

**Das Hidden
Photon-Nachweisexperiment 'SHIPS'**

**Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg**

vorgelegt von

Matthias Schwarz

aus Uelzen

**Hamburg
2015**

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. Günter Wiedemann Dr. Axel Lindner
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. Marcus Brüggem Prof. Dr. Günter Wiedemann
Datum der Disputation:	24. April 2015
Vorsitzender des Prüfungsausschusses:	Dr. Robert Baade
Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. Jan Louis
Dekan der MIN Fakultät:	Prof. Dr. Heinrich Graener

Abstract

A vast number of experimental phenomena indicates stringently that the Standard Model of particle physics is incomplete. A new theory beyond this classical model postulates an additional hidden gauge symmetry and was submitted by Okun in '*Limits on electrodynamics: paraphotons?*'. Such U(1) symmetries arise frequently e.g. in the compactifications of string theory. The gauge bosons of such an U(1) symmetry, which are not carrying Standard Model charge, are called Hidden Photons (HP), Versteckte Photonen or Paraphotons. These gauge bosons interact just marginally with Standard Model matter. But an interaction with ordinary photons can be generated by means of the so-called kinetic mixing. These flavour changings from photons are the only way to produce HPs. This interaction is generated by heavy particles carrying both, Standard Model and hidden charge. It is possible - as assumed for the *Solar Hidden Photon Search* (SHIPS), that the mass of the Hidden Photon can be placed in the sub-eV energy range (~ 3 meV). Theory is less constraining here. Such a Hidden Photon would be known as a Weakly Interacting Slim Particle (WISP). Owing to the fact that hidden and ordinary photon mix kinetically, an experimental HP verification becomes possible indirectly due to HP to photon transformation and detecting these photons. But no Hidden Photon was discovered as yet. However, limits on the HP parameters (mixing angle and HP mass) could be generated by various experiments and by theoretical considerations.

The sun is assumed as a generous natural source for HPs. Its postulated HP fluxes are tiny in the optical and near-infrared energy range but increased compared to other HP mass regions and nevertheless large enough to be recorded by means of a suitable experimental set-up. This device must provide a high sensitivity and low background interferences. Therefore a sensitive low-noise detector has to be employed. Since the produced photons are following the same trajectories as their forerunners, the instrument must be similar to an ordinary telescope. The HP to photon oscillation would take place inside this helioscope. An efficient optical system would ensure to collect as much of these newly generated photons as possible. Furthermore the optics have to focus the whole light precisely onto the detector at the end of the helioscope tube. The interior has to be fully light shielded since all photons not originating from HP oscillations are parasitic light. The only way to prove the tiny rates of newly generated photons is to detect them in total darkness. The index of refraction of the gas inside the helioscope is correlated with its pressure and affects the oscillation probability. High air pressures will reduce the production rate of photons. To come to optimal measuring conditions with undamped oscillation amplitudes one has to establish a vacuum in the interior. Therefore the helioscope has to be designed as a vacuum vessel.

Such an instrument was built by our project and is named *Telescope for the Solar Hidden Photon Search* (TSHIPS).

For an HP signal, TSHIPS must track the sun during the data taking. Since these measurements are overlaid by a general background, complementary comparison measurements have to be done to estimate its value. A HP signal in the sun data would reveal itself by an increased photomultiplier event rate when the background comparison measurement is made at otherwise unchanged conditions. Separately for both series we estimate the distribution of the counts over a time of 330h each. From these we can estimate very accurately a possible HP contribution by means of a shift between the means of both distributions. With its set-up and sophisticated data taking methods, TSHIPS provides the highest available transverse-mode sensitivity on HPs at present, thus exclusively focusing on the detection of HPs.

The final analysis of SHIPS could give no proof of HPs within the probed parameter plane. Nevertheless it was possible to determine an upper limit on the signal rate of newly generated photons of $11,556 \frac{\text{mHz}}{\text{m}^2}$. With a 95% confidence we can report an upper limit for a HP flux detection under $25 \frac{\text{mHz}}{\text{m}^2}$. Furthermore we can give constraints on the flux of solar hidden photons as a function of HP mass obtained from TSHIPS. With a recent model of solar HP emission, SHIPS could generate the most restrictive experimental exclusion limits in the transverse-mode for the photon-HP field mixing parameter χ as a function of the HP mass m_γ . Although we could not provide definitive evidence for the existence of a HP, the new transversal constraints are a major contribution to the WISP research field.

Kurzfassung

Eine Vielzahl experimenteller Phänomene zeigt deutlich, dass das Standardmodell der Teilchenphysik unvollständig ist. Eine neue Theorie zur Erweiterung des klassischen Modells postuliert eine zusätzliche versteckte Eichsymmetrie und wurde von Okun in *'Limits on electrodynamics: paraphotons?'* vorgestellt. Solche U(1)-Symmetrien entstehen beispielsweise häufig in Kompaktifizierungen der Stringtheorie. Die Eichbosonen einer solchen U(1)-Symmetrie, die keine Standard-Modell-Ladungen tragen, werden Hidden Photons (HP), Versteckte Photonen oder Paraphotons genannt. Diese Eichbosonen interagieren nur geringfügig mit Materie des Standardmodells, jedoch kann eine Wechselwirkung mit gewöhnlichen Photonen aufgrund des sog. kinetic mixing erzeugt werden. Diese Flavour-Änderungen gewöhnlicher Photonen sind der einzige Produktionsweg für HPs. Diese Interaktion wird durch schwere Teilchen, die sowohl Standardmodell als auch Hidden-Sektor-Ladung tragen, generiert. Es kann sein, dass, wie in der *Solar Hidden Photon Search* (SHIPS) angenommen wird, die Masse der Versteckten Photonen im sub-eV Energiebereich (~ 3 meV) liegt. Die Theorie liefert in diesem Punkt nur wenige Einschränkungen. Ein derartiges HP würde einem Weakly Interacting Slim Particle (WISP) entsprechen. Dadurch, dass Versteckte und normale Photonen kinetisch mischen, wird eine indirekte Suche nach HPs durch die Umwandlung von HPs in Photonen experimentell möglich, indem man diese Photonen nachweist. Bislang ist keine Entdeckung eines HPs gelungen, jedoch war es möglich, Obergrenzen für die HP-Parameter (Mischungswinkel und HP-Masse) durch verschiedene Experimente und theoretische Überlegungen festzulegen.

Die Sonne gilt als starke, natürliche Quelle für HPs. Ihre postulierten HP-Flüsse sind zwar klein, aber im optischen und nah-infraroten Spektralbereich gegenüber denen in anderen HP-Massenregionen erhöht. Generell sind die Flüsse hier groß genug, um mit Hilfe eines geeigneten Versuchsaufbaus detektierbar zu sein. Der entsprechende Aufbau muss eine hohe Empfindlichkeit und geringe Hintergrundstörungen aufweisen. Daher muss ein sensitiver, rauscharmer Detektor eingesetzt werden. Da die generierten Photonen der gleichen Trajektorie folgen wie die ursprünglichen HPs, sollte darüber hinaus das Instrument ähnlich wie ein gewöhnliches Teleskop aufgebaut sein. Die HP-zu-Photon-Oszillationen finden im Inneren dieses Helioskops statt. Ein effizientes optisches System stellt sicher, dass so viele der neu erzeugten Photonen wie möglich gesammelt und auf den Photodetektor am Ende der Helioskopröhre fokussiert werden. Der Innenraum muss vollständig von Umgebungslicht abgeschirmt sein, da alle nicht aus HP-Oszillationen stammenden Photonen die Messungen stören. Der Brechungsindex des Gases innerhalb des Helioskops ist mit seinem Druck korreliert und beeinträchtigt die Oszillationswahrscheinlichkeit. Hohe Drücke würden die Produktionsrate

von Photonen reduzieren. Um optimale Messbedingungen mit ungedämpften Schwingungsamplituden zu gewährleisten, muss im Innenraum des Helioskops ein Vakuum erzeugt werden. Ein solches Instrument wurde von unserem Projekt-Team gebaut und trägt den Namen *Telescope for the Solar Hidden Photon Search* (TSHIPS).

Zur Datennahme wird TSHIPS der Sonne nachgeführt. Da diese Messungen von einem allgemeinen Hintergrund überlagert sind, müssen ergänzende Vergleichsmessungen bei ansonsten unveränderten Bedingungen durchgeführt werden, um dessen Wert zu bestimmen. Insgesamt konnten jeweils 330 h an Daten gewonnen werden. Separat für beide Messreihen wird die Verteilung der Messwerte über die einzelnen kurzen Messzeiten erstellt. Ein mögliches HP-Signal in den Sonnendaten würde sich durch eine erhöhte Photomultiplier-Ereignisrate zeigen. Mit diesem Analyseansatz wird eine sehr genaue Abschätzung des möglichen HP-Beitrags mittels einer Verschiebung zwischen den Mittelwerten beider Verteilungen möglich. Ausschließlich auf den Nachweis von HPs ausgelegt, bietet TSHIPS mit seinem Aufbau und einer optimierten Methode der Datennahme die momentan höchste Empfindlichkeit für transversal polarisierte HPs. In den Analysen konnte SHIPS keinen Hinweis auf die Existenz von HPs innerhalb der abgedeckten Parameterbereiche finden. Nichtsdestotrotz war es im Experiment möglich, eine Signalrate neu generierter Photonen von $11,556 \frac{\text{mHz}}{\text{m}^2}$ nachzuweisen. Mit einer Sicherheit von 95% beträgt die Obergrenze für eine HP-Detektion $25 \frac{\text{mHz}}{\text{m}^2}$. Unter Verwendung der neuesten HP-Emissionsmodelle konnte TSHIPS damit die aktuell besten experimentellen Limits im transversalen Modus für den Mischungswinkel χ als Funktion der HP-Masse aufstellen. Darüber hinaus konnten mit TSHIPS Obergrenzen für den Fluss versteckter Photonen als Funktion ihrer Masse gegeben werden. Obwohl kein Beweis für die Existenz eines HP erbracht werden konnte, sind die Verbesserungen der Parameterlimits anhand der Untersuchung neuen Parameterraums ein wichtiger Beitrag zum WISP-Forschungsfeld.

Inhaltsverzeichnis

Abstract	iii
Kurzfassung	v
1 Einleitung	1
1.1 Mathematische Grundlagen der HP-Physik	1
1.2 Kohärenzlänge	5
1.3 Hidden Photon-Flüsse	8
1.4 Bisherige Einschränkungen des Hidden Photon- Parameterraumes	11
2 Natur der Hidden Photons im Experiment & ihr Nachweis-Konzept	17
2.1 Die Natur der Hidden Photons im experimentellen Nachweis	17
2.2 Anforderungen an den experimentellen Aufbau	18
3 Detektoren für die solare Hidden Photon-Suche	29
3.1 Transition-Edge Sensor	29
3.2 iKon-M 934 von Andor	30
3.3 Photomultiplier	35
3.4 ET Enterprises 9893/350B	52
3.5 Single Photon Counting	54
3.6 Pulshöhen-Verteilung	57
3.7 Signal-zu-Rauschen-Verhältnis	59
3.8 Photomultiplier-Ausleseelektronik	63
4 Aufbau von TSHIPS	67
4.1 Das SHIPS-Helioskop	67
5 Vorabtests für die Datennahme	83
5.1 Test der Lichtdichtigkeit des gesamten TSHIPS	83
5.2 Trackinggenauigkeit von TSHIPS	85
5.3 Bestimmung der Eigenschaften der bei SHIPS verwendeten Fresnellinsen im Labor	88
5.4 Test der Eigenschaften der Fresnellinsen anhand astronomischer Beobachtungen	89
5.5 Charakteristik des ET 9893/350B im Test	91

6 Messungen	115
6.1 Rahmenbedingungen	115
6.2 Messungen und Datenreduktion	124
7 Analyse & Ergebnisse	133
7.1 Auswertung der Messungen	133
7.2 Messresultate	138
7.3 Parameterlimits aus den SHIPS-Messungen	139
8 Weitere Aspekte der Projektdurchführung	145
8.1 Zweites Helioskop für SHIPS	145
8.2 Standort für den zweiten Aufbau	148
8.3 Installation von TSHIPS & Austarieren des OLT	152
8.4 TSHIPS 3	156
9 Zusammenfassung	161
10 Aktueller Stand & Ausblick	165
Abbildungsverzeichnis	166
Tabellenverzeichnis	173
A Bestimmung der Confidence Level für negative Nullergebnisse	175
B Crosscheck der Gauß-Fits mit <i>Python</i>	179
C Zahl der Photoelektronen auf der Photomultiplierkathode	181
D iKon-M 934	185
E ET Enterprises 9893/350B	191
F Hamamatsu Photonics R580	195
G HZC Photonics XP2960	199
Literaturverzeichnis	203
Danksagungen	211

Kapitel 1

Einleitung

Dieses Kapitel beschreibt die Theorie der Hidden Photons. Es werden ihre mathematischen Grundlagen und die Entstehungsprozesse erläutert. Die zwei wichtigsten HP-Parameter (Mischungswinkel χ und Hidden Photon-Masse $m_{\gamma'}$) können von der HP-Theorie nicht hergeleitet werden, daher muss der mögliche Wertebereich dieser aus anderen theoretischen Überlegungen oder experimentell eingeschränkt werden. Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die bisherigen Ausschlussgebiete des Parameterraums. Weiterhin werden wichtige Details wie die für den HP-Produktionsprozess relevante Kohärenzlänge sowie die postulierten HP-Flüsse diskutiert.

1.1 Mathematische Grundlagen der HP-Physik

Grundlage der HP-Physik ist die Existenz einer versteckten U(1)-Eichsymmetrie mit Hidden Photons als Eichbosonen. Derartige zusätzliche U(1)-Symmetrien sind in den Theorien der Teilchenphysik nichts Ungewöhnliches und ergeben sich u.a. aus Kompaktifizierungen der Stringtheorien [1]. Gewöhnliche Materie des Standardmodells ist bzgl. dieser speziellen Symmetrie ungeladen [2]. Da die Kopplung dieser U(1)-Symmetrie an die im Standardmodell umschriebene Materie kaum in Erscheinung tritt, findet das Attribut *versteckt* bzw. *hidden* Verwendung. Hidden Photons können eine durch Higgs- oder Stückelbergmechanismus generierte Masse tragen [3],[4],[2]. Der Betrag dieser Masse ist von der Theorie allerdings nicht vorhersagbar. Einige Stringtheorien legen jedoch nahe, dass diese klein sein kann. So können, wie für diese Arbeit explizit angenommen, die HP-Massen im sub-eV-Bereich liegen. Somit entsprächen HP mit derartigen Masseeigenschaften einem sog. *Weakly Interacting Slim Particle* (WISP). Der Betrag der HP-Masse bewirkt lediglich eine sehr schwache, in jedem Fall vernachlässigbar kleine gravitative Wechselwirkung mit Standardmodell-Materie. Neben

der Gravitation kann die versteckte U(1)-Symmetrie bekanntermaßen nur über Strahlungskorrekturen interagieren. Das bedeutet, dass der versteckte Sektor mit Materie des Standardmodells anhand schwerer Teilchen, sog. Mediatoren, wechselwirken kann, die Massen oberhalb der elektroschwachen Skala aufweisen und zudem sowohl die versteckte als auch die elektrische Ladung des Standardmodells tragen [5],[6] und [7]. Eine genauere Beschreibung dieser HP-Photon-Wechselwirkungen findet sich im weiteren Verlauf dieses Kapitels nach der Einführung quantenfeldtheoretischer Grundlagen und HP-Ozillationsdetails.

Physikalisch erfolgt die Beschreibung der U(1)-Eichsymmetrie quantenfeldtheoretisch. Die relevante Größe der Quantenfeldtheorie ist die Wirkung S ähnlich dem Hamiltonoperator in der Quantenmechanik. Die Wirkung über eine Bahn ζ ist als zeitliches Integral der Lagrangefunktion L definiert, lässt sich aber ebenso lokal als das raumzeitliche Integral über die Lagrangedichte \mathcal{L} wie folgt schreiben:

$$S(\zeta) = \int_{t_1}^{t_2} L(t, x(t) \frac{dx}{dt}) dt = \int \mathcal{L}(\phi, \delta_\mu \phi) d^4x. \quad (1.1)$$

Hierbei entspricht die Lagrangedichte der Lagrangefunktion in einem bestimmten Volumenelement. Somit ergibt sich die Lagrangefunktion aus der Integration der Lagrangedichte über das betrachtete Volumen. Da der Hauptzweck der Lagrangedichte in der Beschreibung von Feldern durch Bewegungsgleichungen besteht, werden auch Wechselwirkungen der Eichtheorien quantenfeldtheoretisch anhand der Lagrangedichte umschrieben. Sie kann somit als die definierende Größe einer Quantenfeldtheorie aufgefasst werden. Für die in dieser Arbeit behandelte versteckte U(1)-Eichsymmetrie ergibt sich (ohne Dirac- und Wechselwirkungsterme) folgende Lagrangedichte:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + \frac{m_{\gamma'}^2}{2} B_\mu B^\mu - \frac{\chi}{2} A_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.2)$$

Die ersten beiden Terme enthalten den elektromagnetischen Feldstärketensor des Photon- $A_{\mu\nu}$ bzw. den des Hidden Photon-Feldes $B_{\mu\nu}$ und bilden jeweils für sich die kinetischen Terme der zwei verschiedenen Eichbosonen – Photon und Hidden Photon. B_μ beschreibt das Eichfeld der HPs. Der dritte Term stellt den sog. Masseterm der Hidden Photons dar. Um überhaupt oszillieren zu können, müssen HPs massebehaftet sein; nur dann wird der dritte Term ungleich null. Die Hidden Photon-Masse kann durch Higgs- oder Stückelbergmechanismus generiert sein. Der Masseterm bricht die versteckte U(1)-Eichsymmetrie.

