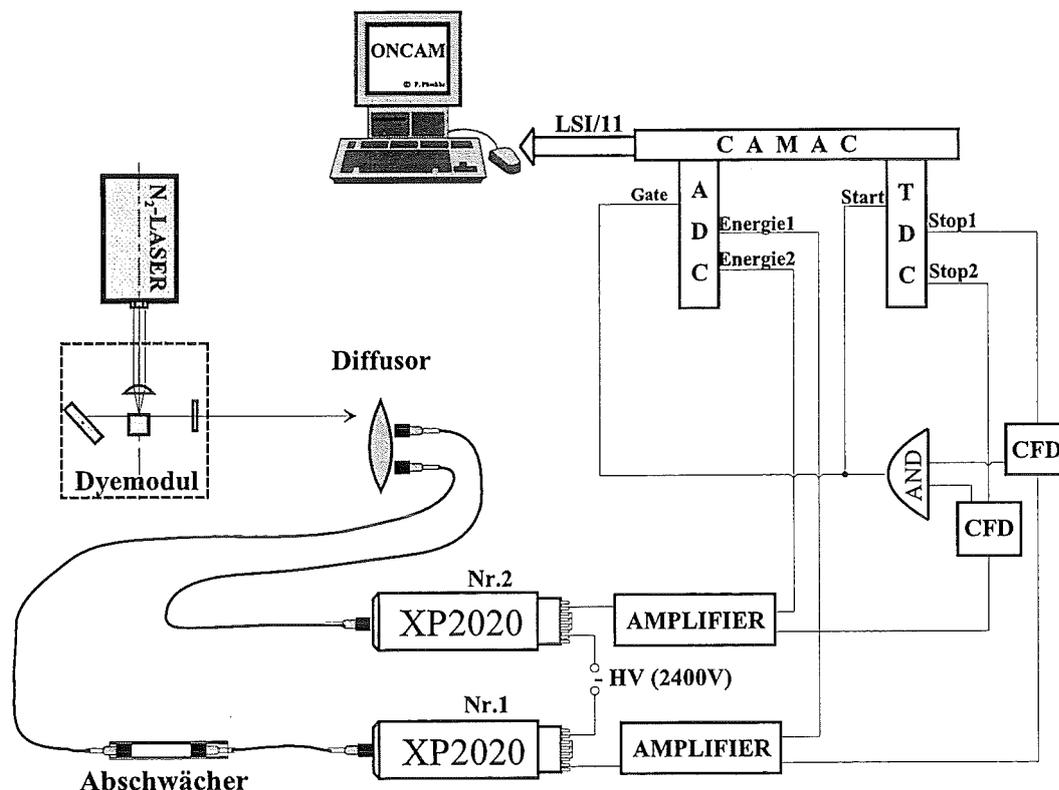


Abbildung 4.4: Meßaufbau zur Bestimmung der Laserpulsbreite mit xp2020-Photomultipliern

in ein Quarzglaslichtleitkabel und trifft mit hoher Intensität die *XP2020*-Referenzröhre <sup>1</sup>. Er triggert dann mit vernachlässigbarer Zeitunschärfe ( $\Delta t < 10 \text{ ps}$ ) die Meßelektronik und startet den TDC. Die andere Abzweigung nach dem Diffusor läuft über einen Abschwächer auf die zweite *XP2020*-Röhre, die nur noch einzelne Photonen nachweisen soll und setzt im TDC ein Stoppsignal. Damit das ADC-Gate nur durch laserlichtinduzierte Signale getriggert wird, werden beide Röhrensignale in Koinzidenz geschaltet. Die Zeitauflösung der gesamten Meßanordnung ergibt sich zu:

$$\sigma_{gesamt}^2 = \sigma_{XP2020}^2(SE - Mode) + \sigma_{XP2020}^2(Ref.) + \sigma_{Laser}^2 \quad (4.2)$$

Vernachlässigt man die Zeitauflösung der Referenz-*XP2020*, so ergibt sich die LASER-Pulsbreite nach Abschwächung auf einzelne Photonen zu:

$$\sigma_{Dye-Laser}^2(SP - Mode) = \sigma_{gesamt}^2 - \sigma_{XP2020}^2(SE - Mode) \quad (4.3)$$

Das Meßergebnis zeigt die Abbildung 4.5. Als Resultat der Messungen kann die Zeitauf-

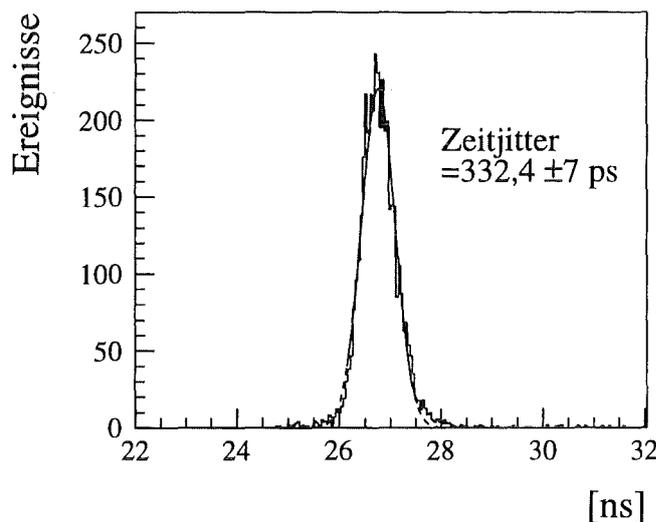


Abbildung 4.5: Meßergebnisse der Pulsbreitenmessung des Dye-Lasers. Das Spektrum zeigt den Zeitjitter der *XP2020*-Röhre nach einem Schnitt auf Einphotonereignisse des Energiespektrums

lösung des Meßaufbaus angegeben werden zu:

$$\sigma_{gesamt} = 332 \pm 7 \text{ ps}$$

Das bedeutet, daß die Zeitauflösung des Gesamtaufbaus gerade wieder den Zeitjitter der *XP2020*-Photomultiplier reproduziert und die LASER-Pulsbreite anscheinend keinen Einfluß auf das Meßergebnis hat. Daraus kann aber geschlossen werden, daß die Laserpulsbreite nach Gleichung 4.3 wesentlich kürzer als  $\approx 300 \text{ ps}$  sein muß, um nicht merklich das

<sup>1</sup>Die Abnahme des Zeitjitters folgt einem  $\sim 1/\sqrt{N_{Photon}}$ -Gesetz und ist daher bei einer hohen Photonanzahl vernachlässigbar gering

Spektrum der Zeitauflösung in Abbildung 4.5 zu verbreitern. Schon eine Laserpulsbreite von  $\approx 150 \text{ ps}^2$  hätte den Jitterpeak um  $30 \text{ ps}$  verbreitert, was aber in den Meßergebnissen, selbst bei starker Variation der Fitgrenzen für den entsprechenden Gausspeak, nicht im Ansatz zu erkennen ist.

Da die zu testenden Photomultiplier im besten Fall eine Zeitauflösung herab bis zu  $500 \text{ ps}$  zeigen, braucht die Laserpulsbreite bei den Tests dieser Arbeit nicht aus den Zeitspektren entfaltet zu werden. Die systematischen Fehler durch die Festlegung der Fitgrenzen bei der Betrachtung asymmetrischer Jitterpeaks liegen mindestens in der gleichen Größenordnung. Will man eine Korrektur der Meßdaten der Photomultiplierzeitaufösungen, so kann in den Ergebnissen die Laserpulsdauer mit  $\sigma_{\text{gesamt}}^2 = \sigma_{\text{Exp.}}^2 - \sigma_{\text{Laser}}^2$  berücksichtigt werden, wobei als Laserpulsdauer etwa  $100 \text{ ps}$  angenommen werden kann.

#### 4.2.2 Zeitauflösung der XP2020

Die Messung der Laserpulsbreite, die im letzten Abschnitt besprochen wurde, setzt eine genaue Kenntnis der Zeitauflösung der zu diesem Zweck verwendeten Photomultiplier XP2020 voraus. Um den Zeitjitter dieser Röhren im Single-Photon-Mode zu messen, wurden zunächst Methoden mit  $^{60}\text{Co}$  und  $^{137}\text{Cs}$ -Präparaten entwickelt [Mos93]. Diese Messungen hatten aber alle den Nachteil, in den zu prüfenden Photomultipliern viel zu hohe Raten an zufälligen Koinzidenzen zu erzeugen. Diese entstehen durch die zu hohen Aktivitäten der Quellen. Außerdem zeigten sich eigenartige Effekte in den Energie- und Zeitspektren der XP2020 durch die Wechselwirkungen der  $\gamma$ -s mit anderen Teilen des Photomultipliers wie Dynodenkette, Fokus etc.. Die einfachste Methode zur Bestimmung der XP2020-Zeitauflösung ergab sich im Rahmen der Betrachtung des durch kosmische Teilchen verursachten Untergrundes. Legt man die Röhren (wie in Abb. 4.6 dargestellt) mit optisch dicht abgeklebten Eingangsfenstern nahe zusammen, so mißt man eine Rate von  $0.05 \text{ Hz}$  an Photomultiplier-Koinzidenzen. Diese werden erzeugt, wenn hochenergetische

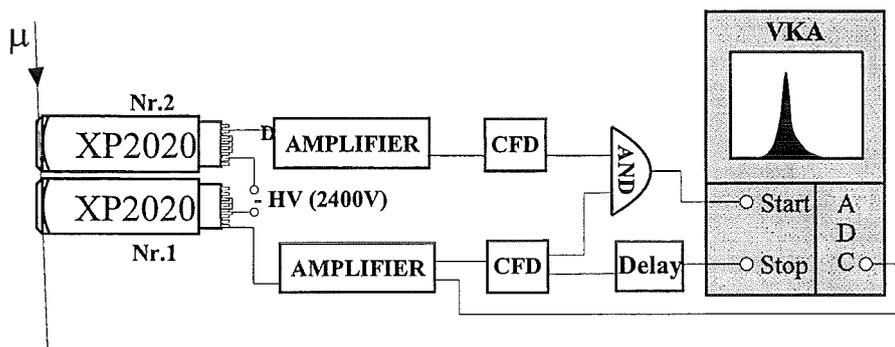


Abbildung 4.6: Messung der Zeitauflösung der XP2020-Photomultiplier im Single-Photon-Mode. Kosmische Teilchen erzeugen dazu Čerenkovlicht im Photomultipliereingangsfenster

kosmische Teilchen (vorwiegend Myonen) durch beide Photomultiplier-Eingangsfenster

<sup>2</sup>Diese Pulsbreite ergäbe sich aus dem in Abschnitt 4.1.2 diskutierten Pulsquenching wenn die Pulsbreite von  $300 \text{ ps}$  laut Datenblatt, durch diesen Effekt um den Faktor zwei geschmälert würde

laufen und dort Čerenkovlicht erzeugen. Der Brechungsindex des *XP2020*-Fenstermaterials (Quarzglas) ist  $n \approx 1.5$  [Val83]. Die Anzahl der erzeugten Čerenkovphotonen ergibt sich nach Gleichung 2.5 im spektral sensitiven Bereich der *XP2020* zwischen  $300\text{ nm}$  und  $650\text{ nm}$  zu ungefähr 50 Photonen pro Millimeter durchlaufenem Glas. Von den in einen  $2\pi$ -Kreisring abgestrahlten Photonen bleiben nach Reflexions-, Absorptions- und Quanteneffizienzverlusten, nur noch einzelne Photonen zum Nachweis auf der Photokathode übrig. Dies wird durch die Aufnahme entsprechender Energiespektren experimentell bestätigt, worin im Wesentlichen nur Ereignisse unter dem Single-Photon-Peak registriert wurden. Das Zeitspektrum der Messungen wurde wie in Abb. 4.6 dargestellt, mit einem Vielkanalanalysator aufgenommen. Der VKA wurde durch ein koinzidentes Signal der beiden *XP2020* gestartet und von einer der beiden Röhren nach Verzögerung durch ein Delaykabel gestoppt. Das mit diesem Aufbau ermittelte Zeitspektrum wird in Abbildung 4.7 vorgestellt. Die Meßzeit betrug  $63\text{ h}$ . Die Zeitauflösung des gesamten Meßaufbaus (beide

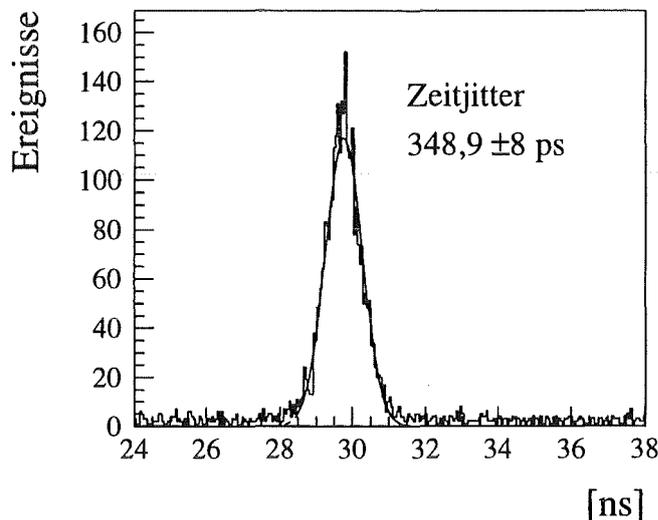


Abbildung 4.7: Das Transitzeitdifferenzspektrum zweier *XP2020*-Photomultiplier gegeneinander gemessen. Getriggert wurde mit kosmischen Teilchen, die Čerenkovlicht im Photomultipliertglas produzieren. Der angegebene Zeitjitter bezieht sich auf eine *XP2020*-Röhre und ergibt sich aus der Breite des gezeigten Spektrums durch  $\sigma_{XP2020}(SE - Mode) = \sigma_{Gesamt}/\sqrt{2}$

Röhren zusammen) konnte zu  $\sigma_{Gesamt} = 493\text{ ps}$  ermittelt werden.

Das entsprechende Untergrundspektrum wurde bei weit auseinandergelegten Röhren und gleicher Meßzeit von  $63\text{ h}$  aufgenommen und zeigt mit insgesamt nur 4000 Einträgen einen völlig flachen Verlauf ohne jegliche Peakstruktur. Somit ist bewiesen, daß bei diesen Messungen auch tatsächlich kosmische Teilchen identifiziert werden. Als Ergebnis für die *XP2020*-Einzelröhre ergibt sich daraus mit  $\sigma_{XP2020}(SE - Mode) = \sigma_{Gesamt}/\sqrt{2}$  der Transittimejitter zu:

$$\sigma_{XP2020} = 349 \pm 8\text{ ps}$$

Dieses Meßergebnis zeigt etwas schlechtere Transitzeitdifferenzen der *XP2020* als die im

Datenblatt [Val83] ( $\Delta T = 250 \text{ ps}$ ) oder bei ähnlichen Messungen [Kuh81] ( $\Delta T = 286 \text{ ps}$ ) und [Mos93] ( $\Delta T = 277 \text{ ps}$ ) angegebenen. Dies ist im Wesentlichen auf die fehlende Magnetfeldabschirmung und einem nichtoptimierten Spannungsteiler der XP2020-Photomultiplier zurückzuführen. Für die Zwecke der Messung einer oberen Schranke der Laserpulsbreite im Single-Photon-Betrieb ist die XP2020-Zeitunschärfe jedoch zunächst, speziell im Hinblick auf die durchzuführenden Photomultipliertests, ausreichend <sup>3</sup>

### 4.2.3 Einfluß der Lichtleitermaterialien

Der folgende Abschnitt beschreibt den Einfluß des verwendeten Lichtleitermaterials auf die Zeitauflösung des in Abbildung 4.4 gezeigten experimentellen Aufbaus. Dazu wurden die Messungen der Laserpulsbreite einmal mit Quarzglaslichtleitern und anschließend mit Plastiklichtleitern durchgeführt. Die Messung sollte prüfen, ob bei der Verwendung des Plastiklichtleiters abweichende Resultate auftreten. Der Umgang mit Plastiklichtleiter wesentlich einfacher, billiger und unempfindlicher als der mit brüchigem und teurem, schwer konfektionierbarem Quarzglaskabel. Das Resultat für beide Lichtleiter zeigt die Abbildung 4.8, in der die Zeitauflösung der experimentellen Anordnung 4.4, bei sonst identischen Meßbedingungen angegeben ist. Das Meßergebnis zeigt mit  $\sigma = 443 \text{ ps}$  eine deutlich schlechtere

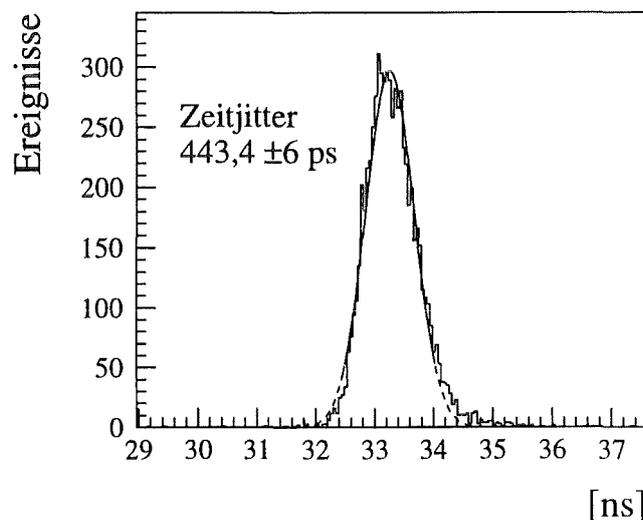


Abbildung 4.8: Der Einfluß des Lichtleitermaterials auf die Zeitauflösung der experimentellen Anordnung 4.4. Das Spektrum zeigt die Zeitauflösung mit Quarzglaskabel.

Zeitauflösung bei der Verwendung von Plastiklichtleitern. Diese Verschmierung des Zeitspektrums kann auf Szintillationseffekte im Fibernaterial zurückgeführt werden. Dieser

<sup>3</sup>Mit der verbesserten Version des XP2020-Photomultipliers der XP2020/UR der Firma Philips [Phi91] könnte die Pulsbreite des Lasers wesentlich genauer vermessen werden. Diese Röhre hat Transitzeitdifferenzen von weniger als  $150 \text{ ps}$  im Single-Photon-Betrieb.

nicht zu vernachlässigende Effekt bedingt, daß die Photomultipliertests ausschließlich mit Quarzglaskabel durchzuführen sind.

### 4.3 Die PIN-Diode als Referenzsignal

Im folgenden Abschnitt soll eine Photodiode vorgestellt werden, die ein sehr schnelles Referenz- bzw. Triggersignal im Subnanosekundenbereich erzeugen kann. Für Messungen der Zeitauflösung von Photomultipliern mit einem experimentellen Aufbau, wie er in Abschnitt 5.1 vorgestellt wird, benötigt man außer einem ultrakurzen Lichtpuls wie dem Dylaser ein noch schnelleres Referenzsignal, welches die Meßelektronik triggert. Zu diesem Zweck wurde im Teststand (Abbildung 5.1) eine *PIN-Siliziumphotodiode*, des Typs S1722-02, der Firma HAMAMATSU [Ham85] verwendet. Es handelt sich dabei um eine Photodiode, bei der zwischen dem p-n-Übergang eine sehr hochohmige Zwischenschicht eingelagert ist. Diese eingelagerte Zwischenschicht bewirkt, daß die *PIN-Diode* im Einsatz in Sperrichtung mit einer hohen Betriebsspannung (bis zu 100 V) betrieben werden kann, ohne daß sie durchbricht. Erst bei Beleuchtung der Diode entstehen zusätzliche Ladungsträgerpaare und die *PIN-Diode* wird leitend. Das *PIN-Diodensignal* schnell innerhalb 1 ns, abhängig von der Lichtintensität und Gegenspannung, auf Signale zwischen 10 V und 20 V hoch. Bei einer Diskriminatorschwelle von 50 mV entsteht so ein Amplituden- bzw. Anstiegszeitwalk durch das *PIN-Diodensignal* von weniger als 5 ps. Die Walkeffekte sind in Abbildung 4.9 dargestellt [Mit93], [Kle94], [Wol95]. Der Einfluß der Zeitauflösung

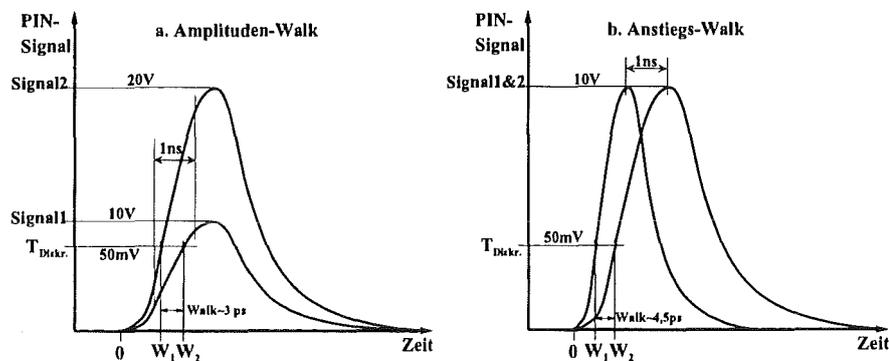


Abbildung 4.9: Amplituden- und Anstiegszeitwalk verursacht durch die Signale der *PIN-Diode*

der *PIN-Diode* auf die Meßapparatur des Photomultiplierteststandes (siehe Kapitel 5.1 und Abbildung 5.1), kann also völlig vernachlässigt werden. Selbst der dort verwendete Constant-Fraction-200-MHz Diskriminator *EG&G-ORTEC* 935 hat, laut Handbuch [Ort95], eine schlechtere Zeitauflösung (von  $\leq 30ps$ ) als die Walkeffekte der Pindiode. In der Abbildung 4.10 ist die Beschaltung der *PIN-Diode* aufgezeigt. Diese wurde speziell für die Zwecke hoher Zeitauflösung bei der Detektion ultrakurzer Lichtpulse [Ham85] ausgelegt. In dieser Schaltung wurde außer einem Schutzwiderstand  $R_{Schutz}$  ein NPO-Keramikkondensator zur AC-Kopplung verwendet [Rap91]. Die AC-Kopplung bewirkt,

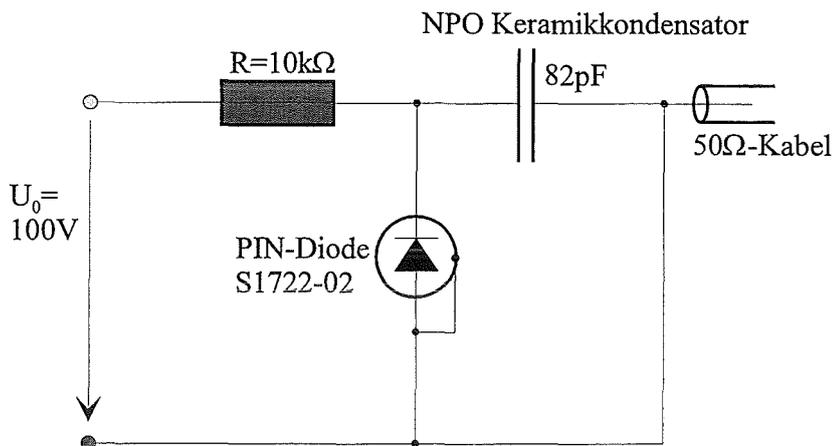


Abbildung 4.10: Beschlutung der *PIN-Diode* zum Zweck hoher Zeitaufösung und dem Nachweis ultrakurzer Lichtpulse. Der Kondensator bewirkt eine AC-Kopplung für die Anwendung der Diode im Pulsbetrieb

daß die Diode im Pulsbetrieb eingesetzt werden kann, ohne daß die gesamte Meßapparatur lichtdicht eingepackt werden muß. Die Kapazität des Auskoppelkondensators wurde 10 mal so groß als die Pindiodenkapazität gewählt. Dadurch wird die Gesamtkapazität des Systems durch den Auskoppelkondensator kaum beeinflusst. Die Anstiegszeit  $t_{Rise}$  des PIN-Diodenpulses am  $50\Omega$  Eingang des Constant-Fraction-Diskriminators ergibt sich somit mit der Gleichung [Ham85]:

$$t_{Rise} = 2,2 \cdot C_{junc} \times R_L \quad (4.4)$$

Dabei ist  $C_{junc}$  die Gesamtkapazität der Sperrschicht der Pindiode und  $R_L$  der  $50\Omega$ -Eingangswiderstand des Constant-Fraction-Diskriminators. Da der AC-Koppelkondensator in Reihe zur Pindiodenkapazität liegt, müßten diese beiden zu  $1/C_{ges} = 1/C_{junc} + 1/C_{AC}$  addiert werden. Demzufolge wird aber die Kapazität des Entkoppelkondensators viel größer<sup>4</sup> als die Pindiodenkapazität gewählt und ist somit zu vernachlässigen. Die Sperrschichtkapazität der *S1722-02 Pindiode* ist laut Datenblatt [Ham85] bei einer Betriebsspannung von  $U_0$  gleich  $10pF$ .  $U_0$  ist dabei die Betriebsspannung der Pindiodenbeschlutung in Sperrrichtung. Aus den obigen Daten und dem Diskriminatoreingangswiderstand ergibt sich so eine Anstiegszeit von:

$$t_{Rise} = 1,1 ns$$

Diese Anstiegszeit wurde mit einem Oszilloskop ( $300 MHz$  Bandbreite) verifiziert. Durch die Spannungspulse von  $10V$  innerhalb  $1ns$  ergeben sich, die schon erläuterten, sehr kleinen Walkeffekte der Pindiode, die somit als ideales Referenzsignal im Photomultipliertest Aufbau verwendet werden kann.

<sup>4</sup>Daher der Minimalfaktor 10

## 4.4 Die Dimensionierung der Spannungsteiler

Der Spannungsteiler eines Photomultipliers ist ein Netzwerk aus Widerständen und Kondensatoren, der dazu dient, die Betriebshochspannung an die in Abschnitt 3.1 aufgezeigten Photomultiplierteilsysteme aufzuteilen. Somit entstehen im System der Eingangsoptik, zwischen den aufeinanderfolgenden Dynodenstufen und im Anodenraum die erforderlichen elektrischen Felder, welche die Photoelektronen beschleunigen, in die nächste Stufe fokussieren und neue Sekundärelektronen erzeugen. Die Eigenschaften eines Photomultipliers hängen sehr empfindlich von der Einteilung der Spannungen und somit vom Design des Spannungsteilers ab. Je nach Anwendung des Photomultipliers ändert sich die Konzeption des Spannungsteilers nach Kriterien der Linearität der Verstärkung, der Zeitauflösung etc. [Phi94]. Beim Einsatz der 8-inch Röhren im Wasser-Čerenkov- bzw. Hybriddetektor bewegen sich die Anforderungen im physikalischen Grenzbereich des Single-Photon-Nachweises, bei bester Zeitauflösung ( $< 1 \text{ ns}$ ). Die genaueren Anforderungen an die Photomultiplier sind im Abschnitt 2.4 angeführt.

Der folgende Abschnitt zeigt, welche Überlegungen zur Dimensionierung des realen Spannungsteilers führen. Die Konzeption des Netzwerkes soll unter Berücksichtigung der Anforderungen an die Röhren im Wasser-Čerenkov- oder Hybriddetektor erfolgen.

Folgende Aspekte sind bei einer Optimierung der Spannungsteilerkonzeption zu beachten:

- Für die Detektion extrem kleiner Lichtintensitäten werden die Photomultiplier mit sehr hoher Verstärkung betrieben. Dies wird durch entsprechend große Spannungen zwischen Dynode1 und Anode ( $U(D1 - A)$ ) erreicht. Die Linearität der Verstärkung sollte aber trotz hoher Werte ( $gain \approx 10^8$ ) immer noch einen angemessenen dynamischen Bereich zulassen. Auch Vielphotonereignisse (10 bis 100 Photonen) sollten linear verstärkt werden, um eine entsprechend genaue Energieinformation des Signals rekonstruieren zu können.
- Der Spannungsteiler muß auf bestmögliche Zeitauflösung der Photomultiplier im Single-Photon-Betrieb eingerichtet werden. Nur so können Signale nachfolgend getroffener Photokathoden entlang des Čerenkovrings zeitlich voneinander getrennt werden. Die Zeitauflösung wird durch die Minimierung der Transitzeitdifferenzen der Photoelektronen in der Eingangsoptik zwischen Photokathode und Dynode1 erreicht. Deshalb sollten in diesem Bereich die elektrischen Felder durch  $U(K - D1)$ , entsprechend hoch eingestellt werden. Die beste Zeitauflösung kann in Verbindung mit einer hohen Gain (ohne die Maximalgrenzen röhrenzerstörender Spannungen zu überschreiten) ausschließlich experimentell herausgefunden werden (siehe Kapitel 5.2).
- Die Photomultiplier werden im Pulsbetrieb bei kleinen Pulsraten, aber sehr hohen Pulspeakströmen betrieben. Deshalb ist es notwendig, die letzten Dynodenstufen mit zusätzlicher elektrischer Ladung zu versorgen, damit der Spannungsteilerquerstrom nicht zusammenbricht. Aus diesem Grund müssen im Spannungsteiler sogenannte Entkoppelkondensatoren vorgesehen werden.
- Die großflächigen 8-inch-Photokathoden sind in ständigem Kontakt mit dem auf Masse liegendem Detektormedium (Wasser oder Öl). Deshalb werden die Photomul-

tiplier mit positiver Hochspannung betrieben. Damit liegen die Kathode und das Detektormedium <sup>5</sup> auf gemeinsamer Masse. Der Spannungsteiler ist also auf den Betrieb mit positiver Hochspannung einzurichten. Demzufolge muß die Ausleseelektronik über einen Auskoppelkondensator von der Hochspannung abgetrennt werden. Diese Auskopplung wird AC-Kopplung genannt.

Zur Konzeption des Spannungsteilers muß zunächst die Größenordnung des zu erwartenden mittleren Anodenstroms abgeschätzt werden. Der Photomultiplier wird so betrachtet, als sei er im DC-Betrieb im Detektor eingesetzt. Der mittlere Anodenstrom kann somit aus den Pulspeakströmen berechnet werden. Dazu werden die simulierten Ereignisraten im Prototypen *SWATCH* [Arm93] herangezogen. Bei der Forderung einer Koinzidenz von 10 Photomultipliern innerhalb 50 ns ergeben sich demnach die, in Tabelle 4.1 aufgelisteten mittleren Photonenzahlen pro Photomultiplier und Ereignistyp. Die Berechnung des

Ereignistyp	$\langle N_{\text{Photon}} \rangle$	Rate
gestopptes $\mu$	14	200 Hz
durchgehendes $\mu$	27	1780 Hz
Michelelektron	4	170 Hz

Tabelle 4.1: Ereignisraten im Prototypen SWATCH

mittleren Anodenstroms ergibt sich dann aus der Gleichung:

$$\langle I_a \rangle = e \cdot \langle G \rangle \langle \eta \rangle \sum_{i=\text{Ereig.typ}} \langle N_{\text{Photon}} \rangle_i f_i \quad (4.5)$$

Dabei sind  $\langle G \rangle$  und  $\langle \eta \rangle$  die durchschnittliche Gain bzw. die mittlere Quantenefficiency der Photomultiplier. Die Gain richtet sich nach den gewünschten Anodenpulshöhen und soll mit  $2 \cdot 10^8$  angenommen werden. Die mittlere QE wird nach oben abgeschätzt zu 30 % angenommen [TEM93]. Um Unsicherheiten in der Simulation zu berücksichtigen, wird noch ein Sicherheitsfaktor zwei in die Ereignisraten einbezogen. Daraus ergibt sich der mittlere Anodenstrom zu:

$$\langle I_a \rangle = 1 \mu A$$

Die Gainänderungen in Abhängigkeit des Multiplierstroms  $\langle I_a \rangle$  und des Spannungsteilerquerstroms  $\langle I_{\text{Quer}} \rangle$  wird bestimmt durch die Gleichung [Phi70]:

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{\langle I_a \rangle}{I_{\text{Quer}}} \cdot \frac{N(\delta - 1) + 1}{(N + 1)(1 - \delta)} \approx \frac{\langle I_a \rangle}{I_{\text{Quer}}} \quad (4.6)$$

Dabei ist N die Anzahl der Dynodenstufen und  $\delta$  der Sekundäremissionskoeffizient der Dynoden. Dies erfolgt unter der Annahme, daß dieser für alle Dynoden gleich ist. Fordert man eine Gainlinearität  $\Delta G \leq 1\%$ , so folgt daraus mit Gleichung 4.6:

$$I_{\text{Quer}} = 100 \cdot \langle I_a \rangle = 0,1 mA$$

<sup>5</sup>eventuell auch eine Magnetfeldabschirmung aus Weicheisen

Um den Gesamtwiderstand des Spannungsteilers zu bestimmen, muß man die Betriebsspannung festlegen. Diese hängt von der gewünschten Verstärkung des Photomultipliers ab. Dazu mißt man die Gain in Abhängigkeit der Betriebsspannung über die Hauptlage des Single-Electron-Peaks im Single-Electron-Spektrum, wie in Abschnitt 3.2.4 erläutert. Die geforderte Gain von ungefähr  $2 \cdot 10^8$  erhält man bei der HAMAMATSU R5912 bei  $U_{ges}(HAMA) \approx 1650 V$  und bei EMI 9353 bei  $U_{ges}(EMI) \approx 1400 V$ . Aus diesen Werten erhält man die entsprechenden Gesamtwiderstände der Spannungsteiler zu:

$$R_{ges}(EMI) = 14 M\Omega \quad \text{und} \quad R_{ges}(HAMA) = 16,5 M\Omega \quad (4.7)$$

Die Einteilung der Widerstände richtet sich zunächst nach dem Vorschlag des entsprechenden Datenblattes, auf denen verschiedene Konfigurationen für den Spannungsteiler angegeben sind. Für Anwendungen mit optimierter Zeitauflösung wird der dazu verwendete Spannungsteiler meist mit *Typ A* [Phi94] bezeichnet. Ausgehend von diesem Design werden dann die Messungen zur Optimierung des Spannungsteilers für die Zwecke des Čerenkovdetektors durchgeführt. Diese Messungen sind in Kapitel 5.2 vorgestellt. Damit die Linearität des Multipliers auf 1 % erhalten bleibt, muß der Strom der Sekundärelektronenkaskade in den Dynoden nach Gleichung 4.6 (im DC-Betrieb), auf  $1 \mu A$  beschränkt bleiben. Die Photomultiplier werden jedoch im Pulsbetrieb eingesetzt, sodaß die tatsächlichen Pulspeakströme an den letzten Dynoden um Größenordnungen über dem Spannungsteilerquerstrom liegen. Aus diesem Grund müssen an den letzten Dynodenstufen sogenannte Entkoppelkondensatoren angebracht werden, deren Dimensionierung im folgenden diskutiert wird. Zunächst wird die Ladung des maximal zu erwartenden Anodenpulses abgeschätzt. Dieser entspricht zum Beispiel bei 10 Photoelektronen und einer Gain von  $2 \cdot 10^8$  ungefähr  $320 pC$ . Die Kapazität des Kondensators wird bestimmt mit  $Q = CU$  und hängt davon ab, welche Spannungsänderung  $\Delta V/V$  an der letzten Dynode akzeptiert werden soll. Fordert man  $\Delta V/V < 10^{-2}$  ( $\approx 1\%$ ) so folgt daraus [EMI86]:

$$C > \left( \frac{\Delta Q}{V} / \frac{\Delta V}{V} \right) \quad (4.8)$$

Mit  $U(D - D) \approx 80 V$  und  $\Delta Q = 2 \cdot Q_{max} \approx 700 pC$  erhält man daraus:

$$\boxed{C_{Entk} \geq 875 pF}$$

Die Aufladezeit des Kondensators beträgt mit  $\tau = R[D - D] \cdot C_{Entk}$  ungefähr  $0,5 ms$ . In diesem Intervall soll es aber für den Multiplier möglich sein, mehrere durchgehende Pulse mit ausreichend elektrischer Ladung zu versorgen. Deshalb wird die Kapazität nach einer Faustregel [EMI86] um den Faktor 10 erhöht. Natürlich erhöht sich dadurch ebenfalls die Aufladezeit. Dies stellt für niedrige Gesamtpulsraten einen akzeptablen Kompromiß dar, da in der Anwendung im Čerenkovdetektor nur selten mehrere Ereignissignale innerhalb der Aufladezeit zu erwarten sind. Die Kapazitäten der Entkoppelkondensatoren früherer Dynodestufen können entsprechend dem Dynodenverstärkungsfaktor kleiner dimensioniert werden, also  $C_2 = C_{Entk.}/3$ ,  $C_3 = C_{Entk.}/9$  etc..