Der bedeutendste Teil ist jedoch der vierte. Weil dieser sich aus einer Mischung der zwei kinetischen Terme zusammensetzt und zudem den Mischungswinkel χ enthält, wird er als kinetic mixing-Term bezeichnet. In diesem Term stellt die dimensionslose Wechselwirkungskonstante χ eine Quantenkorrektur dar [5],[6]. Das Vorhandensein eines solchen kinetic mixing-Terms legt indes nahe, dass Photon- und Hidden Photon-Felder nicht orthogonal zueinander stehen können. Da das Photon grundsätzlich einen Wechselwirkungseigenzustand bzgl. der elektrischen Ladung, das HP mit seiner Masse einen Bewegungseigenzustand darstellt, können beide Eigenzustände durch das kinetic mixing mischen. Durch die Nichtorthogonalität von Bewegungs- und Wechselwirkungseigenzuständen werden allgemein Flavour-Änderungen möglich, wie sie z.B. sehr gut aus der Neutrino-Physik bekannt und mathematisch-physikalisch gut verstanden sind. Die Nichtorthogonalität der Eigenzustände bewirkt hier die Oszillationen zwischen den drei Neutrino-Generationen: Elektron-, Myon- und Tau-Neutrino. Analog zu den Neutrino-Flavour-Änderungen können in der Folge theoretisch auch Oszillationen von normalen, masselosen Photonen zu Hidden Photons und umgekehrt auftreten. In der quantenfeldmechanischen Betrachtung und mit dem Ansatz ebener Wellen lässt sich durch Lösen der Bewegungsgleichungen, die sich aus dem Euler-Lagrange-Formalismus ergeben, eine Oszillationswahrscheinlichkeit für Umwandlungen von Photonen zu HPs und umgekehrt ableiten (siehe [8] und [9]). Die folgende Oszillationswahrscheinlichkeit ist somit näherungsweise für ebene Wellen, relativistisch und für hohe Energien unter Vakuumbedingungen gegeben [10]:

$$P_{\gamma \rightarrow \gamma'}(\omega) = 4\chi^2 \sin^2\left(\frac{m_{\gamma'}^2 L}{4\omega}\right) \quad (1.3)$$

Die Rate der Flavour-Änderungen von HP zu Photon und umgekehrt hängt somit von der Masse $m_{\gamma'}$ des HP, von der Energie E des Photons über dessen Frequenz ω und von der Weglänge L der Oszillation ab¹.

Die weiter oben bereits erwähnten Mediatoren, welche zwischen dem versteckten und dem Standardmodell-Sektor umlaufen und somit die Wechselwirkungen von HPs und Photonen bewirken, entsprechen auf theoretischer Seite Quantenfluktuationen bei hohen Energieskalen. Das entsprechende Feynmandiagramm zeigt Abb. 1.1 mit der Wechselwirkung von HP- (B_ν) und Photon- Eichfeld A_μ in der Einschleifenkorrektur. Wie bereits erwähnt, sind die massiven Mediator-Fermionen f_{AB} sowohl unter der versteckten $U(1)$ als auch unter dem elektromagnetischen Sektor geladen.

Die Integration dieser Mediator-Quantenfluktuationen generiert den dimensionslosen Mischungswinkel χ , welcher sich nach [5],[6] aus der Gleichung 1.4 ergibt.

¹Es werden natürliche Einheiten verwendet: $\hbar = c = 1$, in denen 1 Meter $5.07 \cdot 10^6 \text{ eV}^{-1}$ entspricht.

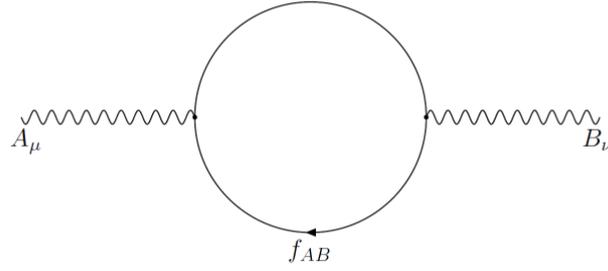


ABBILDUNG 1.1: Feynmandiagramm des Einschleifenbeitrags zur Kopplung zwischen sichtbarem und verstecktem Sektor bzw. den Eichfeldern von Photon A_μ und HP B_ν für hohe Energien. Unter beiden Sektoren geladene Mediator-Fermionen f_{AB} laufen in der Schleife um und erzeugen die entsprechende Quantenkorrekturen. Die Auswertung aller Diagramme führt auf einen nicht-verschwindenden Mischungswinkel χ zwischen Photon und Hidden Photon [10].

$$\sin\chi = \frac{ee'}{6\pi^2} \sum_i Q_i Q'_i \ln(m_i) \quad (1.4)$$

Hierbei ist e die elektromagnetische Ladung, e' ist die Ladung der versteckten Photonen, Q_i und Q'_i sind die Ladungen der Fermionen der Massen m_i über die summiert wird in Einheiten von e und e' . Der Wertebereich für χ ist groß; typischerweise gilt nach [2]: $10^{-12} \leq \chi \leq 10^{-3}$. Ausführliche Abhandlungen mit weiteren quantenfeldtheoretische Details sind z.B. bei [10] und [11] zu finden.

Ob HPs ihre Masse $m_{\gamma'}$ nun durch einen Hidden Higgs-Mechanismus aufgrund spontaner Symmetriebrechung oder alternativ durch den Mechanismus von Stückelberg generieren, lässt sich identisch für beide Fälle die minimale Lagrangedichte in Gleichung 1.2 um einen fünften Term mit dem elektromagnetischen Strom J_{em}^μ elektrisch geladener Masse zu Gleichung 1.5 erweitern. A_μ steht für das Eichfeld des Photons und e für die elektrische Ladung².

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + \frac{m_{\gamma'}^2}{2} B_\mu B^\mu - \frac{\chi}{2} A_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + e J_{em}^\mu A_\mu \quad (1.5)$$

Die Interaktion durch die Masse des HP mit dem Hidden Higgs-Feld bzw. dem Stückelbergmechanismus (beide unterscheiden sich in Wertebereichen) führt über quantenmechanische Interaktions-Effekte zu sog. *minicharged currents*.

Diese können generell zu experimentell beobachtbaren Erscheinungen in Form von Photonen oder Elektronen führen [12].

Sie ermöglichen es dann auch anhand der Absorption entsprechender Photonen und

²Die elektrische Standardladung des Elektrons beträgt $1,602176565 \cdot 10^{19}$ C.

der damit einhergehenden möglichen Ionisation von Atomkernen durch diese einen Rückschluss auf die ursächlichen HPs. So ist in diesem Fall auch eine Wechselwirkung an Germaniumatomen und damit ein Nachweis von HPs in entsprechenden Detektoren mit günstig hohen Massen gegeben. Auf diese Weise reagiert auch das XENON10-Experiment, welches die Absorption Dunkler Materie untersucht und einen HPGe-Detektor verwendet, sensitiv auf HPs [13] (siehe Abschnitt 1.4.2).

Zudem kann über die Bildung hochenergetischer HPs aus Bremsstrahlung und ihrem anschließenden Zerfall (HPs sind generell massebehaftet) in zwei Leptonen auf die Existenz von HPs rückgeschlossen werden [14].

Quantenmechanisch lassen sich die oben geschilderten Wechselwirkungen durch die Mischung der Zustände von Photon und HP und vor allem durch die entsprechenden elektromagnetischen Tensoren mathematisch umschreiben [13].

So wie auch die Neutrinos nach ihrer Produktion als reiner Schwacher-Eigenzustand in einen Mischzustand aus allen drei Flavours übergehen, ist analog vorstellbar, dass in diesen Wechselwirkungen sowohl Photon als auch HP immer als quantenmechanischer Mischzustand aus beiden Eigenzuständen auftreten. In dieser Form ist es möglich, dass der Photonanteil am HP im Germaniumdetektor wechselwirkt und dieser durch die entsprechende Ionisation des Atomkerns sensitiv auf HPs wird. Die Ionisation läuft dabei quasi als normaler Photoelektrischer Effekt ab.

In gleicher Weise können HPs von sehr hoher Energie über ihren photonischen Anteil in Bremsstrahlungsexperimenten schwach wechselwirken und zerfallen. Diese Prozesse mit dem Zerfall zweier Leptonen sind grundsätzlich erlaubt, solange die HP-Energie mindestens so hoch ist wie die Summe der Ruhemassen und Impulse der beiden Leptonen [14].

So zeigt sich, dass HPs über ihren photonischen Anteil in der Lage sind, bedingt sowohl schwach als auch mit elektrisch geladener Materie über elektromagnetische Ströme zu wechselwirken, während der reine HP-Eigenzustand für elektromagnetische und schwache Wechselwirkungen steril ist.

1.2 Kohärenzlänge

Die Abhandlung des Aspekts der Kohärenzlänge der HP-Physik und die korrelierten Oszillationseffekte folgen u.a. den Behandlungen von [15], [16], [17] und [18]. Der Photon-zu-HP-Oszillationsformalismus ist analog zu dem der Neutrino-Oszillationen. Für die Propagation dieser sind Kohärenzeffekte genau bekannt und können somit auf die HP-Oszillationen übertragen werden.

In der bisherigen Betrachtung wurden zu Näherungszwecken u.a. ebene Wellen vorausgesetzt. Da für ein mögliches Auftreten von Oszillationen eine bedingte Kohärenz gegeben sein muss, die mit ebenen Wellen aber so nicht erfüllt werden kann [10], muss die vereinfachende Verwendung ebener Wellen zugunsten von Wellenpaketen geändert werden. Daraus folgt der für den experimentellen Nachweis der HPs wichtige Aspekt der Kohärenz von Teilchen-Wellenpaketen. Für eine exakte mathematische Herleitung der Kohärenzeffekte, welche sich analog zu den Neutrino-Oszillationen ableiten, sei erneut auf [10] verwiesen.

Kohärenzbedingungen geben dabei an, ob die Wellenpakete zweier Teilchen noch soweit kohärent sind, dass der verbliebene Überlapp HP-Photon-Oszillationen noch zulässt. Das Auseinanderlaufen und damit eine abnehmende Überdeckung der Wellenpakete von HPs und Photonen ist eine zwangsläufige Konsequenz aus der Tatsache, dass Photonen im Gegensatz zu den massebehafteten HPs keine Ruhemasse aufweisen und sich ihre Ausbreitungsgeschwindigkeit damit um den Faktor $\Delta\beta$ unterscheidet. Die Breite der Wellenpakete wird mit einem Wert ϵ in Ausbreitungsrichtung angenommen. Im Ortsraum separieren sich zwei Wellenpakete nach einer Propagationsentfernung L um den Faktor $\Delta\beta \cdot L$. Die maximale Propagationsentfernung, nach welcher eine Überlappung der zwei Wellenpakete noch gegeben ist, wird als Kohärenzlänge L_{Koh} bezeichnet.

$$L_{Koh} = \frac{\epsilon}{\Delta\beta} \quad (1.6)$$

Ob eine Überlappung beider Pakete noch gegeben ist, zeigt folgende Relation an:

$$\alpha = L/L_{Koh} \quad (1.7)$$

Ist der Wert α kleiner eins, ist ein ausreichende Überlagerung immer noch gegeben. Liegt der Wert von α jedoch darüber und ist somit L größer als die Kohärenzlänge selbst, so sind die beiden Wellenpakete zu stark separiert, als dass weiterhin Oszillationen möglich wären. Hierbei lassen sich Verbreiterungseffekte der Wellenpakete vernachlässigen.

Sowohl die Kohärenz im Produktionsprozess als auch ebenso jene im Detektionsprozess sind somit entscheidend für einen HP-Oszillationsnachweis. Hierbei ist wichtig, dass die Ausdehnung eines entsprechenden Wellenpakets mit Unsicherheiten behaftet ist: Diese umfasst die Breite σ_x^P , also die Unsicherheit, wo im Produktionsprozess das Photon entstanden ist, und die Breite σ_x^D , die Unsicherheit, wo genau im Detektor

das Photon nachgewiesen wird. Die gesamte Unschärfenbreite des Wellenpakets lässt sich somit schreiben als:

$$\sigma_x^2 = \sigma_x^P{}^2 + \sigma_x^D{}^2 \quad (1.8)$$

Somit lassen sich zusammenfassend generell folgende Bedingungen für eine ausreichende Kohärenz und entsprechende Oszillationen formulieren:

- Allgemein muss gegeben sein, dass die räumlichen Unsicherheiten σ_x des Produktions- und Detektionsprozesses viel geringer als die Wellenlänge L_{Osz} der Oszillation sind, damit Oszillationen überhaupt nachgewiesen werden können, also:

$$\sigma_x \ll L_{Osz}. \quad (1.9)$$

- Weiterhin gilt, dass Oszillationen nur beobachtbar sind, wenn auch die entsprechenden Masseneigenzustände kohärent detektiert werden. Hierzu muss die Differenz der Energien bzw. Impulse der Masseneigenzustände kleiner sein als die Energie- bzw. Impulsunschärfe des Detektionsprozesses.
- Als letzte, triviale Bedingung muss somit für Oszillationen natürlich gegeben sein, dass gilt:

$$L_{Osz} < L_{Koh}. \quad (1.10)$$

Für ein HP-Nachweisexperiment wie SHIPS lässt sich der Punkt der Kohärenz und der der Unsicherheiten, wo genau im Instrument das HP umgewandelt wird (σ_x^P) und wo in der Sonne es produziert wurde (σ_x^D), also die Unsicherheiten im Prozess, sehr schön in Abb. 1.2 und 1.3 veranschaulichen. Dargestellt ist die Unsicherheit im Produktionsprozess im Vergleich zur Oszillationslänge L_{Osz} und ob sich damit ein Photon nach einer Produktion in einem bestimmten Abstand zum Detektor nachweisen lässt. Im ersten Fall (Abb. 1.2) sind die Unsicherheiten des Prozesses viel kleiner als die Oszillationslänge. Nach Gleichung 1.9, und auch so leicht zu erkennen, können Oszillationen hier noch stattfinden und nachgewiesen werden. Im zweiten Fall ist σ_x viel größer als die Oszillationslänge, was entsprechende negative Auswirkungen auf die Oszillationen hat.

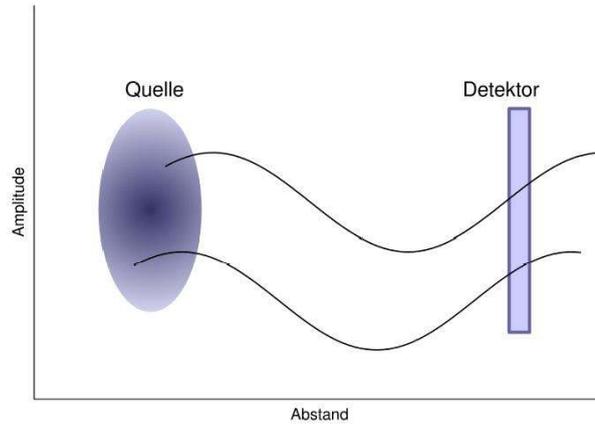


ABBILDUNG 1.2: Darstellung der Unsicherheiten im Produktionsprozess im Vergleich zur Oszillationslänge L_{Osz} bei einer Produktion in einem bestimmten Abstand zum Detektor: (σ_x^P) und (σ_x^D) sind viel kleiner als die Oszillationslänge. Nach Gleichung 1.9 können Oszillationen hier noch stattfinden und nachgewiesen werden [11].

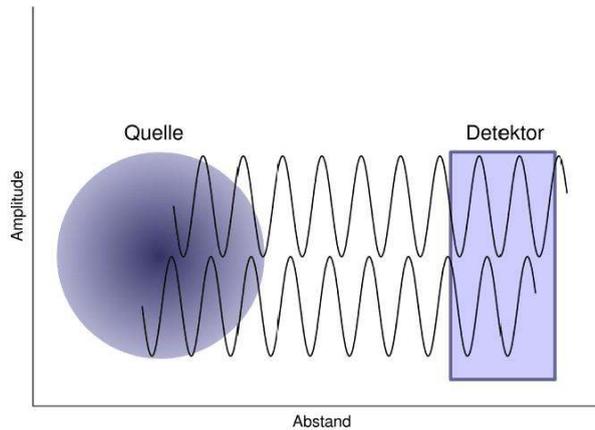


ABBILDUNG 1.3: Darstellung der Unsicherheiten im Produktionsprozess im Vergleich zur Oszillationslänge L_{Osz} bei einer Produktion in einem bestimmten Abstand zum Detektor: (σ_x^P) und (σ_x^D) sind größer als die Oszillationslänge. Oszillationen können hier nicht mehr nachgewiesen werden [11].

1.3 Hidden Photon-Flüsse

Grundsätzlich können HPs sowohl transversal als auch longitudinal polarisiert produziert werden, da auch die Photonen, aus denen die HPs durch Oszillationen entstehen, mit ihren effektiven Massen im Sonnenplasma Anteile beider Polarisierungen aufweisen. Lange Zeit hatte sich die experimentelle HP-Suche nur auf transversal polarisierte HPs konzentriert. Aufgrund der seinerzeit gegebenen Abschätzungen [19], [20] der Produktionsraten longitudinal polarisierter HPs im sub-eV-Energiebereich wurden diese fälschlicherweise als vernachlässigbar angenommen. Diese Bewertung wurde in [21]

widerlegt. Die dort vorgestellten neuen Kalkulationen wurden im Anschluß von [22] bestätigt.

Nachdem der an sich kleine, aber entsprechend folgenschwere Fehler in der Anwendung des Polarisationsensors in den Plasmagleichungen der Sonnenphysik korrigiert wurde, zeigte sich in der Folge der Neuerungen in den theoretischen Grundlagen der HP-Physik, dass mitnichten nur transversal polarisierte HPs als in relevanter Menge produziert angenommen werden dürfen. Vielmehr werden in der Sonne auch die in longitudinaler Polarisation erzeugten HPs in hoher Anzahl produziert. Je nach Betrachtungsfall können die HP-Anzahlen des L-Channels in dem von SHIPS betrachteten HP-Massebereich denen im T-Channel in nichts nachstehen [21]. So zeigte sich sogar, dass im Gegensatz zu früheren Berechnungen die Emissionsraten longitudinal polarisierter HPs mit kleinen Massen über die der transversal polarisierten dominieren.

Diese neuen Abschätzungen von longitudinalen und transversalen HP-Flüssen von Anfang des Jahres 2013 hat somit auch Auswirkungen auf die experimentelle Landschaft. Die Vernachlässigung der longitudinalen HPs in der theoretisch motivierten HP-Parameterbestimmung und die Annahme, alleine auf den transversalen HP-Modus ausgelegte Experimente könnten nennenswerte HP-Sensitivitäten erzielen, war damit obsolet.

So konnten sowohl aus theoretischen Überlegungen als auch durch das Dunkle-Materie-Experiment XENON10 neue experimentelle Parameterlimits anhand des longitudinalen HP-Modus erstellt werden [23] (siehe Abschnitt 1.4.2). Zudem nimmt in der Theorie die Erhöhung der longitudinalen HP-Flüsse, die von Experimenten wie SHIPS nicht nachgewiesen werden können, auch Einfluss auf die Vorhersagen der Flüsse der transversal polarisierten HPs bzw. auf die Raten der aus ihnen neu generierten Photonen. Diese mussten nach unten korrigiert werden.

Genaue Vorhersagen der transversalen Flüsse sind für die belastbare Interpretation der SHIPS-Messungen von elementarer Bedeutung. Unverändert bleibt dabei selbstverständlich, dass die anhand der Neutrinophysik erlaubte abgestrahlte Energiemenge von der Sonne durch HPs nicht mehr als 10% der Sonnenleuchtkraft betragen darf. Dabei ist es nachrangig, aus welcher Kombination von longitudinal oder transversal polarisierten HPs diese abgeführt wird. [22], [24] und [25] zeigen nicht nur umfangreich die aktuellen Flussvorhersagen im T- und L-Channel auf, sondern liefern erstmals ein Gesamtbild der HP-Flüsse als Funktion von HP-Masse und Frequenz. Für den Bereich der korrelierten Photonen des optischen Bereichs, für die das SHIPS-Helioskop sensitiv ist, ergibt sich ein Fluss entsprechender HPs von weniger als einem pro Minute.

Mit der Nutzung dieser Daten finden die jüngsten Vorhersagen der transversalen HP-Flüsse Eingang in die Analysen dieser Arbeit (Kapitel 7) und in die Bestimmung der

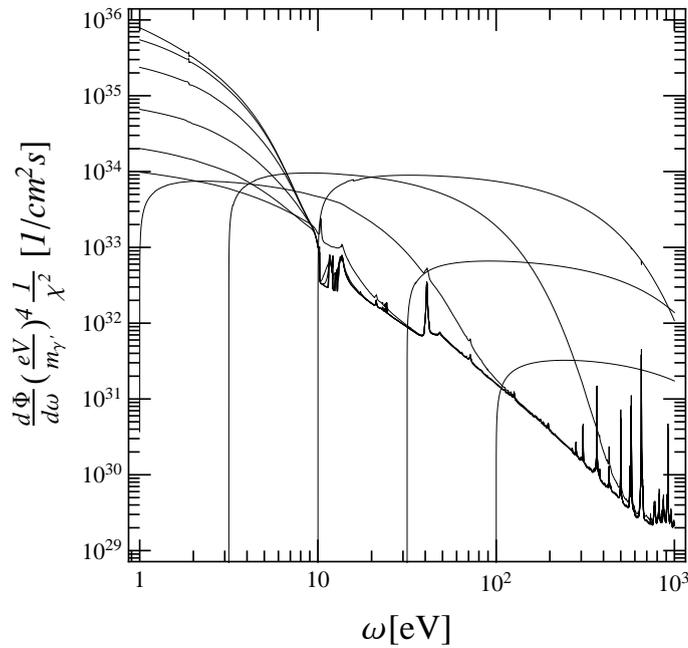


ABBILDUNG 1.4: Darstellung des groben Verlaufs der solaren HP-Flüsse im transversalen Modus als Funktion der Frequenz für verschiedene HP-Massen in HPs/(cm²·s) im Energiebereich von 1 bis 10³ eV berechnet mit einem 1-D-Sonnenmodell. Die höchsten sechs Linien zeigen Massen von $m_{\gamma'} = 10^{-3}; 3,16 \cdot 10^{-3}; 10^{-2}; 3,16 \cdot 10^{-2}; 10^{-1}; 0,316$ eV von oben nach unten an.

Die Flüsse wurden normiert mit $\chi^2 m_{\gamma'}^4$ in eV^4 [26].

HP-Parameterlimits. Es sei nochmals daran erinnert, dass Helioskope lediglich sensitiv für transversal polarisierte HPs sind, da masselose Vektorteilchen³ generell im Vakuum transversal propagieren. Eine longitudinale Propagationskomponente im Vakuum gibt es nicht.

Der Verlauf der transversalen HP-Flüsse von der Sonne im weiten Energiebereich von 1 bis 10³ eV ist in HPs/(cm²·s) in Abb. 1.4 grob angedeutet. Man erkennt in dieser Graphik gut, dass die Flüsse hin zu kleinen Frequenzen deutlich zunehmen. Es bietet sich also an, nach der Existenz von Hidden Photons im sehr aussichtsreichen, optischen bzw. infraroten Spektralbereich zu suchen, da hier zudem der Zugang zum Nachweis aus HP-Oszillationen generierter Photonen mit CCDs⁴ oder PMTs vergleichsweise unkompliziert ist. Der detaillierte HP-Fluss des speziell für SHIPS relevanten, für das Experiment ausgewählten Frequenzbereichs ist noch einmal genauer für Frequenzen von 1,5 bis 3,5 eV in Abb. 1.5 gezeigt. Es sei ausdrücklich darauf hingewiesen, dass das 1-D-Sonnenmodell, mit dem die in Abb. 1.4 dargestellten, über drei Größenordnungen kalkulierten Flüsse berechnet wurden, gerade zu sehr kleinen Frequenzen hin ungenauer wird. Da die in Abb. 1.5 gezeigten Flüsse mit einem für diesen Frequenzbereich

³Vektorteilchen sind Elementarteilchen mit Spin 1.

⁴CCD steht für charge-coupled device. Diese sind lichtempfindliche elektronische Halbleiterdetektoren, die auf dem inneren Photoeffekt beruhen.

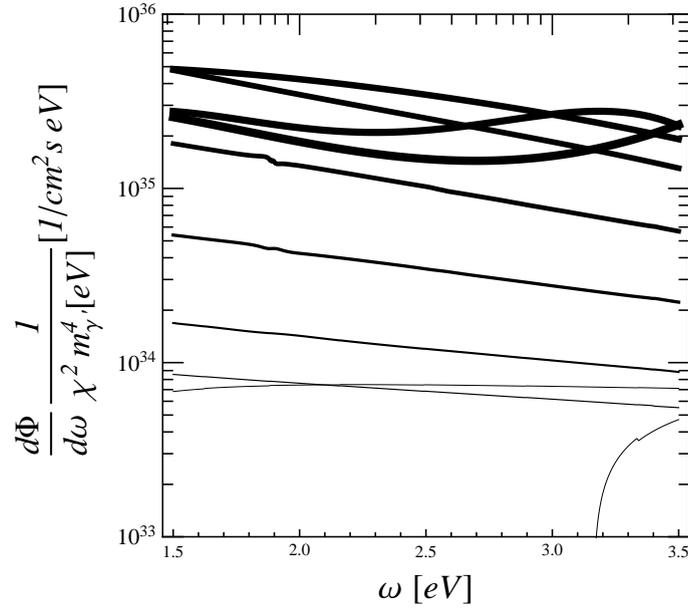


ABBILDUNG 1.5: Darstellung der transversalen HP-Flüsse der Sonne in HPs/(cm²·s) als Funktion der Frequenz ω in dem für SHIPS relevanten Energiebereich von 1,5 bis 3,5 eV berechnet mit einem 3-D-Sonnenmodell. Auch hier wurde mit $\chi^2(m_{\gamma'}/\text{eV})^4$ normiert. Die Kurven entsprechen Massen von $m_{\gamma'} = 3, 16; 1; 0, 316; 0, 1; 0, 0316; 0, 01; 0, 005; 0, 003; 0, 002; 0, 001$ eV von der dünnsten zur dicksten Kurve. Die hier dargestellten Flüsse weichen hin zu kleineren HP-Massen im Vergleich zu Abb. 1.4 leicht ab, weil das 1-D-Sonnenmodell, mit dem die Werte in dem weiten Bereich dieser errechnet wurden, zu sehr kleinen Frequenzen hin ungenauer wird [25].

optimierten 3-D-Sonnenmodell gerechnet sind, weichen die dargestellten Flüsse beider Graphiken zu kleineren HP-Massen hin leicht ab. Relevant sind die sehr präzise gerechneten und detailliert dargestellten Flüsse in Abb. 1.5. Diese genauen Werte finden auch Verwendung in der Analyse der Daten bzw. der Berechnung der Limits für die HP-Parameter (siehe Kapitel 7).

1.4 Bisherige Einschränkungen des Hidden Photon-Parameterraumes

Bisher ist es noch nicht gelungen, einen experimentellen Nachweis für die Existenz von HPs zu erbringen und die exakten Werte der wichtigen Parameter in Form von Mischungswinkel und HP-Masse experimentell zu bestimmen. Im Umkehrschluss ist es allerdings einer Vielzahl von HP-Experimenten gelungen, deren Existenz in umfangreichen Arealen des entsprechenden Parameterraums auszuschließen. Dies ist von hervorgehobener Bedeutung, da die HP-Theorie an sich nicht in der Lage ist, die Parameter vorherzusagen oder einzugrenzen. Der zweidimensionale Parameterraum mit

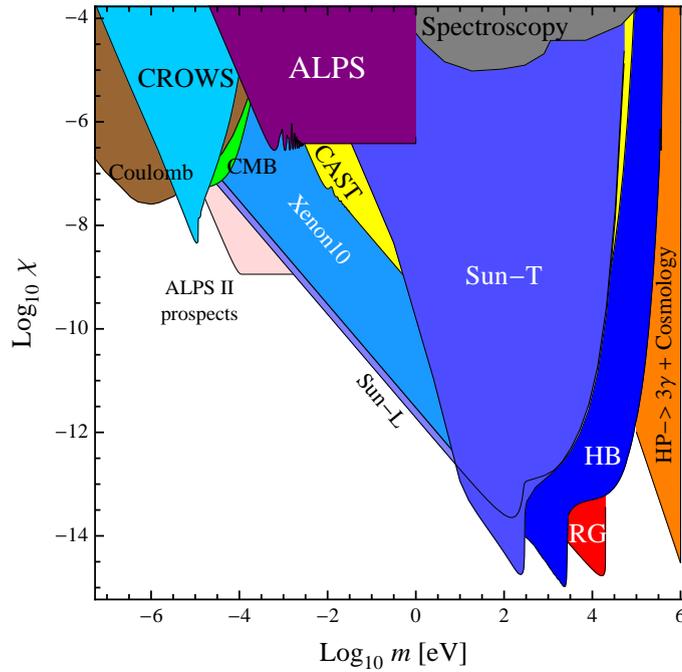


ABBILDUNG 1.6: Schematische Darstellung des Parameterraumes von Mischungswinkel und HP-Masse. Farblich markiert sind die Areale, in denen durch Experimente oder anhand von theoretischen Überlegungen die Existenz von HPs ausgeschlossen ist [26].

allen momentan bereits abgedeckten und für eine Existenz von HPs mit entsprechenden Parametereigenschaften ausgeschlossenen Arealen (exkl. SHIPS-Resultate) ist in Abb. 1.6 aufgezeigt. Wie bereits im vorherigen Abschnitt erwähnt, liegt der mögliche Wertebereich von χ zwischen 10^{-12} und 10^{-3} [19].

Ergänzend zu den experimentell bestimmten Ausschlussbereichen können von theoretischer Seite nur einzelne, durch externe Überlegungen behandelte Areale ausgeschlossen werden.

1.4.1 Zielsetzung der solaren Hidden Photon-Suche

Das entscheidende Ziel der solaren Hidden Photon-Suche ist es, mit dem dafür konstruierten Helioskop bisher noch nicht abgedeckte Parameterbereiche zu erforschen und auf die Existenz von HPs zu überprüfen. Im besten Szenario würde es dabei gelingen, durch ihre Entdeckung einen Beleg für Physik jenseits des Standardmodells geben zu können. Wäre auch durch die SHIPS-Messungen kein experimenteller Nachweis ihrer Existenz möglich, so bliebe das wichtige Ziel, durch die Suche in neu abgedecktem Parameterraum verbesserte HP-Parametergrößen zu generieren.

Auch durch eine solche Erweiterung des anhand von Experimenten für eine HP-Existenz ausgeschlossenen Parameterraums wäre ein wichtiger Beitrag zur WISP-Forschung erbracht.

Mit dem SHIPS-Helioskop sollte das Instrument mit der höchsten Sensitivität für transversal polarisierte HPs geschaffen werden, was auch gelang. Mit den Erkenntnissen aus diesem ersten Instrument hätte im nächsten Projektschritt ein sehr viel größeres, eine noch höhere Sensitivität erzielendes Helioskop (siehe Unterkapitel 8.4) konstruiert werden sollen.

Dass sich im fortgeschrittenen Verlauf des Projekts im Jahre 2013 nach der Korrektur entsprechender Kalkulationsfehler in der Plasmaphysik der Sonne (siehe Abschnitt 1.3) die über den lonfitudinalen HP-Modus aufgestellten experimentellen und theoretischen HP-Parameter-Obergrenzen die Grundlage aller HP-Experimente drastisch verändern würde, die Realisierung eines zweiten, größeren SHIPS-Helioskops entgegen aller fundierten Planungen nicht umsetzbar sein würde, war zu Beginn des SHIPS-Projekts in keiner Weise abzusehen.

1.4.2 Experimentell bestimmte Ausschlussgebiete des Hidden Photon-Parameterraumes

In dem Bestreben, HPs experimentell nachzuweisen, wurden bisher verschiedenste Ansätze genutzt. Einer der wichtigsten Teilbereiche dieser Ansätze besteht in Form von sogenannten “Licht-durch-die-Wand“-Experimenten (auf englisch *“Light-shining-through-a-wall-Experimente (LSW)“*). In derartigen Experimenten, wie beispielsweise ALPS I und ALPS II - ALPS steht hier für *Any Light Particle Search* -, werden mit Hochleistungslasern hohe Zahlen an Photonen erzeugt und auf eine für diese undurchdringliche Wand gerichtet. Treffen diese Photonen auf der Oberfläche der Wand auf, werden sie reflektiert oder absorbiert. In keinem Falle durchdringen sie die Wand. Nur diejenigen der erzeugten Photonen, die vor dem Erreichen der Wandoberfläche in den Zustand des HP oszilliert sind, können aufgrund der extrem geringen Wechselwirkungen von HPs mit Standardmodell-Teilchen die Wand durchdringen. Haben diese HPs die Barriere der Wand überwunden und unterlaufen nach dem Überschreiten der zwei ten Wandoberfläche neuerlich den Oszillationsprozess, können diese wieder als Photonen auftretenden Teilchen mit sehr sensitiven Detektoren nachgewiesen werden. Durch eine geschickte Anordnung von Spiegeln kann die Rate der aus HP-Oszillationen entstandenen Photonen am Detektor weiter erhöht werden. Auf diese Weise ist ein indirekter Nachweis von HPs im Labor möglich. Die Ergebnisse zur entsprechenden Einschränkung des Hidden Photon-Parameterraumes ist in Abb. 1.6 mit ‘ALPS’ bezeichnet.

Ganz ähnlich wie SHIPS ist die Hidden Photon-Komponente des Sumico-Experiments aufgebaut, welches in Japan von der Universität Tokio durchgeführt wird. Wie bei

SHIPS wird dort in einer vollständig abgedunkelten Vakuumröhre mit einem Photomultiplier nach Photonen gesucht, die sich im Inneren des Instruments durch Oszillationen aus HPs gebildet haben. Auch hier wird als HP-Quelle die Sonne genutzt und das Instrument an dieser nachgeführt. Die Ergebnisse sind im Parameter-Diagramm mit 'SUMICO' gekennzeichnet [27].

Das Cern Axion Solar Telescope (CAST), welches, wie der Name schon suggeriert, hauptsächlich nach von der Sonne kommenden Axionen sucht, ist ebenfalls sensitiv auf HPs [28], [29]. Das Nachweisprinzip ähnelt wiederum dem von SHIPS. Der evakuierte Oszillationsbereich liegt hier in einem LHC-Dipolmagnet von etwa 10 m Länge. Die für den Nachweis von Axionen notwendigen starken Magnetfelder, die die Axion-Konversionsprozesse des inversen Primakoff-Effektes ermöglichen [30], stören die HP-Oszillationen dabei nicht. Die von CAST ausgeschlossenen Parameterareale sind im HP-Parameterdiagramm gleichnamig benannt.

Ein wichtiger Beitrag beim Ausschluss von Parameterbereichen gelang 2013 durch Analysen des Dunkle Materie-Experiments XENON10. Dieses ist sensitiv auf Photonen, die, u.a. wie im Experiment angestrebt, durch Umwandlung aus Dunkler Materie entstehen können. Im experimentellen Aufbau werden mit einem Germanium-Detektor Spektren der Ionisation der Germaniumatome aufgezeichnet. Aus Betrachtungen und Rückschlüssen auf potentielle Absorptionen des photonischen Anteils der HPs durch die Germaniumatome des Detektors lassen sich neuerliche experimentelle HP-Limits im transversalen und longitudinalen HP-Modus ableiten, wobei der L-Channel jedoch dominiert [23]. Die so bestimmten Limits sind in Abb. 1.6 als 'XENON10' bezeichnet.

1.4.3 Ausschlussgebiete des Hidden Photon-Parameterraumes aufgrund theoretischer Überlegungen

Der größte von der Theorie ausgeschlossene Bereich fußt auf Überlegungen zum Coulombschen Gesetz, dem Kraftgesetz der Elektrodynamik. Mögliche Photon-zu-HP-Oszillationen würden auch für die virtuellen Photonen elektromagnetischer Felder auftreten. Dieser Prozess würde zu kleinen, aber dennoch messbaren Abweichungen vom ursprünglichen Coulomb-Potential führen. Die entsprechenden Überlegungen sind in [31], [32] und [33] zu finden.