Die Abbildungen 4.11 und 4.12 zeigen die zu Testzwecken realisierten Spannungsteiler der EMI 9353 und der HAMAMATSU R5912. Die Widerstandseinteilung an den Dynodenketten ist entsprechend den Datenblättern der Röhren übernommen. Der Widerstand zwischen Kathode und Dynode1 ist aus den (in Kapitel 5.2 vorgestellten) Messungen



nachgegangen werden, denn es bleibt zu klären, ob nicht auch kleine, nicht hochspannungsfeste Kondensatoren mit reduzierter Induktivität verwendet werden könnten. Ein weiterer Verbesserungsvorschlag für den Spannungsteiler sind Dämpfungswiderstände an den letzten Dynoden zur Vermeidung von Pulsdurchschwingern, wie in den Abbildungen 4.11 und 4.12 angedeutet.

## Kapitel 5

# Photomultipliertests mit dem $N_2$ -Farbstofflaser PNL200

### 5.1 Testaufbau mit $N_2$ -Farbstofflaser

Um für die Untersuchung der 8-inch Photomultiplier den Farbstofflaser als Lichtquelle einzusetzen, wurde der in Abbildung 5.1 dargestellte experimentelle Aufbau entwickelt. Der Laserstrahl wird zunächst auf einen Diffusor aus sandgestrahltem Glas gelenkt. Hinter dem Diffusor befindet sich eine PIN-Diode HAMAMATSU S1722-02, wie sie in Kapitel 4.3 vorgestellt wird. Die Lichtintensität des Laserstrahls wird so eingestellt, daß die PIN-Diode Ausgangssignale mit Pulshöhen von 10 V liefert. Die PIN-Diodensignale gehen auf einen ORTEC Constant-Fraction-Diskriminator (Modell 935), dessen Walk  $< 30 ps$  [Ort95] beträgt.<sup>1</sup>

Der beim Einsatz von Constant-Fraction-Diskriminatoren noch verbleibende Anstiegszeitwalk der PIN-Diode kann mit  $\Delta t < 5 ps$  vollständig vernachlässigt werden. Bei der späteren Betrachtung der Photomultiplierzeitauflösung braucht das System PIN-Diode und Constant-Fraction-Diskriminator bezüglich seiner Zeitunschärfe daher nicht berücksichtigt zu werden. Die Meßelektronik, wird durch das PIN-Diodensignal über den ADC (LAM)<sup>2</sup> [CAM82] getriggert. Gleichzeitig dient es, nach kurzem Delay, als Startsignal für den TDC.

Die zweite Abzweigung nach dem Diffusor mündet über ein Quarzglaslichtleitkabel in einen Abschwächer (Abbildung 5.2). Dieser ist so konzipiert, daß durch Abstandsveränderung zweier Lichtleiterausgänge die Anzahl der Photonen an den Photomultipliern kontinuierlich variiert werden kann.

Optimal eingestellt ist die Photonintensität dann, wenn die Photomultiplier entsprechend ihrer Quantenefficiency ( $\sim 25\%$ ) jeden vierten Laserpuls mit einer Singlephotonantwort quittieren. Die Messungen haben gezeigt, daß dann ein klares Single-Photon-Spektrum entsteht, das nur vereinzelt Vielphotonereignisse aufweist. Für den LASER hat die Opti-

---

<sup>1</sup>Definition des Walks und Beschreibung der Walkeffekte in Kapitel 4.3

<sup>2</sup>Look-at-me [CAM82]

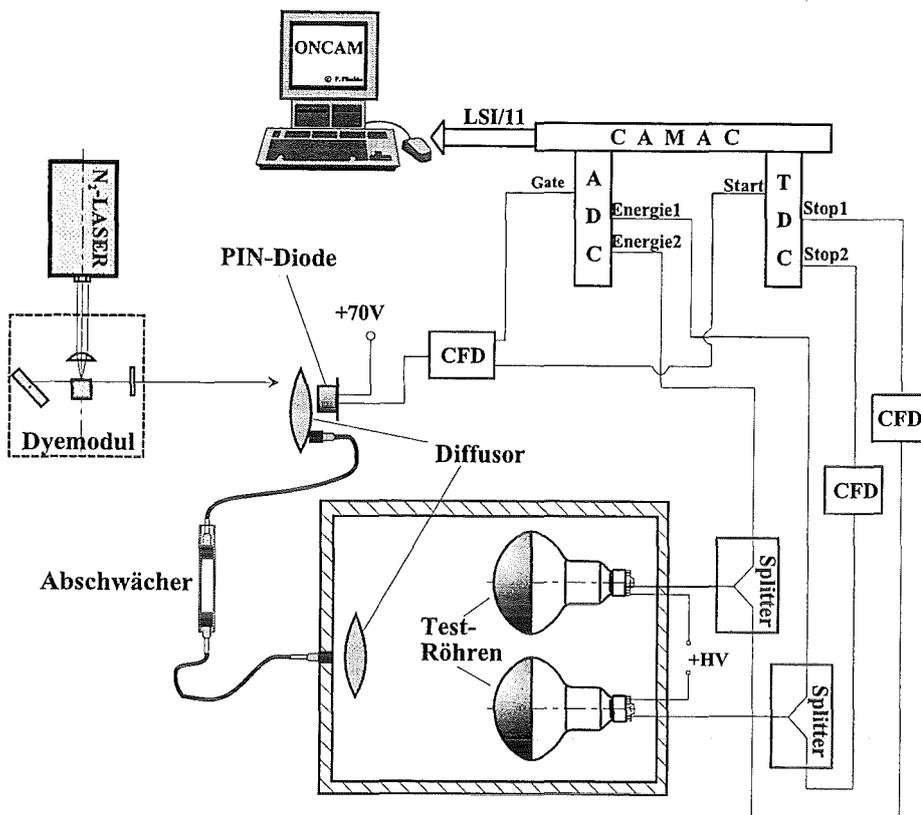


Abbildung 5.1: Experimenteller Aufbau zum Test der 8-inch Photomultiplier, mit  $N_2$ -Farbstofflaser, PIN-Diode und Meßelektronik

mierung der Lichtabschwächung den Vorteil einer längeren Lebensdauer. Außerdem werden die Abstände zwischen den Stickstoffspülungen der Plasmakammer verlängert und vor allem die Meßzeiten der Photomultipliertests minimiert.

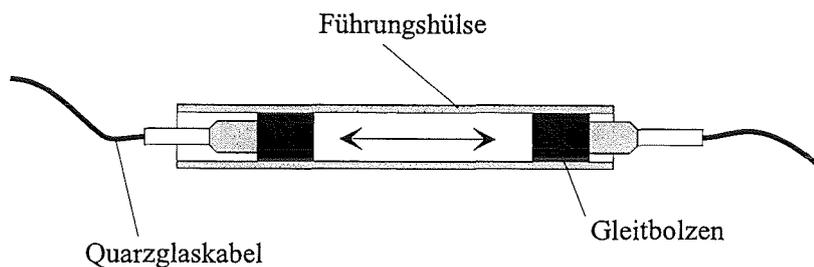


Abbildung 5.2: Abschwächer zur Regulierung der Laserintensität auf wenige Photonen. Das Einbringen oder Herausnehmen diskreter Stücke Lichtabsorbers kann die Lichtpegelregulierung verstärken oder abschwächen.

Nachdem das Laserlicht regelbar abgeschwächt ist, erreichen die Photonen ein lichtdichtes Gehäuse, in welchem die zu testenden 8-inch Photomultiplier montiert werden. Damit die Photokathoden der PM möglichst homogen beleuchtet werden, ist in das Gehäuse

ein zweiter Diffusor (ebenfalls aus sandgestrahltem Glas) eingebaut. Dieser verteilt die Photonen isotrop in den gesamten Testbereich.<sup>3</sup>

Die Anodenpulse der Photomultiplier laufen als Energiesignal über einen passiven Splitter in einen 11-bit QADC (Le Croy 2249W). Gleichzeitig geben sie nach dem Durchgang durch CFD-Diskriminatoren und entsprechenden Delays ein Stoppsignal im TDC. Aus den Differenzzeiten des Startsignals durch die PIN-Diode und dem Stoppsignal bei angesprochenem Photomultiplier erhält man das Differenzzeitspektrum, aus welchem die Zeitaufösung der 8-inch Röhren bestimmt wird.

## 5.2 Optimierung der Spannungsteiler

Bei der Optimierung der Spannungsteiler ist es das Ziel, durch eine geeignete Wahl der elektrischen Felder in der Eingangsoptik zwischen Photokathode und Dynode1 (sowie an der Dynodenkette) die optimale Zeit- und Energieauflösung einzustellen. Die Widerstandsverhältnisse des Spannungsteilers müssen experimentell herausgefunden werden. Dies erfolgt normalerweise durch entsprechende Potentiometer an den zu optimierenden Dynodenstufen. Der folgende Abschnitt zeigt eine andere, sehr elegante Möglichkeit der variablen Spannungsversorgung der Teilsysteme Eingangsoptik und Dynodenkette.

### 5.2.1 Testspannungsteiler

Um die elektrischen Felder der Teilsysteme im Photomultiplier unabhängig zu variieren, wurde der Spannungsteiler modifiziert. Grundsätzlich gibt es zwei Möglichkeiten der getrennten Spannungsversorgung der Systeme Eingangsoptik und Dynodenkette. Diese sind in Abbildung 5.3 dargestellt. Die Realisierung a.) aus Abbildung 5.3 hat den Vorteil, daß dieses System ohne Schwierigkeiten auf die Versorgung mehrerer Dynodenstufen ausbaubar ist. Die Spannungsdifferenzen zwischen den Dynodenteilen ergeben sich aus den Differenzen der Hochspannungen. Für die Optimierungsprozedur ist dieser Aufbau aber unzuweckmäßig, da man nur zwei getrennte Stufen zwischen  $U(K - D1)$  und  $U(D1 - A)$  regeln will, dies aber bei dieser Beschaltung nicht unabhängig voneinander möglich ist.

Aus diesem Grund wurde für die Photomultipliertests der Aufbau b.) aus Abbildung 5.3 gewählt. Durch das feste Potential der Dynode1 auf Masse gewährleistet diese Beschaltung eine unabhängige Versorgung der Photomultiplierteilssysteme  $U(K - D1)$  und  $U(D1 - A)$ .

Die tatsächliche Realisierung der zweigeteilten Spannungsversorgung zeigt die Abbildung 5.4 am Beispiel des Spannungsteilers der EMI 9353. Außer einer bequemen Versorgung der Teilsysteme zu Testzwecken ermöglicht es diese Beschaltung zudem, lokale Extremsituationen der  $\vec{E}$ -Felder im optoelektronischen Eingangssystem als auch im Dynodenbereich

<sup>3</sup>Bemerkt sei, daß es grundsätzlich ein Problem darstellt, großflächige, gekrümmte Photokathoden isotrop zu beleuchten, da zum einen der Diffusor klein gewählt werden sollte, um Flugzeiteffekte der Photonen zu minimieren, zum andern aber dadurch die Photonen immer eine definierte Richtung bezüglich der Photokathode haben. Dadurch sind starke Reflexionsverluste an der gekrümmten Glasfläche, besonders auf Randgebieten, zu erwarten.

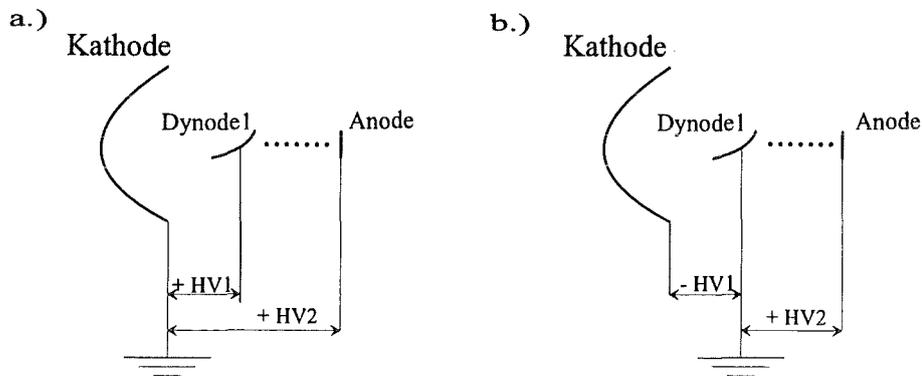


Abbildung 5.3: Die zwei Möglichkeiten einer zweigeteilten Hochspannungsversorgung der Photomultiplier. Abbildung a.) zeigt die Realisierung mit zwei positiven Hochspannungen, Abbildung b.) mit positiver und negativer Hochspannung sowie Dynode1 auf Masse.

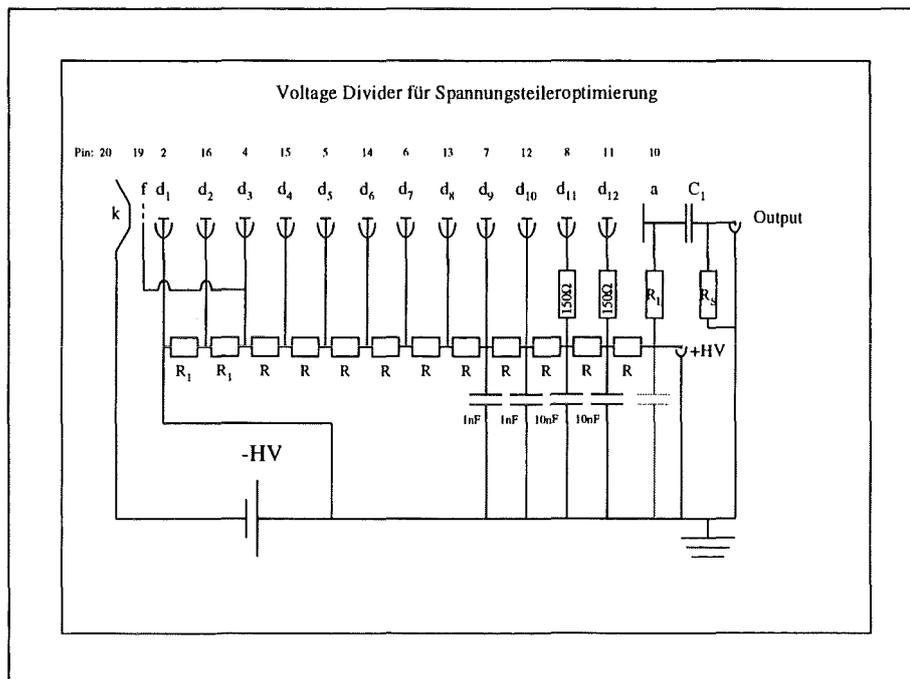


Abbildung 5.4: Zweigeteilter Spannungsteiler zu Testzwecken. Dieser kann mit zwei getrennten, unabhängig voneinander variierbaren Hochspannungen zwischen  $U(K - D1)$  und  $U(D1 - A)$  versorgt werden. Als gemeinsames Potential dient die Masse auf Dynode1.

zu testen, ohne die Photomultiplier auf längere Zeit über ihre Gesamtbelastbarkeit zu belasten.

## 5.2.2 Ergebnisse der Messungen

Mit dem Photomultiplier-Teststand der Abbildung 5.1 und dem modifizierten Spannungsteiler wurden umfangreiche Messungen zur Optimierung der Photomultipliereigenschaften durchgeführt.

Getestet wurden beide Photomultipliertypen, EMI 9353 sowie HAMAMATSU R5912. Von jedem Röhrentyp standen zwei Test-Exemplare zur Verfügung. Alle vier Photomultiplier wurden bezüglich der Eigenschaften Single-Electron-Resolution, Gain und Zeitauflösung verglichen und daraus resultierend die besten Betriebsspannungen ermittelt.

### Single-Electron-Resolution

Zur Bestimmung der Single-Electron-Resolution wurde der jeweilige Single-Photon-Peak im Single-Electron-Spektrum mit MINUIT durch eine Gausskurve angefitet. Die daraus resultierende Breite ( $\sigma$ ) und die Hauptlage des Fits dienen zur Berechnung der Single-Electron-Resolution SER:

$$SER = \frac{\textit{Sigma}}{\textit{Mean} - \textit{Pedestal}}$$

Das Pedestal gibt die Einträge im Pulshöhenspektrum an wenn bei gesetztem ADC-Gate kein Anodenpuls vorhanden war (Energie gleich null). Die Abbildungen 5.5, 5.6, 5.7 und 5.8 zeigen die Ergebnisse der Messungen für die vier getesteten Photomultiplier. Zu sehen ist jeweils die Single-Electron-Resolution in Abhängigkeit von  $U(K - D1)$  bei verschiedener Dynodenkettenspannung  $U(D1 - A)$ . Sowohl bei der EMI 9353 als auch der HAMAMATSU R5912 ist deutlich zu erkennen, daß sich mit Erhöhung der Spannung zwischen Kathode und erster Dynode  $U(K - D1)$  die SER wesentlich verbessert. Dies bestätigt die Tatsache, daß die Energieauflösung mit zunehmender Zahl der Sekundärelektronen der ersten Dynode  $\sim 1/\sqrt{N_{\text{Sekundär}}}$  [Gem88] besser wird. Die Anzahl der Sekundärelektronen erhöht sich aber gerade mit zunehmender kinetischer Energie der beschleunigten Photoelektronen durch die Erhöhung der Spannung  $U(K - D1)$ . Der Einfluß der Dynodenkettenspannung zwischen Dynode1 und Anode  $U(D1 - A)$  ist dagegen viel geringer. Daraus resultiert auch (siehe Kapitel 3.2.4) die Vermutung, daß der Prozeß der Sekundäremission an der ersten Dynode der alles Entscheidende ist und die statistischen Prozesse der Sekundäremission an den restlichen Dynoden nur noch eine untergeordnete Rolle spielen. Deutlich zu erkennen ist auch, daß die Single-Electron-Resolution der beiden EMI 9353-Röhren sich um ungefähr 5% unterscheiden, die der beiden HAMAMATSU R5912 aber annähernd gleich sind.

Die Messungen zeigen, daß man für jede einzelne Röhre individuelle Betriebsspannungen bestimmen könnte, was aber bei einer Vielzahl von zu testenden Photomultipliern im Großdetektor unmöglich wäre. Deshalb wird versucht für die Photomultiplier eine mittlere, optimale Versorgungsspannung aus den Messungen festzulegen. Eine solche 'Definition' der besten Betriebsspannungen wird auch für die anderen Testgrößen in den folgenden Abschnitten durchgeführt.

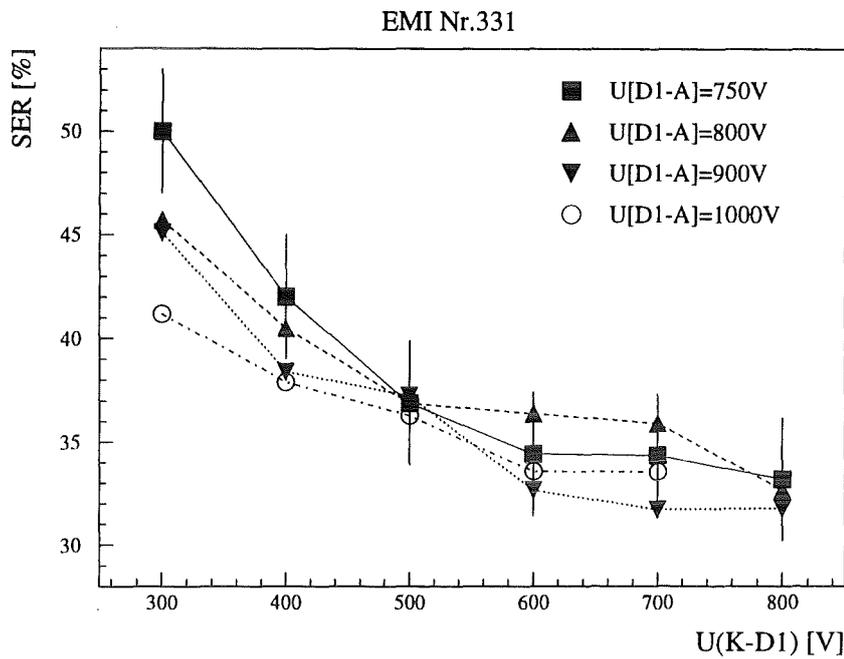


Abbildung 5.5: Die Single-Electron-Resolution der EMI 9353 Nr.331 in Abhängigkeit von der Spannung zwischen Kathode und erster Dynode für vier verschiedene Spannungen zwischen Dynode und Anode.

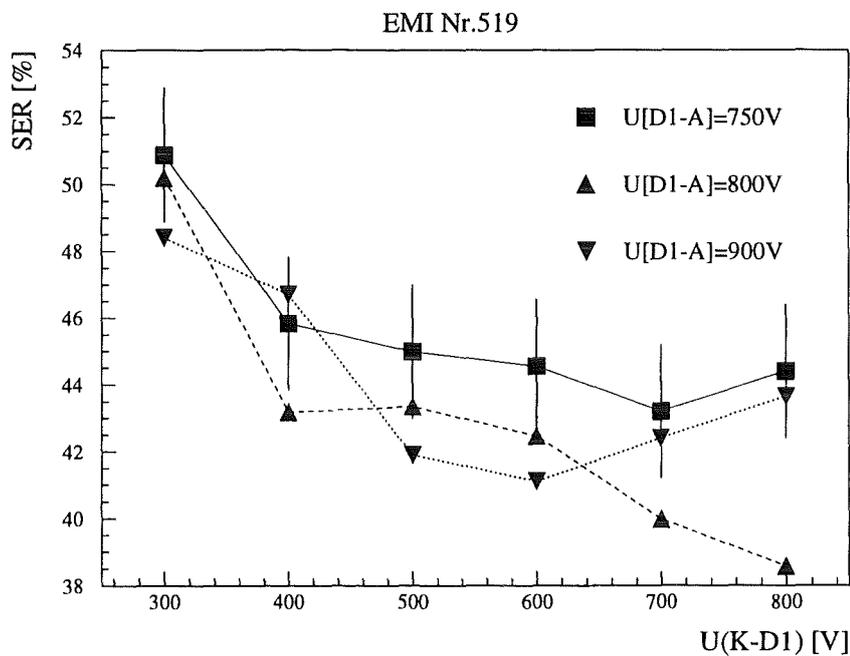


Abbildung 5.6: Die Single-Electron-Resolution der EMI 9353 Nr.519 in Abhängigkeit von der Spannung zwischen Kathode und erster Dynode.

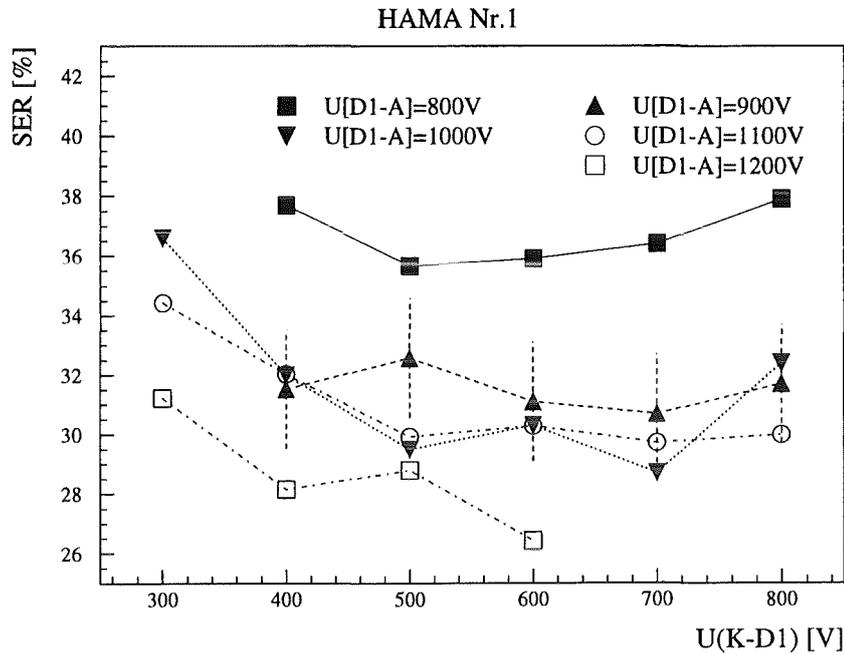


Abbildung 5.7: Die Single-Electron-Resolution der HAMAMATSU R5912 Nr.1 in Abhängigkeit von der Spannung zwischen Kathode und erster Dynode.

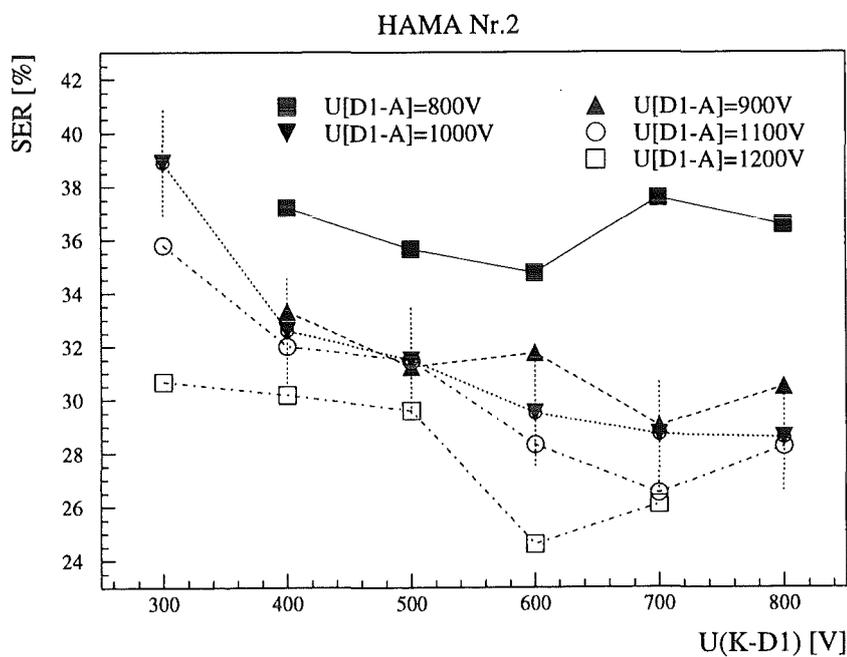


Abbildung 5.8: Die Single-Electron-Resolution der HAMAMATSU R5912 Nr.2 in Abhängigkeit von der Spannung zwischen Kathode und erster Dynode.

Zusammenfassend können folgende optimierte Versorgungsspannungen festgelegt werden. Für die EMI 9353 ergibt sich:

$$\left. \begin{array}{l} SER_{EMI331} \approx 35 \% \\ SER_{EMI519} \approx 42 \% \end{array} \right\} \begin{array}{l} U(K - D1) = 600 V \\ U(D1 - A) = 800 V \end{array}$$

Für die HAMAMATSU R5912 ergibt sich:

$$\left. \begin{array}{l} SER_{HAMA1} \approx 30 \% \\ SER_{HAMA2} \approx 28 \% \end{array} \right\} \begin{array}{l} U(K - D1) = 600 V \\ U(D1 - A) = 1100 V \end{array}$$

Damit ist die HAMAMATSU R5912 in der SER signifikant besser als die EMI 9353 Röhren.

### Transit-Zeit-Differenzen

Spannungsabhängige Zeitjitteruntersuchungen lassen erwarten, daß sowohl die Flugzeitdifferenzen im elektrooptischen Eingangssystem der Photomultiplier, als auch die Spreizung der Transitzeiten durch unscharfe intrinsische kinetische Energien der Photoelektronen sich durch ein  $1/\sqrt{U}$  Gesetz beschreiben lassen (siehe Abschnitt 3.2.6).

Die Ergebnisse dieser Messungen sind in den Abbildungen 5.9, 5.10, 5.11 und 5.12 zusammengefaßt. Die Anzahl der Meßpunkte ist nicht ausreichend, um einen aussagekräftigen  $1/\sqrt{U}$ -Fit durch die Meßpunkte zu legen. Qualitativ ist aber bei allen vier Röhren eine deutliche Abnahme des Zeitjitters mit zunehmender  $U(K - D1)$ -Spannung als auch zunehmender  $U(D1 - A)$ -Spannung zu erkennen.

Insgesamt kann gesagt werden, daß das für einen Čerenkovdetektor geforderte Limit einer Zeitauflösung von  $1\text{ ns}$  bei der HAMAMATSU R5912 besonders leicht zu erreichen ist. Diese Röhre liefert für fast beliebige Spannungen an der Eingangsoptik zwischen Kathode und erster Dynode bis herab zu  $300\text{V}$  und schon ab einer Dynodenkettenspannung von  $800\text{V}$  bessere Werte als  $1\text{ ns}$ . Die Asymmetrie der einzelnen Jitterspektren verschlechtert diese Beurteilung kaum. Erste Simulationsrechnungen zeigen ferner, daß die Jitterasymmetrie nur einen geringen Einfluß auf die Zeitauflösung des Čerenkovdetektors hat [Arm95b].

Bei der EMI 9353 hingegen kann die geforderte Zeitauflösung von  $1\text{ ns}$  nur bei sehr hohen Betriebsspannungen erreicht werden, die teilweise die erlaubten Maximalgrenzen des Herstellers überschreiten. Die schlechteren Eigenschaften der EMI 9353 bezüglich ihrer Zeitauflösung kann mit der mehrstufigen 12er-Dynodenkette gegenüber der 10-stufigen Hamamatsu in Zusammenhang gebracht werden. Dies zeigen insbesondere die im Anhang B vorgestellten Messungen mit einer speziell für diese Untersuchungen gebaute 12-Stufen-Röhre von HAMAMATSU. Die Ergebnisse für die Zeitauflösung der EMI 9353-Röhren können zusammengefaßt angegeben werden zu:

$$\left. \begin{array}{l} \text{timejitter}_{EMI331} \approx 1.15\text{ ns (Sigma)} \\ \text{timejitter}_{EMI519} \approx 1.1\text{ ns (Sigma)} \end{array} \right\} \begin{array}{l} U(K - D1) = 600\text{ V} \\ U(D1 - A) = 800\text{ V} \end{array}$$

Die entsprechenden Ergebnisse für die HAMAMATSU R5912 lauten:

$$\left. \begin{array}{l} \text{timejitter}_{HAMA1} \approx 0.7\text{ ns (Sigma)} \\ \text{timejitter}_{HAMA2} \approx 0.6\text{ ns (Sigma)} \end{array} \right\} \begin{array}{l} U(K - D1) = 600\text{ V} \\ U(D1 - A) = 1100\text{ V} \end{array}$$

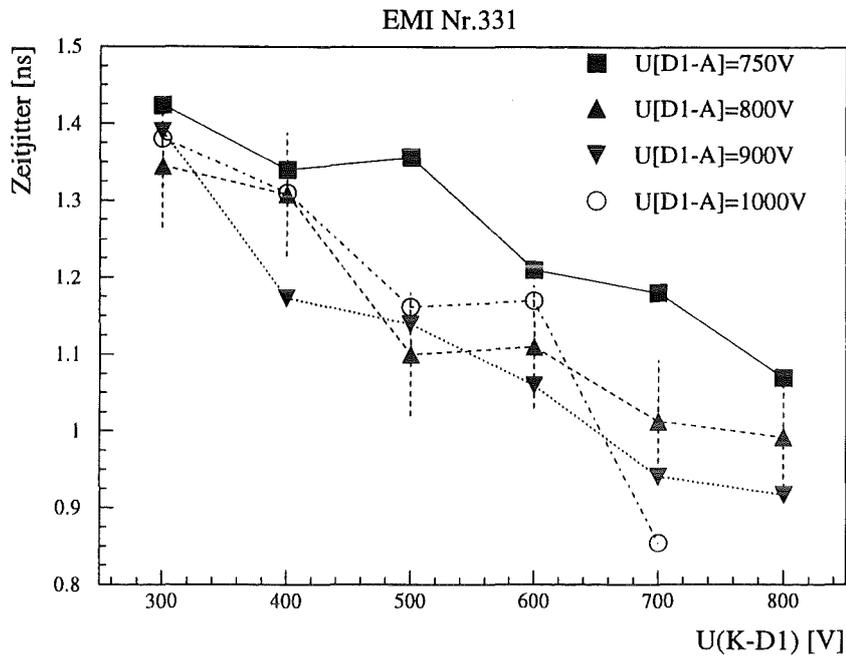


Abbildung 5.9: Die Zeitauflösung der EMI 9353 Nr.331 in Abhängigkeit von der Spannung zwischen Kathode und erster Dynode.

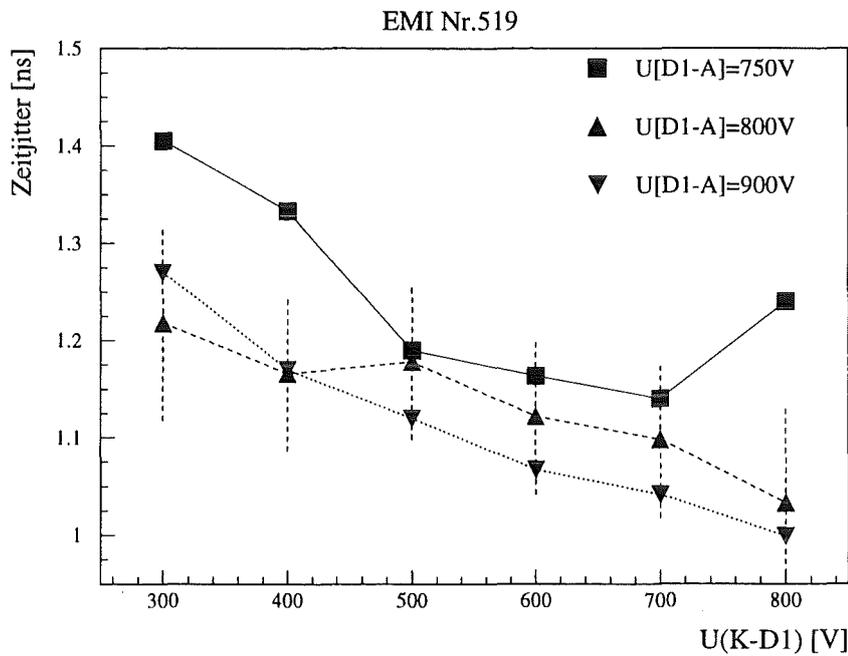


Abbildung 5.10: Die Zeitauflösung der EMI 9353 Nr.519 in Abhängigkeit von der Spannung zwischen Kathode und erster Dynode.

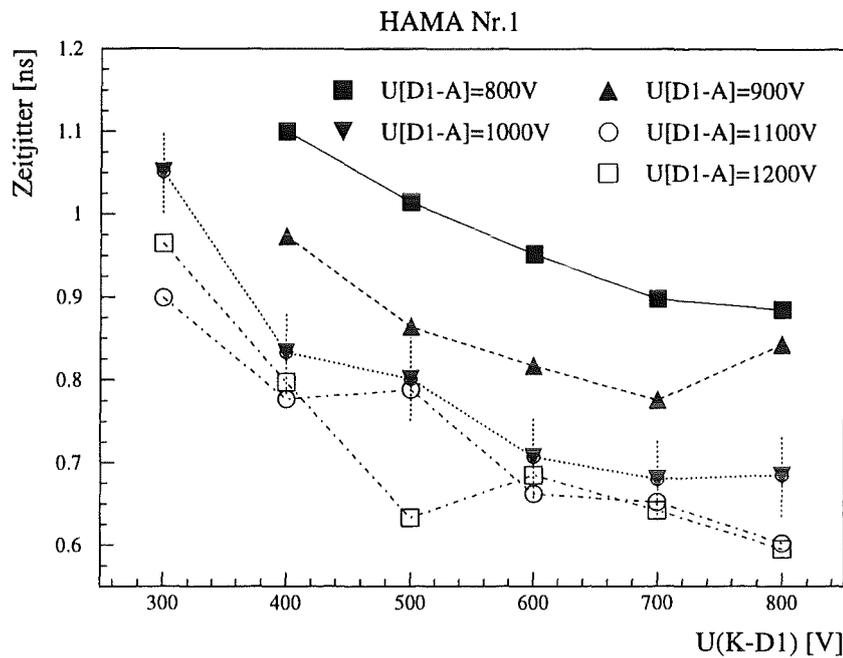


Abbildung 5.11: Die Zeitaufösung der HAMAMATSU R5912Nr.1 in Abhängigkeit von der Spannung zwischen Kathode und erster Dynode.

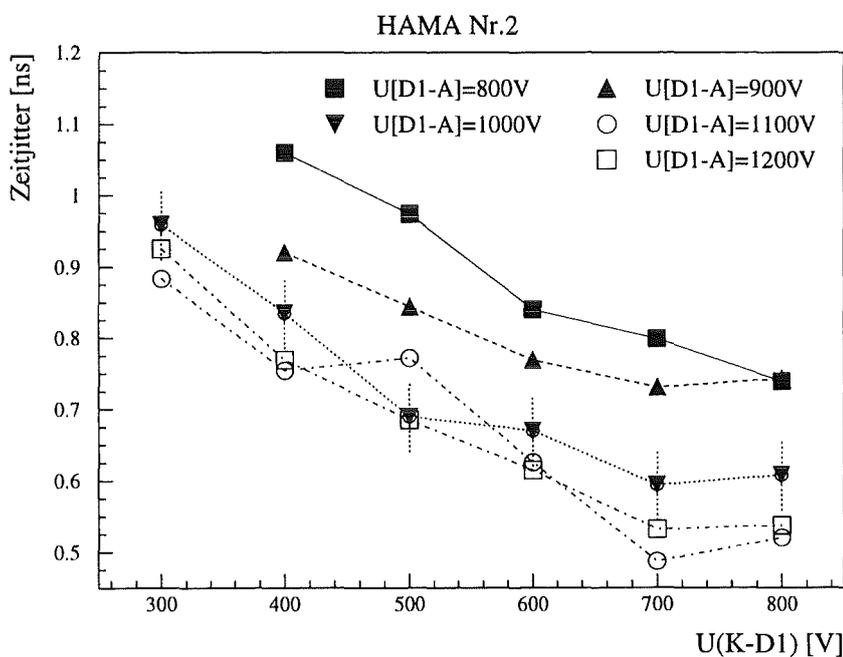


Abbildung 5.12: Die Zeitaufösung der HAMAMATSU R5912Nr.2 in Abhängigkeit von der Spannung zwischen Kathode und erster Dynode.

### Gain

Die Gain ist für den Gebrauch der Röhren im Single-Photon-Betrieb eine entscheidende Größe, da die Photomultiplier im Detektor ohne Vorverstärker betrieben werden sollen. Außerdem müssen die Signale vor dem Diskriminator der Triggerelektronik gesplittet werden, um zusätzlich die Energieinformation über die Pulshöhen mit aufzunehmen. Die Pulse sollen zudem deutlich über der Diskriminatorschwelle liegen um Schwelleneffekte auszuschließen. Die Verstärkung sollte mindestens  $1 \cdot 10^8$  sein, um nach Splittung des Anodensignals und bei einer Schwelle von 0,5 Photoelektronen noch deutlich über der Mindestschwelle von 20 mV der Diskriminatoren zu liegen.

Die Abbildungen 5.13 – 5.16 zeigen die Ergebnisse der Gainmessungen. In allen Schaubildern ist eine schwache Zunahme der Verstärkung mit der Erhöhung von  $U(K - D1)$  zu erkennen. Die Gain läuft in die Sättigung, da die mittlere Anzahl der Sekundärelektronen an der ersten Dynode zwar mit zunehmender Energie der Photoelektronen zunimmt, aber dennoch ab einer gewissen Spannung  $U(K - D1)$  maximal wird und endlich bleibt. Mit zunehmender Spannung an der Dynodenkette nimmt die Verstärkung wie erwartet mit einem Potenzgesetz  $HV^n$  zu.

Vergleicht man die beiden Röhrentypen EMI 9353 und HAMAMATSU R5912 bei identischen Spannungsverhältnissen  $U(K - D1) = 600 V$  und  $U(D1 - A) = 900 V$ , so liegt die Verstärkung der EMI 9353 zwischen  $2 \cdot 10^8$  und  $3 \cdot 10^8$  um ungefähr den Faktor sechs höher als die der HAMAMATSU R5912 mit Verstärkungswerte zwischen  $4 \cdot 10^7$  und  $5 \cdot 10^7$ . Da die EMI 9353 zwei Dynoden mehr besitzt als die HAMAMATSU R5912 ergibt dies eine Dynodenverstärkung oder auch einen Sekundäremissionskoeffizienten des Dynodenmaterials von ungefähr drei bis vier. Allerdings muß in diesen Überlegungen noch ein Faktor für die an den Dynoden und der Anode nicht zu vernachlässigende Kollektionsefficiency mit eingeführt werden. Nimmt man diesen Faktor zu  $\approx 0,8$  an, so erhält man einen Sekundäremissionskoeffizienten zwischen vier und fünf, was auch den Erwartungen aufgrund der  $SbCs_3$ -Dynodenbeschichtung entspricht [Phi94].

Zusammenfassend kann die Verstärkung, wenn auch stark spannungsabhängig, unter Berücksichtigung der optimierten Spannungsverhältnisse der letzten Abschnitte für Zeitjitter und Single-Electron-Resolution angegeben werden:

Für die EMI 9353 ergibt sich demnach:

$$\left. \begin{array}{l} Gain_{EMI331} \simeq 2 \cdot 10^8 \\ Gain_{EMI519} \simeq 3 \cdot 10^8 \end{array} \right\} \begin{array}{l} U(K - D1) = 600 V \\ U(D1 - A) = 900 V \end{array}$$

Die entsprechenden Ergebnisse für die HAMAMATSU R5912 lauten:

$$\left. \begin{array}{l} Gain_{HAMA1} \simeq 1,6 \cdot 10^8 \\ Gain_{HAMA2} \simeq 1,6 \cdot 10^8 \end{array} \right\} \begin{array}{l} U(K - D1) = 600 V \\ U(D1 - A) = 1100 V \end{array}$$

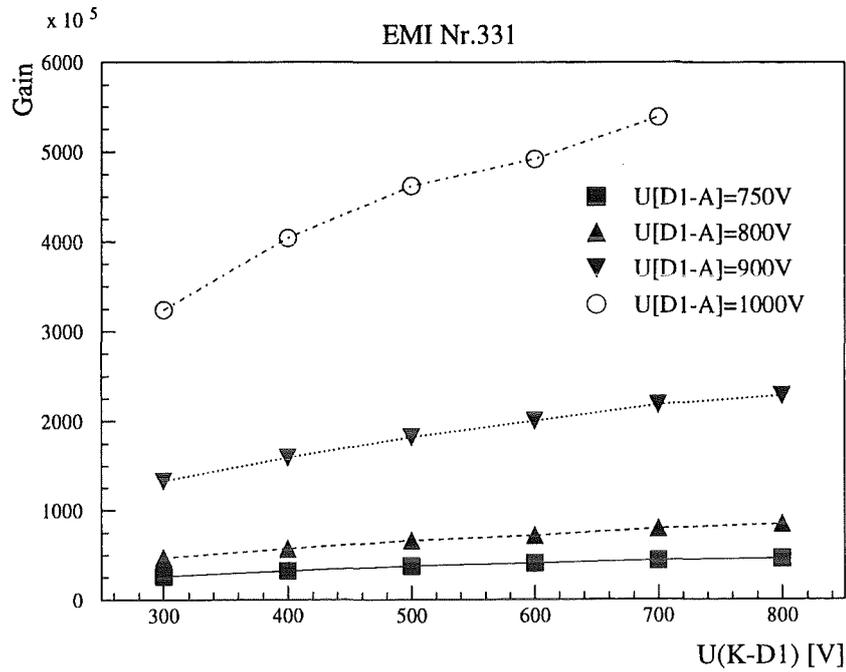


Abbildung 5.13: Die Gain der EMI 9353 Nr.331 in Abhängigkeit von der Spannung zwischen Kathode und erster Dynode.

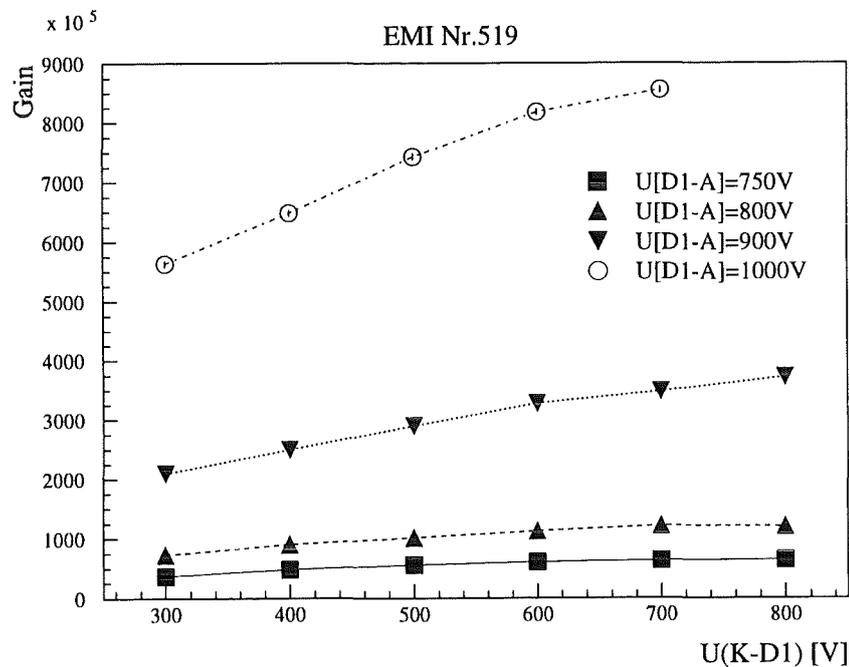


Abbildung 5.14: Die Gain der EMI 9353 Nr.519 in Abhängigkeit von der Spannung zwischen Kathode und erster Dynode.

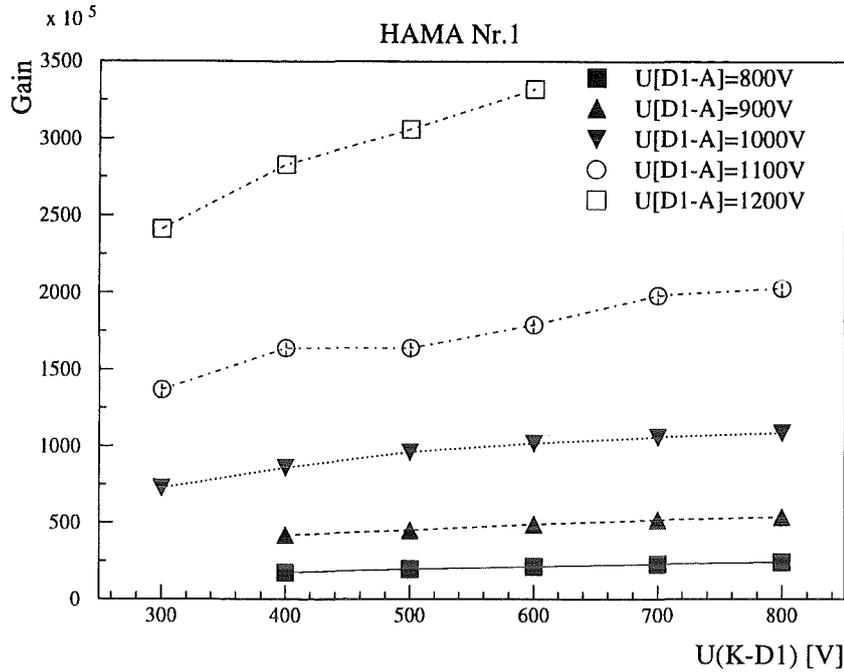


Abbildung 5.15: Die Gain der HAMAMATSU R5912 Nr.1 in Abhängigkeit von der Spannung zwischen Kathode und erster Dynode.

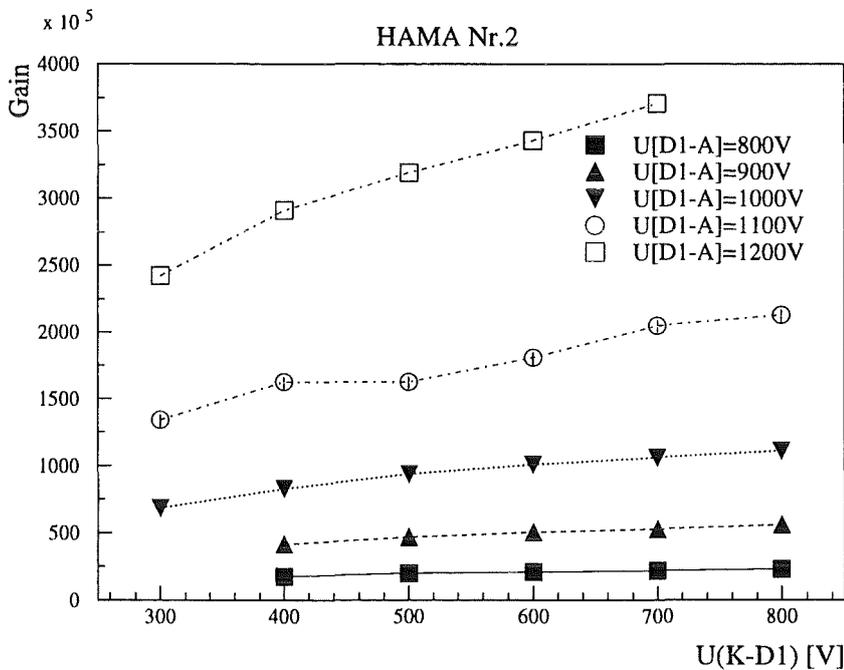


Abbildung 5.16: Die Gain der HAMAMATSU R5912 Nr.2 in Abhängigkeit von der Spannung zwischen Kathode und erster Dynode.

### 5.3 Homogenitätstests der Photokathode

Im Čerenkovdetektor werden die Photomultiplier isotrop in dem Sinne beleuchtet, daß der Ort der einfallenden Photonen auf der Kathodenoberfläche unbekannt ist. Dennoch ist jedes zu detektierende Ereignis für sich genommen eine punktuelle Beleuchtung des Eingangsfensters der Photomultiplier. Deshalb ist es notwendig die Charakteristiken der Röhren bei punktueller Beleuchtung zu untersuchen. Daraus lässt sich abschätzen, inwieweit das Einzelereignis vom Gesamtbild eines isotrop beleuchteten großflächigen Photomultipliers ( $\sim 540 \text{ cm}^2$  Photokathodenfläche) abhängt.

Besonders wichtig in diesem Zusammenhang ist die Untersuchung der Abweichungen der Zeitauflösung durch Flugzeitdifferenzen die aufgrund geometrischer Abweichungen des Kathodenglases von der Kugelsymmetrie und Inhomogenitäten der  $\vec{E}$ -Feldlinien im optoelektronischen Eingangsbereich entstehen. Aber auch die Verbreiterung des Zeitjitters durch Fokussierungsprobleme der Photoelektronen vom Kathodenrandbereich auf die erste Dynode sind zu untersuchen. Die Ergebnisse der Untersuchungen können insbesondere als Eingabeparameter für Simulationsrechnungen verwendet werden.

#### 5.3.1 Meßaufbau zur lokalen Photokathodenbeleuchtung

Um eine hemisphärische Photokathode an möglichst verschiedenen, ortsgenauen Stellen senkrecht und punktuell zu beleuchten, ist eine relativ aufwendige Apparatur notwendig. Dieser Aufbau ist in Abbildung 5.17 dargestellt. Der Photomultiplier wird in einer

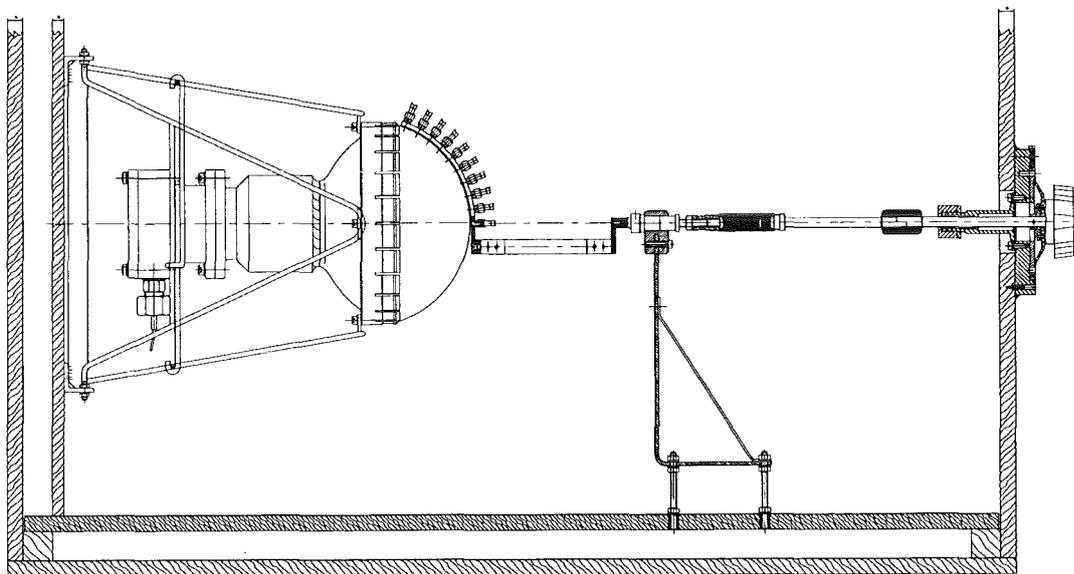


Abbildung 5.17: Experimenteller Aufbau zur lokalen Photokathodenbeleuchtung.

Halterung (linke Seite) festgehalten. Vor der Photokathode befindet sich ein Bleibügel, wel-

cher der Form der individuellen Photokathode angepaßt werden kann. An diesem Bügel sind 10 durchbohrte Gewindestifte angebracht, an welchen 10 verschiedene Lichtleitkabel angebracht werden können. Die Photokathode ist damit entlang dem Polarwinkel in  $\approx 6^\circ$ -Schritte unterteilt. Der Abstand der Lichtleiterausgänge ist im Abstand zur Kathode einstellbar. Somit kann der Beleuchtungsbereich von wenigen  $mm^2$  bis hin zu  $cm^2$ -Bereichen eingestellt werden.

Die Lichtleiter sind mit dem Laser außerhalb des lichtdichten Gehäuses einzeln ansteuerbar, so daß jeder Kathodenpunkt für sich einer Messung unterzogen werden kann. Das ganze Beleuchtungssystem ist dann noch drehbar um die Photokathode gelagert. Über eine Welle tritt das Lichtleitersystem durch lichtdichte O-Ringe aus der Kiste aus. Durch einen winkelskalierten Drehknopf kann man den Beleuchtungsbügel stufenlos um die Kathodenoberfläche drehen, wodurch der gesamte Azimutwinkel des Photomultipliers kontinuierlich abfahrbar ist. Der experimentelle Aufbau des LASERS mit PIN-Diode als Triggersignal ist identisch dem Aufbau aus Kapitel 5.1.

### 5.3.2 Meßergebnisse und Vergleich HAMAMATSU R5912 und EMI9353

Insgesamt wurden auf der Kathodenoberfläche 41 Punkte mit einer jeweiligen Meßzeit von 1,5 h beleuchtet. Abbildung 5.18 zeigt schematisch die Draufsicht der Photokathode mit den getesteten Beleuchtungsstellen. Alle Messungen wurden mit Superstrahlung des

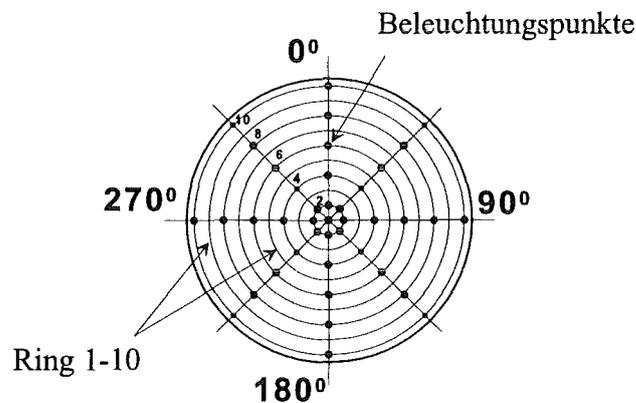


Abbildung 5.18: Draufsicht der 8-inch Photokathode. Eingezeichnet sind die gemessenen Punkte. Die Oberfläche wurde dazu radial in 10 Ringe und im Polarwinkel in  $45^\circ$ -Schritten unterteilt. Ring 1 bedeutet den Punkt im Kathodenzentrum, Ring 10 den Kreisring auf dem Kathodenrand. Daraus resultieren 41 Beleuchtungspunkte

LASERS mit einer Wellenlänge zwischen  $450\text{ nm}$  und  $500\text{ nm}$  durchgeführt.

### Charakteristische Spektren HAMAMATSU R5912

Um die Signifikanz der gemessenen Effekte zu verdeutlichen, sind im folgenden einige charakteristische Energie- und Zeitspektren verschiedener Kathodenpunkte aufgezeigt. In den

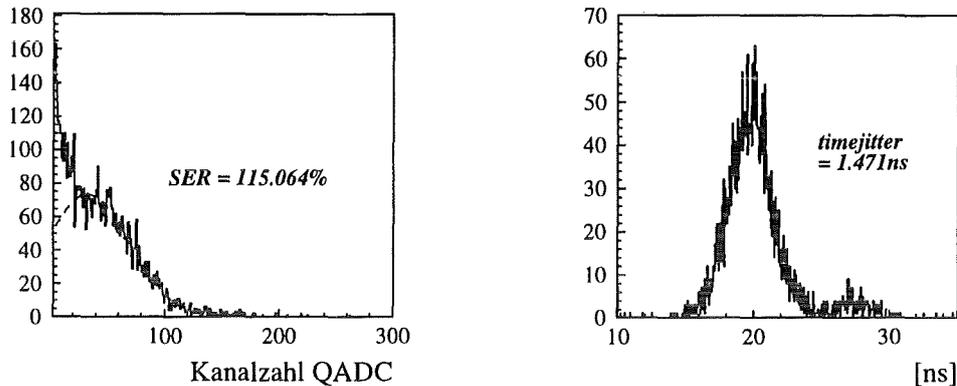


Abbildung 5.19: Single-Electron-Resolution und Transitzeitdifferenzspektrum der HAMAMATSU R5912. Beleuchtungspunkt ist Ring 10, 45°

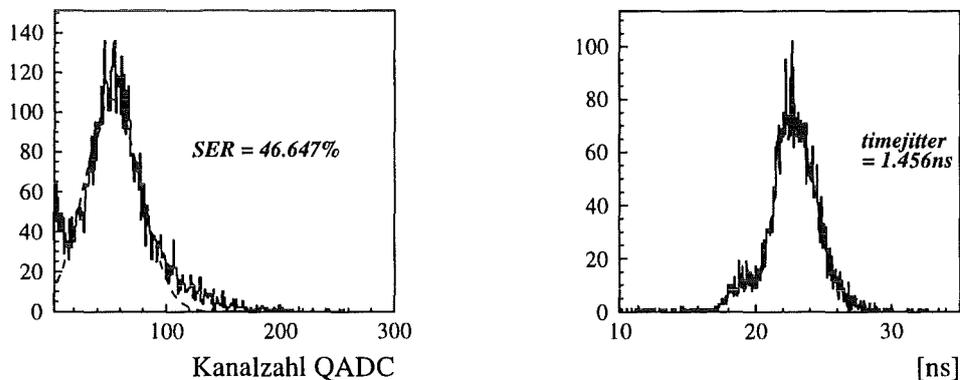


Abbildung 5.20: Single-Electron-Resolution und Transitzeitdifferenzspektrum der HAMAMATSU R5912. Beleuchtungspunkt ist Ring 10, 270°

Single-Electron-Spektren des Kathodenrandbereiches (Abb.5.19 und 5.20) zeigt sich, daß die Single-Electron-Resolution und das P/V sich teilweise extrem verschlechtern und zudem starken Schwankungen unterworfen sind. Dies bestätigt die These, daß der niederenergetische Signalanteil von den Photoelektronen verursacht wird, welche einen Randbereich der ersten Dynode treffen. Die auf dem Randbereich produzierten Sekundärelektronen haben daher eine ungünstige Startposition und gelangen somit nicht alle zur zweiten Dynode (siehe Kapitel 3.2.5). In Kathodeninnenbereichen (Abb. 5.21) ist die Single-Electron-Resolution und das P/V homogen und liegt ungefähr bei  $SER = 30\%$  und  $P/V = 4$ . In den Transitzeitdifferenzspektren ist jeweils der gleiche Zeitausschnitt zwischen 10 ns und 35 ns dargestellt. Dadurch wird verdeutlicht, daß sich die Transitzeit zwischen den Ka-

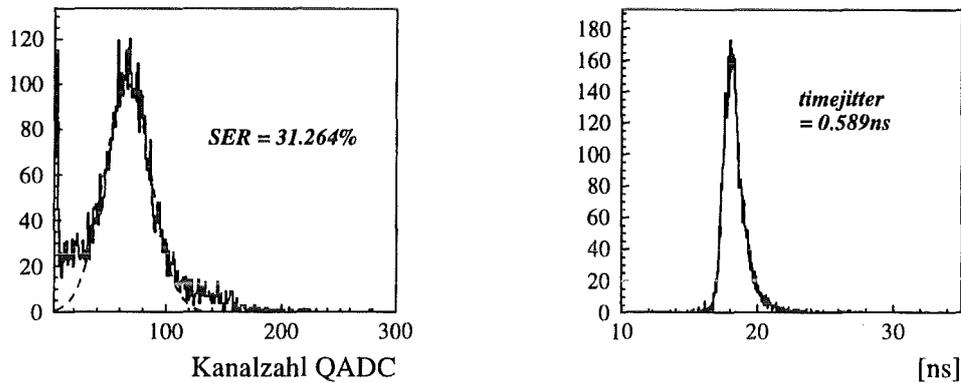


Abbildung 5.21: Single-Electron-Resolution und Transitzeitdifferenzspektrum der HAMAMATSU R5912. Beleuchtungspunkt ist Ring4,  $0^\circ$

thodenpunkten bis zu  $3\text{ ns}$  verschieben kann. Weiterhin sind deutlich Vor- bzw. Nachpulsstrukturen zu erkennen. Der Transittimespread ist an Randbereichen mit durchschnittlich  $1,5\text{ ns}$  um den Faktor drei schlechter als in den Kathodeninnenbereichen. Die Ergebnisse der Zeitauflösung der Kathodeninnenbereiche spiegelt im wesentlichen die Ergebnisse bei isotroper Kathodenbeleuchtung wider (siehe Kapitel 5.2.2) und liegt bei  $\Delta t \approx 600\text{ ps}$ .