Resultate von Präzisionsmessungen des Coulombschen Kraftgesetzes sind u.a. in [34] gegeben. Die entsprechend ausgeschlossenen Areale im HP-Parameterraum sind in Abb. 1.6 mit 'Coulomb' gekennzeichnet.

Weiterhin können zusätzliche Parameterkombinationen für HPs aufgrund von kosmologischen Effekten ausgeschlossen werden. So würden dort entsprechend auftretende

Oszillationen zu einem Zeitpunkt zwischen der Bildung der leichten Elemente (Big Bang nucleosynthesis) und der Entkopplung der Photonen kurz nach dem Urknall eine resonante Umwandlung von Photonen zu HPs ermöglichen [35]. Der so gebildete, versteckte kosmische Mikrowellenhintergrund - hidden Cosmic Microwave Background (hCMB) - würde dann in Messungen des kosmischen Hintergrunds, z.B. durch Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) oder dem Far InfraRed Absolute Spectrophotometer (FIRAS) des COBE-Satelliten, eine zusätzliche Neutrino-Generati-on (4. Generation) vortäuschen. Das Hidden Photon entspricht dabei einem effektiven Neutrino [36]. Ausgehend von diesen Überlegungen lassen sich die möglichen Parameterkombinationen weiter einschränken [37], [38].

Zudem lassen sich ganz ähnliche Rückschlüsse auch aus den Einflüssen von HPs auf das Spektrum des kosmischen Mikrowellen-Hintergrunds ziehen (siehe [39]). Diese, aus dem Vergleich der Überlegungen mit Messungen der kosmischen Mikrowellen-Hintergrundstrahlung ausgeschlossenen Areale, sind in Abb. 1.6 als 'CMB' bezeichnet.

Aufgrund von Rückschlüssen aus der Physik der Sonne lassen sich ebenfalls größere Parameterbereiche für die Existenz von HPs ausschließen.

Zum einen gelingt dies über einen zusätzlichen Energieverlust der Sonne, welcher mit einer Produktion von HPs aus solaren Photonen einhergehen würde, da der oszillierte Anteil der solaren Photonen nicht mehr in Messungen bzw. Kalkulationen der Sonnenleuchtkraft eingeht. Abschätzungen von [40] geben den Einfluss auf die Dauer des Wasserstoffbrennens wieder. Letzteres würde deutlich vermindert. Aus diesen Überlegungen ergeben sich aus der Sonnenphysik die Grenzen, die im Parameterdiagramm mit 'SUN-T' bezeichnet sind [33], [41].

Aus dem Bereich der Sonnenphysik folgt noch ein weiterer und sehr großer Einfluss auf die Abschätzungen der möglichen HP-Parameter: Dieser Einfluss ergibt sich aus Betrachtungen der longitudinal generierter HPs. Ebenfalls aus Überlegungen zum Energieverlust der Sonne durch HP-Emission im longitudinalen Bereich lassen sich u.a. hinsichtlich der gemessenen Neutrino-flüsse Limits aufstellen. So beschränkt der Fluss an Neutrinos aus Beryllium-4-Prozessen die Werte der Temperatur im Sonneninneren und damit den erlaubten Wertebereich der versteckten Energieverluste aufgrund von HPs [22]. Aus diesem Ergebnis folgen die ausgeschlossenen Parameterbereiche, die mit 'SUN-L' gekennzeichnet sind.

Kapitel 2

Natur der Hidden Photons im Experiment & ihr Nachweis-Konzept

Dieses Kapitel widmet sich der Phänomenologie der HPs bei ihrem anvisierten Nachweis und stellt die daran angelegten experimentellen Grundlagen und Konzepte vor. Die nötigen Anforderungen an die entsprechende Nachweismethode werden erläutert, um aus HP-Oszillationen neu generierte Photonen nachweisen und somit indirekt die Existenz dieser exotischen Teilchen belegen zu können.

Für einen genauen Aufbau des SHIPS-Instruments sei auf Kapitel [4](#) verwiesen.

2.1 Die Natur der Hidden Photons im experimentellen Nachweis

Wie bereits in Kapitel [1](#) ausführlich beschrieben, beruht die Bildung von Hidden Photons auf dem kinetic mixing, dem Vermischen des kinetischen Lagrangedichteterms des Photons und dem des HP. Allein die quantenmechanische Kopplung des für starke, schwache und elektromagnetische Wechselwirkungen sterilen Eigenzustands des Hidden Photons an den masselosen elektromagnetischen Wechselwirkungszustand des gewöhnlichen Photons und die Flavour-Änderungen zwischen diesen beiden Eigenzuständen ermöglichen den experimentellen Zugang zu den HPs. Oszillationen sind der einzige Produktionsmechanismus für HPs.

Ganz ähnlich wie die Oszillationen zwischen Photon und Hidden Photon heute, waren einst die Flavour-Änderungen in der Neutrino-Physik nur postuliert, die Anforderungen an einen Nachweis indes komplex. Wurde die Existenz von Neutrinos anfangs stark bezweifelt, sind sie heute experimentell bestens bestätigt und die Mischung ihrer Quantenzustände zudem mathematisch verstanden und beschrieben.

Bezeichnend für die Neutrinos ist es, dass diese mit der Zeit ihre quantenmechanischen Eigenzustände ständig neu vermischen. Ganz analog zu den postulierten HP-Oszillationen (Nichtorthogonalität der Eigenzustände von Photon und Hidden Photon) beruhen auch die Neutrinooszillationen auf dem Auftreten entsprechender Nichtorthogonalitäten, welche eine Vermischung von Massen- und Wechselwirkungszuständen bewirken. Neu produzierte Neutrinos, welche durch Prozesse der schwachen Wechselwirkung als reiner Wechselwirkungseigenzustand (entweder Elektron-, Myon-, oder Tau-Neutrino) gebildet werden, gehen mit fortlaufender Zeit in einen Mischzustand aus diesen Eigenzuständen über.

Wie bereits dargelegt, wird von Hidden Photons auch als effektivem Neutrino gesprochen (Vierte Neutrino-Generation) [42] aufgrund der Analogie von Neutrino-Flavouränderungen und der Erzeugung von HPs durch selbige Oszillationsprozesse. Die Änderung zwischen beiden Zuständen läuft hierbei ebenfalls als zeitlicher Prozess ab.

Ein experimenteller Nachweis mag anspruchsvoll sein, er ist generell aber möglich. Die aufgezeigte Parallele zu den an ihren Anfängen stark angezweifelte Neutrinos und ihren Oszillationen zeigt indes, dass es wie seinerzeit sinnvoll ist, die sehr anspruchsvollen experimentellen Anforderungen anzugehen, und dass sich eine gewisse Ausdauer und Geduld der Forschungsgemeinschaft beim Nachweis von HPs schlussendlich zu lohnen vermag.

2.2 Anforderungen an den experimentellen Aufbau

Der Nachweis von Hidden Photons ist schwierig, da sie weder über elektromagnetische, schwache noch starke Ladung des Standardmodells verfügen und somit keine Wechselwirkungen aufweisen, die einen entsprechenden experimentellen Zugang ermöglichen würden. In direkter Form sind Hidden Photons praktisch nicht nachweisbar. Eine der wenigen Zugangsmöglichkeiten im transversalen Modus, an der experimentell angesetzt werden kann, besteht in den in Abschnitt 1.1 erläuterten HP-zu-Photon-Oszillationen. Aus diesem Grund muss im Experiment über den Nachweis der aus Oszillationen neu generierten Photonen indirekt auf sie geschlossen werden.

Eine vielversprechende, starke Quelle verspricht dabei die Sonne zu sein. In ihr wird nicht nur eine sehr hohe Produktionsrate an Hidden Photons postuliert. Ihr entsprechender HP-Fluss auf der Erde wird zudem im Vergleich zu anderen astronomischen Quellen aufgrund ihrer kleinen Entfernung zu uns nur relativ gering abgeschwächt. Die erwarteten solaren Hidden Photon-Flüsse auf der Erde sind bereits in Abschnitt 1.3 aufgezeigt worden. Diese sind zwar so gering, dass sie hohe Anforderungen (Abschnitt 2.2.1) an einen experimentellen Nachweisversuch stellen, aber noch so groß, dass ein solcher realistisch ist.

Ein genereller Vorteil der HP-Oszillationen ist dadurch gegeben, dass sie grundsätzlich überall stattfinden können, wo die Kohärenzbedingung (Gleichung 1.7) noch erfüllt ist. Stringente Rahmenbedingungen, wie starke magnetische Felder o.ä., sind nicht zu erfüllen, obwohl die Amplitude der Oszillationen durch Materieeffekte stark gedämpft werden kann (Abschnitt 2.2.2). In Gasen mit geringen Dichten oder in Vakuumbereichen bleibt die Oszillationsamplitude jedoch ungestört. Dem liegt zugrunde, dass in die Amplitude der HP-Oszillationswahrscheinlichkeit der Brechungsindex des entsprechenden Mediums mit eingeht. Dieser Einfluss beruht wiederum auf der optischen Dicke des Gases im Oszillationsbereich und damit auf dessen Druck. Dieser Materieeffekt ist ein Prozess, welcher dem Mischejew-Smirnow-Wolfenstein-Effekt [43],[44] sehr ähnlich ist und in Anwesenheit von Materie die Neutrino-Oszillationswahrscheinlichkeiten beeinflusst.

Eine genauere mathematische Umschreibung des experimentellen Aspekts dieser Oszillationsdämpfung und weiterer Aspekte erfolgt im weiteren Verlauf dieses Kapitels.

Der Umstand ungedämpfter Oszillationsamplituden erleichtert somit den experimentellen Nachweis. Ziel ist es daher, nach HP-Oszillationen in einem Regime ungedämpfter Oszillationen zu suchen. Ein solcher Rahmen muss zwar entsprechend durch geringe Drücke im Oszillationsvolumen generiert und dauerhaft erhalten bleiben, dies ist technisch allerdings relativ einfach. Anders als bei Axion-Photon-Oszillationen, die über den inversen Primakoff-Effekt ablaufen [28], [29], müssen für HP-Oszillationen keine Atomkerne und mit ihnen einhergehende elektromagnetische Felder vorhanden sein. Auch weitere potentiell komplizierte Randbedingungen hinsichtlich der HP-Produktionsrate sind nicht zu erfüllen.

Doch auch wenn HP-Oszillationen ohne derartige äußere Einflüsse überall auftreten, bleibt die Amplitude der Oszillationswahrscheinlichkeit sehr wohl stark abhängig vom äußeren Parameter des Drucks.

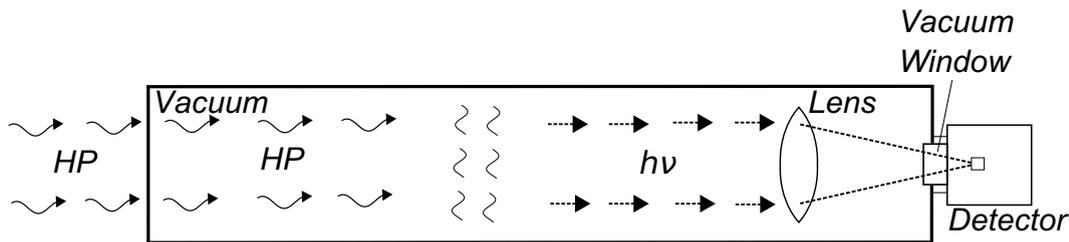


ABBILDUNG 2.1: Schematische Darstellung des Instruments für die SHIPS-Messungen. Das Konzept beinhaltet als Basis die Teleskoprinne, in der ein Vakuum erzeugt werden kann, welches bewirkt, dass die Amplitude der HP-Oszillationen nicht gedämpft wird. Die HPs gelangen ohne weiteres durch die Wände der Rinne in den Oszillationsbereich. Hier können sie sich durch Flavour-Änderung zu normalen Photonen umwandeln. Die Teleskoprinne beinhaltet auch die Optik des Instruments in Form einer Fresnellinse. Diese sammelt die neu generierten Photonen auf und fokussiert sie über ein Vakuumfenster aus dem evakuierten Oszillationsbereich hinaus zum Photodetektor, wo der eigentliche Nachweis geschieht. [26]

2.2.1 Das experimentelle Nachweiskonzept von SHIPS

Aus den Randbedingungen für HP-Oszillationen, die im weiteren Verlauf dieses Kapitels erläutert werden, ergibt sich für den experimentellen Nachweis von Hidden Photons das folgende experimentelle Nachweiskonzept:

Kern dieses Konzeptes ist ein lichtdichter Oszillationsbereich geringen Druckes, in dem ein Nachweis ausschließlich aus HP-Oszillationen generierter Photonen möglich wird, unter Ausschluss jedweden Umgebungslichts. Die sehr geringen Oszillationsraten von HPs im experimentellen Nachweis und ihre nur in geringer Stärke erwarteten Flüsse erfordern eine effiziente Optik und einen guten Photodetektor, an den hohe Anforderungen bzgl. Lichtempfindlichkeit und Rauschverhalten gestellt werden. Die für eine Nutzung in Frage kommenden Detektoren und ihre Details sind ausführlich in Kapitel 3 erläutert.

Ferner folgen die Anforderung einer optimierten Datenanalyse sowie dem vorrangigen Ziel, die Hintergründe und die systematischen Fehler in den Messungen bestmöglich zu reduzieren. Es gilt, eine so reine und unverfälschte Datennahme wie möglich zu realisieren, um zu günstigen Signal-zu-Rauschen-Verhältnissen zu gelangen. Ein potentielles HP-Signal darf nicht im Rauschen oder Hintergrund untergehen.

Um im Experiment die Sonne als Quelle für HPs nutzen zu können, muss ein Nachweisinstrument konstruiert werden, das einem gewöhnlichen Teleskop für optische Beobachtungen ähnlich ist. Das Instrument muss in der Lage sein, präzise auf die Sonne ausgerichtet und im Laufe der Datennahme an dieser nachgeführt zu werden. Das sog. Tracking¹ muss diese Positionsänderung unbedingt zuverlässig ausgleichen.

¹Das Tracking bezeichnet das Nachführen eines Teleskops an Himmelsobjekten, was bei astronomischen Beobachtungen hauptsächlich durch die Rotation der Erde notwendig wird.

Und wie ein Teleskop muss das Helioskop für das SHIPS-Experiment ebenfalls aus einer effizienten, abbildenden Optik und einem guten Photodetektor aufgebaut sein.

Eine schematische Darstellung des konzeptionellen Aufbaus ist in Abb. 2.1 gegeben. Die Umsetzung selbst wurde mit dem sog. *”Telescope for the Solar Hidden Photon Search”* (TSHIPS) realisiert, welches in Kapitel 4 detailliert dargestellt wird. So versteht sich auch unmittelbar der Name des Projekts an sich, die solare Hidden Photon-Suche, in englischer Sprache *’Solar Hidden Photon Search (SHIPS)*.

Grundlage für die Optik des Helioskops ist eine Fresnellinse. Sie bietet hohe Transmissionen und liefert für die Messungen aufgrund ihrer kurzen Brennweite von nur 20,32 cm zugleich ein sehr großes Gesichtsfeld - je nach Detektor - von mehreren Grad (vergleiche Formeln 3.2 und 5.1 in Kapitel 5). Mit dem ausgedehnten Gesichtsfeld ist die Sonne (ca. $0,53^\circ$) leicht im Blick zu halten und wird immer vollständig abgebildet.

Das zu erwartende HP-Signal ist abhängig von den Dimensionen des Instrumentes. Dies ist aus Gleichung 7.1 ableitbar, welche zugleich die Rate der neu generierten Photonen angibt. Aus diesem Grund sollten Durchmesser und Länge des Instrumentes so groß wie möglich ausgelegt sein.

Eine weitere grundlegende Anforderung an das TSHIPS-Konzept ist die Erhöhung der Photonenzahlen durch Vermeidung der in Abschnitt 2.2 erwähnten Dämpfungsprozesse der Oszillationen. Mit dem Unterschreiten eines Grenzvakuumdruicks von 10^{-4} mbar im Inneren kann dabei sichergestellt werden, dass die Produktionsraten neu generierter Photonen vollständig ungedämpft bleiben. Der Vakuumbehälter von TSHIPS ermöglicht es, in einem Dämpfungsregime von 10^{-6} mbar zu messen. Somit kann ein beachtlicher Puffer zum Grenzdruck problemlos etabliert werden.

Im größtmöglichen Kontrast zu herkömmlichen Teleskopen ist es erforderlich, dass das SHIPS-Instrument von jeglichem Sonnen- und Umgebungslicht abgeschirmt bleibt. Nur die im inneren Bereich neu generierten Photonen aus HP-Oszillationen sollen von der Optik gesammelt und am Detektor nachgewiesen werden. Die Auslegung des Oszillationsbereichs als Vakuumgefäß vereinfacht hier sehr die Abschirmung des Inneren von parasitärem Umgebungslicht.

Als Anforderung an den experimentellen Aufbau und die verwendeten Komponenten lässt sich im Überblick festhalten, dass:

- das Instrument Drücke unterhalb eines Grenzwertes (10^{-4} mbar) generieren kann.
- das Instrument vollständig lichtdicht und das Innere frei von parasitärem Umgebungslicht ist.

- das optische System hohe Lichtsammelfähigkeit und hohe Effizienzen aufweist.
- der Photodetektor in der Lage ist, Ereignisraten von 1 s^{-1} und darunter nachzuweisen. Dieser sollte somit eine entsprechend gute Quanteneffizienz und geringes Rauschverhalten aufweisen. Eine Dunkelstromrate von 1 Hz sollte nicht überschritten werden.
- das Instrument an der Sonne ausgerichtet und an dieser präzise nachgeführt werden kann.
- Durchmesser und Länge so groß wie möglich ausgelegt sein sollten.
- das Instrument mindestens 300 Stunden Messdaten aufnehmen kann, um neue HP-Parameterbereiche erforschen zu können.

Für SHIPS musste für die Datennahme an der Sonne daher ein Instrument konstruiert werden, das völlig lichtdicht ist, Vakuumdrücke bereitstellt und trotzdem wie ein normales Teleskop operieren kann. Das problemlose Beobachten der Sonne muss gewährleistet sein, um unter Nachführung an der Sonne in entsprechenden Langzeitmessungen die anvisierten Daten gewinnen zu können. Da ein mögliches, in diesen Messresultaten enthaltene HP-Signal allerdings noch von einem entsprechenden Hintergrund überlagert und von diesem unerkennbar überdeckt wäre, ist in separaten Vergleichsmessungen der Wert dieses Hintergrunds zu ermitteln. Die Hintergrundmessungen werden dabei mit einer Blickrichtung weit entfernt von der Sonne aufgenommen. Somit sind die Gesamtmessungen in Sonnen- und Hintergrundmessungen unterteilt, um aus dem Vergleich beider Messreihen den echten HP-Beitrag in den Messungen offenlegen zu können. Ein solcher Beitrag würde sich durch leicht erhöhte Ereigniszahlen innerhalb der Sonnenmessungen offenbaren, da ein potentielles HP-Signal die Ereignisraten auf Werte oberhalb des normalen Hintergrundrateniveaus heben würde.

Um die sehr kleinen Erhöhungen der Ereigniszahlen durch HP-Beiträge bestmöglich zugänglich zu machen, werden nicht die diversen Einzelmessungen direkt untereinander verglichen. Vielmehr werden, getrennt für Sonnen- und Hintergrundmessungen, die Verteilungen der Einzelmessungen der beiden Messreihen erstellt. Das heißt, es werden für beide Reihen Histogramme erstellt, in denen die Häufigkeit der Einzelmessungen über die Ereignisanzahl erfasst wird. Mit dieser statistisch sehr vorteilhaften Methodik kann unter Berücksichtigung aller Messungen ein genauer Mittelwert beider Messreihen bestimmt werden. Trägt ein möglicher HP-Anteil zum Signal bei, wäre der Mittelwert der Sonnenmessungen leicht erhöht. Der Betrag dieses Versatzes gibt die Produktionsrate neu generierter Photonen aus HP-Oszillationen wieder.

Um störende Einflüsse, z.B. von (veränderlichen) Umgebungsbedingungen, auf die Messungen und auf die Ereignisraten so gering wie möglich zu halten, sollten Sonnen- und

Vergleichsmessungen möglichst zeitnah und unter identischen Bedingungen aufgezeichnet werden.

Desweiteren sind die bei TSHIPS verwendeten Komponenten nach Möglichkeit so angepasst und gewählt, dass ein möglichst geringer Einfluss durch Hintergrundphotonen entsteht, wie er beispielsweise aus radioaktiven Zerfällen oder Szintillationen in den Materialien entstehen könnte. Die Etablierung eines möglichst geringen Hintergrunds, egal aus welchen Quellen und die Wahl entsprechender Komponenten stellen auch hier eine wichtige Anforderung an den Aufbau des Instruments.

Die genaue Analysemethodik ist in Kapitel 7 bei der Auswertung der SHIPS-Daten beschrieben; genauere Details der Datennahme finden sich in Kapitel 6.

Schlussendlich ist es unter Verwendung eines geeigneten Detektors und der Herstellung des experimentellen Rahmens unter Einhaltung der dargelegten Kriterien gelungen, TSHIPS auf sehr kleine Raten neu generierter Photonen aus HP-Oszillationen sensitiv zu machen (siehe Abschnitt 3.7).

2.2.2 Ungedämpfte Oszillationsamplituden durch Vakuumbedingungen

Die bereits im oberen Verlauf dargestellte Optimierung der Anzahl von aus HP-Oszillationen neu generierten Photonen kann zum einen durch eine Vergrößerung des Vakuumgefäßes, also des aktiven Oszillationsbereichs, in dem die Photonenerzeugung nachgewiesen wird, geschehen, zum anderen durch die Vermeidung der Dämpfung der Oszillationsamplitude.

Die Relevanz der Größe des Instruments hängt mit dem Umstand zusammen, dass das erwartete Signal an generierten Photonen direkt von den Ausmaßen des Oszillationsvolumens abhängt, was sich aus Formel 2.1 ergibt. Letztere spiegelt den Zusammenhang zwischen Oszillationslänge L , also der Röhrenlänge (über die Oszillationswahrscheinlichkeit $P_{\gamma \rightarrow \gamma'}(\omega, L, \chi, n)$) und der Querschnittsfläche A mit dem erwarteten Photonfluss N_γ für Oszillationen im Vakuum wieder [45]:

$$N_\gamma = \int \frac{d\phi_{\gamma'}}{d\omega} \cdot A \cdot T \cdot P_{\gamma \rightarrow \gamma'}(\omega, L, \chi, n) d\omega. \quad (2.1)$$

T steht hierbei für die Dauer der Messzeit, $\frac{d\phi_{\gamma'}}{d\omega}$ für den differentiellen HP-Fluss. In diese Flussabschätzung geht über den Faktor

$$m_\gamma^2 = \omega^2(1 - n^2(\omega)) \quad (2.2)$$

in der Oszillationswahrscheinlichkeit $P_{\gamma \rightarrow \gamma'}(\omega, L, \chi, n)$ wiederum die oben erwähnte optische Dicke über den Brechungsindex n des Gases sowie die Photonenfrequenz ω ein [46]. m_γ entspricht dabei einer effektiven Photonenmasse im Restgas, die sich nach [46] direkt aus dem Brechungsindex ableitet. Absorption innerhalb des Restgases kann der Einfachheit halber dabei vernachlässigt werden. Es zeigt sich weiterhin, dass hohe optische Dicken die Oszillationsamplitude und somit die Produktionsrate der HPs lokal zu dämpfen vermögen [26]:

$$P_{\gamma \rightarrow \gamma'}(\omega) = \frac{4\chi^2 m_{\gamma'}^4}{(m_{\gamma'}^2 - m_\gamma^2)^2 + 4\chi^2 m_{\gamma'}^4} \cdot \sin^2 \left(\frac{\sqrt{(m_{\gamma'}^2 - m_\gamma^2)^2 + 4\chi^2 m_{\gamma'}^4}}{4\omega} \cdot L \right) \quad (2.3)$$

Hierbei steht m'_{γ} wiederum für die HP-Masse und χ für den entsprechenden Mischungswinkel. In die Oszillationswahrscheinlichkeit geht auch die Ausdehnung der Oszillationsstrecke, also die Ausdehnung zwischen vorderer TSHIPS-Wand und optischem System, ein. Eine genauere Herleitung ist in [26] und [47] zu finden. Um die Zahl der erwarteten reoszillierten Photonen daher erhöhen zu können, sollten nicht nur L und A möglichst groß gewählt werden. Auch der relevante Parameter des Brechungsindex und damit die effektive Photonenmasse muss, wie im vorangegangenen Unterabschnitt erläutert, verändert und zur Erlangung erhöhter Produktionsraten optimiert werden. Nach [47] ist dies dadurch zu erreichen, dass im Inneren Drücke von nicht mehr als 10^{-4} mbar etabliert und dauerhaft gehalten werden. Mit der so erzielten Reduzierung der optischen Dicken des Restgases wird die Dämpfung der Hidden Photon-Oszillationsamplitude [47] verhindert. So ergibt sich, dass im Vergleich zu Gasen unter Normaldruck die Oszillationen hier ungestört ablaufen können.

Die Oszillationswahrscheinlichkeit bei Drücken unterhalb von 10^{-4} mbar kann mit der von Vakuumoszillationen genähert werden und Gleichung 2.3 geht somit für diesen Fall wieder in Gleichung 1.3 über.

2.2.3 Materieeffekt & Ringstruktur

Die Photon-zu-Hidden Photon-Oszillationen im Inneren der Sonne werden stark durch Materieeffekte beeinträchtigt [19],[48]. Die Definition eines komplexen Brechungsindex n hilft dabei, die Absorptions- und Streuungseigenschaften des entsprechenden Mediums in diesen Prozessen zu beschreiben.

$$-2\omega^2(n-1) \equiv m_\gamma^2 + i\omega\Gamma \quad (2.4)$$

Hierbei ist m_γ Ausdruck für eine effektive Photonenmasse im Plasma, Γ für die Absorptionslänge.

Die optischen Eigenschaften des Sonnenplasmas hängen indes von der Elektronendichte $n_e(r)$ ab. Die Elektronendichte ist eine Funktion der radialen Position r der Sonne. Sie nimmt zur Photosphäre hin ab und lässt sich auch durch die Plasmafrequenz ω_P ausdrücken:

$$\omega_P^2(r) = m_\gamma^2(r) = \frac{4\pi\alpha}{m_e} n_e(r). \quad (2.5)$$

Aus diesen Überlegungen lässt sich eine Wahrscheinlichkeit angeben, mit der im Inneren der Sonne ein Photon in ein HP konvertiert und sukzessive die Sonne verlässt:

$$P_{\gamma(in) \rightarrow \gamma'(out)} = \frac{m_{\gamma'}^4(r)}{\left(m_\gamma^2(r) - m_{\gamma'}^2\right)^2 + (\omega\Gamma(r))^2} \quad (2.6)$$

Die Radiusabhängigkeit der effektive Photonenmasse m_γ als Funktion der Elektronendichte n_e im Plasma, welche in [19] genauer hergeleitet wird, führt zu einem folgenreichen Effekt im HP-Signal. So sind im komprimierten Sonnenzentrum die Elektronendichten sehr hoch (n_e ungefähr 10^{25} cm^{-3}) und korrelieren mit effektiven Photonenmassen von $m_\gamma \simeq 300 \text{ eV}$. Die Produktion von HPs mit kleinen Massen ist in diesem Bereich des Sonneninneren extrem unterdrückt. Bewegt man sich jedoch weiter Richtung Photosphäre, sind am Rande der Sonne die Elektronendichten deutlich gesunken. Bei einem bestimmten Radius r_* (in dem Fall der in dieser Arbeit betrachteten HP-Massen etwa in der Nähe des Sonnenradius) kommt es dazu, dass die Werte von effektiver Photonenmasse und HP-Masse übereinstimmen $m_\gamma(r_*) = m_{\gamma'}$. In diesem Fall wäre die resonante Produktion von HPs in einer dünnen Schale um r_* sehr stark erhöht und würde über die in der restlichen Sonne dominieren. Dabei betrüge die Emission - betrachtet in dem für SHIPS relevanten Wertebereich der HP-Masse - aus dem Bereich nahe der Resonanz etwa 80% und die der restlichen Sonne maximal 20% [25]. Ein solches Szenario von $m_\gamma(r_*) = m_{\gamma'}$, zur besseren Veranschaulichung für einen Wert von 0,75 Sonnenradien angenommen, ist graphisch in Abb. 2.2 dargestellt. Aufgetragen ist die diesem Betrachtungsfall bereits angepasste Oszillationswahrscheinlichkeit - dividiert durch χ^2 - gegen den Abstand zum Sonnenzentrum.

Tatsächlich ist für die Gleichheit von $m_\gamma(r_*)$ und $m_{\gamma'}$ und die damit gesteigerten Produktionsraten geringmassiger HPs ein radialer Wert im äußeren Bereich der Sonne vorhergesagt. Dieser liegt knapp unterhalb ihrer Oberfläche innerhalb der Photosphäre. Die HP-Ringstruktur würde damit eine Ausdehnung aufweisen, die etwa dem Radius der Sonne entspräche. Die postulierte Winkelverteilung der HP-Emission, wie sie sich

einem abbildenden Detektor wie einer CCD darstellen würde, ist in Abb. 2.3 gezeigt.

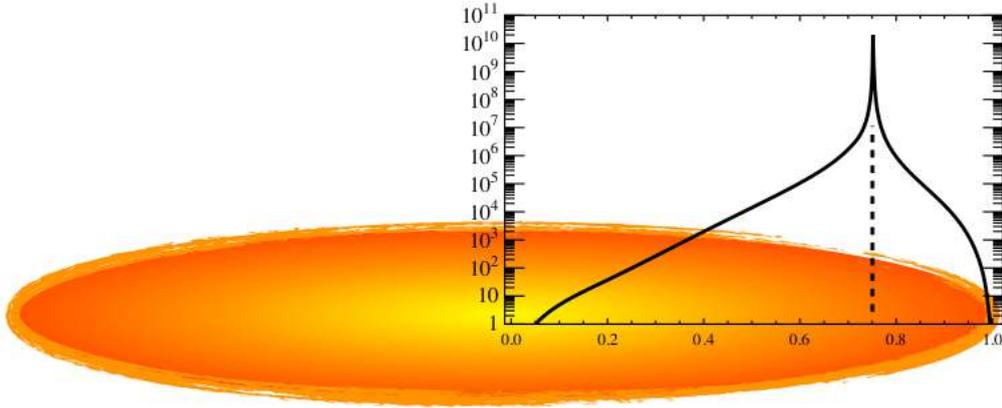


ABBILDUNG 2.2: Schematische Darstellung des resonanten HP-Produktionsszenarios für $m_\gamma(r_*) = m_{\gamma'}$ bei einem Wert von 0,75 Sonnenradien [49].

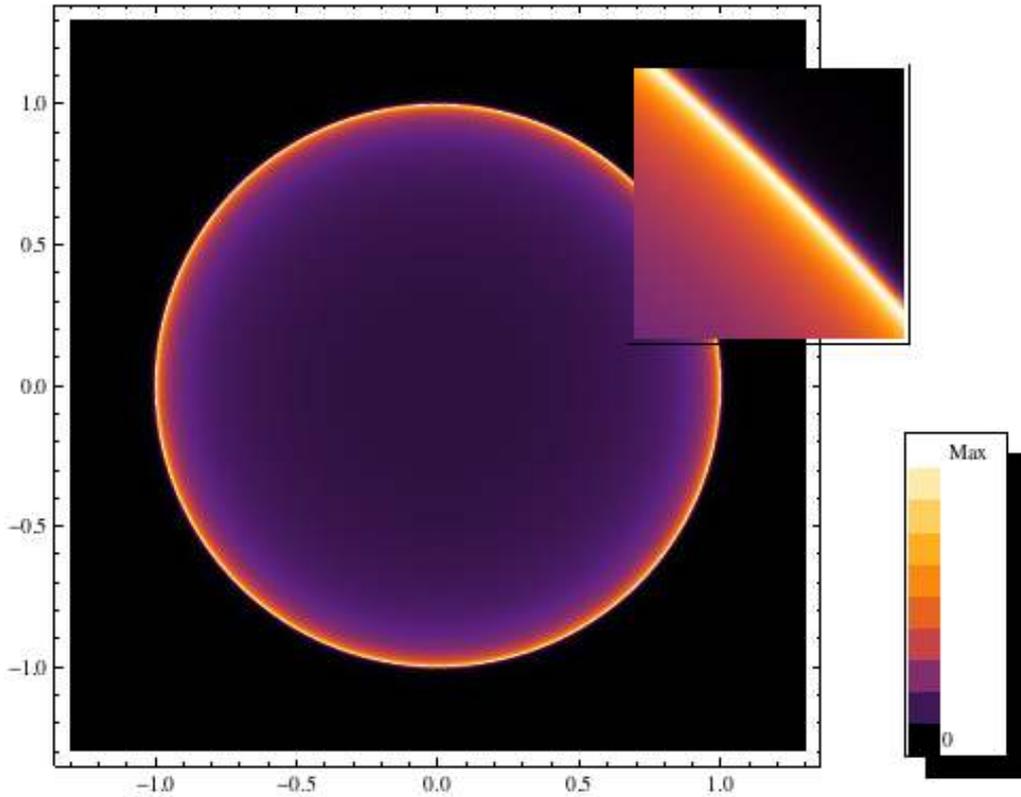


ABBILDUNG 2.3: Postulierte Winkelverteilung der von der Sonne im sichtbaren Spektralbereich ($\omega \sim 3$ eV) emittierten HPs mit sub-eV-Massen. Die Winkel sind auf den Sonnenradius normiert [26].

Die Resonanz in der Produktion ergibt sich hierbei aus dem Umstand, dass die Sonne aus einem schwach gebundenen Plasma besteht. Bis auf kleine Frequenzen und der Ausnahme von Absorptionslinien gilt ($\omega\Gamma \ll m_\gamma^2$) [19].

Die sich damit ergebende scharfe Resonanz und die Vernachlässigung der HP-Produktion in den übrigen Sonnenbereichen lässt eine Abschätzung der Dicke des dominanten Produktionsareals und damit des Abstrahlungsbereiches zu. Die Dicke der dominant emittierenden Schale läge genähert etwa bei $\Delta r \simeq \omega \Gamma \left(\frac{dm_\gamma^2}{dr} \right)^{-1}$. Für das erwartete HP-Signal auf der Erde bedeutet dies, dass die resonante HP-Produktion in dieser dünnen Schale zu einer Ringstruktur mit Radius R_* führt, welche wir prinzipiell mit der guten Optik von TSHIPS und einem entsprechenden, abbildenden Detektor (z.B. iKon-M 934-CCD) aufzeigen können.

Eine solche, die Emission des Rests der Sonne überdeckende Ringstruktur birgt nicht nur einen interessanten Aspekt hinsichtlich des generellen Versuchs, HPs nachzuweisen. Vielmehr kann prinzipiell aus dem Radius R_* und der korrelierten effektiven Photonemasse die Hidden Photon-Masse abgeleitet werden. Für weitere Details des zu erwartenden Signals, der Ringstruktur und des solaren Materieeffekts sei auf [22] und [19] verwiesen.

Kapitel 3

Detektoren für die solare Hidden Photon-Suche

Zentrales Element der solaren Hidden Photon-Suche ist der lichtempfindliche Detektor. In diesem Kapitel sollen die möglichen Detektoren erörtert werden, während der Aufbau des Instruments im nächsten Kapitel vorgestellt wird.