### Charakteristische Spektren EMI 9353

Zum Vergleich mit den charakteristischen Spektren der HAMAMATSU R5912 im Abschnitt zuvor sind hier die entsprechenden Ergebnisse der Messungen mit der EMI 9353 (Abbildung 5.22) bis 5.24) dargestellt. Auch die EMI 9353 zeigt auf den Randgebieten

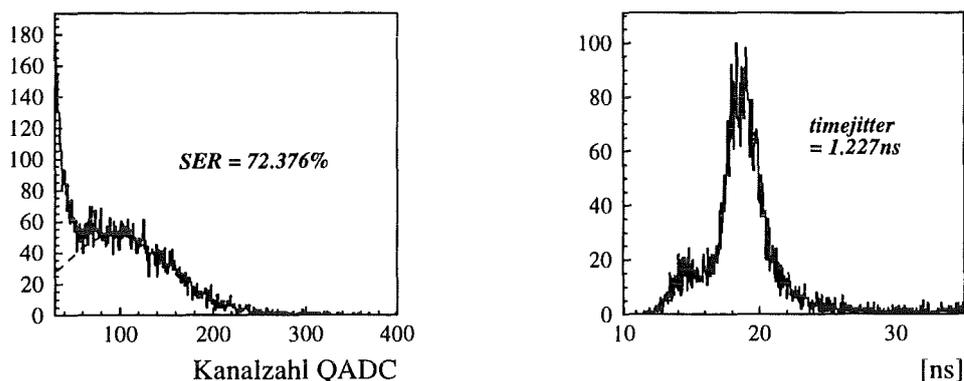


Abbildung 5.22: Single-Electron-Resolution und Transitzeitdifferenzspektrum der EMI9353. Beleuchtungspunkt ist Ring 10,  $180^\circ$

eine sehr schlechte Single-Electron-Resolution zwischen 50% und 80%. Das *Peak/Valley* verschlechtert sich in Richtung Kathodenrand zunehmens und zeigt ähnliches Verhalten wie die entsprechenden Kathodenbereiche der HAMAMATSU R5912. Die Ursache die-

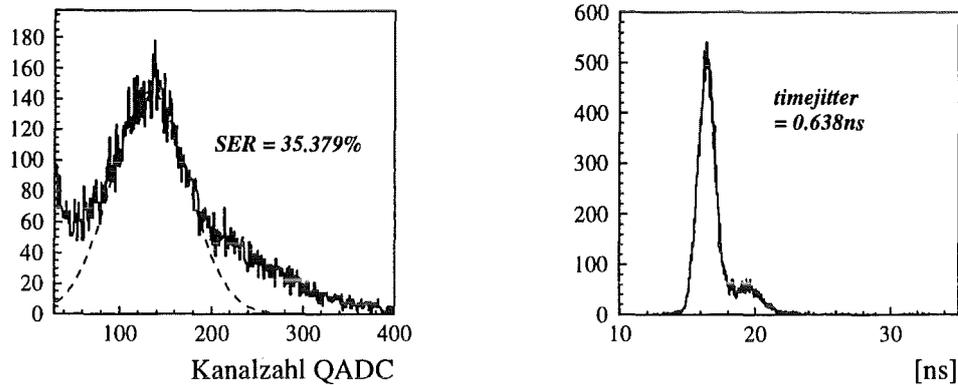


Abbildung 5.23: Single-Electron-Resolution und Transitzeitdifferenzspektrum der EMI9353. Beleuchtungspunkt ist Ring 8, 90°

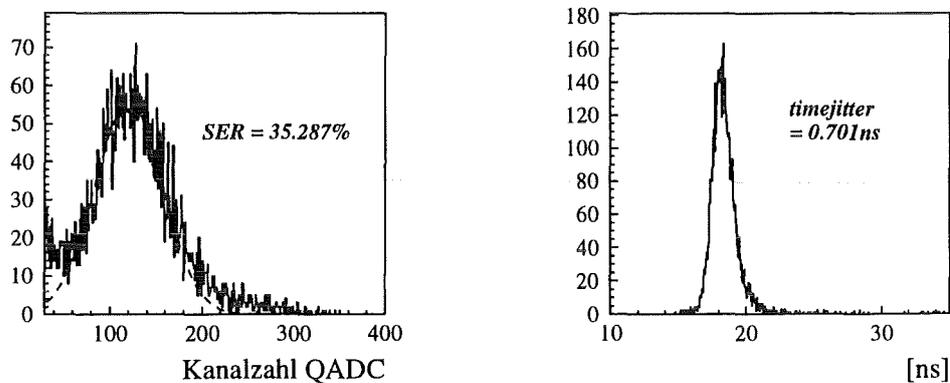


Abbildung 5.24: Single-Electron-Resolution und Transitzeitdifferenzspektrum der EMI9353. Beleuchtungspunkt ist Ring 6, 270°

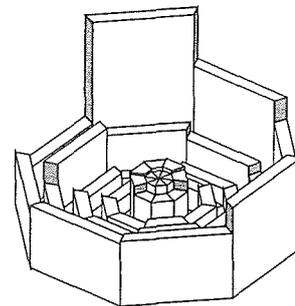
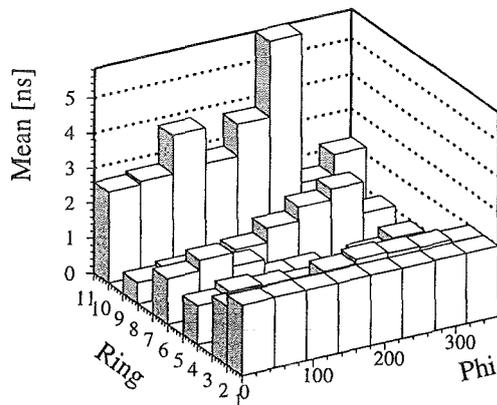
ses Verhaltens kann, genauso wie bei der HAMAMATSU R5912 (siehe Abschnitt zuvor), durch Fokussierungsprobleme der Photoelektronen auf die erste Dynode erklärt werden.

In den Jitterspektren, bei denen auch wieder gleiche Zeitintervalle gewählt wurden, sind genauso wie bei der HAMAMATSU R5912 Vor- und Nachpulsstrukturen zu erkennen. Ebenso verbreitert sich der Jitter bis zu einem Faktor zwei zwischen  $\sim 0,7 \text{ ns}$  und  $\sim 1,4 \text{ ns}$ . Die Hauptlagen der Jitterpeaks können relativ zueinander bis zu  $3 \text{ ns}$  verschoben sein. Die Zeitunschärfen der Kathodeninnenbereiche sind mit  $\sim 0,7 \text{ ns}$  viel schmäler als die entsprechenden Spektren bei isotroper Kathodenbeleuchtung, welche nie besser als  $1 \text{ ns}$  (siehe Kapitel 5.2.2 Timejitter) bestimmt worden sind.

### Transitzeitverschiebungen

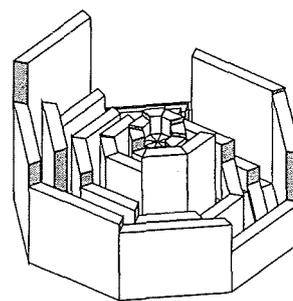
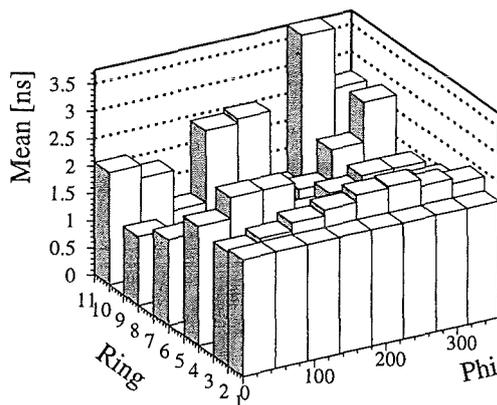
In den folgenden Abbildungen 5.25 und 5.26 sind die Ergebnisse aller 41 Meßpunkte bezüglich der relativen Verschiebungen der Jitterpeaks, sowohl der HAMAMATSU R5912 als auch der EMI 9353 in einer zweidimensionalen Auftragung zusammenfassend dargestellt.<sup>4</sup>

Die Hauptlage des jeweiligen Jitterpeaks wurde über einen Gaussfit an den Peak im Zeitspektrum bestimmt. In beiden Abbildungen ist deutlich zu erkennen, daß auf den Randbe-



Mean vs. Ring,Phi

Abbildung 5.25: Die relative Verschiebung der Transitzeiten der gemessenen Kathodenspitzen der HAMAMATSU R5912. a.) mit Absolutwerten. b.) In Polarkoordinaten zur räumlichen Darstellung.



Mean vs. Ring,Phi

Abbildung 5.26: Die relative Verschiebung der Transitzeiten der gemessenen Kathodenspitzen der EMI 9353. a.) mit Absolutwerten. b.) In Polarkoordinaten zur räumlichen Darstellung.

<sup>4</sup>In den Abbildungen 5.25 und 5.26 als auch in einigen Bildern der folgenden Abschnitte sind die gleichen Meßergebnisse in verschiedener Darstellung gezeigt. Bei den b.)-Bildern wird die Photokathode auf eine Kreisfläche projiziert. Die Höhe der Balken gibt die relative Abweichung der jeweiligen Meßgröße an.

reichen beider Röhren die Photoelektronen im optoelektronischen Eingangssystem längere Transitzeiten brauchen. Auf den Punkten der Kathodeninnenflächen der HAMAMATSU R5912 sind die Transitzeiten nahezu konstant. Bei der EMI 9353 sind dagegen in diesem Bereich immer noch Verschiebungen der relativen Transitzeiten zu beobachten. Das unterschiedliche Verhalten der beiden Röhren bezüglich dieser Verschiebungen wirkt sich auf die unterschiedliche Breite und den Verlauf des Jitterspektrums der EMI 9353 (symmetrisch aber etwas breiter) gegenüber der HAMAMATSU R5912 (asymmetrisch aber schmal) aus. Dies zeigen insbesondere die Betrachtungen der Superposition der Spektren der Einzelpunkte, welche in Kapitel 5.4 vorgestellt werden.

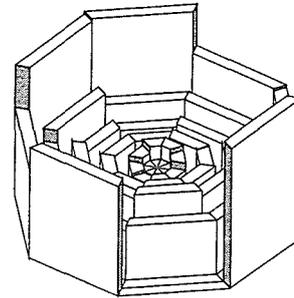
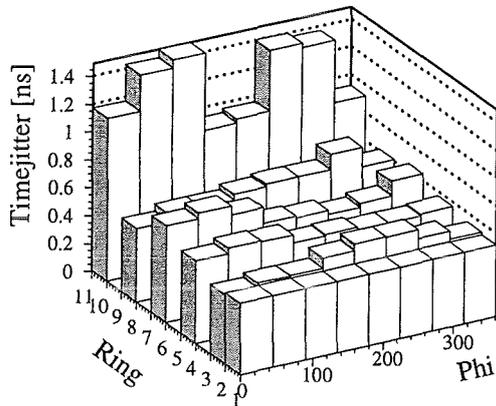
Zur Klärung des Shifteffekts kommen zwei Ursachen in Frage. Reine Geometrieeffekte (Unregelmäßigkeiten der Kathodenoberfläche oder Dynodenstruktur) könnten Laufzeitdifferenzen der Photoelektronen durch Pfadlängenunterschiede hervorrufen. Um aber eine Verschiebung von  $2 ns$  durch die Verlängerung der Elektrontrajektorien zu erklären, müßten nach Gleichung 3.22 geometrische Unregelmäßigkeiten im Zentimeterbereich auftreten. Solche Schwankungen müssen aber gerade bei hemisphärischen Photomultipliern, die ja speziell auf die Vermeidung von Pfadlängenunterschieden optimiert sind, ausgeschlossen werden. Die Photokathoden der 8-inch Röhren sind mit einer Toleranz von wenigen Millimetern, kugelförmig angefertigt.

Als zweite Ursache des Shifteffekts könnten Abweichungen des  $\vec{E}$ -Feldes von der Kugelsymmetrie im elektrooptischen Eingangssystem verantwortlich gemacht werden. Bauartbedingt könnten Fokussierungselektroden und die nicht punktförmige Dynodengeometrie die  $\vec{E}$ -Feldlinien stören. Die Äquipotentiallinien hätten somit möglicherweise, besonders auf dem Kathodenrand, keine äquidistanten Abstände mehr. Dies hätte unterschiedliche Beschleunigungszeiten in Abhängigkeit vom Kathodenort des produzierten Photoelektrons zur Folge.

### Transitzeitjitter

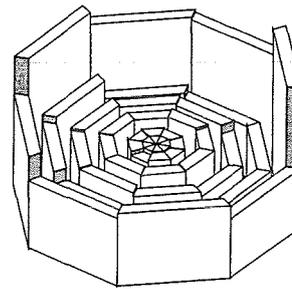
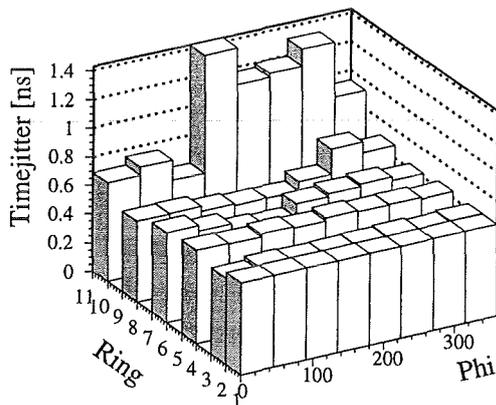
Die zweite wichtige Größe für die Zeitauflösung der Photomultiplier ist die Verbreiterung des Jitterpeaks als Funktion des beleuchteten Kathodenpunkts. Die Abbildungen 5.27 und 5.28 zeigen die Ergebnisse in der gleichen zweidimensionalen Darstellung wie im Abschnitt zuvor. In diesen Meßergebnissen ist wieder zu erkennen, daß die Eigenschaften der Photomultiplier, in diesem Fall der Transitzeitjitter, auf dem Kathodenrand schlechter werden. Bei der HAMAMATSU R5912 in Abbildung 5.27 ist der Timejitter auf dem äußeren Ring mit  $1,4 ns$  bis  $1,8 ns$  um den Faktor drei schlechter als in den Kathodeninnenbereichen. Genauso verhalten sich die entsprechenden Ergebnisse bei der EMI 9353 in Abbildung 5.28.

Auffallend an den Jittern der EMI 9353 ist, daß sie bis auf den Kathodenrandbereich mit  $\sim 0,7 ns$  extrem schmal sind. Um so mehr fällt diese Tatsache deshalb auf, da bei isotroper Beleuchtung der Photokathode der EMI 9353 nie eine bessere Zeitauflösung als  $1 ns$  gemessen wurde. Ganz anders verhält sich diese Betrachtung bei der HAMAMATSU R5912. Bei ihr bestätigen die Ergebnisse des Gesamtbildes der homogen beleuchteten Photokathode (außer auf Randgebieten) ungefähr die Resultate bei Beleuchtung des Einzelpunktes mit einem Zeitjitter von  $\sim 0,7 ns$ .



Timejitter vs. Ring,Phi

Abbildung 5.27: Transitzeitjitter der spotilluminierten Kathodenpunkte der HAMA-MATSU R5912. a.) mit Absolutwerten. b.) In Polarkoordinaten zur räumlichen Darstellung



Timejitter vs. Ring,Phi

Abbildung 5.28: Transitzeitjitter der spotilluminierten Kathodenpunkte der EMI 9353. a.) mit Absolutwerten. b.) In Polarkoordinaten zur räumlichen Darstellung

Die Tatsache, daß der Zeitjitter der isotrop beleuchteten Kathode der EMI 9353 immer breiter ist als der des Einzelpunktes liegt an den Effekten der relativen Transitzeitverschiebungen. Bei der EMI 9353 sind diese Shifts auch im Kathodeninnenbereich viel ausgeprägter als bei der HAMAMATSU R5912 (siehe Abbildung 5.25 und 5.26). Die Superposition der einzelnen, sehr schmalen aber unterschiedlich verschobenen Jitter ergibt wieder einen breiteren Transittimespread. Dieses Konzept der Superposition der Kathodeneinzelpunkte zum Photomultipliergesamtbild wird im Kapitel 5.4 dargestellt.

### Single-Electron-Resolution, Gain und Peak/Valley

Für die Single-Electron-Resolution als auch für das *Peak/Valley*-Verhältnis in Abhängigkeit vom beleuchteten Kathodenort gelten im wesentlichen die gleichen systematischen Effekte wie für die Eigenschaften der Zeitauflösung. Auf dem Kathodenrand werden die

Werte für die Single-Electron-Resolution, als auch für das *Peak/Valley* sehr schlecht. Die charakteristischen Spektren (siehe oben) zeigen dieses Verhalten für beide Röhren sehr deutlich. Die Single-Electron-Resolution der EMI 9353 ist mit durchschnittlich  $\approx 36\%$  um  $5\%$  schlechter als die der HAMAMATSU R5912 mit  $\approx 31\%$ . Auch das *Peak/Valley* der EMI 9353 ist bei gleichen ADC-Gatelängen mit  $P/V \simeq 3$  schlechter als das der HAMAMATSU R5912 mit  $P/V \simeq 4$ . Die Gain ist bei der EMI 9353 für alle Kathodenpunkte stabil und mit  $g \simeq 2 \cdot 10^8$ , selbst bei  $250\text{ V}$  geringerer Betriebsspannung, gleich der Gain der HAMAMATSU R5912 mit  $g \simeq 1,8 \cdot 10^8$ , welche ihrerseits besonders auf Randgebieten erhebliche Verstärkungseinbrüche zeigt.

## 5.4 Superposition der Einzelspektren

Aus den Daten der differentiellen Punktvermessung der Photokathode kann ein annähernd integrales Bild der Kathodeneigenschaften entworfen werden. Dazu superpositioniert man die Einzelspektren der jeweiligen Meßgrößen. Das Ergebnis entspricht qualitativ dem experimentell kaum zugänglichen Bild einer vollständig isotrop beleuchteten Photomultiplieroberfläche, auf welche die Photonen an jeder Kathodenstelle unter nahezu senkrechtem Winkel einfallen. Zur qualitativen Untersuchung des integralen Kathodenbildes müßte eigentlich die Anzahl der Beleuchtungspunkte pro Kathodenring mit der Fläche desselben gewichtet werden. Dazu ist aber die exakte Kenntnis der Beleuchtungsfläche an jedem einzelnen Punkt notwendig. Diese ist einerseits schwer zu bestimmen und zudem bei der Drehung der Lichtleiter um die Photokathode ohne eine sehr aufwendige Meßapparatur (siehe Abb. 5.17) kaum konstant zu halten. Die vorliegende Messung, bei der die Anzahl der Meßpunkte pro Kathodenring konstant gehalten wurde (Abbildung 5.18), erlaubt trotzdem eine qualitative Beurteilung der zu erwartenden Effekte.

### 5.4.1 HAMAMATSU R5912

Zur Darstellung der Ergebnisse durch Superposition der Einzelspektren sind in Abbildung 5.29 bis 5.31 jene Kathodenringe zusammengefaßt, von denen man, ausgehend von den punktuellen Einzelergebnissen der vorhergehenden Abschnitte, die größten Effekte erwartet. In Abbildung 5.29 wurden die Punkte des äußeren Kathodenrandes zusammengefaßt. Die Abbildung 5.30 zeigt entsprechend die Summation aller Punkte des Kathodeninnenbereiches. Schließlich sind in Abbildung 5.31 alle erfaßten Meßpunkte, Ring 1–9 plus Randpunkte superpositioniert. Nach Addition aller 41 Meßpunkte (Abbildung 5.31), erhält

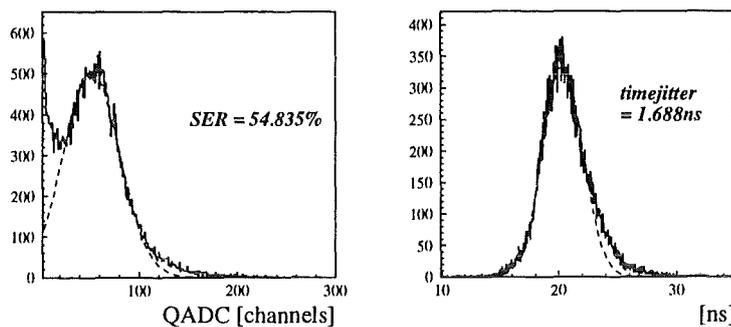


Abbildung 5.29: Superposition der Einzelspektren des äußeren Kathodenringes der HAMAMATSU R5912.

man für die gesamte Photokathode eine Single-Electron-Resolution von 34,2 %, ein Peak zu Valley von 3,3 und eine Zeitauflösung von  $\Delta t = 0,8 \text{ ns}$ . Somit sind diese Ergebnisse sehr ähnlich dem Fall, eines isotrop beleuchteten Photomultipliers. Superpositioniert man jedoch nur die Spektren der Randpunkte des Ringes 10 (Abbildung 5.29), so erhält man als Ergebnis für den Kathodenrandbereich eine sehr schlechte Single-Electron-Resolution

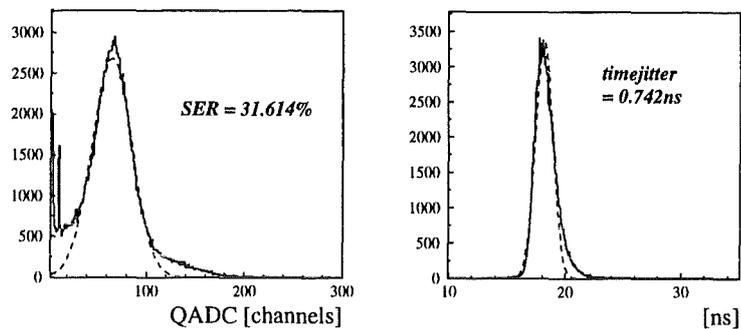


Abbildung 5.30: Superposition der Einzelspektren des Kathodeninnenbereiches von Ring 1-9 der HAMAMATSU R5912.

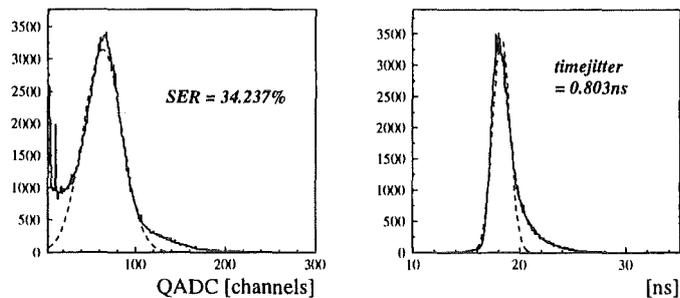


Abbildung 5.31: Superposition der Einzelspektren der Gesamtkathode der HAMAMATSU R5912, Ring 1-10.

von 54 % und ein Peak zu Valley-Verhältnis von nur 1,5. Die Zeitauflösung des Kathodenrandes ist mit  $\Delta t = 1,7 \text{ ns}$  um den Faktor zwei breiter als die der Gesamtkathode. Zudem ist der Jitterpeak durchschnittlich um  $2 \text{ ns}$  nach rechts, zu großen Transitzeiten hin verschoben. Lässt man die Randpunkte unberücksichtigt, erhält man das Bild eines Photomultipliers dessen Randbereich keine Bialkalibedampfung besitzt. Das entsprechende Ergebnis zeigt die Abbildung 5.30. Bei dieser Betrachtung des Photomultipliers ergibt sich eine einschneidende Veränderung in der Form der Transitzeitdifferenzspektren. Die rechtslastige Asymmetrie zu großen Transitzeiten, die bei isotroper Kathodenbeleuchtung auftritt (siehe Abb. 5.31), verschwindet fast vollständig. Der Jitterpeak wird fast zu einem perfekt symmetrischen Gausspeak mit einer Breite von  $0,74 \text{ ns}$ .

Bei der Single-Electron-Resolution und dem Peak/Valley-Verhältnis zeigen sich in den Gesamtspektren ähnliche Effekte, das heißt eine Verbesserung bzw. Verschlechterung je nach Kathodenbereich. Die Werte können mit einem Orts-Schnitt auf den Kathodeninnenbereich (siehe Abbildung 5.30) optimiert werden zu  $SER = 31,6 \%$ , bei einem sehr guten  $P/V = 4,5$ . Das Energiespektrum des Randbereiches (Abbildung 5.29) zeigt entsprechend schlechte Röhrencharakteristika mit  $SER = 54,8 \%$  und  $P/V = 1,4!$

## 5.4.2 EMI 9353

Die folgenden Abbildungen 5.32 bis 5.34 zeigen für die EMI 9353 die gleiche Art von Superpositionsspektren. Bei diesem Photomultiplier ist festzustellen, daß sich das Gesamtbild

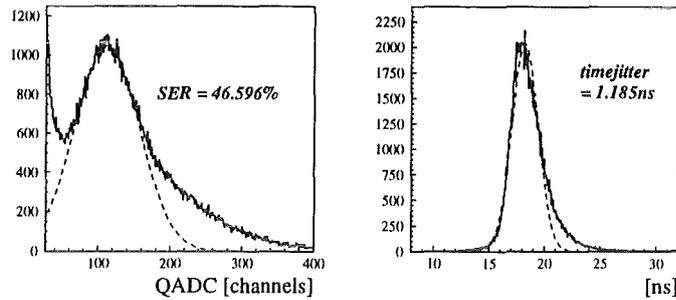


Abbildung 5.32: Superposition der Einzelspektren des Kathodenrandes (Ring 10) der EMI 9353.

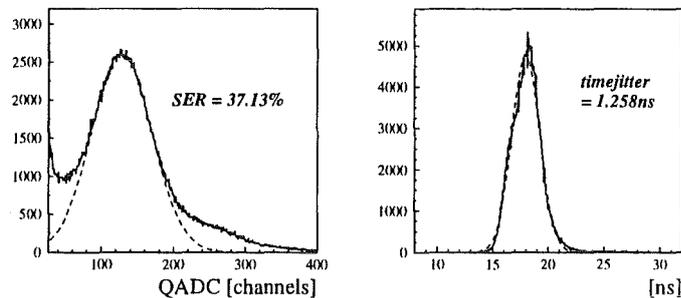


Abbildung 5.33: Superposition der Einzelspektren des Kathodeninnenbereichs (Ringe 1-9) der EMI 9353.

des Kathodenaußenrandes (Ring 10, Abbildung 5.34) kaum vom Gesamtbild des Kathodeninnenbereiches (Ring 1-9, Abbildung 5.33), weder in der Breite  $\Delta t \simeq 1,2 ns$ , noch in der Hauptlage des Peaks unterscheidet. Dementsprechend ändert sich auch nichts, wenn man das Gesamtspektrum des Kathodenrandes vom Gesamtspektrum aller Meßpunkte abzieht, was im Ergebnis in Abbildung 5.33 zu sehen ist. Dies ist als Resultat umso erstaunlicher, da die einzelnen Zeitspektren im Kathodeninnenbereich der EMI 9353 mit  $\Delta t \simeq 0,7 ns$  sehr viel schmaler sind als das Gesamtspektrum. Dementsprechend würde man durch einen Schnitt auf den Kathodeninnenbereich ein ähnliches Verhalten erwarten, wie das im letzten Abschnitt für die HAMAMATSU R5912 der Fall war. Der Grund, warum das Gesamtbild der EMI 9353 nicht besser wird, kann aus der Abbildung 5.26 des Kapitels 5.3.2 entnommen werden. Dort ist zu sehen, daß die Hauptlagen der Gaussfits an die einzelnen Jitterpeaks bei der EMI 9353 über die gesamte Photokathode starken

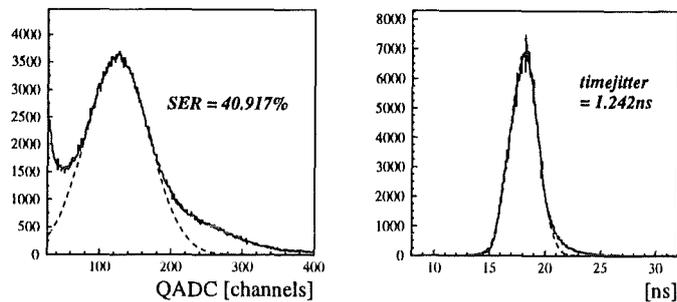


Abbildung 5.34: Superposition der Einzelspektren aller Kathodenpunkte (Ring 1–10) der EMI 9353.

Verschiebungen unterworfen sind. In Bild 5.25 ist zu erkennen, daß die Jitterpeaks der HAMAMATSU R5912 auf dem Kathodenrand zu großen Transitzeiten verschoben sind, sich jedoch auf dem Kathodeninnenbereich relativ zueinander nicht stark verändern. Aus diesem Grund addieren sich bei der EMI 9353 die schmalen Jittereinzelspektren zu einem breiten  $\Delta t \approx 1,2 \text{ ns}$  Gesamtspektrum, was im übrigen sehr gut mit der Zeitauflösung bei isotroper EMI-Kathodenbeleuchtung (Kapitel 5.2) übereinstimmt.

Bei den Single-Electron-Spektren der oben diskutierten Gesamtbereiche ist bei der EMI 9353 durch die Beschränkung auf die Kathodeninnenfläche ebenfalls eine Verbesserung der Single-Electron-Resolution von 46 % auf 37 % zu erreichen. Auch das *Peak/Valley* ist mit dieser Methode von  $P/V = 2,1$  auf  $P/V = 2,6$  zu optimieren.

## 5.5 Abhängigkeit der Photomultipliereigenschaften von der Beleuchtungsfläche

Ausgehend von den Untersuchungen der Kapitel 5.3 und 5.4, stellt sich die Frage, ob die Eigenschaften der Photomultiplier sich durch das Ausblenden bestimmter Kathodenbereiche, insbesondere der Randgebiete, nicht verbessern ließen. Die Untersuchungen wurden dabei in zwei Meßreihen unterteilt. Bei der ersten Reihe wird der Photomultiplier isotrop von vorne beleuchtet. Dadurch werden Randbereiche der Photomultiplier durch Reflexionsverluste an der gekrümmten Photokathode kaum gewichtet. Sukzessive werden dann die Randbereiche mit schwarzem Isolierband abgeklebt. Die zweite Meßreihe beleuchtet die Photomultiplier schräg von der Seite, wodurch die in Kapitel 5.3 gemessenen Randbereiche mit schlechter Zeitauflösung extrem bevorzugt werden.

Die Abbildung 5.35 zeigt die experimentelle Anordnung dieser Tests.

Die Tabellen 5.1, 5.2 und 5.3 zeigen die Resultate der Messungen bei Beleuchtung isotrop von vorne. In den Ergebnissen ist deutlich zu erkennen, daß das Abkleben der Ränder überhaupt keinen Einfluß auf die Eigenschaften der Photomultiplier, insbesondere keine Verbesserung der Zeitauflösung hat. Dies kann erklärt werden durch die starken Reflexionsverluste der Photonen am Eingangsfenster der Photokathode, wodurch die Randbereiche kaum gewichtet werden. Andererseits sind die Kathodenbereiche nur von außen abgeklebt,

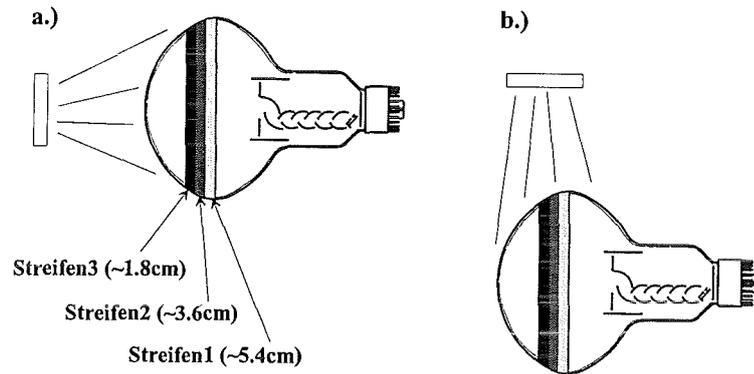


Abbildung 5.35: Die experimentelle Anordnung zur Messung der Photomultipliereigenschaften in Abhängigkeit verschiedener Kathodentestflächen a.) Beleuchtung isotrop von vorne, b.) Beleuchtung isotrop von der Seite.

EMI 331	SER [%]	gain	timejitter [ns]
Ohne Abklebung	37,2	$1,8 \cdot 10^8$	1,13
1 Streifen (1,8 cm)	37,9	$1,8 \cdot 10^8$	1,11
2 Streifen (3,6 cm)	36,7	$1,8 \cdot 10^8$	1,08

Tabelle 5.1: Eigenschaften der EMI 9353 Nr.331 durch das Abkleben des Kathodenrandes. Beleuchtung erfolgt isotrop von vorne, siehe Abb. 5.35 a.)

EMI 519	SER [%]	gain	timejitter [ns]
Ohne Abklebung	41,9	$2,9 \cdot 10^8$	1,11
1 Streifen (1,8 cm)	44,6	$3,0 \cdot 10^8$	1,13
2 Streifen (3,6 cm)	43,2	$3,1 \cdot 10^8$	1,11

Tabelle 5.2: Eigenschaften der EMI 9353 Nr.519 durch das Abkleben des Kathodenrandes. Beleuchtung erfolgt isotrop von vorne, siehe Abb. 5.35 a.)

HAMA Nr.1	SER [%]	gain	timejitter [ps]
Ohne Abklebung	31,6	$1,92 \cdot 10^8$	647
1 Streifen (1,8 cm)	28.24	$2,05 \cdot 10^8$	661
2 Streifen (3,6 cm)	31.32	$2,06 \cdot 10^8$	669
3 Streifen (5,4 cm)	30.56	$2,0 \cdot 10^8$	664

Tabelle 5.3: Eigenschaften der HAMAMATSU R5912 Nr.1 durch das Abkleben des Kathodenrandes. Beleuchtung erfolgt isotrop von vorne, siehe Abb. 5.35 a.)

die Photonen können daher durch Reflexion und Abbeugung am Kathodenglas die Randbereiche auch von innen treffen und somit dort den Photoeffekt auslösen.

Die Tabelle 5.4 zeigt das Meßergebnis der HAMAMATSU R5912 Nr.1 bei Beleuchtung von der Seite (Abbildung 5.35 b.). Als Ergebnis ist festzuhalten, daß die Zeitauflösung des

HAMA Nr.1	SER [%]	gain	timejitter [ns]
Ohne Abklebung	41,9	$2,9 \cdot 10^8$	1,11
1 Streifen (1,8 cm)	44,6	$3,0 \cdot 10^8$	1,13
2 Streifen (3,6 cm)	43,2	$3,1 \cdot 10^8$	1,108

Tabelle 5.4: Eigenschaften der HAMAMATSU R5912 Nr.1 durch das Abkleben des Kathodenrandes. Die Beleuchtung erfolgt von der Seite, siehe Abb. 5.35 b.)

Photomultipliers mit  $\approx 1,5$  ns in dieser Anordnung um den Faktor 2,5 schlechter ist als bei den Messungen mit isotroper Beleuchtung von vorne (siehe Tabelle 5.3). Dies bestätigt die in Kapitel 5.3 vorgestellten Messungen der punktuellen Beleuchtung der Randbereiche und das Konzept der Summierung der Kathodenpunkte zum integralen Bild des Photomultiplerrandbereichs. Allerdings ist auch bei diesen Messungen durch das sukzessive Abkleben der Randbereiche keine wesentliche Verbesserung der Zeitauflösung zu erreichen, was den Erwartungen aus Kapitel 5.4 widerspricht, nach welchen das Ausblenden der Randbereiche eine den Kathodeninnenbereichen äquivalente Zeitauflösung ergeben sollte. Dies kann wiederum nur dadurch erklärt werden, daß es nicht möglich ist, bestimmte Kathodenbereiche ausschließlich von außen optisch so abzudichten, so daß diese Zonen nicht über Flugwege von Photonen getroffen werden können. In diesem Fall gehen die Photonen durch das Glas hindurch und treffen auf der gegenüberliegenden Seite die Photokathode von innen. Die folgenden beiden Abbildungen 5.36 und 5.37 zeigen erläuternd einen Vergleich der Jitterspektren der HAMAMATSU R5912 Nr.1 mit entsprechender Beleuchtung von vorne (siehe Abbildung 5.35 a.) bzw. von der Seite (Abbildung 5.35 b.)). Diese Abbildungen verdeutlichen die Geringfügigkeit der Effekte durch das Ausblenden der Kathodenrandbereiche, speziell im qualitativen Verlauf der asymmetrischen Ausbuchtung des Jitterpeaks. Bemerkenswert ist allerdings, daß alleine aufgrund der Änderung des Beleuchtungsortes (siehe Abb. 5.35) eine derartige signifikante Verbreiterung der Zeitauflösung der Photomultiplier eintritt.

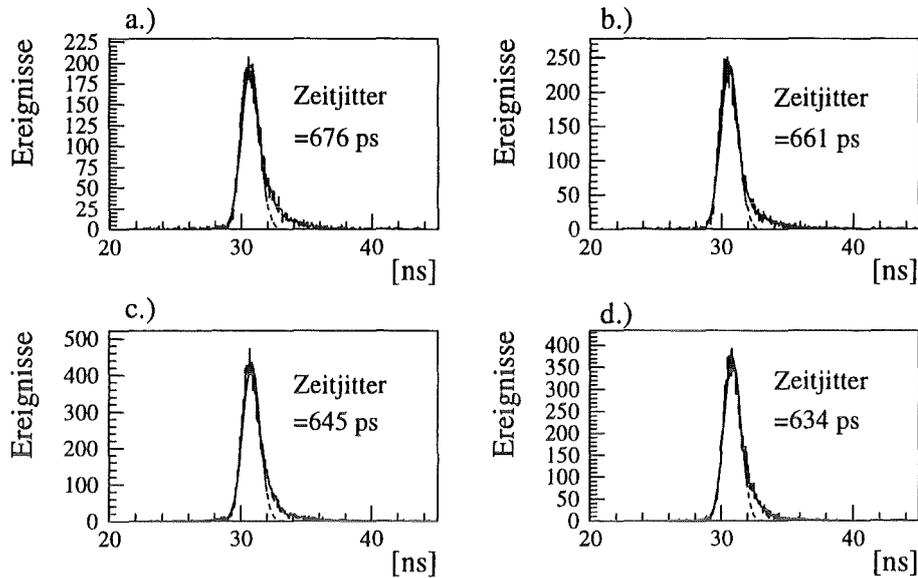


Abbildung 5.36: Jitterspektren der HAMAMATSU R5912 Nr.1 bei isotroper Beleuchtung von vorne (Abb. 5.35 a.) und sukzessiver Abklebung der Kathodenrandbereiche. a.)=0 cm, b.)=1,8 cm, c.)=3,6 cm, d.)=5,4 cm.

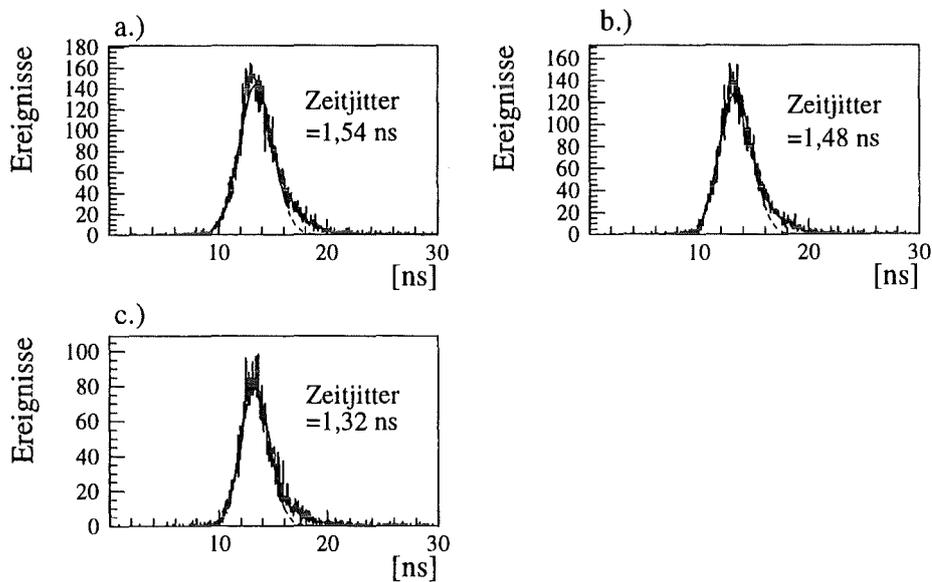


Abbildung 5.37: Jitterspektren der HAMAMATSU R5912 Nr.1 bei isotroper Beleuchtung von oben (Abb. 5.35 b.) und sukzessiver Abklebung der Kathodenrandbereiche. a.)=0 cm, b.)=1,8 cm, c.)=3,6 cm.

## 5.6 Wellenlängenabhängigkeit der Energie- und Zeitauflösung

Der Farbstofflaser bietet, im Gegensatz zu anderen ultrakurzen Lichtpulsern, die Möglichkeit, diese Lichtpulse in einem spektral stufenlos, durchstimmbaren Bereich zwischen  $300\text{ nm}$  und  $700\text{ nm}$  zu erzeugen.

Die einzige lichtfrequenzabhängige Größe im gesamten komplexen Photomultipliersystem ist der Photoeffekt in der Photokathode, also die Konversion von Photonen in freie Photoelektronen. Die folgende, grundlegende Gleichung beschreibt diesen Vorgang [Ein05]:

$$E = h\nu - \Phi$$

$E$	=	kinet. Energie der Photoelektronen
$h$	=	Plancksches Wirkungsquantum
$\Phi$	=	Austrittsarbeit
$\nu$	=	Frequenz der Photonen

Die Austrittsarbeit  $\Phi$  (Bandlücke plus Vakuumbarriere), liegt bei Alkalihalbleitern zwischen  $1\text{ eV}$  und  $3\text{ eV}$  [Spi58]. Die Restenergie zwischen einfallenden Photonen und Austrittsarbeit geht als kinetische Energie in die Photoelektronen. Wird ein Photoelektron direkt an der Kathodenoberfläche erzeugt, so steht ihm diese gesamte Restenergie zur Verfügung. Photoelektronen, welche in tieferen Kathodenschichten erzeugt werden, erleiden Energieverluste durch Stöße mit Halbleiterelektronen im Leitungsband bzw. Wechselwirkungen mit dem Kristallgitter durch den Austausch von Phononen, ehe sie die Vakuumbarriere an der Kathodenoberfläche erreichen. Das Spektrum der kinetischen Energien der Photoelektronen ist also kontinuierlich und liegt zwischen  $0\text{ eV}$  und  $E_{max} = E_{photon} - \Phi$ . Für verschiedene Wellenlängen wurde diese Maximalenergie innerhalb des spektral sensitiven Bereichs der Photomultiplier mit Werten zwischen  $0\text{ eV}$  und  $0,5\text{ eV}$  bestimmt (siehe Kapitel 5.6.1). Durch die unterschiedlichen intrinsischen Energien der Photoelektronen erwartet man unterschiedlich lange Laufzeiten zwischen Kathode und erster Dynode. Obwohl die Energien mit  $0,5\text{ eV}$  im Vergleich zur Beschleunigungsspannung von  $500\text{ V}$  sehr klein sind, werden die Laufzeiteffekte durch das große elektrooptische Eingangssystem ( $Radius \sim 10\text{ cm}$ ) zu einer signifikanten Größe im Subnanosekundenbereich.

### 5.6.1 Messung der Energieunschärfe der Photoelektronen

Zur Messung der maximalen kinetischen Energien der Photoelektronen wurde der in Abbildung 5.38 gezeigte Aufbau verwendet, wie er bei der gewöhnlichen Messung des lichtelektrischen Effekts benutzt wird. Als Teströhren wurden die 8-inch Photomultiplier verwendet. Bestrahlt wurde die Photokathode durch eine Kaltlichtlampe mit entsprechenden Interferenzfiltern zwischen  $450\text{ nm}$  und  $578\text{ nm}$ . Durch die Beleuchtung der Photokathode fließt in der Röhre ein Photostrom, sobald die Anode <sup>5</sup> auf Masse gelegt wird. Dieser Photostrom kann mit einem empfindlichen Nanoamperemeter gemessen werden und liegt je nach

<sup>5</sup> Als Anode wurde die Beschleunigungselektrode genommen. Die Röhrenanode bzw. die ersten Dynoden sind als Anode ungeeignet, da sie durch spezielle Oberflächenbeschichtung selbst starke photoelektrische

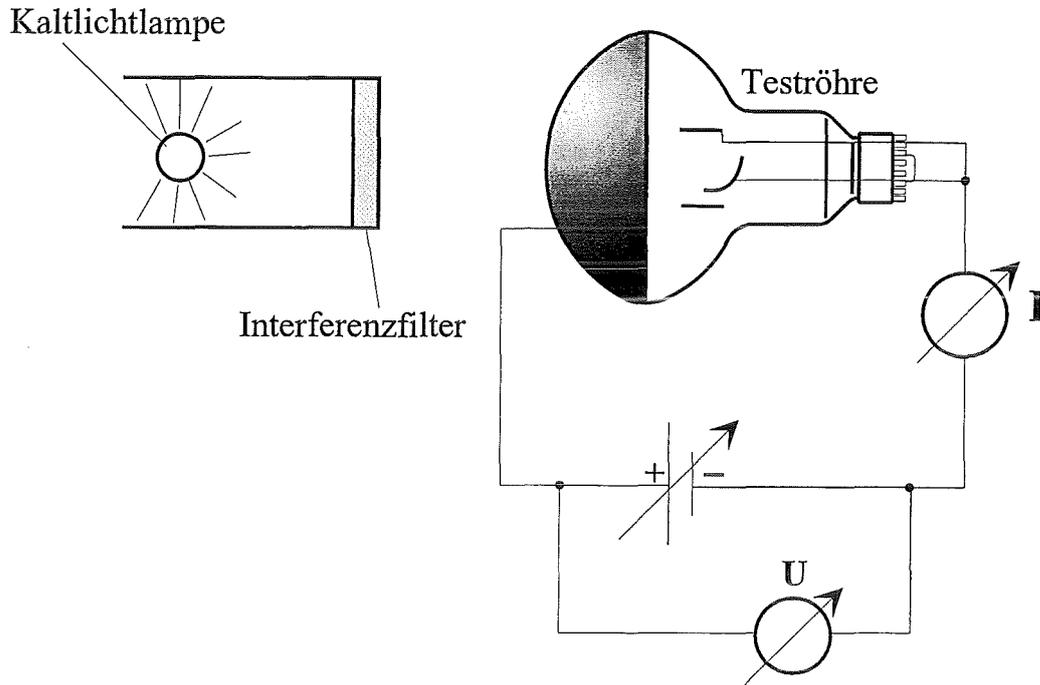


Abbildung 5.38: Meßaufbau zur Bestimmung der kinetischen Energien der Photoelektronen

Beleuchtungsintensität durch die Kaltlichtlampe zwischen wenigen Nano- und einigen Microampere. Die hohen Photoströme kommen durch die große Photokathode zustande. Die kinetische Energie der Photoelektronen ergibt sich, indem man eine Gegenspannung zwischen Kathode und Gitter soweit erhöht, bis der Photostrom verschwindet. Keines der befreiten Photoelektronen hat dann noch genügend Energie das Gegenpotential zu durchlaufen. Aufgrund des extrem kleinen Innenwiderstandes des Nanoamperemeters konnte bei der Messung der Gegenspannung kein Unterschied zwischen Strom- und Spannungsfehlerschaltung festgestellt werden.

Somit kann die Austrittsarbeit bestimmt werden aus den Gleichungen:

$$\begin{aligned} E_{kinmax} &= -eU \quad \text{woraus folgt} \\ -eU &= h\nu - \Phi \end{aligned} \quad (5.1)$$

Die folgende Tabelle 5.5 zeigt die gemessenen Abhängigkeiten der maximalen kinetischen Energien der Photoelektronen von der einstrahlenden Wellenlänge. Zum Vergleich mit den gemessenen Austrittsarbeiten zeigt die Tabelle 5.6 dieselben für reine Alkalimetalle [Phi70]. Vergleicht man die gemessenen Austrittsarbeiten des Photokathodenmaterials mit denen reiner Alkalimetalle, so zeigt sich, daß diese ungefähr gleich sind. Die Messungen

Eigenschaften besitzen und somit einen Photostrom erzeugen, der dem eigentlich zu messenden Kathodenstrom entgegenwirkt. Die gemessenen kinetischen Energien der Photoelektronen sind deshalb immer zu klein. Dieser Effekt ist auch bei Benutzung der Beschleunigungselektroden als Anode meßbar, da auch diese durch das Herstellungsverfahren bei Bedampfung der Photokathode unabsichtlich mitbedampft werden und somit zu Photoelektronemittlern werden.

$\lambda$ [nm]	$E_{kin(max)}$ [eV]	$\Phi$ [eV]
450	0,37	-2,3
468	0,33	-2,32
490	0,29	-2,24
578	0,07	-2,07

Tabelle 5.5: Wellenlängenabhängigkeiten der kinetischen Energie der Photoelektronen und die Austrittsarbeit des Bialkali-Photokathodenmaterials

Alkalimetall	$\Phi$ [eV]
Cs	-1,8
K	-2.24
Li	-2.35
Na	-2.28
Rb	-2.1

Tabelle 5.6: Austrittsarbeiten verschiedener Alkalimetalle [Phi70]

spiegeln also die Zusammensetzung der Photokathode als einen Verband aus Alkalimetallen wider. Es zeigt sich, daß der Halbleiterverband aus Selen und einem Alkaligemisch, die Austrittsarbeit nicht stark herabsetzt. Der große Vorteil des Halbleiters liegt ausschließlich in der geringen Elektronendichte des Leitungsbandes, was die Austrittswahrscheinlichkeit auch aus größeren Materialtiefen und damit die Quantenefficiency erhöht.

Natürlich ist der Photomultiplier kein geeignetes Instrument, genaue Messungen der kinetischen Energien und der Austrittsarbeiten der Photoelektronen aus dem Bialkalimaterial der Photokathode durchzuführen. Er ist aber durchaus geeignet, eine qualitative Größenordnung der Effekte zu geben. Die resultierenden Flugzeiteffekte werden im folgenden Abschnitt diskutiert.

### 5.6.2 Einfluß auf die Zeitaufösung

Um die Auswirkungen unterschiedlicher kinetischer Energien der Photoelektronen auf die Zeitaufösung der Photomultiplier zu testen, wurden Messungen mit verschiedenen Wellenlängen zwischen  $\lambda = 433 \text{ nm}$  und  $\lambda = 578 \text{ nm}$  durchgeführt. Von größter Wichtigkeit bei diesen Messungen war es, Geometrieeffekte durch unterschiedlich lange Elektrontrajektorien zu vermeiden. Deshalb wurde mit dem Meßaufbau (Abbildung 5.17) nur das Kathodenzentrum ( $\sim 1 \text{ cm}^2$  Beleuchtungsfläche) als Kathodentestfläche verwendet.

Die Meßergebnisse zur spektralen Abhängigkeit der Zeitaufösung sind in der Abbildung 5.39, entsprechend für die EMI 9353 unter a.) und die HAMAMATSU R5912 unter b.), dargestellt, wobei die jeweiligen Zeitjitterspektren mit  $\lambda = 433 \text{ nm}$  unschattiert und  $\lambda = 578 \text{ nm}$  als schattiertes Histogramm eingezeichnet sind. Zu erkennen ist bei beiden

Photomultipliern ein erheblicher Einfluß der Photonwellenlänge auf die Breite und die Form der Jitterspektren der Photomultiplier. Bei der EMI 9353 (Abbildung 5.39 a.)) ver-

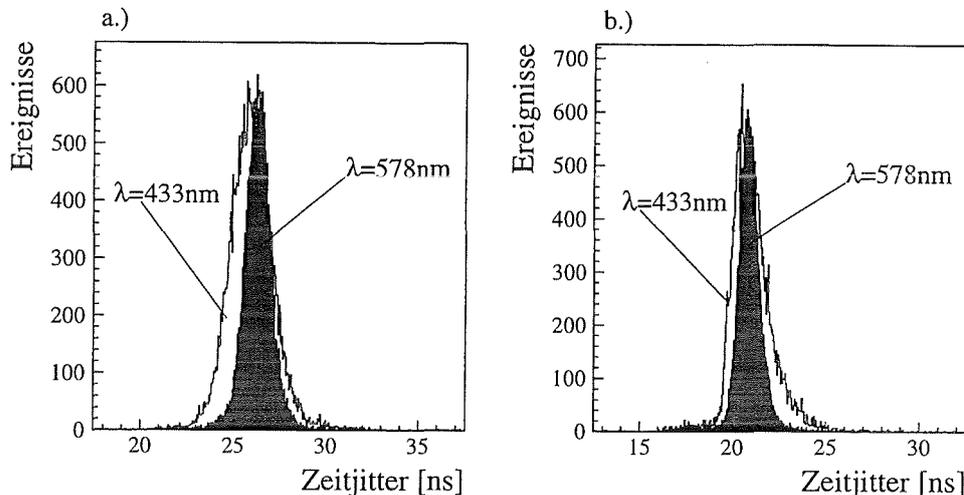


Abbildung 5.39: Transitzeitjitterspektren der EMI 9353 a.) und der HAMAMATSU R5912 b.) für verschiedene Wellenlängen der einstrahlenden Photonen. Die unshattierten Histogramme zeigen die Ergebnisse für  $\lambda = 433 \text{ nm}$ , die schattierten entsprechend für  $\lambda = 578 \text{ nm}$ .

ringert sich die Jitterbreite von  $1,052 \text{ ns}$  bei  $\lambda = 433 \text{ nm}$  auf  $0,617 \text{ ns}$  bei  $\lambda = 578 \text{ nm}$ . Hervorzuheben ist, daß sich das Jitterspektrum bei kleineren Wellenlängen zu kleineren Transitzeiten bewegt, was die These bestätigt, daß die Verbreiterung der Zeitauflösung durch höherenergetische Photoelektronen verursacht wird, die früher auf der ersten Dynode auf-treffen als ihre Partner mit niedrigeren kinetischen Energien.

Ähnlich verhält sich der spektrale Jittereffekt bei der HAMAMATSU R5912 in der Abb. b.). Dort verringert sich die Breite des angefitteten Gausspeaks von  $0,717 \text{ ns}$  um  $221 \text{ ps}$  auf  $0,496 \text{ ns}$ . Genauso wie bei der EMI 9353 und durch die gleichen Ursachen verbreitert sich der Transittimespread bei Bestrahlung mit kleineren Wellenlängen zu kurzen Transitzeiten. Besonders hervorzuheben ist bei der HAMAMATSU R5912, daß man durch Bestrahlung mit langwelligem Licht nicht nur eine bessere Zeitauflösung mißt, sondern daß auch die Asymmetrie des Jitterpeaks zu großen Transitzeiten viel kleiner wird. Somit ist zu den in Kapitel 5.3 erläuterten Analysen der Jitterasymmetrie, eine zusätzliche Erklärung für das Transitzeitverhalten der Photoelektronen in der HAMAMATSU R5912 gefunden. Da Geometrieeffekte durch die begrenzte Beleuchtungsfläche bei diesen Messungen nur eine untergeordnete Rolle spielen, kann als Ursache für die Asymmetrie der Effekt unterschiedlicher Trajektorienlängen verantwortlich gemacht werden. Photoelektronen mit intrinsischer Anfangsgeschwindigkeit können die Kathodenoberfläche unter beliebigem Winkel verlassen. Dadurch können durch die endliche Dynodengeometrie Weglängendifferenzen auftreten, welche höhere Transitzeiten zur Folge haben.

In beiden Abbildungen stimmt die gemessene Verschmälerung der Peaks mit den erwarteten Transitzeitverkürzungen sehr gut überein. Diese werden, ausgehend von den Messungen der kinetischen Austrittsenergien im Abschnitt 5.6.1, durch die Gleichung 3.23 berechnet. Bei  $E_{kinmax} \simeq 0,4 \text{ eV}$  berechnet sich die Transitzeitverkürzung bei  $U(K - D1) = 600 \text{ V}$  zu  $\Delta t \simeq 0,35 \text{ ns}$ , was im wesentlichen den gemessenen Effekten  $\Delta t_{EMI} \simeq 0,43 \text{ ns}$  und  $\Delta t_{HAMA} \simeq 0,22 \text{ ns}$  entspricht. Die Verbreiterungen durch größere Transitzeiten der Photoelektronen können durch die Gleichung 3.22 konsistent beschrieben werden.

### 5.6.3 Einfluß der Wellenlänge auf die Energieauflösung

Die Abbildungen 5.41 und 5.40 zeigen die wellenlängenabhängigen Single-Electron-Spektren der HAMAMATSU R5912 und der EMI 9353. Die Abbildung a.) zeigt die jeweils gemessenen Spektren bei kleinen Wellenlängen von  $\lambda = 433 \text{ nm}$ , was nach den vorangegangenen Untersuchungen einer kinetischen Energie der Photoelektronen von ungefähr  $0,4 \text{ eV}$  entspricht. Die b.)-Spektren zeigen die entsprechenden Single-Electron-Spektren bei  $\lambda = 578 \text{ nm}$  bzw. einer kinetischen Energie von nahezu  $0 \text{ eV}$ , bei der die Photoelektronen die Photokathode praktisch ohne Anfangsgeschwindigkeiten verlassen. Betrachtet

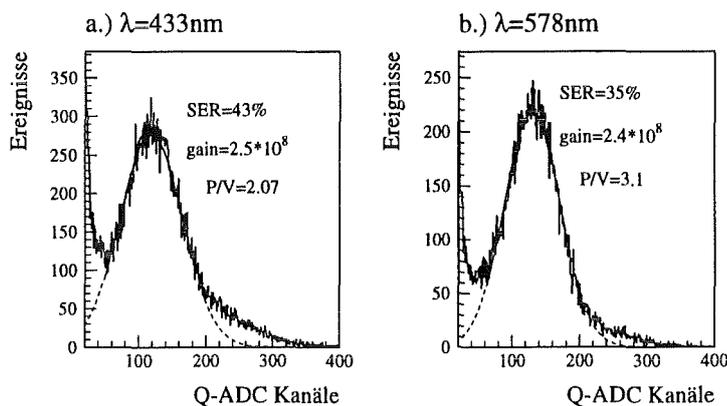


Abbildung 5.40: Energiespektren der EMI 9353 in Abhängigkeit der Photonwellenlänge.

Abbildung a.) für  $\lambda = 433 \text{ nm}$ , Abbildung b.) für  $\lambda = 578 \text{ nm}$

man die beiden Single-Electron-Spektren der EMI 9353, so stellt man eine Verbesserung der Single-Electron-Resolution um 8 % (in absoluten Einheiten) und des P/V-Verhältnisses von 2,07 auf 3,1 fest. Die EMI 9353 kann somit Photoelektronen mit großen Anfangsgeschwindigkeiten wesentlich schlechter fokussieren.

Derselbe Sachverhalt trifft auch für die HAMAMATSU R5912 zu. Auch hier verbessert sich das P/V zu großen Wellenlängen von 4,3 auf 4,8. Die Single-Electron-Resolution bleibt bei dieser Röhre jedoch nahezu unverändert. Die HAMAMATSU R5912 besitzt demnach wesentlich bessere Fokussierungseigenschaften. Sie fokussiert auch Photoelektronen, welche die Photokathode nicht senkrecht verlassen sicherer auf das Zentrum der

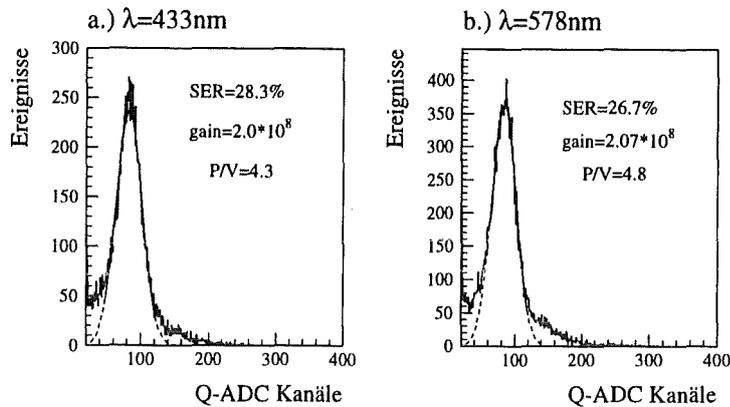


Abbildung 5.41: Energiespektren der HAMAMATSU R5912 in Abhängigkeit der Photonwellenlänge. Abbildung a.) für  $\lambda = 433 \text{ nm}$ , Abbildung b.) für  $\lambda = 578 \text{ nm}$

ersten Dynode. Diese Messungen bestätigen also die in Kapitel 3.2.5 aufgestellte These, daß der niederenergetische Signalanteil in den Energiespektren der Photomultiplier von jenen Photoelektronen verursacht wird, welche auf die Randbereiche der ersten Dynode treffen. Somit haben die dort emittierten Sekundärelektronen eine schlechte Startposition zur zweiten Dynode. Das wellenlängenabhängige P/V-Verhältnis ist daher ein qualitatives Maß für die Fokussierungseigenschaften eines Photomultipliers.

Das Meßergebnis für die HAMAMATSU R5912 (Abb. 5.41) zeigt zudem, daß der niederenergetische Signalanteil bei  $\lambda = 578 \text{ nm}$  schon fast völlig verschwindet. Bei Erhöhung der Wellenlänge, weiterer Beschränkung der Kathodentestfläche und einer effektiven Magnetfeldabschirmung kann dieser Signalanteil vollständig zum Verschwinden gebracht werden, was wiederum die wichtige Tatsache hervorhebt, daß die Bildung des Valleys im Single-Photon-Energiespektrum nichts mit dem Rauschen der Photomultiplier zu tun hat.

## 5.7 Abhängigkeit der Zeitauflösung von der Photonenzahl

Die Zeitauflösung der Photomultiplier im Single-Photon-Mode hängt hauptsächlich von den Laufzeitdifferenzen der Photoelektronen in der Eingangsoptik zwischen Kathode und Dynode 1. Werden aber in der Photokathode gleichzeitig mehrere Photoelektronen erzeugt, so wird die Photomultipliertransitzeit zunehmend durch die Photoelektronenstatistik bestimmt. Jedes Photoelektron kann dabei als unabhängiges Teilchen betrachtet werden, welches mit individueller Transitzeit zum Anodenpuls beiträgt. Der Mittelwert der Transitzeiten der Elektronen bildet dann die Durchlaufzeit für ein Kathodensignal mit  $N_{Ph}$  Photoelektronen. Die relative Varianz der Verteilung der Transitzeiten  $\sigma_{trans}^2$  in Abhängigkeit der Photonenzahl ergibt sich [Gat59] [Gri86]:

$$\sigma_{trans}^2(N_{Pe}) = \frac{\sigma_{trans}^2(1Pe)}{N_{Pe}} \quad (5.2)$$

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, inwieweit diese Beziehung auch bei niedrigen Lichtintensitäten ( $N_{Ph} = 1, 2, 3, \dots$ ) erfüllt ist. Insbesondere soll geklärt werden, ob die schlechte Single-Photon-Zeitauflösung spezieller Kathodenpunkte bei diskreter Erhöhung der Photonenzahl nicht verbessert werden kann<sup>6</sup>. Die Problematik der Untersuchungen mit kleinen Photonenzahlen besteht darin, daß es nicht möglich ist, mit dem LASER eine feste Photonenzahl zu erzeugen. Es kann nur ein Spektrum gleichzeitig produzierten Photoelektronen erzeugt werden. Eine der Photonenzahl entsprechende Zeitauflösung der Photomultiplier wird bestimmt, indem im Energiespektrum auf den Signalbereich der zu messenden Photonenzahl geschnitten wird. Es läßt sich mit dieser Methode aber nicht vermeiden, daß sich die Einzelspektren durch statistisch bedingte Gainfluktuationen der Dynodenkette überlappen. Mit einer geeigneten Abschwächung der Photonenzahl kann aber im Energiespektrum eine möglichst genaue Zuordnung der Vielphotonereignisse gefunden werden, was in Abbildung 5.42 am Beispiel eines 3-Photoelektron Spektrums durch entsprechende Gaussfits verdeutlicht ist. Dieses Spektrum wurde an einem Randpunkt (*Ring 10, 90°*, siehe Abbildung 5.18) mit sehr schlechter Zeitauflösung von  $\sigma = 1,8 \text{ ns}$  bestimmt. Im Energiespektrum sind die Vielphotonereignisse mit entsprechenden Gaussfits

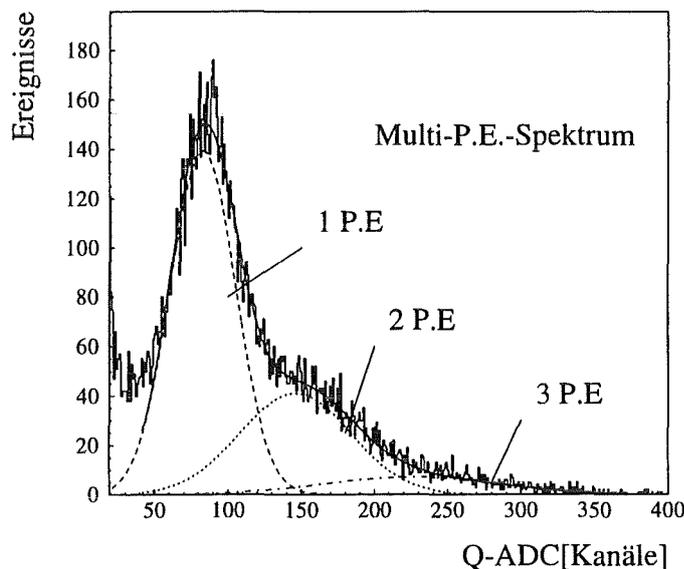


Abbildung 5.42: Vielphotonspektrum der HAMAMATSU R5912, gemessen auf dem Kathodenrand *Ring 10, 90°*, siehe Abbildung 5.18

identifiziert. Die Breiten dieser Fits dienen zur Festlegung der Grenzen für einen Energieschnitt zur Bestimmung der Zeitauflösung in Abhängigkeit von der Photonenzahl. Deutlich zu erkennen sind die Überlappungsbereiche zwischen den einzelnen Multiphotonsignalen. In der Tabelle 5.7 sind die Meßergebnisse der Zeitauflösung mit verschiedenen Energiecuts auf Vielphotonereignisse aufgelistet. Die Untersuchung anderer Kathodenpunkte unterschiedlicher 8-inch-Röhren ergab ähnliche Meßergebnisse. Zur Illustration ist in Tabelle 5.8 zudem das Ergebnis einer Messung mit der EMI 9353 aufgezeigt. Als Ergebnis der Messungen kann festgehalten werden, daß die  $1/\sqrt{N_{Ph}}$  Abhängigkeit der Zeitauflösung auch im

<sup>6</sup>Kathodenpunkte mit schlechter Zeitauflösung ( $\sigma > 1,4 \text{ ns}$ ) sind in Messungen des Kapitels 5.3 gehäuft auf den Kathodenrandbereichen der 8-inch-Röhren festgestellt worden

N(PE)	Cut(QADC-Kanal m-n)	$\Delta t_{erw} = \frac{\Delta t_{SE}}{\sqrt{N_{Ph}}}$	$\Delta t_{exp}$
1	ch50 - ch70	1,8 ns	1,8 ns
2	ch110 - ch170	1,33 ns	1,29 ns
3	ch200 - ch350	1,09 ns	1,03 ns

Tabelle 5.7: Abhängigkeit der Zeitauflösung von der Photoelektronenzahl. Die Meßdaten stammen von einem Kathodenrandpunkt der HAMAMATSU R5912 Nr.1. Verglichen werden die Meßdaten mit der Wurzelabhängigkeit der Gleichung 5.2

N(PE)	Cut(QADC-Kanal m-n)	$\Delta t_{erw} = \frac{\Delta t_{SE}}{\sqrt{N_{Ph}}}$	$\Delta t_{exp}$
1	ch50 - ch120	1,09 ns	1,09 ns
2	ch150 - ch200	0,78 ns	0,837 ns
3	ch250 - ch380	0,655 ns	0,728 ns

Tabelle 5.8: Abhängigkeit der Zeitauflösung von der Photoelektronenzahl. Die Meßdaten stammen von einem Kathodenrandpunkt der HAMAMATSU R5912 Nr.2. Verglichen werden die Meßdaten mit der Wurzelabhängigkeit der Gleichung 5.2

Grenzfall bei der Beleuchtung der Photomultiplier mit wenigen Photonen sehr gut erfüllt ist. Selbst Kathodenpunkte, welche nach den geforderten Röhrenspezifikationen von Kapitel 2.4 nichtakzeptable Zeitaufösungen im Single-Photon-Mode besitzen, zeigen ab einer Schwelle von drei Photoelektronen der Spezifikation genügend, bessere Zeitunschärfen als 1 ns. Diese Information kann in den Simulationsrechnungen als weiterer Röhrenparameter mit einbezogen werden.