Im Bereich von Detektoren mit entsprechenden Eigenschaften zur Erfüllung der Anforderungen an den Nachweis der sehr geringen HP-Raten sind SHIPS - zumindest im entsprechenden Finanzrahmen des Projekts - zwei Typen von Detektoren zugänglich. Diese sind zum einen Photomultiplier und zum anderen CCD-Detektoren. Beide bieten für sehr lichtschwache Anwendungen bzgl. Sensitivität und geringem Rauschverhalten optimierte Systeme an. Sowohl Photomultiplier als auch CCD-Detektoren kommen somit in Frage, wobei beide entsprechende Vor- und Nachteile aufweisen. Eine vielversprechende, wenn auch zum Zeitpunkt des Projekts nicht verfügbare Option, stellte zudem die Technik sogenannter Transition Edge Sensoren (TES) dar.

3.1 Transition-Edge Sensor

“Detecting an infrared Photon within an Hour – Transition-Edge Detector at ALPS-II”

Der im Rahmen des LSW-Experiments 'Any Light Particle Search II' (ALPS II) bei DESY mitentwickelte Transition-Edge Sensor (TES) [50] war für SHIPS eine grundsätzlich sehr aussichtsreiche Detektortechnologie. Zum Zeitpunkt der Datennahme stand allerdings kein TES für SHIPS zur Verfügung.

Der TES von ALPS II ist ein supraleitender Halbleiterdetektor und wurde konzipiert,

um mit einer sehr hohen Quanteneffizienz von über 95 % im entsprechenden Spektralbereich (nahinfrarot) und einer sehr geringen Dunkelstromrate im Größenordnungsbereich von 10^{-4} s^{-1} selbst kleinste Lichtstärken nachzuweisen. Die Zielsetzung war, Raten von einem Photon pro Stunde nachzuweisen.

Der sog. *ALPS TES Detektor* entspricht einem Mikrokalorimeter und basiert indirekt auf dem Nachweis der durch die absorbierte Photonenenergie erhöhten Temperatur, die einen damit einhergehenden Anstieg des internen Widerstands zur Folge hat [50]. Durch eine permanent angelegte Spannung bewirkt diese Änderung des Widerstands einen abfallenden Strom, der als messbares Signal ausgewertet werden kann.

[51] beschreibt die Charakteristik und Messeigenschaften des TES-Prototypen:

Mit einer infraroten Lichtquelle (1064 nm) und einem geeigneten Aufbau, z.B. Temperaturkühlung auf 80 mK, welcher Hintergrund-Störeinflüsse auf ein Minimum reduzierte, wurde der TES charakterisiert. Bezogen auf die für ALPS II relevanten 1064 nm Signale wurde eine intrinsische Dunkelrate von $1,0 \pm 0,2 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ bestimmt. Dabei liefert der Detektor eine Energieauflösung $(\Delta E/E)_{1064 \text{ nm}}$ von ungefähr 7 %.

Das sehr geringe Dunkelrauschen in Kombination mit der hohen Quanteneffizienz (> 95%) lassen die TES-Technologie gerade für Anwendungen wie SHIPS, bei denen es um den Nachweis sehr kleiner Signalaraten geht, grundsätzlich sehr aussichtsreich erscheinen.

Der TES weist eine sensitive Fläche von $25 \times 25 \mu\text{m}$ auf, welche für die Abbildung des winzigen Laserspots bei ALP II völlig ausreichend ist. Da die Detektorfläche für eine Anwendung wie Sonnenbeobachtungen jedoch viel zu klein ist, weil das TSHIPS-Bild der Sonne ca. 1,9 mm ausgedehnt ist, sich die Bildgröße auch nicht beliebig reduzieren lässt (vergleiche Formel 3.2), müsste es für einen möglichen Einsatz gelingen, die Maße des Detektors deutlich zu vergrößern. Weil dies ohne signifikante Erhöhung des Dunkelstroms aufgrund der gesteigerten Detektorfläche technisch schwierig ist und auf absehbare Zeit nicht in Aussicht steht, ist die TES-Technik für SHIPS zwar nicht nutzbar, bleibt jedoch für mögliche künftige HP-Suchen von Bedeutung.

3.2 iKon-M 934 von Andor

Ein möglicher SHIPS-Detektor aus dem Bereich von CCD-Sensoren ist die iKon-M 934 von Andor. Diese verwendet einen CCD47-10 AIMO Back Illuminated Compact Pack High Performance Sensor von e2V [52].

CCD-Chips, wie der, der auch in der Astronomie verwendeten iKon-M 934, bestehen aus einem rechteckigen Feld von Halbleiterpixeln (Bildelementen). Auf die Pixel auftreffende Photonen sind in der Lage, Elektronen aus dem Valenzband des Halbleiters

in das Leitungsband anzuregen. Das so angeregte Elektron wird dann wie in einem Kondensator im Pixel gespeichert. Beim Auslesen werden die Ladungen aus jedem Pixel nacheinander zur Ausleseelektronik verschoben. Daher auch der englische Name der CCD - charge-coupled device. Über den Analog-Digital-Umwandler werden die Ladungen in digitale Signale umgesetzt.

Die iKon-M 934 ist eine für höchste Lichtempfindlichkeit entwickelte CCD-Kamera bei gleichzeitig sehr geringem Rauschverhalten. Der 1024 x 1024 Pixel-Chip bietet hohe Auflösungen, eine Quanteneffizienz von bis zu 95 %, einen hohen dynamischen Bereich¹ $\sim 50\,000:1$ bei 20 kHz Auslesegeschwindigkeit, Pixel mit Größen von 13 μm , eine Digitalisierung von 16 bit und sehr geringes Ausleserauschen von lediglich etwa 2 Elektronen bei 20 kHz [52]. Eine Absenkung der CCD-Temperatur auf -80°C anhand der integrierten Peltier-Kühlung liefert sehr kleine Dunkelströme in der Größenordnung von 10^{-3} Elektronen pro Pixel und Sekunde. Das detaillierte Datenblatt der iKon-M 934 befindet sich in Appendix D.

3.2.1 Nutzbarkeit der iKon-M 934 als low-noise-Detektor

Im direkten Detektor-Vergleich von iKon-M 934 und dem für SHIPS ausgewählten Photomultiplier (PMT) 9893/350B von ET Enterprises haben beide bzgl. eines möglichen Einsatzes im Experiment Vor- und Nachteile.

Ein Vorteil der iKon-M 934 liegt in der größeren Breite im Bereich der spektralen Empfindlichkeit. Während in einem Wellenlängenbereich von mehr als 300 bis ca. 1050 nm Photonen nachgewiesen werden können, ist es beim ET 9893/350B ein Bereich von 280 bis 640 nm. Zudem weist die iKon-M 934 im entsprechenden Spektralbereich mit einer Quanteneffizienz von bis zu 95 % in weiten Teilbereichen neun von 10 Photonen oder mehr nach. Mit einer Peak-Quanteneffizienz von knapp 25 % ist der Photomultiplier nur sensitiv auf maximal jedes vierte Photon.

Auf der anderen Seite ist für erfolgreiche SHIPS-Messungen das Rauschverhalten der Detektoren von entscheidender Relevanz:

Während für einen Photomultiplier allein wichtig ist, dass das zu beobachtende Objekt vollständig auf der Photokathode abgebildet wird, sich das Rauschverhalten des PMT ansonsten unabhängig von der Bildgröße verhält, ist dies bei CCDs gänzlich anders, sofern nicht pauschal alle Pixel in der Analyse berücksichtigt werden. Hier hängt der Umfang des Rauschens proportional von der Anzahl der Pixel ab, auf denen das Objekt abgebildet wird. Um Rauschbeiträge von so wenigen zu berücksichtigenden Pixeln wie

¹Der dynamische Bereich einer CCD Kamera ist definiert als das Verhältnis von Sättigungsbelichtung zu Kamerarauschen. Sie ist eine wichtige Größe zur Kennzeichnung der CCD-Kamera Leistungsfähigkeit, da sie ein Maß zur Quantifizierung von kleinen Intensitäten relativ zu großen Intensitäten ist, also quasi den Intensitätsmessbereich innerhalb einer Bildaufnahme angibt.

möglich zu erhalten, ist es also wichtig, genau zu wissen, auf welchen Pixeln das Sonnenbild abgebildet wird, um auch nur diese in die Analyse einzubeziehen. Dabei lässt sich dieser Pixelbereich, dessen generelle Größe durch die Brennweite des verwendeten optischen Systems fest bestimmt ist, leicht folgendermaßen abschätzen:

Aus dem Abbildungsmaßstab A

$$A = \frac{\Theta}{h} = \frac{1}{f} \quad (3.1)$$

lässt sich die Größe h der Abbildung auf dem Sensor über die Brennweite f der Optik und dem Winkeldurchmesser Θ des Objekts folgendermaßen bestimmen:

$$h = f \cdot \Theta \quad (3.2)$$

Der Durchmesser der Ausdehnung des Sonnenbildes auf der Brennebene beträgt etwa 1,9 mm. Somit deckt das Sonnenbild grob 16700 Pixel der iKon-M 934 ab². Die iKon-M 934 kann bei maximaler Peltier-Kühlung³ und optimiertem Auslesen einen minimalen Rauschwert von etwa 10^{-3} Elektronen pro Pixel und Sekunde erreichen. Der minimale Dunkelstrom ergibt sich aus dieser Abschätzung zu ungefähr 17 Elektronen pro Sekunde. Zum Vergleich: Der Photomultiplier ist mit einer Gesamtdunkelrate von 0,46 Hz sehr rauscharm.

Zudem gilt der abgeschätzte CCD-Dunkelstrom von 17 Elektronen nur für den Fall, dass alleine die Pixel berücksichtigt und ausgewertet werden, die vom Sonnenbild bedeckt sind. Gehen zusätzliche Pixel in die Auswertung ein, steigt entsprechend auch die Störung durch den inbegriffenen und gesteigerten Dunkelstrom.

Im Normalfall, z.B. bei der Beobachtung eines Sterns, ließe sich zudem auch die Position des Objektbildes sehr einfach bestimmen, indem der Mittelpunkt des Sternbildes bestimmt wird. Der entsprechende Interessenbereich wird folglich auf den Pixelbereich um dieses Zentrum herum angesetzt. Da das Sonnenbild im Licht von reoszillierten Hidden Photons für diesen Ansatz viel zu schwach ist, scheidet diese Methode für SHIPS allerdings aus.

Es bleibt die zweite Möglichkeit, bei der die Position des Sonnenbildes auf dem Detektor genau festlegt und sicherstellt wird, dass das Bild auch über längere Messzeiträume nie aus diesem definierten Pixelbereich herausläuft. Dieser Ansatz setzt eine sehr akkurate Ausrichtung und ein ebenso genaues Tracking der Sonne voraus. Ein System, dass ein

²Der Radius des Sonnenbildes beträgt $950 \mu\text{m}$. Die Fläche des Bildes beträgt somit etwa $2,84 \cdot 10^6 \mu\text{m}^2$. Mit der Größe eines Pixels der iKon-M 934 von $13 \mu\text{m}$ ergibt sich damit eine Überdeckung von 16777 quadratischen Pixeln.

³Mit maximaler Peltier-Kühlung erreicht die iKon-M 934 Minimaltemperaturen von -80°C .

solch genaues Fahren des SHIPS-Instruments an der Sonne ermöglicht, um die Richtigkeit der Position des Teleskops stets auf die Bogensekunde genau zu gewährleisten, ist für SHIPS nicht vorbereitet und müsste erst gesondert entwickelt werden. Ein solcher Ansatz ist weder für das für SHIPS vor Ort verwendete Oskar-Lühning-Teleskop (OLT) (vergleiche Abschnitt 4.1) verfügbar, da dessen Guiding-Kamera in Blickrichtung der Sonne so nicht verwendet werden kann, noch momentan für ein anderes, verfügbares Teleskop. Ein Tracking ohne Guiding ist zwar grundsätzlich möglich, jedoch ist dieses, da es nur über die zeitgesteuerte Mechanik abläuft, deutlich zu ungenau, um ein Objekt pixelgenau nachführen zu können. Auch die extra für SHIPS beschaffte GM4000-Montierung (siehe Abschnitt 8.1) von 10Micron liefert kein solch genaues System.

Das hier erforderliche hochpräzise Pointing- und Guiding-System muss nicht nur gewährleisten, dass sich Teleskop bzw. Montierung bogensekundengenau ausrichten lassen, sondern erfordert auch einen entsprechenden Korrektur-Input, um überhaupt präzise nachführen zu können. Dieser letzte technische Punkt macht eine Umsetzung schwierig. Für die Entwicklung eines solchen Korrektursystems zur Verfeinerung des Teleskop-Trackings bzw. der Montierung in Rückkopplung mit den Messdaten konnte zwar ein Student gewonnen werden, welcher diese Aufgabe im Rahmen einer Masterarbeit übernehmen sollte; Konzepte wurden zu Beginn dieser Aufgabe bewertet oder neu entwickelt. Bedauerlicherweise gingen diese Arbeiten jedoch nicht über erste Schritte hinaus, da sich der Student kurzfristig doch für ein anderes Thema seiner Masterarbeit außerhalb des Projekts entschied. Da zu dieser Zeit weder personeller Ersatz für diese Aufgabe noch genügend manpower im ohnehin sehr überschaubaren Projekt-Team verfügbar war, konnte hinsichtlich eines optimierten Guidings unglücklicherweise weder die Entwicklung eines ausgereiften Konzeptes noch dessen technische Realisierung umgesetzt werden.

Die Verwendung des Oskar-Lühning-Teleskop (OLT), das als Montierung für TSHIPS dient, würde ohne Guiding-System zwar gewährleisten, dass die Sonne immer im Sichtfeld des Helioskops ist, genügt in seiner Güte aber nicht, um zu erreichen, dass das Bild nur in einem kleinen Pixelbereich bleibt. Tatsächlich ist die Bewegung des Sonnenbildes auf dem Chip relativ groß. Der Shift beim Messen der Sonne auf ihrer Bahn über einen halben Tag betrug 24 Pixel, was etwa 7,2 Bogenminuten entspricht. Die Bestimmung der Trackinggenauigkeit ist in Abschnitt 5.2 beschrieben, das vor diesem Hintergrund wichtige Austarieren des OLT in Unterkapitel 8.3. Die Bedeutung eines Shifts von 24 Pixeln zeigt sich sehr deutlich, stellt man diesem Wert den Radius des Sonnenbildes gegenüber, welcher 73,1 Pixeln entspricht. Der beim Auslesen zu berücksichtigende Pixelbereich müsste in der Folge dementsprechend vergrößert werden mit der damit einhergehenden Steigerung des Dunkelstroms. Mit einem Radius der relevanten Detektorfläche von mindestens 97 Pixeln ergäbe sich ein Dunkelstrom der iKon-M 934 von

ca. 30 Elektronen pro Sekunde. Zusätzlich zur Wanderung des Sonnenbildes auf dem CCD-Chip mit Beginn des Trackings muss der Unkenntnis der genauen Anfangsposition des Bildes aufgrund des nicht optimalen Pointings des OLT Rechnung getragen werden. Aus diesem Grund müsste der relevante Pixelbereich, auf dem das Sonnenbild unter Berücksichtigung dieser Unsicherheiten abgebildet werden könnte, nochmals vergrößert werden, abermals mit entsprechender Erhöhung des Dunkelstroms. Schon der vorher abgeschätzte Wert von 30 Elektronen pro Sekunde ist bereits 64,3-fach größer als der des ET 9893/350B.

Dieser große Faktor kann auch nicht durch die je nach HP-Massewert möglicherweise höheren HP-Flüsse (siehe Abb. 1.5) hin zu kleineren Frequenzen und die höhere Quanteneffizienz bzw. spektrale Empfindlichkeit der CCD ohne Verbesserungen der Rahmenbedingungen kompensiert werden.

Um für zukünftige potentielle Hidden Photon-Beobachtungen die Vorteile der iKon-M 934 bei Quantenausbeute und spektralem Empfindlichkeitsbereich nutzen zu können, muss ein präzises Pointing- und Guiding-System konstruiert werden. Mit dem vorhandenem System des OLT ohne Guiding-Korrektur ist der angedachte Vorteil der CCD, ihr Auslesen auf möglichst wenige Pixel zu beschränken und damit das Rauschen zu minimieren, nicht nutzbar.

Da das aufwändige Teilprojekt der Konstruktion eines präzisen Guiding-Systems zur optimierten Verwendung der iKon-M 934 im Rahmen dieser Arbeit mit den vorhandenen Ressourcen entgegen der Planungen nicht möglich war, hatte noch weitere Konsequenzen. Diese sind in Sektion 8.1 erläutert.

Letztendlich fiel deshalb die Wahl des Detektors auf den ET 9893/350B (die Sensitivität von TSHIPS mit diesem ist in Abschnitt 3.4 gezeigt). Mit dem geringen Hintergrund bzw. den geringen Rauschwerten des PMT sollte zuerst untersucht werden, ob mit TSHIPS generell ein HP-Signal nachweisbar ist. Wäre dies gelungen, hätte in einem weiteren Schritt ihre Verteilung im Sonnenbild untersucht werden können. Da die CCD im Gegensatz zum PMT ein abbildender Detektor ist, hätte hier doch wieder auf die iKon-M 934 zurückgegriffen werden müssen, allerdings unter Verwendung eines genauen Guiding-System und einer Wasserkühlung. Letztere würde die Temperatur des Chips der CCD auf -100° C herunterkühlen, wodurch der Dunkelstrom im Vergleich zur Peltier-Kühlung nochmals um eine Größenordnung reduziert werden könnte. In diesem Rahmen wäre es mit der iKon-M 934 möglich gewesen, Bildstrukturen wie die in Sektion 2.2.3 postulierte Ringstruktur zu untersuchen.

3.3 Photomultiplier

Photomultiplier sind Elektronenröhren zur Erzeugung und Verstärkung elektrischer Signale aus einfallendem Licht. Diese Detektoren finden Anwendung bei Nachweis und Verstärkung sehr schwacher Lichtsignale bis hin zur Detektion einzelner Lichtquanten. Neben ihrer extrem hohen Lichtsensitivität bieten Photomultiplier Vorteile wie zum Beispiel dem sehr großen Spektrum an Signalverstärkung (Gain) bis zu einer Größenordnung von 10^9 , dem extrem schnellen Zeitverhalten von Signalzeiten einzelner Ereignisse im Nanosekundenbereich sowie in ihrem großen Bereich der Dimensionen der lichtsensitiven Kathoden von einigen Quadratmillimetern bis hin zu mehreren hundert Quadratzentimetern.