# Kapitel 6

## Weitere Tests

### 6.1 Einfluß des Erdmagnetfeldes

Bei der Betrachtung der Beiträge zur Zeitauflösung eines Photomultipliers in Kapitel 3.2.6 wurde darauf hingewiesen, daß kleine Störungen der Trajektorien von Photoelektronen unmittelbar geometriebedingte Transitzeitunschärfen zur Folge haben, welche in der Größenordnung bis  $0,5 \text{ ns}$  liegen können (siehe Abbildung 3.4). Die folgende Untersuchung beschreibt den Einfluß des Erdmagnetfeldes auf die Elektrontrajektorien und die damit verbundene Änderung des Zeitjitters. Das Erdmagnetfeld hat einen maximalen Betrag von  $500 \text{ mG}$ . Im Labor wird dieses Feld durch gebäudebedingte Materialien (Stahlträger etc.) gestört und somit modifiziert. Deshalb wurde das Magnetfeld am Röhrentestort mit einem Magnetfeldmeßgerät (Teslameter Fluxmaster, Firma S.Mayer) auf Betrag und Richtung bestimmt. So wurde ein Laborort gewählt, der im Betrag dem Erdmagnetfeld ähnlich ist. Dort ergab sich das Feld zu  $|B_x| = 30 \mu\text{T}$  unter einem Winkel  $\Theta = 35^\circ$ . Die dazu senkrechten Komponenten  $|B_z|$  und  $|B_y|$  wurden zu  $0 \mu\text{T}$  gemessen. Die Abbildung 6.1 zeigt den experimentellen Aufbau zu den Messungen. Für die Messungen wurde der Photomultiplier

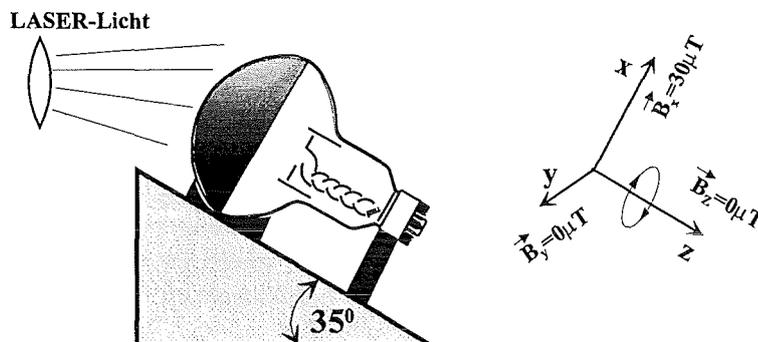


Abbildung 6.1: Experimenteller Aufbau zur Messung der Magnetfeldabhängigkeit der Zeitauflösung der EMI 9353

EMI 9353 in  $45^\circ$ -Schritten im  $\vec{B}$ -Feld um seine Z-Achse gedreht. Die  $B_z$ -Komponente, von der ohnehin ein kleiner Einfluß auf die Resultate erwartet wird, wurde somit immer auf  $0 \mu T$  gehalten, wohingegen die interessanten Magnetfeldkomponenten  $B_x$  und  $B_y$  zwischen  $0 \mu T$  und  $30 \mu T$  verändert wurden. Die Abbildung 6.2 zeigt das Meßergebnis. Der

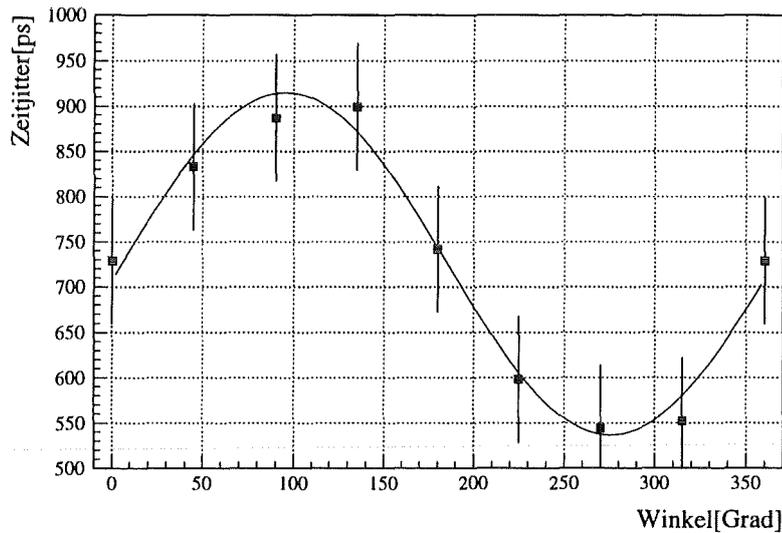


Abbildung 6.2: Magnetfeldabhängigkeit des Zeitjitters

Einfluß des Erdmagnetfeldes verändert demnach die Zeitaufösung des Photomultipliers je nach Orientierung im Magnetfeld um  $\pm 0,2 ns$ . Die Änderungen des Zeitjitters zeigen eine sinusförmige Abhängigkeit, welche durch einen entsprechenden Fit in Abbildung 6.2 eingezeichnet ist. Die Fehler sind aus den Fitgrenzen für den Gaussfit an den Jitterpeak im Transitzeitdifferenzspektrum abgeschätzt. Die Messungen zeigen dennoch eine deutliche Abhängigkeit der Zeitaufösung von der Orientierung im Magnetfeld. Deshalb sollten unbedingt weitere Analysen mit definierten Magnetfeldern (etwa durch Helmholtzspulen o.ä.) durchgeführt werden [Ran92],[Ran93a],[Ran93b],[Ran93c]. Eine signifikante Abhängigkeit der Verstärkung vom Magnetfeld, welche bei ähnlichen Messungen an 8-inch Röhren in den obigen Literaturangaben gemessen wurde, konnte bei den hier vorgestellten Untersuchungen nicht festgestellt werden. Eine komplette Magnetfeldabschirmung der 8-inch-Photomultiplier innerhalb einer  $\mu$ -Metallröhre ist nicht möglich, da sonst das Gesichtsfeld der Photokathoden stark eingeschränkt würde. Eine Magnetfeldabschirmung bis zur sensitiven Photokathode kann allerdings die Magnetfeldabhängigkeit des Zeitjitters schon deutlich mindern [Alp95] und sollte beim Detektordesign berücksichtigt werden.

## 6.2 Dunkelrausraten

Wird ein Photomultiplier ohne Betriebsspannung an Quellen hoher Lichtintensität wie etwa Tageslicht oder Laborlicht expositioniert, werden durch den Photoeffekt sehr viele Valenzelektronen der Bi-alkaliphotokathode angeregt. Dunkelt man die Umgebung dann wieder ab, und nimmt die Röhre erneut in Betrieb, ist eine gewisse Zeitspanne erforderlich, bis alle angeregten Elektronen im Halbleiter rekombiniert sind. Diese Abklingzeit kann erhebliche Meßpausen bedingen, da die Rausraten nach Lichtexposition bis zu mehreren Kilohertz betragen und somit jede weitere Messung unmöglich machen. Die Abbildung 6.3 zeigt die funktionale Abhängigkeit der Dunkelrausrate von der Zeit nach der Lichtexposition und anschließendem, unmittelbarem Lichtabschluß. Die Kurve zeigt das Verhalten der EMI 9353, welche sich erst nach  $\approx 4 \cdot 10^4$  s (im Diagramm nicht mehr eingezeichnet) auf ihre normale Dunkelrausrate von 4 bis 5 kHz beruhigt hat. Bei Verwendung von Rotlicht im Labor kann dieser Effekt stark herabgesetzt werden, so daß Meßpausen von 1 h im allgemeinen ausreichen, um den Photomultiplier wieder in einen vernünftigen Betriebszustand mit normaler Dunkelrausrate zu versetzen.

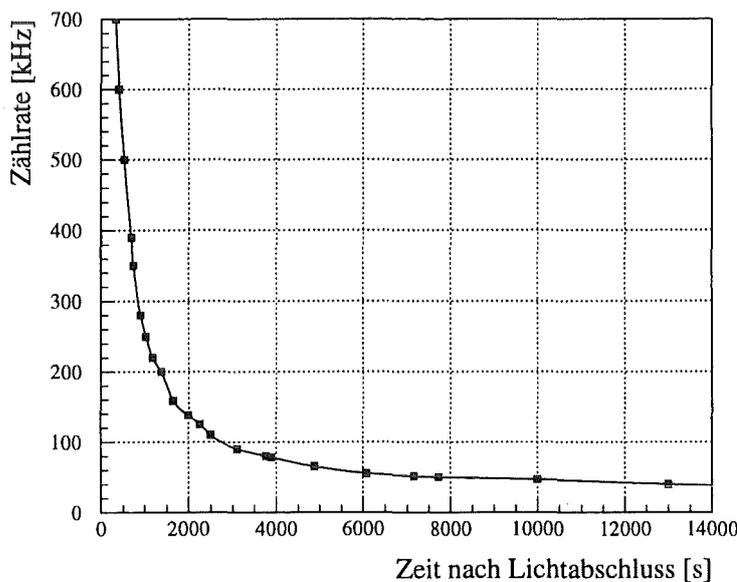


Abbildung 6.3: Dunkelrausrate der EMI 9353 nach Lichtexposition durch Tageslicht

## 6.3 Einstellung der Betriebsspannung über die Zählrate

Obwohl die Stärke der elektrischen Felder der Dynodenkette in einem Photomultiplier gering ist, spielt die Feldemission bei großen Betriebsspannungen eine wesentliche Rolle. Die Feldemission (cold emission) entsteht durch die unvermeidliche Rauheit, bzw. die endliche Oberflächengüte der Beschichtungen (adsorption layers) aus Alkalimaterialien. Dadurch entstehen lokale  $\vec{E}$ -Feldspitzen, deren große Potentiale die Elektronen aus den Halbleitern gewissermaßen 'herausziehen'. Bei niedrigen Betriebsspannungen ist der Effekt der

Feldemission sehr gering, das Rauschen der Photomultiplier durch die thermische Emission dominiert. Ab einer gewissen Spannung an den Dynoden steigt jedoch die Dunkelrauschrategie durch Feldemission, viel stärker als die thermische Emission, sprunghaft an und setzt dadurch der Betriebsspannung und somit der Gain eine natürliche Grenze.

Die Abbildung 6.4 zeigt die Abhängigkeit der Dunkelrauschrategie der EMI 9353 von der Versorgungsspannung des Photomultipliers. Die integrale Rauschrategie wurde dabei stets so bestimmt, daß im Single-Electron-Spektrum alle Counts ab dem Maximum des Single-Electron-Peaks aufintegriert wurden. Im Schaubild 6.4 ist deutlich zu erkennen, daß die integrale Dunkelzählrate bis zu  $U(K - D1) = 750 V$  leicht ansteigt. Dieser Teil des Rauschens entsteht durch thermische Emission. Ab 800 V steigt die Dunkelrauschrategie aber drastisch an, was auf die Feldemission zurückzuführen ist. Die Maximalspannung der EMI 9353 an der Eingangsoptik ist aufgrund dieses Effektes auf 800 V begrenzt.

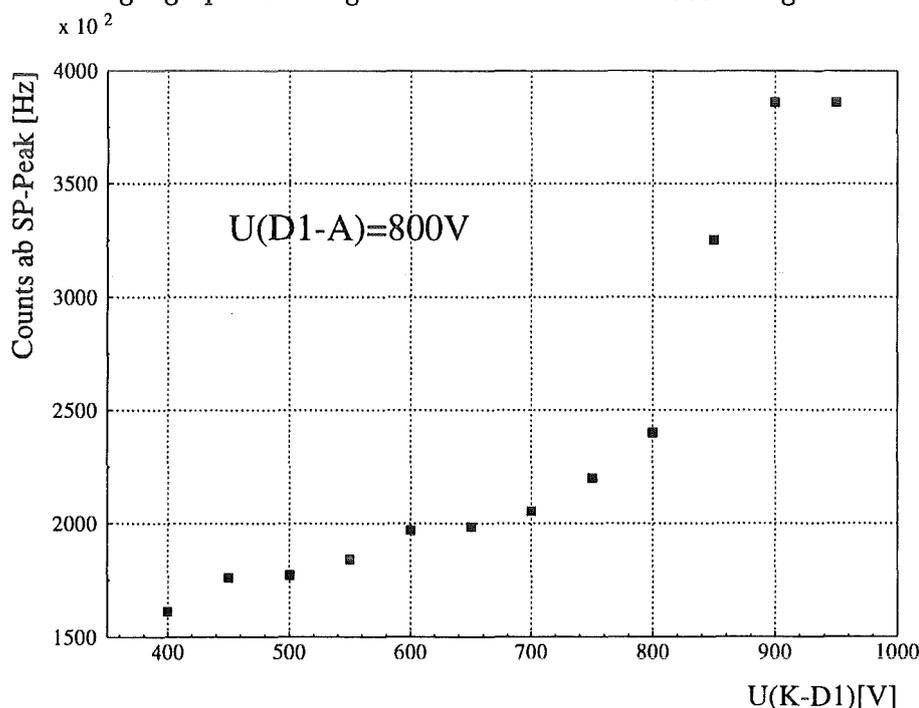


Abbildung 6.4: Dunkelzählrate in Abhängigkeit der Betriebsspannung. Dargestellt ist das Resultat für die EMI 9353

## 6.4 Verstärkung der Dynoden

Die funktionale Abhängigkeit der Gesamtverstärkung der Photomultiplier folgt nach den Betrachtungen des Abschnitts 3.2.3 dem Potenzgesetz:

$$G = K \cdot HV_{(K-A)}^{n\alpha}$$

Dabei bezeichnet  $n$  die Anzahl der Dynoden und  $\alpha$  ist ein dynodenspezifische Größe, welche die Abhängigkeit des Sekundäremissionskoeffizienten von der Spannung zwischen zwei

benachbarten Dynodenstufen angibt. Betrachtet man die Gleichung 3.9 nur in Abhängigkeit der Spannung an der Dynodenkette, so kann der Index  $\alpha$  bestimmt werden. Dazu wird die Spannung zwischen Kathode und erster Dynode konstant gehalten. So erhält man für die Gesamtverstärkung:

$$G = K' \cdot HV_{(D1-A)}^{(n-1)\alpha}$$

Die Abbildung 6.5 zeigt die gemessene Abhängigkeit der Verstärkung der Photomultiplier von der Spannung an der Dynodenkette. Der Exponent  $(n-1)\alpha$  ergibt sich über einen Fit

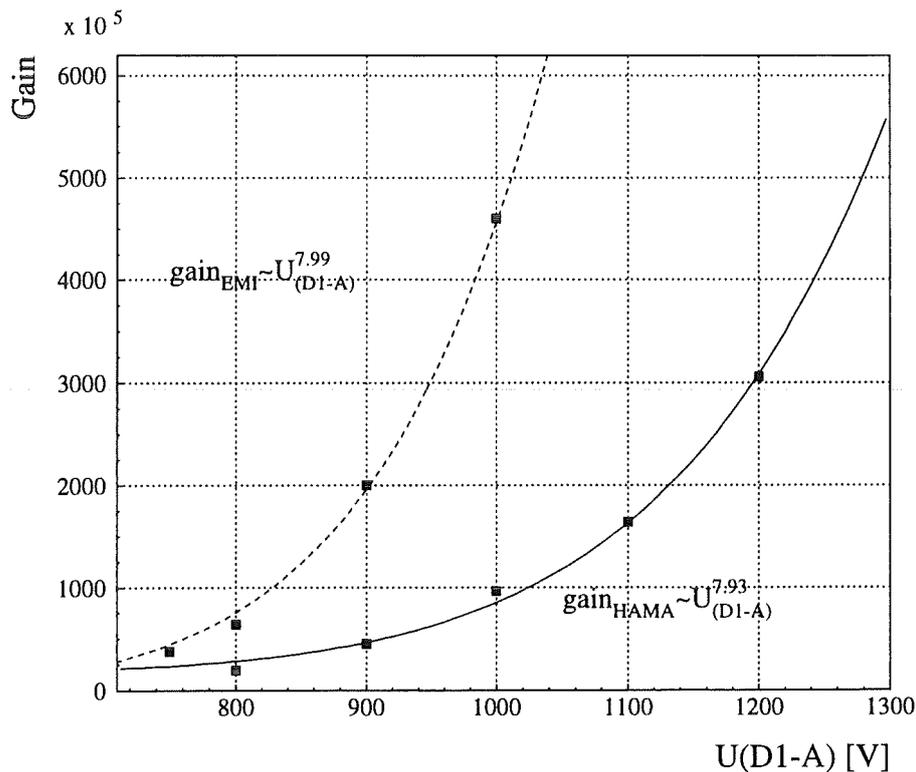


Abbildung 6.5: Die Abhängigkeit der Gain von der Spannung an der Dynodenkette  $U(D1 - A)$ .

an die Messpunkte. Daraus erhält man für die HAMAMATSU R5912 ( $n = 10$ ) einen Wert für  $\alpha$  von 0,88 und entsprechend für die EMI 9353 ( $n = 12$ ) einen Wert für  $\alpha$  von 0,72. Diese Werte sind charakteristisch für gewöhnliche Sekundäremitter wie z.B. *SbCs* [Phi94].

## Kapitel 7

# PM-Tests mit relativistischen $e^-$ aus einer $^{60}\text{Co}$ -Quelle

Die meisten Meßergebnisse der Photomultipliertests dieser Arbeit wurden mit dem  $N_2$ -Farbstofflaser als Testlichtquelle erzielt. Mit diesem Farbstofflaser lassen sich die Charakteristika der Photomultiplier sehr genau untersuchen und eindeutig feststellen, ob sie den geforderten Spezifikationen (siehe Abschnitt 2.4) genügen oder nicht. Wie in den Eingangsabschnitten erwähnt, soll der großvolumige Čerenkov- bzw. Hybriddetektor mit ungefähr 3000 Photomultipliern instrumentiert werden. Diese müssen allesamt auf ihre Spezifikationen geprüft werden. Deshalb muß der Prüfstand auf Massentests ausgerichtet sein. Für derartige Massentests hat die Methode mit dem LASER jedoch den Nachteil, der geringen Lichtpulsfrequenz von maximal 15 Hz. Der Laserpuls wird jedoch auf einzelne Photonen abgeschwächt. Dabei ergibt sich eine maximale Single-Photon-Zählrate (für ein klares Single-Photon-Spektrum) von ungefähr 4 Hz. Die Messung einer Röhrenspezifikation mit ausreichender Statistik dauert deshalb im Single-Photon-Betrieb bei optimal eingestelltem Lichtpegel mindestens 1 h. Aus diesem Grund wurde eine Meßmethode entwickelt, die durch ihre hohe Pulsrate zur Spezifikationsmessung der Photomultiplier eingesetzt werden könnte.

### 7.1 Meßprinzip mit $^{60}\text{Co}$

Das Meßprinzip beruht auf dem Nachweis der koinzidenten Emission zweier  $\gamma$ -Quanten des Radionuklids  $^{60}\text{Co}$ . Das  $^{60}\text{Co}$ -Isotop zerfällt über den  $\beta^-$ -Zerfall in einen angeregten Zustand des Tochterkerns  $^{60}\text{Ni}$ . Der angeregte Zustand hat eine Lebensdauer von 0,7 ps [Sch92] und emittiert in einer Zerfallskaskade zwei koinzidente  $\gamma$ -Quanten (1,3 MeV und 1,2 MeV). Abbildung 7.1 zeigt das vereinfachte Zerfallsschema von  $^{60}\text{Co}$  [Kno89][Sch92]. Die Umsetzung einer derartigen Quelle zum Test der 8-inch-Photomultiplier im Single-Photon-Betrieb zeigt der in Abbildung 7.2 wiedergegebene experimentelle Aufbau. Eines der beiden  $\gamma$ -Quanten wird direkt von einem Plastik-Szintillator ( $NE110$ ) und einem schnellen  $XP2020$ -Photomultiplier nachgewiesen. Dieses Signal dient über einen amplitudenwalkfreien Constant-Fraction-Diskriminator (EG&G ORTEC 200MHz) als Referenz-

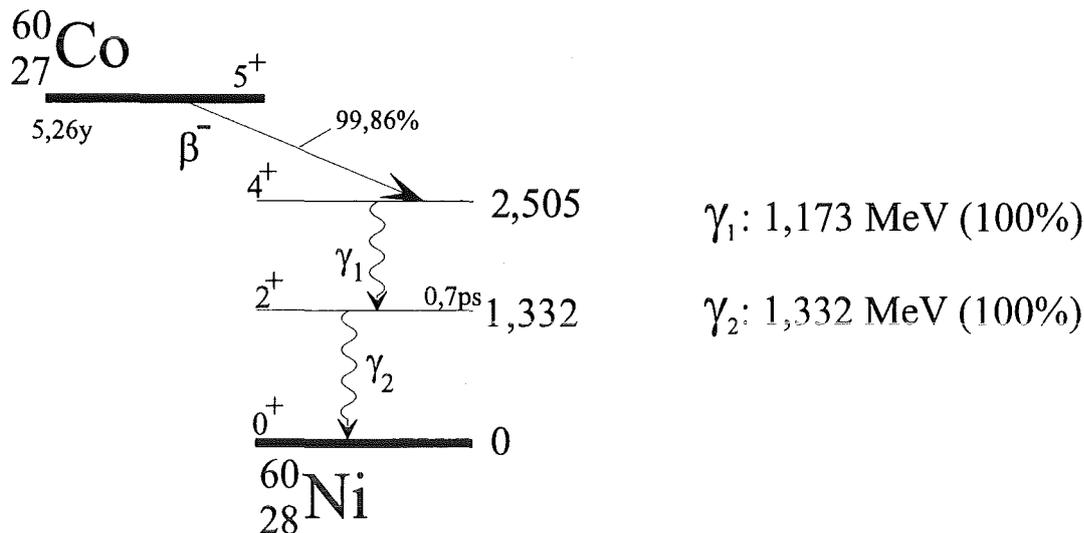


Abbildung 7.1: Zerfallsschema von  $^{60}\text{Co}$ . Die Lebensdauern der angeregten  $^{60}\text{Ni}$ -Niveaus sind nur  $0,7\text{ ps}$  Picosekunden, so daß beide  $\gamma$ -s die exakte Zeitinformation des Zerfalls beinhalten.

signal für die Zeitmessung. Der 8-inch Testmultiplier befindet sich gegenüber der Referenzröhre. Vor dessen Photokathode ist ein Stapel gekrümmter Uhrengläser (Petrischalen) angebracht. Dieses Glas dient als Medium zur Lichterzeugung durch das zweite, von der Quelle emittierte,  $\gamma$ -Quant. Trifft das koinzidente  $\gamma$ -Quant den Glasstapel, so kann es dort mit den Elektronen durch den Comptoneffekt [Kno89] wechselwirken. Die angestoßenen Elektronen bewegen sich somit als relativistische Teilchen durch das Medium und erzeugen im Glas ( $n(\lambda) \approx 1,5$ ) Čerenkovlicht. Dieses wird im Testphotomultiplier nachgewiesen. Die Čerenkovlichtproduktion wird in der Vergrößerung der Abbildung 7.2 dargestellt. Das Signal der 8-inch-Röhre dient über eine Koinzidenzstufe mit dem  $XP2020$ -Referenzsignal als Trigger für die Datenaufnahme und als Startsignal für den TDC. Eine zweite Koinzidenzstufe sorgt dafür, daß nicht der zu testende Photomultiplier, etwa durch Nachpulse, die AND-Bedingung der Koinzidenzstufe erfüllt und sich somit selbst triggert und gleichzeitig Start- und Stoppsignal setzt. Ein Splitter teilt das Signal der Teströhre und ermöglicht somit ohne Verstärkerstufe die gleichzeitige Aufnahme des Energiesignals durch den Q-ADC. Diese Meßanordnung hat gegenüber dem Aufbau mit dem  $N_2$ -LASER mehrere Vorteile. Die Geometrie der gekrümmten Petrischalen gestattet eine weitgehend isotrope Beleuchtung der Photokathode. Die Krümmung vermeidet durch den konstanten Abstand der Schalen zur Photokathode größere Flugzeitdifferenzen der Čerenkovphotonen. Ähnliche Messungen mit einem Wasserbecken ( $\text{Durchmesser} = 10\text{ cm}$ ) als Čerenkovmedium ergaben erhebliche Flugzeiteffekte in den Transitzeitdifferenzspektren, da die Photonen entlang der  $10\text{ cm}$  langen Wasserstrecke entstehen. Dies macht bei  $c_{\text{Wasser}} \approx 15\text{ cm/ns}$  eine Zeitunschärfe von ungefähr  $1\text{ ns}$  aus, liegt also schon im gleichen Bereich wie die Zeitauflösung der Photomultiplier und ist deshalb eine ungeeignete Čerenkovquelle.

Die Stapelstruktur der Petrischalen mit dazwischenliegendem Luftspalt hat die Eigenschaft, Photonen, die unter flachem Winkel zur Glasoberfläche produziert werden, mehrfach zu reflektieren und nach mehrmaliger Reflexion zu absorbieren. Deshalb treffen nur jene Photonen die Photokathode, die die Petrischalen relativ senkrecht verlassen. Somit lie-

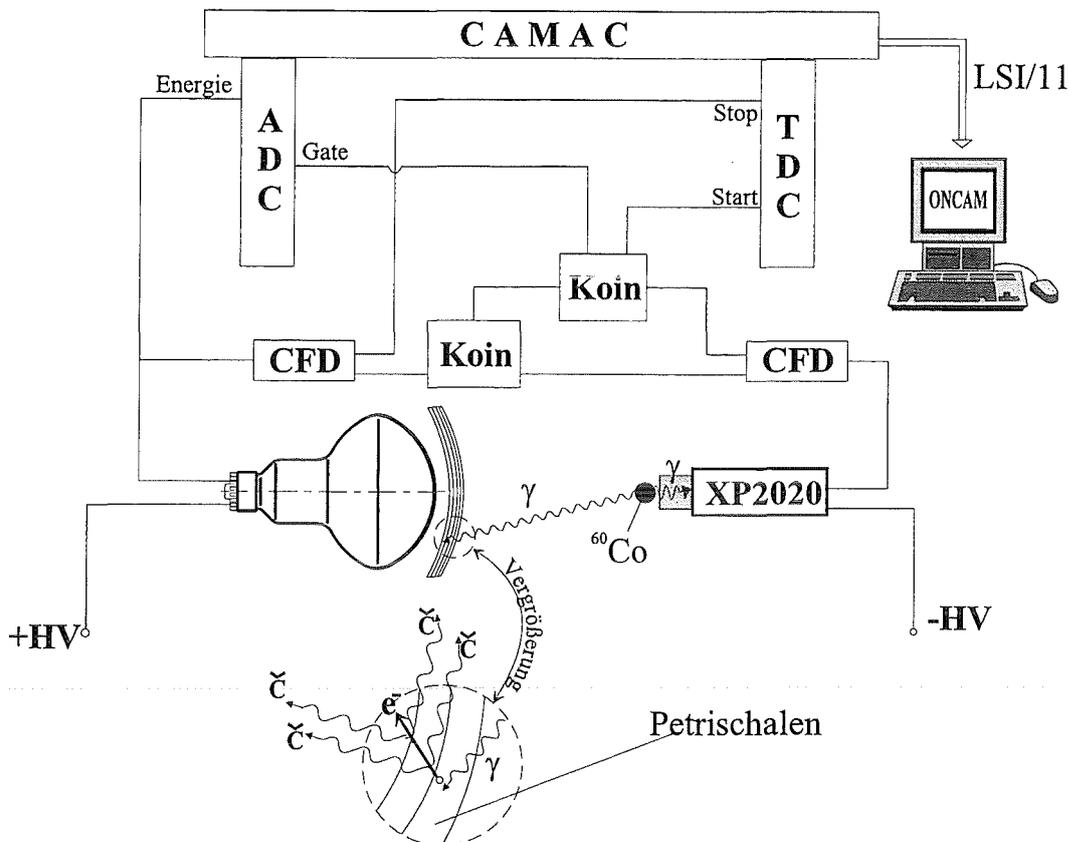


Abbildung 7.2: Experimenteller Aufbau zu Photomultipliertests mit  $^{60}\text{Co}$ -Quelle und Glasscheiben als Čerenkovmedium

gen der Kathodennachweisort und der Photonentstehungsort nahe beieinander, was zusätzlich die Laufzeitunschärfe minimiert.

Ein weiterer Vorteil der Messungen mit relativistischen  $e^-$  liegt darin, daß die Röhren über das gesamte Čerenkovspektrum getestet werden. Deshalb dient diese Methode dazu, realistische Testbedingungen zu schaffen, welche dem späteren Einsatz der Photomultiplier im Detektor nahe kommen.

Der größte Vorteil dieser Methode liegt aber in der hohen Produktionsrate der Einzelphotonen in den Petrischalen sowie in der exakten Zeitinformation, durch das in der Referenzröhre nachgewiesene zweite  $\gamma$ -Quant. Die Anzahl der in den Petrischalen produzierten Čerenkovphotonen beträgt maximal 90 Photonen [Sow71]. Dies gilt bei der Rückwärtsstreuung der  $\gamma$ -s durch den Comptonstoß um  $180^\circ$ , bei dem die maximale kinetische Energie der Elektronen  $1,117\text{ MeV}$  ( $\gamma_1 = 1,3\text{ MeV}$ ), bzw.  $0,962\text{ MeV}$  ( $\gamma_1 = 1,2\text{ MeV}$ ) beträgt. Außerdem wird bei dieser Berechnung der Photonenzahl ein linearer Energieverlust der Elektronen in Materie von der Maximal- bis zur Schwellenenergie ( $174\text{ keV}$ ) [Sow71] angenommen. Diese Čerenkovphotonen werden in einen  $2\pi$ -Kreisring abgestrahlt, wodurch schon viele Photonen für den Nachweis durch die Photomultiplier verloren gehen. Schließlich werden die Photonen nach den oben beschriebenen Mechanismen in den Petri-

schalen, durch Reflexionsverluste am Kathodenglas und der endlichen Quanteneffizienz der Photokathode so weit abgeschwächt, daß für die Teströhren nur noch einzelne Photonen übrig bleiben. Folglich können die Photomultiplier im gewünschten Single-Photon-Mode getestet werden.

## 7.2 Meßergebnisse

Als Meßergebnis zeigen die Abbildungen 7.3 und 7.4 die jeweiligen Single-Photon-Spektren und die Transitzeitdifferenzspektren der HAMAMATSU R5912 und der EMI 9353. Die Meßzeit betrug jeweils 1 h.

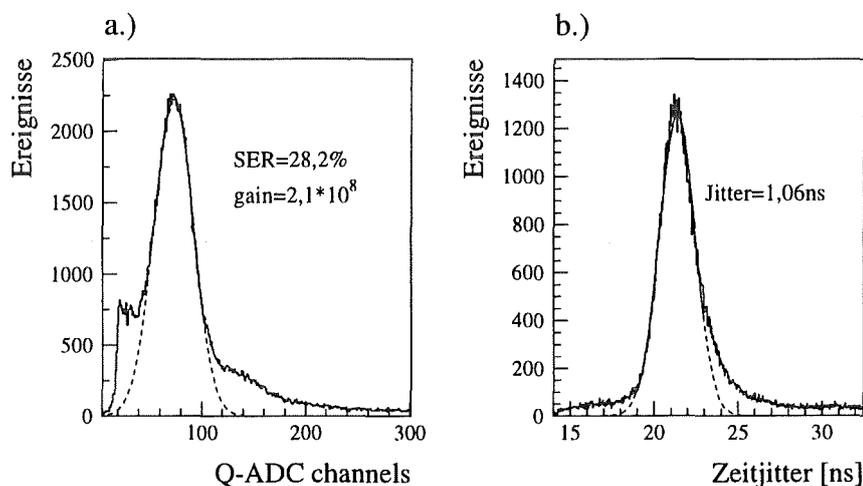


Abbildung 7.3: Ergebnis der Messungen mit  $^{60}\text{Co}$ . a.) Single-Photon-Spektrum, b.) Transitzeitdifferenzspektrum der HAMAMATSU R5912.

An den Meßergebnissen ist festzustellen, daß die Spektren eine sehr gute Statistik aufweisen. Die tatsächliche Koinzidenzrate zwischen der Referenzröhre und den Testphotomultipliern lag bei ungefähr  $50 \text{ Hz}$ <sup>1</sup>. Diese Methode ist also durch diese hohe Einphotonpulstrate an den Photomultipliern sehr gut geeignet schnelle Röhrentests durchzuführen. Die Zeitjitter der HAMAMATSU R5912 und der EMI 9353 sind bei diesen Messungen mit  $\Delta t = 1,06 \text{ ns}$  und  $\Delta t = 1,43 \text{ ns}$  (Sigma) beide um ungefähr  $300 \text{ ps}$  breiter als bei den Lasermessungen. Dies kann mit dem isotropen Beleuchtungscharakter der Photokathoden dieser Meßmethode erklärt werden. Kathodenrandpunkte mit schlechter Zeitauflösung (siehe Kapitel 5.3.2) gehen, entsprechend gewichtet, mit ihrem großen Kathodenflächenanteil in die Zeitauflösung mit ein. Die Single-Electron-Resolution der HAMAMATSU R5912 mit  $\text{SER} \approx 27\%$  und die Röhrenverstärkung ( $\text{gain} \approx 2,2 \cdot 10^8$ ) sind den Ergebnissen mit den Lasermessungen aus Abschnitt 5.2 äquivalent. Das gleiche gilt für die EMI 9353 mit

<sup>1</sup>Die Pulsrate des Lasers ist dagegen nur  $15 \text{ Hz}$ , von der nur ungefähr 20% ein Einphotonsignal am Photomultiplier erzeugen (effektiv also nur  $3 - 4 \text{ Hz}$  Pulsrate)

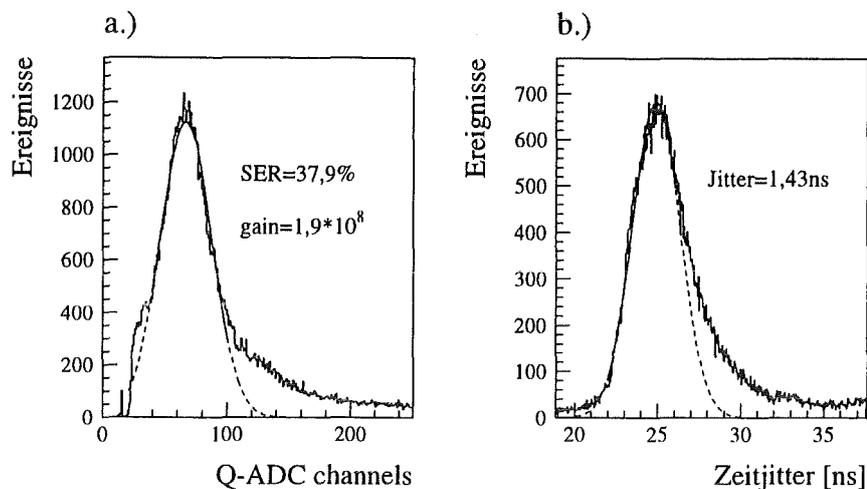


Abbildung 7.4: Ergebnis der Messungen mit  $^{60}\text{Co}$ . a.) Single-Photon-Spektrum, b.) Transitzeitdifferenzspektrum der EMI 9353.