Photomultiplier finden u.a. verbreitete Anwendung in Szintillator- und Cherenkov-Experimenten zur Detektion von Gamma- und Röntgenstrahlen wie auch hochenergetischer Teilchen. So sind sie in der Neutrinforschung ein unverzichtbares Nachweismittel.

3.3.1 Nachweis von Licht durch Photomultiplier

Veranschaulichend sei das Arbeitsprinzip des Nachweises von Licht durch einen Photomultiplier umrissen, dessen einzelne Schritte in den nächsten Abschnitten genauer beschrieben werden:

- Transmission des nachzuweisenden Lichts durch das Vakuumfenster auf die Photokathode,
- Anregung von Photoelektronen im Kathodenmaterial und Emission dieser in den an die Kathode anschließenden Vakuumbereich (äußerer Photoelektrischer Effekt),
- Beschleunigung und Fokussierung der Photoelektronen zur ersten in einer Kette von mehreren Dynoden,
- Vervielfachung des Photoelektrons durch Sekundäremission sowie Weiterleitung durch die Dynodenkette und sukzessives Multiplizieren der Anzahl der Elektronen an jeder einzelnen Dynode,
- Überführung des Elektronenstroms zur Auswertung an die Anode.

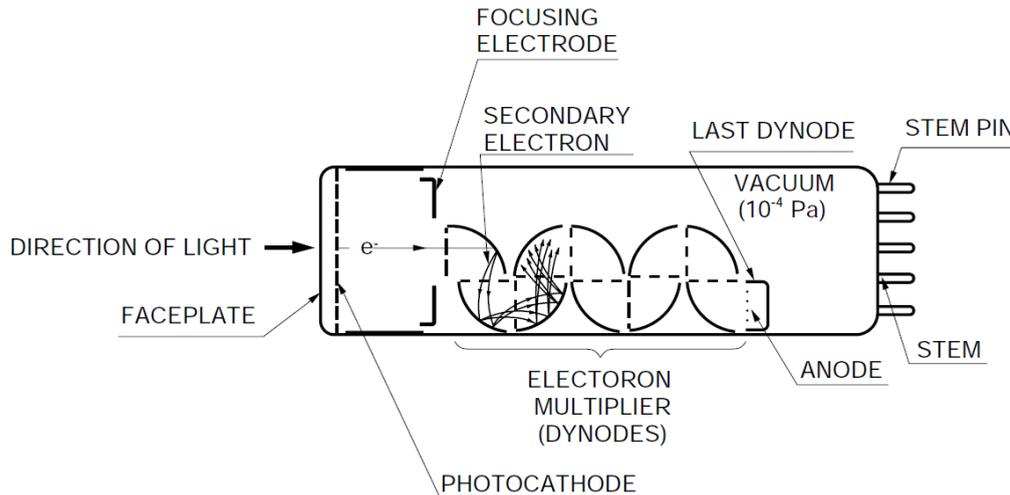


ABBILDUNG 3.1: Schematischer Aufbau eines Head-On-Photomultipliers im Querschnitt. Dargestellt sind die inneren Komponenten von Kathode, Dynoden, Anode und die Fokussierelektroden, die in einem evakuierten Glaskörper eingeschlossen sind [53].

3.3.2 Aufbau und Funktionsweise eines Photomultipliers

Der häufigste Aufbau eines Photomultipliers, ein sog. Head-On-Typ, wie er auch für diese Arbeit verwendet wurde, ist als schematische Skizze in Abbildung 3.1 gegeben.

Ein solcher Head-On-Photomultiplier ist aufgebaut aus einem evakuierten Glaskörper, der alle weiteren Komponenten umschließt. Die wichtigsten sind Kathode, Fokussierelektroden, Dynoden, Anode und die verbaute Elektronik. Die einzigen äußeren Komponenten sind Spannungs- und Signalanschlüsse sowie das Transmissionsfenster. Dieses Sichtfenster, dessen Eigenschaften auf das nachzuweisende Licht abgestimmt sind (vergleiche Abb. 3.2) und das somit eine hohe Transmission gewährleistet, befindet sich an der Oberseite des Vakuumglaskörpers.

Die je nach Bauart aus dem infraroten, sichtbaren und/oder ultravioletten Teil des elektromagnetischen Spektralbereichs transmittierten Photonen treffen auf die hinter dem Vakuumfenster liegende Photokathode, auf der der eigentliche Nachweis des einfallenden Lichts und die initiale Umwandlung in ein Elektron und damit in ein noch unverstärktes, elektrisches Signal geschieht. Diese Konversion durch Ionisieren eines Elektrons und anschließendem Herauslösen aus der Kathodenoberfläche basiert auf dem äußeren Photoelektrischen Effekt, bei welchem bei Photomultipliern Elektronen aus der Oberfläche der je nach Anwendung aus unterschiedlichen Materialien gefertigten Photokathode durch Photonenbestrahlung herausgelöst und in das Vakuum abgegeben werden. Eine detaillierte Beschreibung der Vorgänge des äußeren Photoelektrischen Effekts findet sich in Abschnitt 3.3.3.

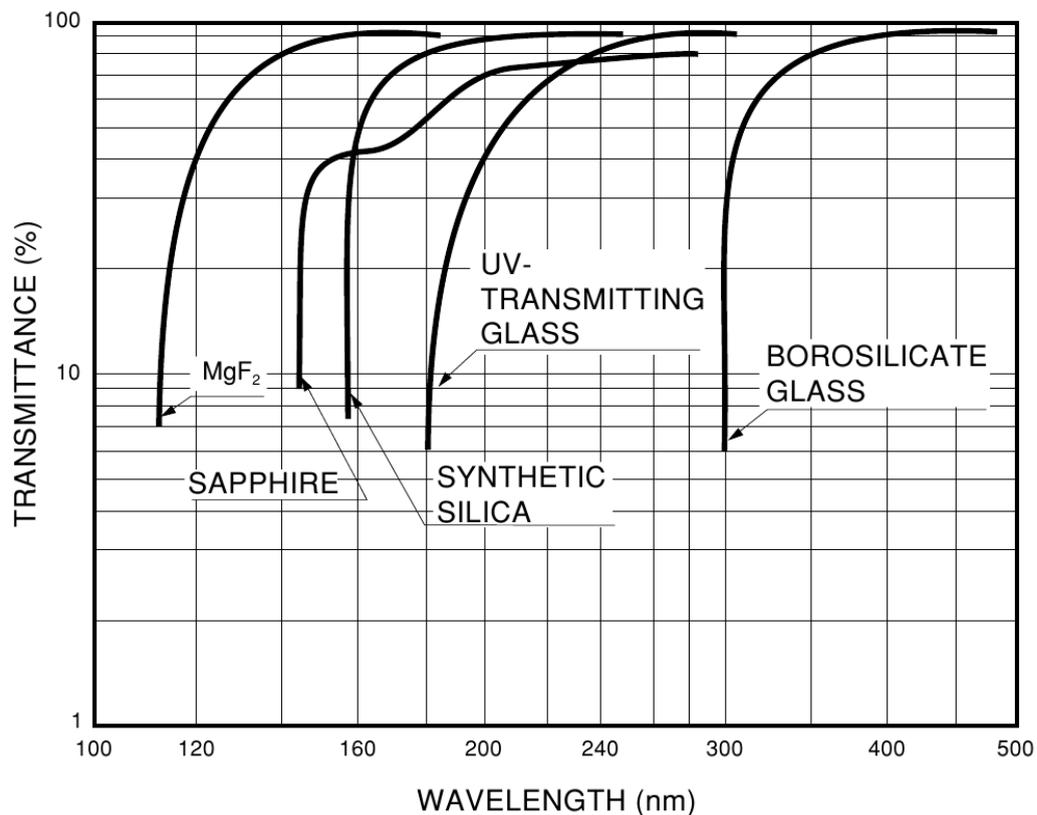


ABBILDUNG 3.2: Graphische Werte für die spektralen Transmissionseigenschaften von gängigen Fenstermaterialien. Dargestellt ist auch das beim ET Enterprises 9893/350B verwendete Borosilikatglas, mit welchem die SHIPS-Messungen durchgeführt wurden [54].

An die Photokathode schließt zunächst eine Fokussierungselektrode an, welcher sich wiederum je nach Photomultipliermodell typischerweise 9 bis 14 hintereinander gestaffelte Dynoden anschließen. Am Ende dieser Kette befindet sich die Anode.

Die aus der Kathode emittierten Photoelektronen werden durch die Fokussierungselektroden anhand eines elektrischen Felds beschleunigt und zur ersten Dynode hin fokussiert. Hierdurch wird nicht nur erreicht, dass die emittierten Photoelektronen auf die erste Dynode geleitet werden, die Photoelektronen treffen zudem auch in einem bestimmten Bereich dieser ersten Dynode auf. Durch ein in dieser speziellen Dynodenfläche auftreffendes Photoelektron werden durch Sekundäremission weitere Elektronen herausgelöst. Die so erzeugten Sekundärelektronen werden wiederum durch ein zweites elektrisches Feld erneut beschleunigt und zur zweiten Dynode fokussiert. Die auftreffenden Elektronen lösen dort durch erneute Sekundäremission abermals eine erhöhte Zahl an Elektronen aus der Oberfläche der zweiten Dynode heraus. Diese Verstärkung wird in gleicher Weise über alle zusätzlichen Dynoden wiederholt und die Zahl der Sekundärelektronen steigt exponentiell mit der Anzahl der Dynoden an.

Das Sekundäremissionsverhältnis δ einer Dynode gibt an, wie viele Sekundärelektronen im Mittel pro auftreffendem Photoelektron emittiert werden. Typische Sekundäremissionsverhältnis-Werte liegen im Bereich zwischen 3 und 10 [55]. Die mittlere Sekundäremission δ ist gegeben durch

$$\delta = C \cdot E_D^{\alpha_D}, \quad (3.3)$$

wobei C eine entsprechende Konstante bezeichnet, E_D die Spannung zwischen den zwei relevanten Dynoden und α_D einen spezifischen Wert. α_D weist typischerweise Werte zwischen 0,7 und 0,8 auf und wird durch das Material und die geometrische Struktur der Dynoden bestimmt [53]. In der Praxis wird der Wert der durch Sekundäremission erzeugten Elektronen einer bestimmten Verteilung folgen.

Die Verstärkung des Stroms, die üblicherweise auch als Gain G bezeichnet wird, errechnet sich abhängig von der Anzahl der Dynoden N wie folgt:

$$G = \delta^N = (C \cdot E_D^{\alpha_D})^N. \quad (3.4)$$

Der multiplizierte Elektronenstrom wird schließlich zur Auswertung auf die Anode geleitet. Wie alle Anoden bestehen auch jene von Head-On-Photomultipliern aus einer Elektrode, welche die in der vorangegangenen Vervielfachung erzeugten Elektronen aufnimmt. Die wichtigste Anforderung an die Photomultiplier-Anode ist, dass eine ausreichend hohe Potentialdifferenz zwischen der letzten Dynode und Anode erzeugt werden kann, um Störeffekte zu vermeiden und ein hohes Ausgangssignal zu erzielen. Der an der Anode über einen Widerstand erzeugte Spannungsabfall durch den Elektronenstrom wird an eine externe Elektronik überführt und als Ausgangssignal ausgelesen. Für den Anoden-Elektronenstrom ergibt sich somit für jedes detektierte Photon ein verstärkter Strom von

$$I = G \cdot e, \quad (3.5)$$

bzw. in Abhängigkeit der einstrahlenden Lichtintensität

$$I = G \cdot e \cdot q, \quad (3.6)$$

wobei G für den Gain, e für die Elektronenladung und q für die Anzahl der einfallenden Photonen pro Sekunde steht.

Wird einmal angenommen, dass im Mittel pro Sekundärelektron und Dynode vier Elektronen emittiert werden, also das Sekundäremissionsverhältnis $\delta = 4$ beträgt, so würde für einen Photomultiplier mit $N = 12$ Dynoden die Verstärkung

$$4^{12} = 16.777.216$$

und der entsprechende Anoden-Strom deshalb 2,7 Pikoampere betragen. Demnach entstünde durch eine solche Verstärkung ein messbarer Strom von fast 17 Millionen Sekundärelektronen an der Anode, ausgelöst von einem einzigen, per Photoeffekt erzeugten Photoelektron. Da die Stromverstärkung das Verhältnis von Ausgangsstrom der Anoden und dem Kathoden-Strom bildet, kann durch große Gain-Werte selbst ein sehr kleiner Eingangsstrom an der Photokathode zur genauen Signalbestimmung in Form eines in diesem Bereich relativ großen Anodenstroms ausgewertet werden.

Aus den Gleichungen 3.3 und 3.7 ergibt sich damit für den Gain in Abhängigkeit von der Photomultiplier-Versorgungsspannung [53]

$$G = \delta^N = (C \cdot E^\alpha)^N = \left(C \cdot \left(\frac{V}{N+1}\right)^\alpha\right)^N = \frac{C^N}{(N+1)^{\alpha \cdot N}} \cdot V^{\alpha \cdot N} = K \cdot V^{\alpha \cdot N}. \quad (3.7)$$

Diese Relation veranschaulicht, wie stark bei Photomultipliern mit N Dynoden die Verstärkung auf Änderungen in der Versorgungsspannung V reagiert. Das Ausgangssignal an der Anode ist selbst schon bei kleinen Schwankungen in der Versorgungsspannung schnell beeinträchtigt. Für einen stabilen Betrieb, der möglichst frei von Störeffekten sei, ist eine konstante Spannungsversorgung ebenso wichtig wie das Vermeiden veränderlicher Umwelteinflüsse. So würden beispielsweise Schwankungen in der Betriebstemperatur des Photomultipliers Variationen in dessen Dunkelstrom hervorrufen, die durch ein verstärktes Auftreten thermischer Elektronen verursacht werden (vergleiche Unterkapitel 3.3.4).

3.3.3 Äußerer photoelektrischer Effekt

Die Photokathoden von Photomultipliern konvertieren auftreffende Photonen aufgrund des äußeren photoelektrischen Effekts zu Photoelektronen und geben diese ins angrenzende Vakuum ab. Daraus folgt, dass die Kathoden für hohe Sensitivitäten eine möglichst niedrige Austrittsarbeit aufweisen sollten.

Abhängig von Anwendung und nachzuweisendem Licht kommen unterschiedlichste Materialien in den Kathoden zum Einsatz, angepasst an die Energie der Lichtquanten. Ein

für nah-infrarote Lichtquanten geeignetes Kathodenmaterial ist völlig unempfindlich gegenüber ultravioletter Strahlung, für deren Nachweis gänzlich andere Eigenschaften des Kathodenmaterials benötigt würden. Verschiedene Eigenschaften der gängigsten Kathodenmaterialien sind in Abb. 3.5 aufgezeigt.

Jeder Photomultiplier ist in erster Linie spezifiziert durch die Sensitivität des verwendeten Kathodenmaterials. Diese mit der Wellenlänge des Lichts korrelierte Abhängigkeit des Kathodenmaterials wird als *Spektrale Empfindlichkeit*, in Englisch *Spectral Response Characteristic*, bezeichnet.

Die wellenlängenabhängige Sensitivität einer Kathode wird nicht immer nur als Quanteneffizienz umschrieben, sondern häufig auch als sog. *Radiant Sensitivity*. Letztere gibt die Strahlungsempfindlichkeit als Strom an der Kathode in Abhängigkeit der einfallenden Strahlungsstärke bei entsprechender Wellenlänge an und wird daher in den Einheiten $\frac{A}{W}$ angegeben.

Wie bei anderen Detektoren auch, bezeichnet die Quanteneffizienz bei PMTs den Anteil der nachgewiesenen an der Gesamtzahl aller eingestrahnten Photonen pro Wellenlängenintervall. Dabei stehen *Radiant Sensitivity* S und Quanteneffizienz QE in folgendem Zusammenhang [53]:

$$QE = \frac{S \cdot 12400}{\lambda} \cdot 100\%. \quad (3.8)$$

Hierbei ist λ die Wellenlänge in nm. Ferner wird häufig die Sensitivität von Photomultipliern in der Einheit *Anode Luminos Sensitivity* angegeben, welche die bei Photomultipliern typische *Lumen*-Einheit für Lichtmenge nutzt. *Anode Luminos Sensitivity* gibt den Anodenstrom in Ampere pro Lichtmenge in *Lumen* (lm) an. Eine Vielzahl von Datenblättern beinhalten daher Werte in Einheiten $\frac{A}{lm}$.

In die spektralen Empfindlichkeiten von Photomultipliern gehen auch immer die oben diskutierten Eigenschaften des Vakuumfensters ein, deren Beschaffenheit ebenfalls auf die Anwendung des Multipliers angepasst werden muss.

Diesen Betrachtungen der Sensitivitäten liegt stets der Prozess der Photoemission (äußerer photoelektrischer Effekt) zugrunde. Nach [54] ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photoelektron nach Anregung durch ein Photon ins Vakuum abgegeben wird, durch Gleichung 3.9 gegeben.

$$P_{Em}(\nu) = (1 - R) \cdot \frac{P_\nu}{k} \cdot \frac{1}{1 + 1/kL} \cdot P_S \quad (3.9)$$

Dabei steht R für den Reflektionskoeffizienten, k für den Absorptionskoeffizienten von Photonen, P_ν für die Wahrscheinlichkeit, dass Photonenabsorption ein Elektron mit einer Energie höher als die des Vakuumlevels erzeugt, L für die mittlere Austrittslänge der angeregten Elektronen, P_S für die Wahrscheinlichkeit, dass Elektronen, die die Kathodenoberfläche erreichen, ins Vakuum abgegeben werden können und ν für die Frequenz der Photonen.

Im Idealfall einer optimalen Photokathode sollte jedes Photon ein Photoelektron emittieren, so dass eine Quanteneffizienz von 100 % erreicht würde. Tatsächlich haben alle technisch realisierten Photomultiplier-Typen geringere Photonenausbeuten. Die Gründe dafür werden im Folgenden genauer erläutert.