$\text{SER} \approx 38\%$  und  $\text{gain} \approx 1,9 \cdot 10^8$ . Diese Methode der Röhrentests stellt zunächst nur eine Konzeption dar und muß zur Massentestanwendung noch verbessert werden. Insbesondere sollten Wechselwirkungen der  $\gamma$ -Quanten mit anderen Teilen des Photomultipliers wie Fokus, Dynoden, Glaskolben etc. minimiert werden, um sicherzustellen, daß der Photoeffekt nur in der Photokathode stattfindet und nicht zusätzlich in anderen Röhrenteilen. Dazu könnten die Uhrgläser durch gekrümmte Bleiglasplatten ersetzt werden. Diese würden einen größeren Anteil der  $\gamma$ -s absorbieren und somit unerwünschte Untergrundereignisse, induziert in den verschiedenen Teilsystemen der Photomultiplier, minimieren. Außerdem könnte durch erhöhte Absorption der  $\gamma$ -s im Bleiglas eine noch höhere Rate an Čerenkovphotonen produziert werden. Die Bleiglasplatten sollten entsprechend der Photokathodengeometrie hemisphärisch angefertigt werden, um die zuvor genannten Flugzeiteffekte zu minimieren. Der Abstand der Quelle von den Bleiglasplatten sollte groß gewählt werden, um weitere Flugzeiteffekte durch unterschiedliche  $\gamma$ -Weglängen zwischen Quelle und Glas zu minimieren. Dazu muß ein Kompromiß zwischen Zählrate, zu erwartenden Flugzeiteffekten und der Größe des Testgehäuses gefunden werden.

Diese Methode eignet sich für einen platzsparenden Photomultiplierteststand der, wie der in Abbildung 7.5 schematisch dargestellt, aussehen könnte. Mit diesem Aufbau wäre eine Spezifikationsmessung von sechs Röhren innerhalb von ca. 10 min möglich. Das Meßprinzip zum Test von sechs Röhren ist eine einfache Erweiterung des Aufbaus der Abbildung 7.2. Der Trigger für die Elektronik wird gegeben, wenn die schnelle Referenzröhre des Szintillators (NE110) mit einer der sechs Teströhren eine Koinzidenzbedingung (AND-Bedingung) erfüllt. Dann werden die Signale aller Röhren aufgenommen, wodurch man gleichzeitig die gewünschten Pedestaleinträge in den Spektren der nicht angesprochenen Röhren erhält. Diese Daten werden dann zur Bestimmung der Röhreneigenschaften  $\text{SE-Resolution}$  und  $\text{Gain}$  verwendet. Die Erfahrungen der Messungen der Zeitauflösung der XP2020-Photomultiplier mit kosmischen Teilchen im Eingangsfenster zeigen, daß die Photomultiplier optisch absolut dicht durch einen Sichtschutz entkoppelt sein müssen. Dies

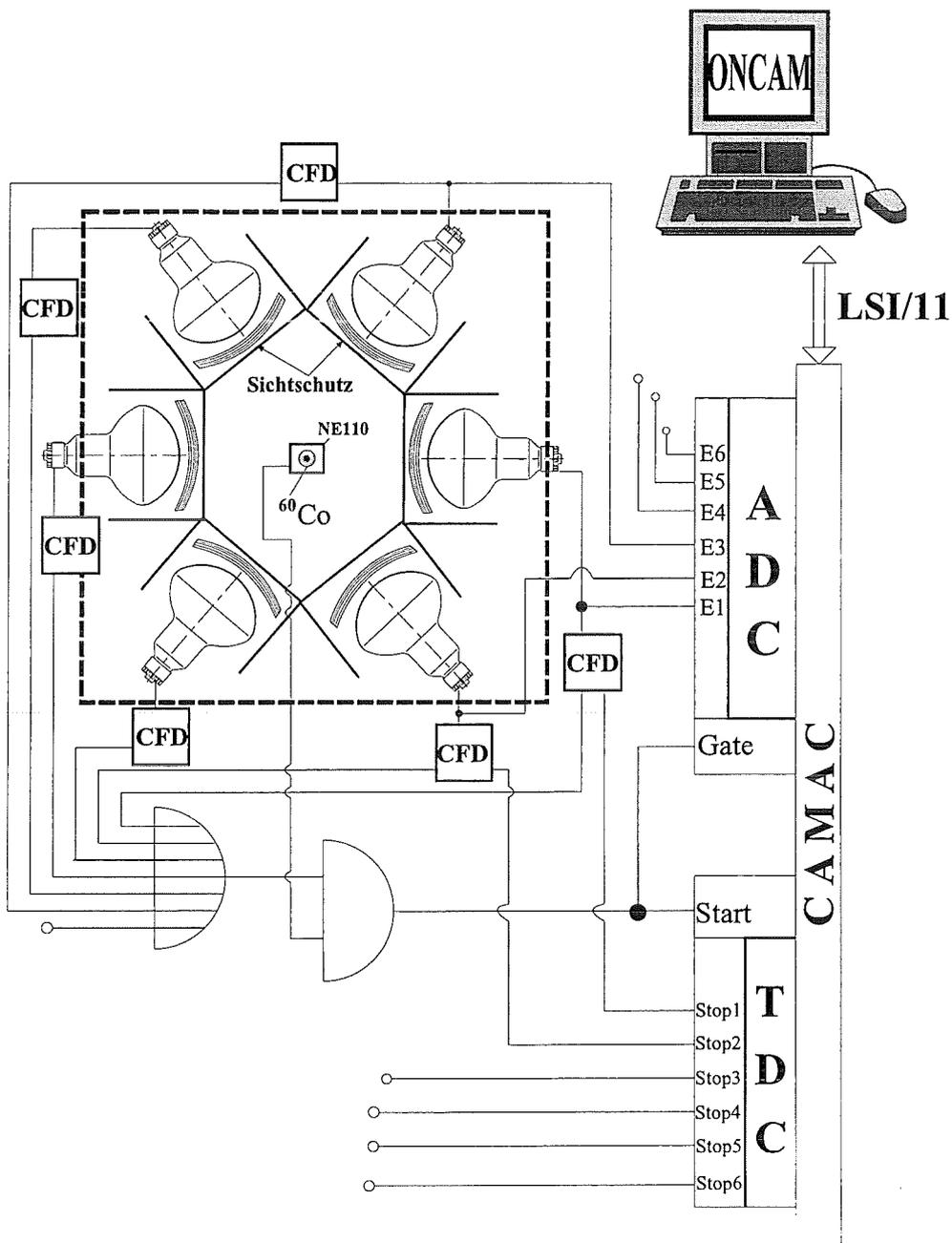


Abbildung 7.5: Projektierter Teststand mit  $^{60}\text{Co}$ -Quelle zur gleichzeitigen Spezifikationsmessung von 6 hemisphärischen Photomultipliern.

ist erforderlich um zu verhindern, daß das an einer Röhre produzierte Čerenkovlicht eine andere Röhre erreicht, was eine Messung der Zeitauflösung unmöglich machen würde.

## Kapitel 8

# Unterwassertests

In einem großvolumigen Wasser-Čerenkov- bzw. Hybriddetektor werden die hemisphärischen 8-inch-Photomultiplier vollständig innerhalb des Detektormediums eingebaut. Es ist aus Gründen der speziellen Kathodengeometrie und der großen Dimensionen der 8-inch Photokathoden mit akzeptablem technischem Aufwand nicht möglich, in das Detektorbecken Löcher zu bohren und die Photomultiplier mit speziellen Fenstern und optischen Ankoppelmechanismen von außen zugänglich zu montieren. Es müssen daher Konzepte entworfen werden, um die Photomultiplier entlang der Detektorinnenwände zu befestigen und diese wasser- oder öldicht mit Hochspannung zu versorgen. Dabei sind folgende Punkte zu beachten:

- Die Photomultiplier sind im Detektormedium durch ihre großen, evakuierten Glaskörper starken Auftriebskräften ausgesetzt. Deshalb sollten die Röhren in einer Fassung sitzen, die Zug- und Biegespannungen über den Glaskörper durch eine Mehrpunktaufgabe minimiert. Dies gilt in besonderer Weise für die Photomultiplier, deren Achse horizontal im Detektormedium liegt.
- Die Röhrenelektronik (also Pinanschlüsse, Sockel und Spannungsteiler) muß wasserdicht in ein Gehäuse gepackt werden. Der Spannungsteiler sollte aber zu Testzwecken im Prototypen noch zugänglich sein.
- Die Photomultiplierbefestigung sollte leicht montierbar gestaltet werden, so daß defekt gewordene Röhren im Wasser oder im Öl leicht ausgewechselt werden können.
- Wird als Detektormedium spezielles hochreines destilliertes Wasser verwendet, so sind seine stark aggressiven (auslaugende) Eigenschaften zu beachten. Deshalb müssen alle im Detektor verarbeiteten Materialien auf die Resistenz gegen destilliertes Wasser geprüft sein.

Um erste Erfahrungen bezüglich der genannten Besonderheiten beim Unterwasserbetrieb der Photomultiplier zu sammeln, wurde eine Testwanne gebaut, in der zwei Teströhren installiert und unter realistischen Bedingungen betrieben wurden. Die Hardware wurde so konzeptioniert, daß sie nach Möglichkeit auch im Prototypen *SWATCH* eingesetzt werden kann.

## 8.1 Testwanne

Zum realitätsnahen Betrieb der Photomultiplier unter Wasser wurde eine Testwanne aufgebaut. Dabei handelt es sich um einen Edelstahltank der Maße  $700 \times 500 \times 1800 \text{ mm}$ . Dieser ist innwandig mit schwarzer Kunststoffolie ausgekleidet, um Photonen, die die Photokathoden der Photomultiplier nicht treffen, zu absorbieren. Das Gesamtvolumen der Wanne beträgt ca.  $550 \text{ l}$  und ist mit destilliertem Wasser aufgefüllt. Der Wannendeckel wird über einen Spannrahmen auf die Wanne geschraubt, so daß der Innenraum vollständig lichtdicht ist. In der Wanne werden die beiden 8-inch-Röhren in zwei Haltevorrichtungen horizontal gehalten. Der Abstand der Röhren ist über eine verschiebbare Grundplatte einstellbar. Außerdem verfügt die Wanne durch Wärmetauscher über einen Kühlmechanismus. Zur Wärmeisolierung ist die gesamte Wanne mit Styropor verkleidet. Abbildung 8.1 zeigt den experimentellen Aufbau mit Testwanne und Photomultipliern. Das wasserdichte Gehäuse

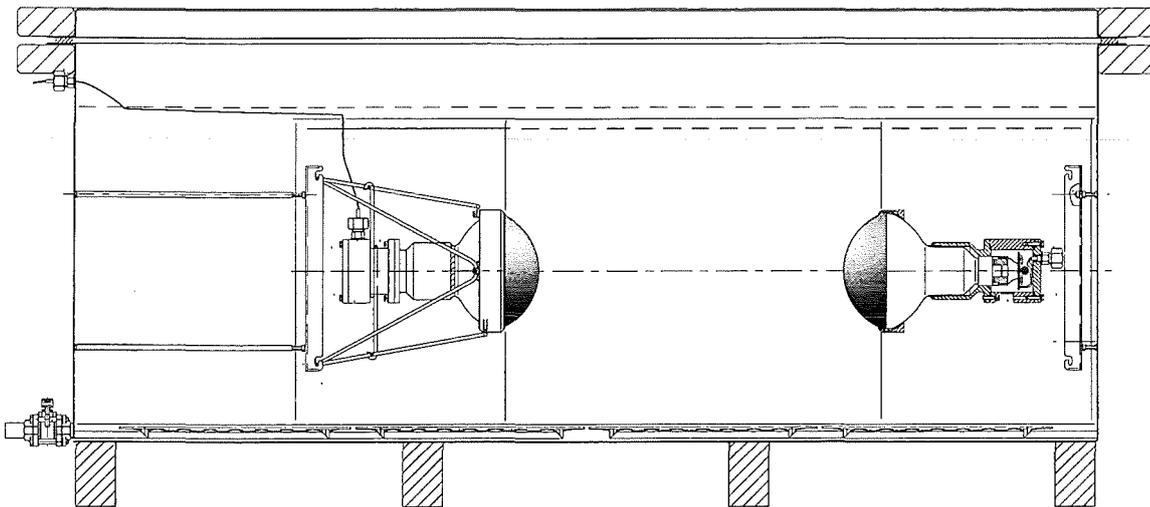


Abbildung 8.1: Testwanne mit zwei horizontale eingebauten 8-inch-Photomultipliern

für die Spannungsteiler zeigt die Abbildung 8.2. Dieses Gehäuse ist an die Photomultiplier geklebt und mit Spannschrauben an einem Metallkorb befestigt. Um Biegespannungen auf den Klebenähten und dem Glaskörper zu minimieren, ist die Photokathode noch in einen PVC-Spannring geklemmt. Als Klebstoff wurde *Silikonkleber* verwendet. Das Spannungsteilergehäuse wird mit *Viton O-Ringen*, die Signal- und Hochspannungskabel mit Quetschverbindungen dichtgehalten. Die Gehäusedeckelplatte ist aus Plexiglas gefertigt, um mögliche Feuchtigkeitsbildung bzw. Wassereintrich zu erkennen. Das gesamte Gehäuse besteht aus *PVC*, alle Metallteile, wie Befestigungsrahmen, Haltekorb, Gewindestifte und Schrauben bestehen aus *V2A-Edelstahl*.

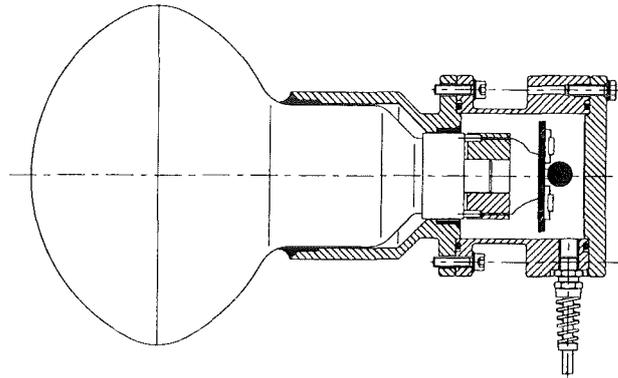


Abbildung 8.2: Gehäuse der Photomultiplier für Unterwassertests

## 8.2 Langzeitmessung

Um das Verhalten der Photomultiplier unter Wasser zu testen, wurde ein Langzeittest durchgeführt. Unter anderem sollte der Einfluß des destillierten Wassers auf die verschiedenen Materialkomponenten getestet werden. Zum Langzeittest wurden die Photomultiplier mit dem gesamten Equipment fünf Wochen in der Wanne versenkt. Nach Öffnung der Wanne ergaben sich folgende Ergebnisse:

- Trotz Beimengung von Chlorzusätzen im Wasser waren die Photokathoden mit einer festen und matten Schicht behaftet. Mikroskopische Untersuchungen des Belags ergaben, daß es sich bei diesem Belag um Algenbewuchs handelte. Dieselben Algen konnten im Ionentauscher der Destillationsanlage festgestellt werden.
- Die *SHV*-Hochspannungs- und *BNC*-Signalanschlüsse zeigten starke Korrosionsschäden (Grünspan), obwohl diese oberhalb des Wasserspiegels keinen direkten Kontakt mit dem Wasser hatten. Schon die bloße Luftfeuchtigkeit bzw. das Kondenswasser des destillierten Wassers greift somit nichtgeschützte Elektronikbauteile an.
- Die Kabel, speziell die roten Hochspannungskabel (Isolation PVC), waren ausgebleicht.
- Die Gehäuseteile aus PVC, die Klebenähte des Silikonklebers und vor allem das Kathodenglas waren äußerlich unbeschädigt.

## 8.3 Myonspektrum

Die mit 8-inch-Röhren instrumentierte und mit Wasser gefüllte Wanne konnte als 'Mini-Čerenkovdetektor' und somit als ein Aufbau zum Zwecke von Vorstudien für den Prototypen *SWATCH* verwendet werden. Insbesondere war es möglich, Untersuchungen der zu erwartenden Lichtausbeute des Čerenkoeffekts beim Durchflug kosmischer Teilchen durch die Testwanne durchzuführen. Da die Lichtausbeute ein entscheidender Parameter für die

Verwirklichung eines großvolumigen Čerenkovdetektors ist, sollten diese Messungen einen ersten Eindruck geben, in welcher Größenordnung der von den Photomultipliern zu detektierende Photonenpegel tatsächlich liegt. Zum Zweck des Nachweises kosmischer Teilchen (vorwiegend Myonen) wurde der in Abbildung 8.3 gezeigte experimentelle Aufbau realisiert. Zwei Myonpaddel von jeweils  $100\text{ cm}^2$  wurden oberhalb und unterhalb der Wanne

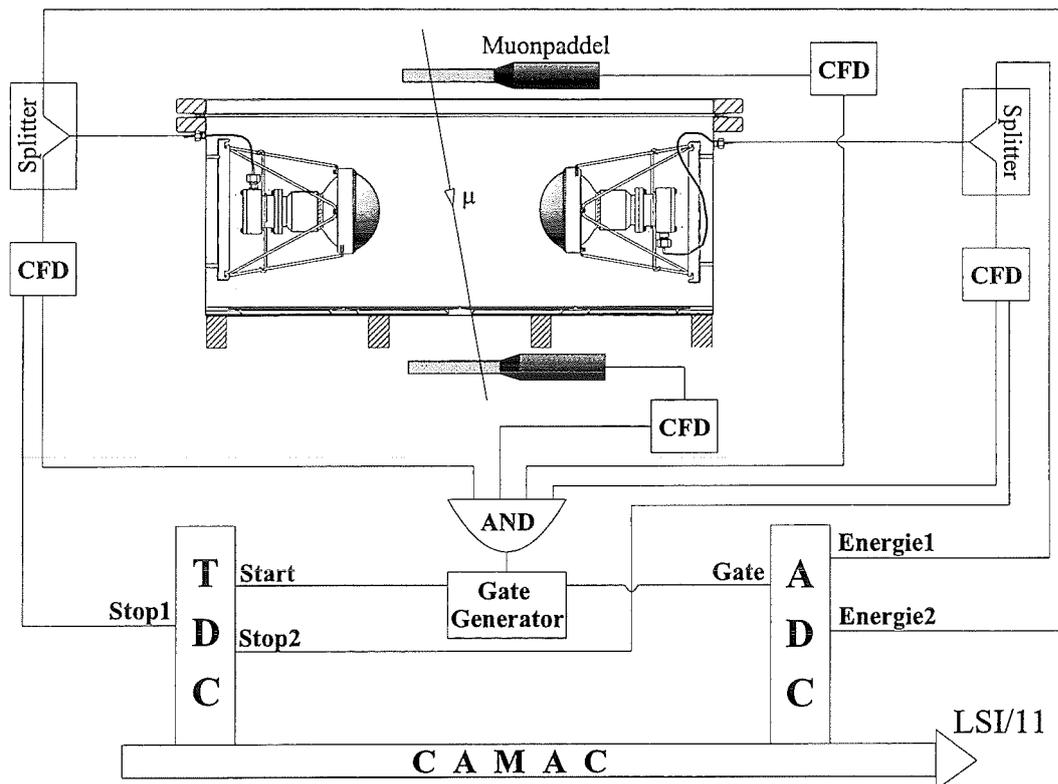


Abbildung 8.3: Experimenteller Aufbau und Elektronik für die Aufnahme eines Energiespektrums der 8-inch-Photomultiplier, produziert durch Čerenkovlicht kosmischer Myonen in der Wanne

angebracht. Diese Paddel triggern minimalionisierende kosmische Myonen, die senkrecht durch die Wanne laufen und auf ihrem Weg durch das Wasser Čerenkovlicht erzeugen. Die Röhren wurden in unterschiedlichem Abstand zu den Myonpaddeln in der Wanne befestigt, so daß die zu detektierenden Lichtmengen der Čerenkovkegel durch verschiedene Abstände der Photomultiplier zur Myonspur unterschiedlich hoch waren. Die Koinzidenzbedingung für kosmische Teilchen wurde wahlweise durch die Bedingung erfüllt, daß entweder beide Paddel und beide 8-inch-Röhren (4-fach AND-Bedingung) oder beide Paddel und wahlweise eine der beiden 8-inch-Röhren (3 aus 4-Bedingung) ein Signal lieferten. Die restriktive Koinzidenz filterte nur Signale heraus, die tatsächlich von kosmischen Teilchen induziert wurden. Der Raumwinkel der beiden  $\approx 1\text{ m}$  weit auseinanderliegenden Myonpaddel ist sehr klein, so daß die gemessene Ereignisrate mit  $\approx 0,3\text{ Hz}$  sehr gering war. Die

Messung wurde nach einer Meßzeit von 11 Tagen abgebrochen, da eine der EMI 9353-Röhren durch Vakuumzusammenbruch zerstört wurde.

Als Meßergebnis zeigt die Abbildung 8.4 die Energiespektren der beiden eingesetzten EMI 9353-Röhren. Im Spektrum, der von den Myonspuren weiter entfernten Röhre (siehe Abb.

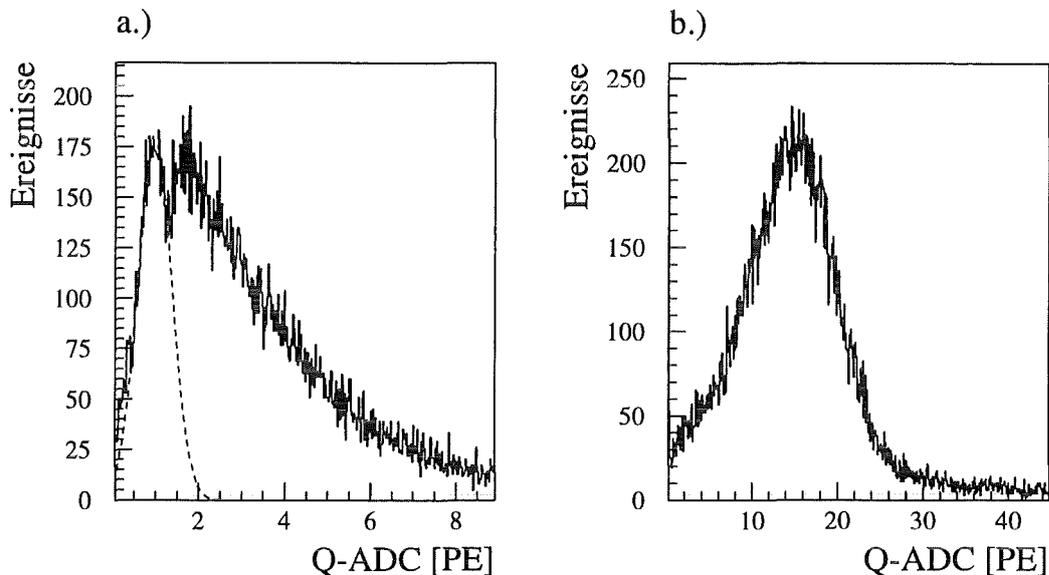


Abbildung 8.4: Myonspektren durch Čerenkovlicht in Testwanne. Das Spektrum a.) zeigt das Energiespektrum der zur Spur weiter entfernten  $EMI_{links}$ , das Spektrum b.) das entsprechende Energiespektrum der nahen  $EMI_{rechts}$ . Die x-Skala der Q-ADC-Kanäle ist in Photoelektronen angegeben.

8.4  $EMI_{links}$ ), ist der Single-Photon-Peak sichtbar und durch einen angefitzten Gauspeak hervorgehoben. Dies ist der Bereich, in dem die Photomultipliertests der vorangegangenen Kapitel durchgeführt wurden. Im weiteren Verlauf des Spektrums ist noch der Zweiphotonanteil zu sehen, dessen rechte Flanke in einen kontinuierlichen Verlauf übergeht. Maximal wurden an der spurentfernten Röhre ungefähr 10 Photonen nachgewiesen. Etwas anders sieht das Ergebnis der spurnahen Röhre ( $EMI_{rechts}$ ) aus. Deren Energiespektrum wurde, ausgehend von den Daten der  $EMI_{links}$ , grob geeicht, was durch die gleichen Betriebsbedingungen, speziell der nahezu gleichen Gain durchaus gerechtfertigt ist. Somit ergeben sich für die rechte EMI ein Hauptwert von ungefähr 15 nachgewiesenen Photonen pro Myonspur. Maximal wurden von diesem Photomultiplier ungefähr 40 Photonen pro Myonspur nachgewiesen.

Diese Messung unterstreicht die zu erwartende Lichtausbeute und die Photonenzahl, die letztendlich vom einzelnen Photomultiplier nachgewiesen werden kann. In diesem Aufbau sind die Photomultiplier noch sehr nahe an der Teilchenspur (für die  $EMI_{rechts}$  nur etwa 30cm), so daß die Abschwächlänge von Wasser noch kaum eine Rolle spielt. Bei größer werdendem Detektorvolumen wird die vom Photomultiplier zu detektierende Photonenzahl noch erheblich geringer, so daß im realen Fall die Photomultiplier tatsächlich im Single-Photon-Mode betrieben werden müssen.

# Kapitel 9

## Resumee

Zur Zeit werden am Institut für Kernphysik des Forschungszentrums Karlsruhe Konzeptstudien und Einsatzmöglichkeiten für einen 1300 t Čerenkovdetektor als Nachfolgeprojekt für den KARMEN- $\nu$ -Detektor diskutiert. Dieser Čerenkovdetektor soll mit ungefähr 3000 hemisphärischen 8-inch Photomultipliern instrumentiert werden. In naher Zukunft soll im Rahmen dieser Studie ein Prototyp der sogenannte *SWATCH*-Detektor aufgebaut und in Betrieb genommen werden. Er soll mit 96 Photomultiplier instrumentiert werden und die technische Realisierbarkeit eines Öl-Čerenkovdetektors demonstrieren.

Im Rahmen dieser Detektorentwicklung wurden in dieser Arbeit die Eigenschaften, der dafür vorgesehenen hemisphärischen 8-inch Photomultiplier untersucht. Der experimentelle Schwerpunkt lag dabei bei der Optimierung der für diesen Zweck besonders wichtigen Eigenschaften der Zeit- und Energieauflösung der Röhren. Ein weiteres Hauptziel war die Konzeption und der Aufbau eines Photomultiplierteststandes, der auch zu dem Zweck von Massentests Verwendung finden kann.

Die geforderten Spezifikationen an die 8-inch-Photomultiplier richten sich nach den besonderen Bedingungen beim Einsatz im Čerenkovdetektor. Durch die geringe Lichtausbeute des Čerenkoeffekts, der Abschwächlänge des großvolumigen Detektormediums, der begrenzten sensitiv instrumentierten Oberfläche (20 %) und aufgrund von Reflexionsverlusten am Kathodenglas der Röhren bleiben für die Detektion eines Ereignisses nur wenige Photonen für den einzelnen Photomultiplier übrig. Andererseits benötigt der Detektor optimale Richtungs-, Zeit-, Orts- und Energieauflösung, um die physikalischen Hauptziele, wie die Untersuchung der stark vorwärtsgerichteten  $\nu - e^-$ -Streuung, zu erreichen. Diese Detektorauflösungen werden hauptsächlich durch die Eigenschaften der Photomultiplier bestimmt. Simulationsrechnungen ergeben, daß mit einer Zeitauflösung der Photomultiplier kleiner 1 ns die benötigten Detektorauflösungen von  $\sigma_E/E(E_e \leq 50 \text{ MeV}) = 5,2\% + 47\%/\sqrt{E}$ ,  $\sigma_t(E_e \approx 30 \text{ MeV}) = 0,6 \text{ ns}$ ,  $\sigma_x(E_e \approx 30 \text{ MeV}) = 13 \text{ cm}$ ,  $\sigma_\Theta(E_e \approx 30 \text{ MeV}) = 20^\circ$ , zu erreichen sind [Arm95]. Dadurch ist eine Abtrennung der stark vorwärtsgepeakten  $\nu - e^-$ -Streuung von isotropen Komponenten, wie dem inversen  $\beta$ -Zerfall an  $^{16}\text{O}$ , möglich.

Derzeit werden von kommerziellen Herstellern nur zwei hemisphärische 8-inch Photomulti-

plier angeboten, die die Spezifikation der geforderten Zeitauflösung  $\leq 1 \text{ ns}$  erfüllen. Dabei handelt es sich um die HAMAMATSU R5912 und die EMI 9353.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Photomultiplierteststand entwickelt, mit dem zuverlässig die oben geforderte Zeitauflösung dieser Röhren zu messen ist. Zur Bestimmung der Energie- und Zeitauflösung im Single-Photon-Mode wurden die Photomultiplier mit einem gepulsten  $N_2$ -Laser mit *Dye-Vorsatz* (Pulsdauer  $\leq 300 \text{ ps}$ ) sowohl isotrop als auch punktuell beleuchtet. Die Pulsdauer des Farbstofflasers konnte mit Fast-Response-Photomultipliern zu kleiner  $350 \text{ ps}$  bestimmt werden und bildet somit eine solide Grundlage für die Messungen der Zeitauflösung. Neben der Konzeption des Spannungsteilers für die Verwendung der Photomultiplier im Prototypen SWATC<sup>H</sup> wurde der Spannungsteiler für die Zwecke der Optimierung der Photomultipliereigenschaften modifiziert. Somit konnten durch die Versorgung der Röhre mit getrennten Hochspannungen sowohl am Kathodeneingang als auch am Dynodensystem umfangreiche Versuche zur Optimierung der Zeitauflösung (Timejitter), der Single-Electron-Resolution und der Gain durchgeführt werden. Weiterhin konnten wellenlängenabhängige Analysen Aufschlüsse über die Ursachen der Zeitauflösung und der Fokussierungseigenschaften im Eingangssystem der Photomultiplier geben. Erste Tests der Photomultiplier beim Einsatz unter Wasser wurden durchgeführt. Dazu wurden die Röhren unter realen Betriebsbedingungen zu einem Langzeittest in einer lichtdichten Wanne versenkt. Dabei wurde auch ein Čerenkovlichtspektrum von kosmischen Myonen aufgenommen. Gleichzeitig konnte in diesem Langzeittest die Resistenz verschiedener Komponenten der Hardware gegen das stark aggressive und ausbleichende, destillierte Wasser getestet werden. Für den Zweck schneller Massentests wurde eine Methode mit Čerenkovlicht relativistischer Elektronen als Testlichtquelle entwickelt.

**Als Resumee sollen die wichtigsten Resultate der in dieser Arbeit gemessenen Röhrendaten zusammengefaßt werden.**

Als wichtigstes Ergebnis dieser Messungen kann festgestellt werden, daß beide Photomultiplier, sowohl die EMI 9353 als auch die HAMAMATSU R5912, die geforderten Spezifikationen für den Einsatz in einem großvolumigen Čerenkov- oder Hybriddetektor erfüllen. Durch die bauartbedingten Unterschiede (EMI 9353 12-stufig, HAMAMATSU R5912 10-stufig), gibt es jedoch signifikante Differenzen bezüglich der Gain, Single-Electron-Resolution und der Zeitauflösung. So ist die Zeitauflösung der HAMAMATSU R5912 mit durchschnittlich  $0,8 \text{ ns}$  besser als die der EMI 9353 mit  $1,1 \text{ ns}$ . Dafür ist der Jitterpeak der EMI 9353 wesentlich symmetrischer als der der HAMAMATSU R5912. Die HAMAMATSU-Röhren zeigen über die gesamten Messungen dieser Arbeit eine asymmetrische Ausbuchtung zu hohen Transitzeiten der Photoelektronen. Simulationsrechnungen [Arm95b] zeigen jedoch, daß diese Asymmetrien keinen nennenswerten Einfluß auf die Detektoraufösungen im Prototypen SWATC<sup>H</sup> haben sollten.

Die Energieauflösung der HAMAMATSU R5912 ist mit einer Single-Electron-Resolution von ungefähr 30 % absolut um rund 5 – 10 % besser als die der EMI 9353 mit einer Single-Electron-Resolution um 40 %. Das bessere Peak zu Valley-Verhältnis der HAMAMATSU R5912 zeigt außerdem, daß diese Röhre über wesentlich bessere Fokussierungseigenschaften des elektrooptischen Eingangssystem verfügt als die EMI 9353. Dies gilt speziell für kleine Photonwellenlängen. Diese werden aber durch den  $1/\lambda^2$ -Verlauf des Čerenkovspektrums bevorzugt im Detektor produziert, sodaß diese Fokussierungseigenschaften der Photomul-

---

tiplier einen ernstzunehmenden Röhrenparameter darstellen. Als Vorteil der EMI 9353 kann die um den Faktor 6 höhere Gain gegenüber der HAMAMATSU R5912 herausgestellt werden. Dadurch wird der Einsatz im Detektor schon bei wesentlich geringeren Betriebsspannungen ermöglicht. Die EMI 9353 besitzt zudem, zumindest laut Datenblatt, mit 30 % eine bessere Quantenefficiency als die HAMAMATSU R5912 mit 25 %, was bei der geringen Lichtausbeute im Čerenkovdetektor ein wesentlicher Vorteil darstellt. Die Dunkelrausraten der beiden Photomultiplier sind sehr ähnlich und konnten mit Werten um  $3\text{ kHz}$ , bei einer Schwelle von 0,2-Photoelektronen, gemessen werden.

Mit dem Aufbau des Čerenkovprototypdetektors wird in naher Zukunft begonnen und es bleibt zu entscheiden, welcher Photomultiplier eingesetzt werden soll. Eine eindeutige Entscheidung zugunsten einer Röhre ließ sich im Rahmen der hier vorgestellten Messungen nicht treffen, so daß das Preis- Leistungsverhältnis von ausschlaggebender Bedeutung sein wird. Denkbar ist jedoch auch eine Lösung mit einem jeweils halben Anteil an EMI- und einem halben Anteil an HAMAMATSU-Röhren, um zu testen, welche der beiden die bessere Langzeitstabilität aufweist.

## Anhang A

# Kalibration des *TDC* und des *ADC*

### A.1 Kalibration des *TDC*

Für die Messung der Zeitaufösung der Photomultiplier wurde ein *TDC* 2228A der Firma Le Croy verwendet. Dieser wurde im kleinsten Zeitbereich von 100 ns betrieben, welche in 11 bit (2048 Kanäle) konvertiert werden. Die Zeitaufösung ist in diesem Bereich laut Datenblatt [LeC82] mit nur 50 ps Jitter am besten. Zur Kalibration des *TDC* wurde ein spezieller Pulsgenerator (Flugzeiteichgenerator PG43 HMI) verwendet. Dieser Pulsgenerator erzeugt nach einem Startpuls Signale nach ganzzahligen Vielfachen eines Zeitintervalls  $\tau$ . Die Vielfachheit  $n_{Random}$  von  $\tau$  zwischen Startsignal und Testpuls wird durch einen Zufallsgenerator erzeugt. Somit entstehen Pulse in zeitlichen Abständen von:

$$\Delta t = n_{Random} \cdot \tau \quad n_{Random} = 1, 2, 3, \dots$$

Um den *TDC* zu eichen, wurde das Referenzsignal des Pulsers auf den Starteingang des *TDC* und die zeitvielfachen Pulssignale auf die verschiedenen Stopeingänge gegeben. Die Zeitkonstante  $\tau$  wurde auf 5 ns eingestellt. Als Resultat erhält man ein Zeitdifferenzspektrum wie in Abbildung A.1 a.) gezeigt. Jede Spitze dieses Spektrums ist eine gaussförmige Verteilung der Signale des Pulsgenerators. Der Hauptwert einer Verteilung entspricht der Zeitdifferenz zwischen Referenz- und Stoppsignal  $n_{Random}\tau$ . Der jeweilige *TDC*-Kanal der Hauptwerte wurde über einen Gaussfit an jeden einzelnen Peak ermittelt. Die Tabelle A.1 zeigt die Ergebnisse. Diese Werte dienen als Meßpunkte für eine Ausgleichsgerade, wie sie in Abbildung A.2 dargestellt ist. Die Steigung ergibt sich zu 0,047 ns pro *TDC*-Kanal. Zuzüglich der Eichung des *TDC* wurde auch der genaueste Arbeitsbereich festgelegt. Dazu wurden dem *TDC* zufällige Pulse als Stoppsignale gegeben, was einem "weißen" Spektrum entspricht. Solche Randompulse werden ebenfalls von dem Flugzeiteichgenerator erzeugt. Das resultierende *TDC*-Zeitspektrum zeigt die Abbildung A.1 b.). In diesem Spektrum ist zu erkennen, daß der beste Arbeitsbereich des *TDC* zwischen den Kanälen 400 ch und 1700 ch liegt, da in diesem Bereich das weiße Spektrum homogen aufgenommen wird. Für kleine und große Kanalzahlen sind Unregelmäßigkeiten in der aufgenommenen Zählrate zu erkennen, die aber auch vom Flugzeiteichgenerator verursacht werden können. Für genaue Zeitmessungen, wie man sie in den Photomultipliertests benötigt, sollten die Bereiche die-

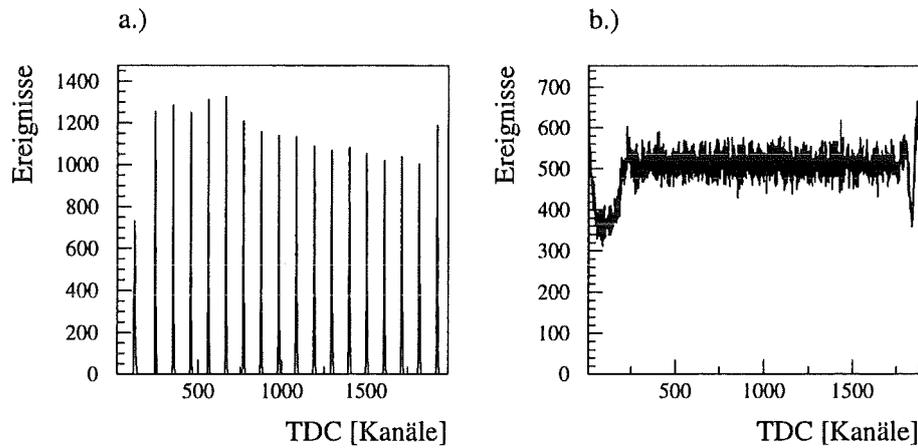


Abbildung A.1: Zeitdifferenzspektrum des Flugzeitchengenerators zur Eichung des TDC. a.) Kalibrationspunkte durch Stoppulse in ganzzahligen Vielfachen von 5 ns b.) Festlegung des Arbeitsbereiches des TDC durch die Aufnahme eines Spektrums zeitlich zufällig verteilter Pulse des Flugzeitchengenerators

$n_{Ran}\tau$ [ns]	Mean [ch]	$\sigma$	$n_{Ran}\tau$ [ns]	Mean [ch]	$\sigma$
5	121,5	3,3	50	1075,4	2,6
10	243,4	2,29	55	1189,9	2,1
15	349,1	1,37	60	1295,2	2,4
20	454,4	2,13	65	1400,2	2,4
25	559,4	1,88	70	1505,1	2,5
30	665,0	2,28	75	1610,1	2,4
35	770,1	2,18	80	1714,9	2,5
40	874,3	2,17	85	1819,6	2,6
45	979,7	2,4	90	1927,8	2,2

Tabelle A.1: Meßwerte zur TDC-Kalibration

ser Unregelmäßigkeiten ausgelassen werden. Alle Tests der Photomultiplierzeitauflösung wurden in den mittleren Kanalbereichen der verschiedenen TDC-Stufen durchgeführt.

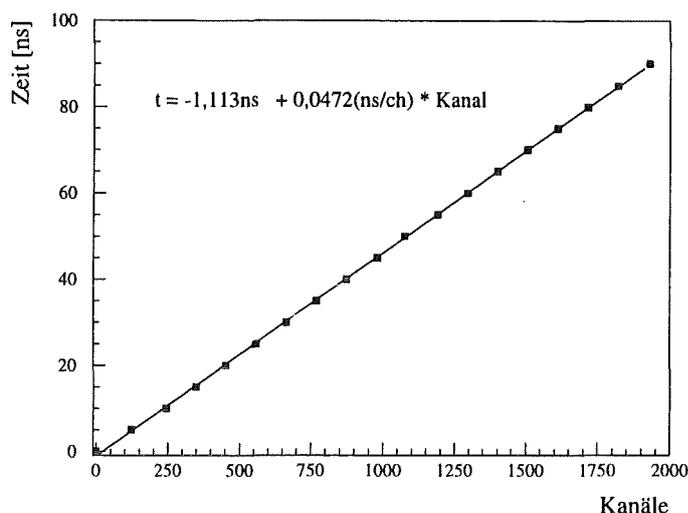


Abbildung A.2: Eichgerade für den TDC

## A.2 Kalibration des Q-ADC

Zur Kalibration des Q-ADC (Le Croy 2249W) wurden den verschiedenen Eingängen Rechteck-Ladungspulse eines kalibrierten Pulsgenerators gegeben. Diese Ladungspulse wurden zusätzlich mit einem digitalen 350 MHz-Oszilloskop (Le Croy 9450) gemessen. Zu den jeweiligen Ladungspulsen wurde die Kanalzahl im ADC-Spektrum bestimmt und aus den Daten eine Ausgleichsgerade durch die Meßpunkte berechnet. Die Tabelle A.2 zeigt die Meßwerte. Die Abbildung A.3 zeigt die Eichgeraden der ersten vier Q-ADC-

Q [pC]	Eingang 0 [ch]	Eingang1 [ch]	Eingang2 [ch]	Eingang3 [ch]
0	17	17	18	34
66	248	256	254	268
139,7	540	548	546	557
195,5	783	785	781	790
271	1096	1100	1093	1099
333,5	1352	1352	1345	1347
407,5	1662	1665	1670	1666
488,4	1992	1992	1977	1972

Tabelle A.2: Meßtabelle zur Q-ADC Eichung

Kanäle. Die Geradensteigungen geben mit  $m_1 = 0,2452\text{ pC}/\text{ch}$ ,  $m_2 = 0,2456\text{ pC}/\text{ch}$ ,  $m_3 = 0,2456\text{ pC}/\text{ch}$ ,  $m_4 = 0,2485\text{ pC}/\text{ch}$  die Sensitivität des ADC laut Datenblatt [LeC79] sehr gut wieder. Diese wird dort zu  $0,25\text{ pC}$  angegeben.

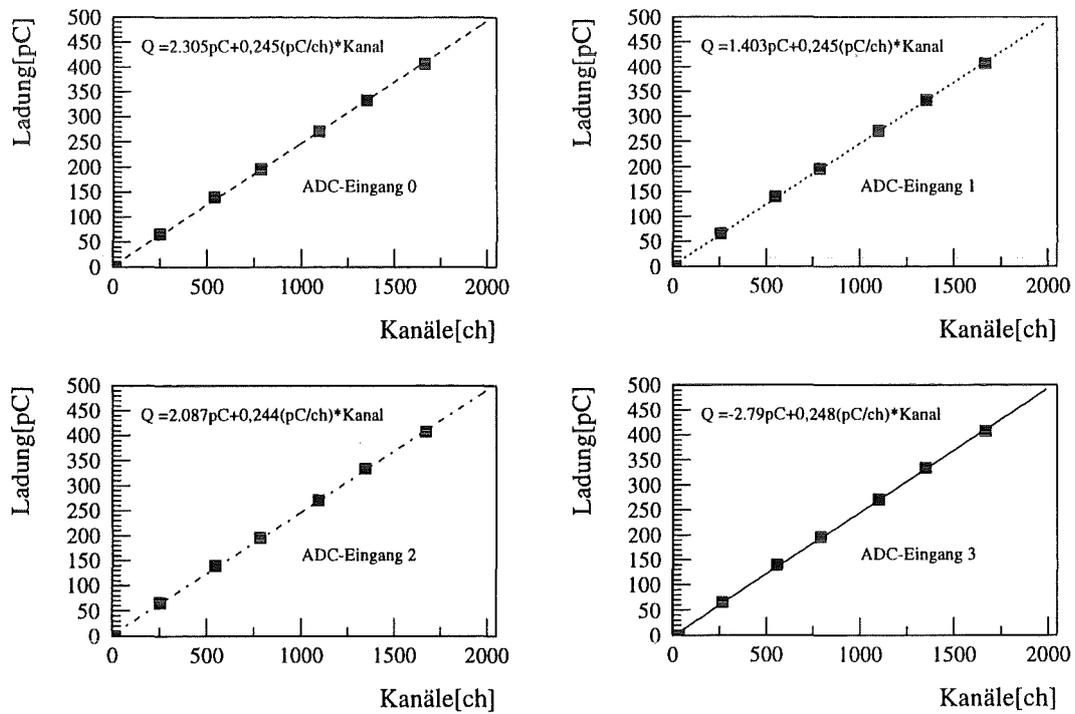


Abbildung A.3: Eichgeraden für den Q-ADC (Le Croy 2249W) der Eingänge 0 bis 3

## Anhang B

# Der 12-stufen Photomultiplier *HAMAMATSU R5912MOD*

Der Photomultiplier HAMAMATSU R5912 zeigte während der Tests hervorragende Eigenschaften bezüglich seiner Single-Electron-Resolution und seinem sehr guten Zeitjitter von  $\approx 0,7 ns$  bei isotrop beleuchteter Photokathode. Der einzige Nachteil für die Anwendung im Čerenkovdetektor ist die relativ geringe Gain. Um Verstärkungsfaktoren von  $1 - 2 \cdot 10^8$  zu erreichen, mußte eine Dynodenspannung  $U(D1 - A)$  größer 1100 V angelegt werden, welche schon am Limit der vom Hersteller empfohlenen Maximalspannung liegt. Aus diesem Grund wurde von der Firma HAMAMATSU ein 8-inch 12-stufen-Photomultiplier eigens für Test-Zwecke entwickelt [Rei95]. Hier sind die vorläufig ersten Ergebnisse zusammengestellt. Es wurde ein Spannungsteiler nach dem Design des Firmenvorschlags gebaut [Ham95], der in Abbildung B.1 dargestellt ist. Bei diesem Spannungsteiler handelt

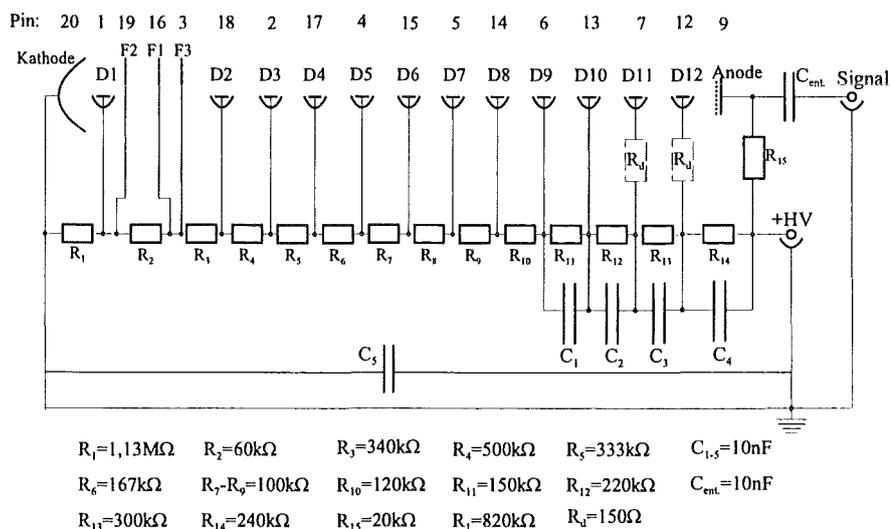


Abbildung B.1: Spannungsteiler für den 12-stufen Photomultiplier HAMAMATSU R5912MOD. Das Design ist dem Firmenvorschlag äquivalent.

es sich um einen *tapered-divider*, der normalerweise für hohe Linearitäten benutzt wird. Für die Zwecke guter Energie- und Zeitauflösung kann der Spannungsteiler noch optimiert werden. Speziell die Spannung in der Eingangsoptik  $U(K - D1)$  kann noch entsprechend erhöht werden. Deshalb sind die Ergebnisse nur vorläufig und bedürfen weiteren Messungen. Es soll aus diesem Grund auch kein Vergleich mit dem 12-stufigen Photomultiplier EMI 9353 vorgenommen werden, da dieser unter optimalen Betriebsbedingungen getestet wurde. Die Abbildung B.2 zeigt die ersten Resultate. Diese Meßergebnisse wurden mit dem

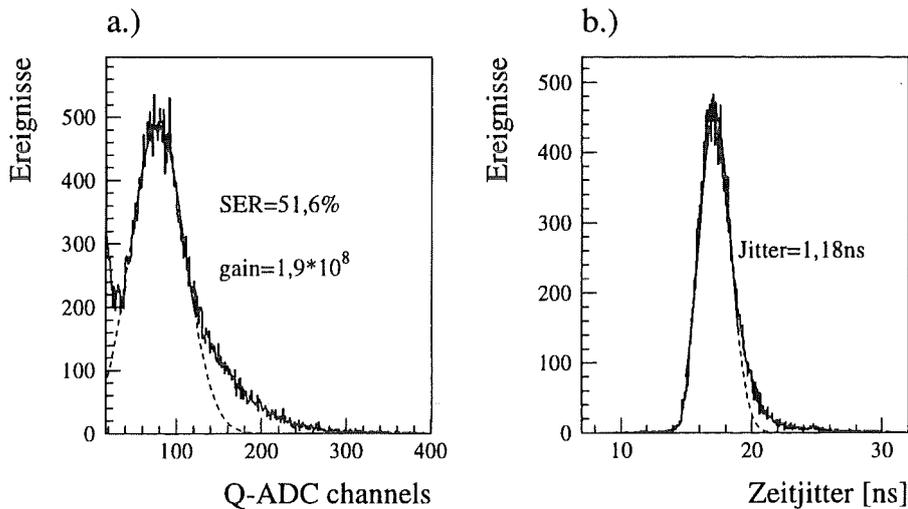


Abbildung B.2: Erste Ergebnisse des 12-stufigen Photomultipliers HAMAMATSU R5912MOD. a.) zeigt das Single-Electron-Spektrum, b.) das Zeitjitterspektrum.

Meßaufbau des Kapitels 5.1 (Abbildung 5.1) erzielt. Dabei kann hervorgehoben werden, daß der Zeitjitter mit  $\approx 1,1 \text{ ns}$  erwartungsgemäß etwas schlechter ist als bei der 10-stufigen Partnerröhre HAMAMATSU R5912. Trotzdem liegt die Zeitauflösung auch ohne Optimierungversuche schon im gleichen Bereich wie bei der EMI 9353. Die Gain von  $2 \cdot 10^8$  wird bei einer Betriebsspannung von 1480 V erreicht. Die Single-Electron-Resolution ist mit 50 % noch unzureichend. Eine Spannungsteileroptimierung wird dieses Resultat sicher noch verbessern.

## Anhang C

# Konzepte weitere Messungen

### C.1 Optimierung der Kollektionefficiency

Die Kollektionefficiency  $\alpha(\lambda)$  bestimmt zusammen mit der Quantenefficiency  $\eta(\lambda)$  den wichtigen Röhrenparameter der effektiven Quantenausbeute des Photomultipliers  $\eta'(\lambda)$  (siehe Kapitel 3.2.1). Deshalb sollte die Kollektionefficiency optimiert werden. Im folgenden wird eine Methode gezeigt, wie dies auf einfache Art durchgeführt werden kann. Das Meßprinzip zeigt die Abbildung C.1. Dazu muß der Spannungsteiler geringfügig modifi-

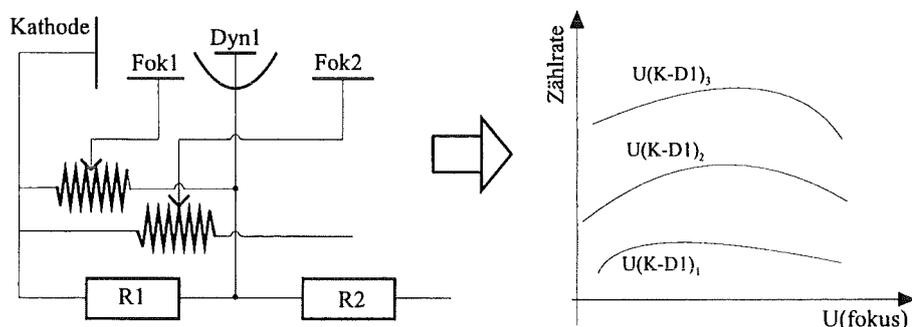


Abbildung C.1: Meßprinzip zur Optimierung der Kollektionefficiency

ziert werden, was bedeutet, daß die Spannungen an den Fokussierelektroden durch den Einbau entsprechender Potentiometer variabel gestaltet werden. Die Spannungen an den Potentiometern können entweder extern durch eine zweite Spannungsquelle erzeugt werden oder intern vom Spannungsteiler zugeteilt werden. Die Photokathode sollte möglichst isotrop beleuchtet werden. Dazu empfiehlt sich der Meßaufbau der Abbildung 5.1. Die Messungen mit dem Laser als Lichtquelle sind optimal, weil dadurch die Gatelängen am  $Q - ADC$  so kurz einstellbar sind, daß im Energiespektrum der Röhren keine Rauschpulse zu erwarten sind. Alle Signale werden auch tatsächlich durch solche Photoelektronen erzeugt, welche das zu optimierende optoelektronische Eingangssystem bei endlichem  $\alpha(\lambda)$  passieren mußten. Jetzt werden die Zählraten im Single-Photon-Spektrum, bei verschiedenen Fokussierspannungen an den Fokusselektroden und unterschiedlicher Eingangsspan-

nung zwischen Photokathode und Dynode gemessen. Dazu integriert man die Einträge im Single-Photon-Spektrum ab einer bestimmten Schwelle (z.B. ab 0,2 Photoelektronen). Das Meßergebnis könnte qualitativ wie das Diagramm in Abbildung C.1 aussehen. Das Maximum der Meßkurven würde die optimale Spannung an der entsprechenden Fokussierelektrode anzeigen.

## C.2 Relative Quantenefficiency

Die Messung der absoluten Quantenefficiency durch die Messung des Kathodenstroms bei bekannter Strahlungsleistung einer kalibrierten Lichtquelle (siehe Kapitel 3.2.1) ist sehr schwierig und aufwendig. Geht man von einer einwandfreien Röhre mit bekannter Quanteneffizienz laut Herstellerangabe aus, so kann diese als Referenzröhre zur Messung der relativen Quantenefficiency der Photomultiplier untereinander eingesetzt werden.

Dazu wird das folgende, einfache Meßprinzip vorgeschlagen. Die Referenzröhre und die Teströhre werden nebeneinander in eine lichtdichte Kiste gelegt und möglichst isotrop beleuchtet. Der Meßaufbau entspricht dem in Kapitel 5.1 gezeigten. Dann werden die Zählraten der beiden Photomultiplier, genau wie im Abschnitt zuvor beschrieben, aufgenommen. Das Resultat ist die erste Messung. Danach werden die Positionen der beiden Photomultiplier vertauscht und eine zweite Messung unter genau den gleichen Konditionen, gleiche Meßzeit, gleiche Pulsrate etc. durchgeführt. Erneut werden die Zählraten der Röhren bestimmt. Durch diese beiden Messungen kann man die relative Quantenefficiency unabhängig von der Meßumgebung, wie z.B. verschiedene Lichtpegel an den beiden Photomultipliern und unabhängig von äußeren Einflüssen wie Temperatur, Elektronikeffekte etc., durchführen. Dazu zieht man die Zählraten der beiden Messungen voneinander ab und erhält so:

$$\Delta Counts = |N_{ref} - N'_{ref}| - |N_{Test} - N'_{Test}| \quad (C.1)$$

Die relative Quantenefficiency ist nur bei den Messungen bestimmbar, bei denen die Differenz der Gleichung C.1 für  $\Delta Counts$  gleich 0 ergibt. Die relative Quantenefficiency ergibt sich dann zu:

$$\eta_{relativ} = \frac{N_{Test} + N'_{Test}}{N_{ref} + N'_{ref}} \quad (C.2)$$

Sie ist größer oder kleiner eins, je nachdem ob die Teströhre eine bessere oder schlechtere Q.E hat.

Kennt man die absolute Quantenefficiency der Referenzröhre  $\eta'_{abs}$  so kann man natürlich auch sofort auf die absolute Quantenefficiency der relativ zu ihr vermessenen Röhren schließen zu:

$$\eta_{abs}^{PM_i} = \eta_{relativ} \eta_{abs}^{PM_{ref}} \quad (C.3)$$

# Literaturverzeichnis

- [Alp95] Ron Mc. Alpine, *Thorn Emi Electron-Tubes*, private Mitteilung (1995)
- [Arm93] B. Armbruster, *Simulation eines Wasser-Čerenkovdetektors für Neutrino-Elektron-Streuung*, Diplomarbeit, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1993)
- [Arm94] B. Armbruster et al., *Neutrino Electron Scattering at ISIS*, Prog. Part. Nucl. Phys., Vol. 32, pp.397–398 (1994)
- [Arm95] B. Armbruster et al., *Study of a water Čerenkov detector for low energy Neutrino-Electron scattering*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A360 (1995) 395–399
- [Arm95b] B. Armbruster, *private Mitteilung*, (1995)
- [Arm95c] B. Armbruster et al. *Anomaly in the time distribution of neutrinos from a pulsed beam stop source*, Phys. Letters B, Volume 348, Issue 1,2, pp.19 - 28 (1995)
- [Ath95] D. Athanassopoulos et al., *Candidate Events in a Search for  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oscillations*, submitted to Phys. Rev. Lett. (1995)
- [Bec93] R. Becker-Szendy et al., *IMB-3: a large water Čerenkov detector for nucleon decay and neutrino interaction*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A324 (1993) 363–382
- [Bow86] C. R. Bower et al., *A water Čerenkov counter sensitive to nonwavelength shifted ultraviolet Čerenkov photons*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A252 (1986) 112–118
- [Bra86] U. Brackmann, *Lambdachrome Laser Dyes*, Lambda Physik (1986)
- [Bur89] BURLE, *Photomultiplier Handbook, Theorie, Design and Application* (1989)
- [CAM82] CAMAC, *Instrumentation and Interface Standards*, The Institute of Electrical and Electronics Engineers, Inc. (1982)
- [Cho94] P. Salin and S. Sukhotin, *Measurement of EMI and HAMAMATSU photomultiplier characteristics for the CHOOZ experiment.*, College de France L.A. N<sup>o</sup> 41 IN2P3-CNRS (1994)

- [Dre90] G. Drexlin et al., *The High Resolution Neutrino Calorimeter KARMEN*, Nucl. Instr. and Meth. A289 (1990) 490-495
- [Dre94] G. Drexlin et al., *KARMEN: Precision Tests of the Standard Model with Neutrinos from Muon and Pion Decay*, Prog. Part. Nucl. Phys., Vol. 32, pp.375-396 (1994)
- [Ebe92] V. Eberhard, *Erster Nachweis der inelastischen Neutrino-Kern-Streuung  $\nu + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{C}^* + \nu'$* , Dissertation, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1992) KfK-Report 5063
- [Ebe94] V. Eberhard, *Private Mitteilung* (1994)
- [Ein05] A. Einstein, *Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt*, Ann. d. Phys., 17, 132 (1905)
- [EMI86] THORN EMI, *Photomultipliers* (1986)
- [EMI93] THORN EMI, *Photomultipliers and Accessories* (1993)
- [Gat59] E. Gatti, V. Svelto, *Theorie of time resolution in scintillation counters* NIM, 4.1, 189-201 (1959)
- [Gem88] H. Gemmeke et al., *Properties of a new Photomultiplier optimized to good time and energy resolution for scintillation counting*, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol 35, No 1. (1988)
- [Gri86] A. Grimm, *Photovervielfacher für den Szintillationsdetektor KARMEN 1*, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1986)
- [Gro94] A. Groß et al., *Few electron response and spurious background of linear focused photomultipliers*, NIM, A 342 (1994) 466-472
- [Ham85] HAMAMATSU, *Data Handbook Photodiodes*, HAMAMATSU Photonics K.K., Solid State Division, (1985)
- [Hama94] HAMAMATSU, *Photomultiplier Tube, principle to application* (1994)
- [Ham94] HAMAMATSU, *PHOTOMULTIPLIER TUBE R5912 Tentative Data* (1994)
- [Ham95] HAMAMATSU, *PHOTOMULTIPLIER TUBE R5912MOD Tentative Data* (1995)
- [Jel58] J. V. Jelley, *Čerenkov Radiation and its applications*, Pergamon Press (1958)
- [Kle94] M. Kleifges, *Erste Messung des Energiespektrums von Elektroneneutrinos aus dem  $\mu^+$ -Zerfall*, Dissertation, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1994) KfK-Report 5394
- [Kne88] F. K. Kneubühl, *LASER*, Teubner Studienbücher (1988)
- [Kno89] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons, Inc. (1989)

- [Kos92] M. Koshiya, *Observational neutrino astrophysics*, Phys. Reports 220 (1992), 229-381
- [Kra] H. R. Krall et al., *Recent Developments in GaP(Cs)-Dynode Photomultipliers*, RCA Electronic Components Lancaster, Pennsylvania
- [Kral] H. R. Krall et al., *Recent Work on Fast Photomultipliers utilizing GaP(Cs)-Dynodes*, RCA Corporation Photomultiplier Product Development Group Lancaster, Pennsylvania
- [Kuh81] M. Kuhlen, B. Millikan et al., *Comparison of the Timing Properties of the new Philips Components (AmpereX) XP2020/UR Photomultiplier*, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.38 No.5 (1981)
- [LeC79] Le Croy, *technical information manual, 12 Channel Q-ADC Series 2249*, (1979)
- [LeC82] Le Croy, *technical information manual, Octal Time-To-Digital Converter 2228a* (1982)
- [Leo87] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag (1987)
- [LTB94] LTB-Lasertechnik *Gerätebeschreibung zum Stickstofflaser PNL 200* (1994)
- [LTB94b] LTB-Lasertechnik *Gerätebeschreibung zum Farbstofflaser UDL 200* (1994)
- [Nak94] K. Nakamura et al., *Kamiokande*, in M. Fukugita and A. Suzuki (Eds.), *Physics and Astrophysics of Neutrinos*, Springer-Verlag (1994) p.260
- [Mit93] Ch. Mitschke, *Lichttransportphänomene in einem KARMEN-Szintillationsmodul*, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1992)
- [Möß94] R. L. Mößbauer, *Neutrinos - was wissen wir heute darüber?*, Phys. Blätter 50 (1994) Nr.4
- [Mos93] M. Moszynski, *Timing properties of Philips XP2020 photomultiplier*, NIM A234 (1993) 269-275
- [Ort95] EG&G ORTEC, *Manual of the Quad Constant-Fraction-200-MHz Discriminator Model 935*
- [Pau29] W. Pauli, *Unveröffentlichter Brief an die physikal. Gesellschaft in Tübingen*, reproduziert in L. Brown, *Physics Today* 31 No.9 (1978) 23
- [Pdg94] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Physical Review D50, 1173 (1994)
- [Phi70] PHILIPS, *Photomultipliers, Application Book* (1970)
- [Phi71] PHILIPS, *Fast Response Photomultipliers, Application Book* (1971)
- [Phi91] *Photomultiplier Tubes XP2020/UR Preliminary Specifications*, Philips Components (1991)

- [Phi94] PHILIPS, *photomultiplier tubes, principles and applications*, Philips Photonics (1994)
- [Ran92] G. Ranucci et al., *Performance of the photomultiplier Burle C83061E for underground physics applications*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A320 (1992) 574–586
- [Ran93a] G. Ranucci et al., *Performance of the photomultiplier Hamamatsu R4558 for underground physics applications*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A324 (1993) 580–588
- [Ran93b] G. Ranucci et al., *Performance of the photomultiplier Philips XP 1802 for underground physics applications*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A330 (1993) 276–284
- [Ran93c] G. Ranucci et al., *Performance of the photomultiplier EMI 9351 for underground physics applications*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A333 (1993) 553–559
- [Rap91] J. Rapp, *Messungen spektraler Abschwächlängen und absoluter Lichtausbeuten von organischen Flüssigszintillatoren*, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1991)
- [Ree93] R. A. Reeder et al., *Dilute scintillators for large-volume tracking detectors* NIM A334 (1993) 353–366
- [Rei59] F. Reines and C. L. Cowan, *Free Antineutrino Absorption Cross Section*, Phys.Rev. 113 (1959) 273
- [Rei95] H. Reiner, *HAMAMATSU Photonics Deutschland GmbH*, Private Mitteilung (1995)
- [Sch92] F. K. Schmidt, *Einführung in das Kernphysikalische Praktikum* Universität Karlsruhe
- [Sha93] Ch. V. Shank, *Generation of Ultrashort Optical Pulses*, Topics in Applied Physics 60, Editor Kaiser W., Springerverlag (1993)
- [Sob92] H. W. Sobel, *Neutrino Telescopes*, Nucl. Phys. B. (Proc.Suppl.) 28A (1992) 365–376
- [Sow71] B. D. Sowerby, *Nucl. Instrum. Meth.* 97 (1971) 145
- [Sut92] Ch. Sutton, *SPACESHIP NEUTRINO*, Cambridge University Press (1992)
- [Suz93] A. Suzuki et al., *Improvement of 20-inch diameter photomultiplier tubes*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A329 (1993) 299–313
- [Spi58] W. E. Spicer, *Photoemissive, Photoconductive, and Optical Studies of Alkali-Antimony Compounds*, Physical Review, Vol. 112, Nr. 1 (1958)

- [TEM93] THORN EMI, *8-inch Hemispherical Photomultiplier TYPE 9353, for wide angle light collection*, Datenblatt, Thorn EMI Elektron Tubes Ltd. (1993)
- [Val83] VALVO, *Fotovervielfacher*, Datenbuch (1983)
- [Wol95] J. Wolf, *Kalibration des KARMEN-Detektors und die Analyse inklusiver Neutrino-Reaktionen mit  $^{12}\text{C}$* , Dissertation, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1995)
- [Zei94] B. Zeitnitz et al., *Neutrino Physics at ISIS*, Prog. Part. Nucl. Phys., Vol. 32, pp.351–373 (1994)