Grundsätzlich lassen sich die Photoemission und die über diese in der Photokathode ablaufenden Prozesse anschaulich in drei Schritten beschreiben. Da die Einzelschritte auch Energieverluste beinhalten, verdeutlichen sie die Abhängigkeit der Quanteneffizienz von den Eigenschaften des Kathodenmaterials sowie von der Wellenlänge des Lichts bzw. der unterschiedlich hohen eingestrahltten Energien.

Diese Teilschritte sind folgende:

- Energieübertrag von Photon auf Elektron,
- Verschiebung des Elektrons zur Kathodenoberfläche,
- Überwindung der Oberflächen-Potential-Barriere durch das Elektron.

In jedem dieser Schritte sind Energieverluste unvermeidlich. Im ersten Teilschritt verringern Reflexion und Transmission die Quantenausbeute, und nur der tatsächlich absorbierte Anteil der Strahlungsenergie kann in der Kathode wirksam werden. Weiterhin treten im nächsten Teilschritt Verluste durch Phononen- und Elektronenstreuung auf, also die Kollision der Elektronen mit dem Metall-Gitter und anderen Elektronen. Schließlich können nur jene Elektronen austreten, deren restliche Energie größer als das Oberflächen-Potential ist. Dabei sind die auftretenden Energieverluste und Oberflächenpotentiale eine ebenso unterschiedliche wie typische Eigenschaft von Kathodenmaterialien.

Bei reinen Metallen kämen im Grunde nur einige Vertreter wie Alkalimetalle zur Verwendung in Photomultiplierkathoden in Betracht. Diese Gruppe der Metalle birgt den Nachteil, dass ein Großteil der Eingangsstrahlung reflektiert und dem Prozess der Photoemission unzugänglich wird. Des Weiteren verlieren die wenigen erzeugten Photoelektronen sehr schnell hohe Energien durch Elektron-Elektron-Streuung an den zahlreichen freien Elektronen im Metall. Dieser Umstand führt dazu, dass die Austrittstiefe,

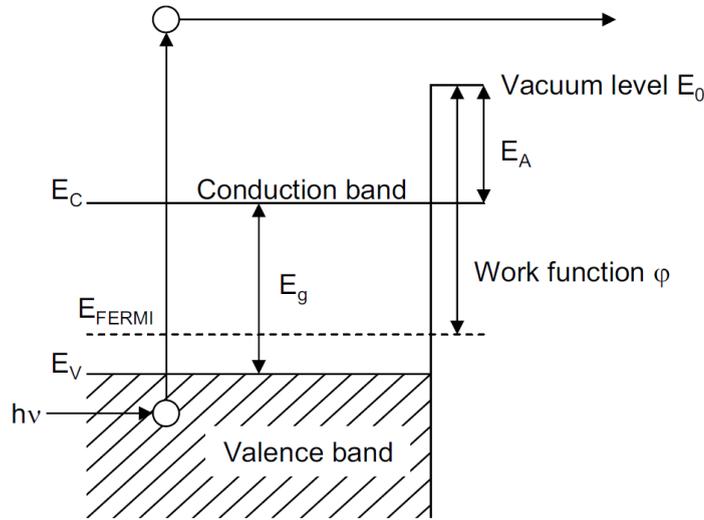


ABBILDUNG 3.3: Schematische Darstellung des Energiebändermodells von Halbleitern. Zu sehen ist u.a. das Valenz- sowie das Leitungsband. Ist die Energie des zugeführten Photons ($h\nu$) größer als die Summe von E_A und E_G , kann ein freies Elektron (Photoelektron) erzeugt werden [57].

also die Tiefe im Material, aus der Photoelektronen noch genügend Energie mitbringen, um an der Oberfläche die Potentialbarriere zu überwinden, sehr klein wird. Sie beträgt lediglich wenige Nanometer [56]. Zudem haben Metalle ein relativ großes Oberflächenpotential, was die Zahl an Photoelektronen, die die Kathode verlassen können, weiter reduziert.

Günstiger sieht es bei Halbleitern aus. Auf diese fällt infolgedessen die Wahl als Kathodenmaterial. In Halbleitermaterialien muss für die Erzeugung eines Photoelektrons das einfallende Lichtquant eine Energie aufweisen, die größer als die Summe der Energien von Bandlücke E_G und Elektronenaffinität E_A ist. Dies findet in Gleichung 3.10 Ausdruck und ist in Abb. 3.3 schematisch dargestellt.

$$E = h \cdot \nu = \frac{h \cdot c}{\lambda} > E_A + E_G = E_P \quad (3.10)$$

Hierbei steht h für das Plancksche Wirkungsquantum⁴, ν für die Frequenz der Lichtquanten, c für die Lichtgeschwindigkeit⁵ und λ für die Wellenlänge der Lichtquanten.

Spezielle Halbleiter offerieren genügend kleine Bandlücken und günstige Elektronenaffinität für eine Verwendung in Photomultiplierkathoden. So sind auch viel verwendete negative Elektronenaffinitäten realisierbar, wie sie in Abb. 3.4 schematisch gezeigt sind.

⁴Das Plancksche Wirkungsquantum hat einen Wert von $6,626 \cdot 10^{-34}$ Js

⁵Die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum beträgt 299.792.458 m/s

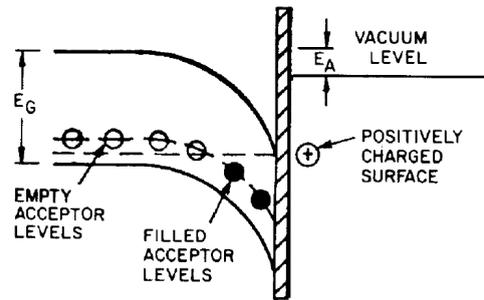


ABBILDUNG 3.4: Schematische Darstellung des Halbleiter-Energiebandmodells mit negativer Elektronenaffinität. Solch eine Bauweise findet sich sehr häufig in Photomultiplierkathoden [56].

Bei Halbleitern sind weiterhin die Verluste durch Elektron-Elektron-Streuung aufgrund des Vorhandenseins von nur wenigen freien Elektronen gering. Somit vergrößert sich auch die Austrittstiefe entsprechend.

Die Dicke der Kathode stellt einen kritischen Punkt dar. So sollte diese einerseits nicht so dick sein, dass Photoelektronen unterhalb der Austrittstiefe erzeugt und somit nicht mehr nachweisbar werden. Andererseits darf die Kathode auch nicht so dünn sein, dass zu viele Photonen durch Transmission unzugänglich werden. Die Dicke einer Kathode zielt also immer auf den bestmöglichen Kompromiss beider Einflüsse ab, damit so wenig Photoelektronen wie möglich einem Nachweis entzogen werden. Je nach der nachzuweisenden Strahlung und deren unterschiedlichen Absorptionstiefen variiert bei Halbleitern die Dicke der Kathoden typischerweise mit der Wellenlänge des Lichts.

Das Material der meisten Photomultiplier-Kathoden besteht aus einer Mischung aus Halbleitern und Alkalimetallen. Eigenschaften wie beispielsweise Quanteneffizienz, Dunkelstrom oder maximale spektrale Empfindlichkeit aller gängigen Kathodenmaterialien sind in Abb. 3.5 aufgeführt.

Für weitere Details sei auf [56] verwiesen.

Im folgenden sollen einige typische Eigenschaften bzw. Merkmale von Photomultipliern vorgestellt werden:

3.3.4 Anoden-Dunkelstrom

Bei angelegter Betriebsspannung fließen an der Anode eines Photomultiplier grundsätzlich Ströme. Auch bei völliger Abwesenheit von Photonen, die in der Photomultiplier-Kathode erst die zur Erzeugung eines Messsignals erforderlichen Photoelektronen erzeugen, die dann wiederum in der Dynodenkette vervielfacht werden können, sind an

Nominal Composition	Type of Photo-cathode	Envelope Material ^a	JEDEC Response Designation	Conversion Factor ^b (lumen/watt)	Luminous Responsivity (uA/lumen)	Wave-length of Maximum Response	Responsivity (mA/watt)	Quantum Efficiency (percent)	Dark Emission at 25° C (fA/cm ²)
Cs ₃ Sb	0	0080	S-4	950	40	380	38	12	0.2
Cs ₃ Sb	0	9741	S-5	1244	40	340	50	18	0.3
Cs ₃ Sb	S	0080	S-11	857	70	400	60	19	3
Na ₂ K ₂ Sb	S	7056	S-24	1250	40	380	50	16	.0003
Na ₂ K ₂ Sb	S	Sapphire		1400	43	380	60	19	.0003
K ₂ CsSb	0	0080		938	60	380	56	18	
K ₂ CsSb	0	7740		1083	60	400	65	20	.02
K ₂ CsSb	S	B270		1111	90	380	100	33	.02
K ₂ CsSb	S	0080		1120	80	380	90	29	.02
K ₂ CsSb	S	7740		1140	71	420	82	24	
K ₂ CsSb	S	9741		1240	56	380	70	23	.02
Rb ₂ CsSb	S	0080		948	100	420	95	28	.08
Na ₂ K ₂ Sb:Cs	0	9741		510	75	380	38	12	
Na ₂ K ₂ Sb:Cs	S	7740	ERMA III ^c	160	180	575	29	6	.3
Na ₂ K ₂ Sb:Cs	S	0080	ERMA II ^c	250	200	550	50	11	
Na ₂ K ₂ Sb:Cs	S	0080	S-20	480	135	390	65	21	0.4
Na₂K₂Sb:Cs	S^d	0080		230	300	530	70	16	1.2
Na ₂ K ₂ Sb:Cs	S	7056		432	117	420	51	15	
GaAs: Cs-0	O^e	9741		115	720	800	80	12	92.

a Numbers refer to the following glasses:

0080 - Corning Lime Glass
 9741 - Corning Ultraviolet Transmitting Glass
 7056 - Corning Borosilicate Glass
 7740 - Corning Pyrex Glass
 B270 - Schott BK270

b These conversion factors are the ratio of the radiant responsivity at the peak of the spectral response characteristic in amperes per watt to the luminous responsivity in amperes per lumen for a tungsten lamp operated at a color temperature of 2856 K.

c A BURLE designation for "Extended-Red Multialkali."

d Reflecting substrate.

e Single crystal.

0 = Opaque

S = Semitransparent

ABBILDUNG 3.5: Tabellarische Werte bzw. Eigenschaften von gängigen Kathodenmaterialien. Dargestellt sind u.a. die Quanteneffizienz, Dunkelstrom oder maximale spektrale Empfindlichkeit [56].

der Anode dennoch Signalströme zu beobachten. Ein solcher Dunkelstrom, hauptsächlich hervorgerufen durch thermische Elektronen (siehe Unterkapitel 3.3.4), ist für jeden Photomultiplier eine typische Erscheinung. Thermische Elektronen treten bei fast allen Detektortypen auf. Durch eine geschickte Wahl von Parametern und Betriebsbedingungen (beispielsweise Arbeitsspannung, Umgebungstemperatur, etc.) kann der Dunkelstrom jedoch günstig beeinflusst werden. Auswirkungen durch den Dunkelstrom und das ihm überlagerte Dunkelrauschen auf die Messresultate können somit zwar reduziert, aber niemals vollständig vermieden oder unterdrückt werden. Hierbei ist die wichtigste Größe im Zusammenhang mit dem Auftreten von Dunkelströmen bei Photomultipliern die Betriebsspannung. Die Abhängigkeit der Stärke des auftretenden Dunkelstroms von der Spannung ist als Grafik in Abb. 3.6 gezeigt.

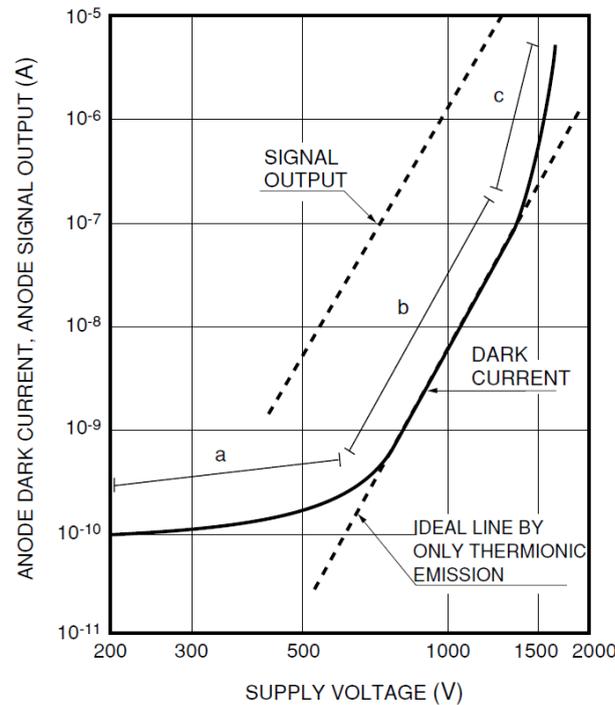


ABBILDUNG 3.6: Abhängigkeit des Anodenstroms bzw. der *Anode Luminos Sensitivity* von der angelegten Betriebsspannung. Mit steigenden Spannungswerten steigt auch der an der Anode aufgenommene Dunkelstrom stark an [54].

Der Dunkelstrom setzt sich dabei aus folgenden Einflüssen bzw. Anteilen zusammen:

Thermische Emission von Elektronen

Aufgrund der im vorherigen Abschnitt erläuterten Gründe haben Kathoden und Dynoden eine geringe Austrittsarbeit, um im normalen Betriebsmodus eine möglichst hohe Lichtempfindlichkeit bzw. Nachweeffizienz zu ermöglichen. Im Nebeneffekt resultiert daraus jedoch, dass zusätzlich zu den Photo- und Sekundärelektronen auch thermische Elektronen schon bei Zimmertemperatur leicht aus den Materialoberflächen austreten können. Hierzu ist erforderlich, dass die thermischen Elektronen eine Energie oberhalb der Austrittsarbeit aufweisen. Nach [54] ergibt sich in diesem Zusammenhang folgende Relation für die thermische Emission:

$$E = A \cdot T^{5/4} \cdot e \frac{e\psi}{kT}, \quad (3.11)$$

wobei ψ für die Austrittsarbeit, T für die Temperatur, e für die Elektronenladung, k für die Boltzmannkonstante⁶ und A für eine weitere Konstante steht.

⁶Der Wert der Boltzmannkonstante beträgt $1,380\,6488 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$

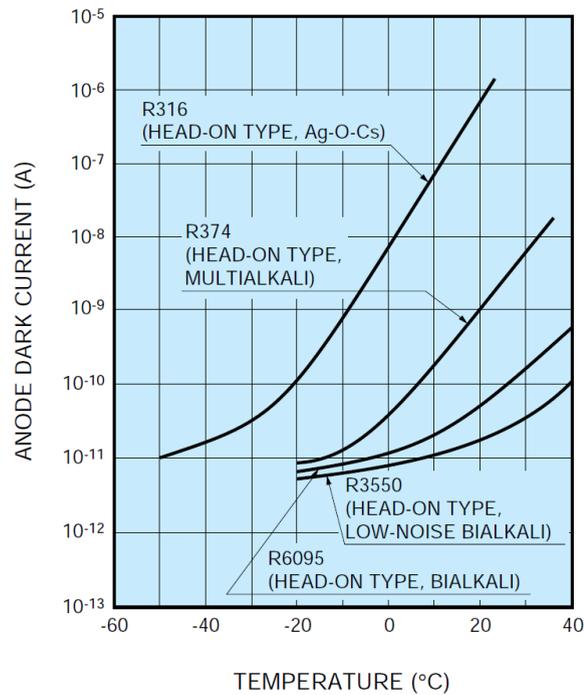


ABBILDUNG 3.7: Abhängigkeit des Anodendunkelstroms von der Betriebtemperatur für verschiedene Photokathoden. Mit steigenden Temperaturwerten steigt auch die thermische Emission und damit der Anodendunkelstrom an [53].

Dies ist bei den gängigen Photomultipliermaterialien bereits bei Raumtemperatur der Fall. Für gewöhnlich wird der größte Teil des Dunkelstroms durch thermische Elektronen verursacht. Im Bereich der Kathode ist der Einfluss durch die Entstehung thermischer Elektronen besonders nachteilig, da sie ununterscheidbar von echten Photoelektronen in die vollständige Sekundärvervielfachungskette eingehen und die Nachweisraten von eingestrahlttem Licht verfälschen. Doch auch an den Dynoden in der anschließenden Verstärkungskette gebildete thermische Elektronen haben verfälschende Auswirkungen. Die effektivste Methode zum Reduzieren der Produktionsrate thermischer Elektronen ist das Kühlen des Photomultipliers. Ein Kühlen der Kathode ist unverzichtbar bei lichtschwachen Anwendungen.

Abbildung 3.7 zeigt für verschiedene Kathodenmaterialien die Abhängigkeit der Erzeugung thermischer Elektronen von der Temperatur.

Restgas-Ionisation

Im Inneren eines Photomultipliers befindliches Restgas kann zu Kollisionen mit beschleunigten Elektronen in der Verstärkungskette führen, wodurch dieses durch den resultierenden Energieübertrag ionisiert wird. Treffen die gebildeten Ionen auf die Kathode oder eine der ersten Dynoden in der Verstärkerkette, kann dies zur Entstehung

von Sekundärelektronen führen, welche dann wiederum durch die Bildung eines eigenen Signalpulses eine Verfälschung des Messsignals hervorrufen können. Die Auswirkung solcher Ionisationen ist als Nachpuls bekannt. Nachpulse schließen sich dem eigentlichen Signalpuls (dem Auslöser der die Ionisation bewirkenden Elektronenkaskade) an. Der Aufbau moderner Photomultiplier ist darauf ausgelegt, die Entstehung von Nachpulsen zu minimieren.

Glas-Szintillation

Wenn Sekundärelektronen bei Abweichungen von ihrer Bahn zur nächsten Dynode auf den Glaskörper des Photomultipliers auftreffen, gehen diese nicht nur der Vervielfachungskette verloren, sondern können Szintillationseffekte auslösen, welche weitere Dunkelpulse bewirken. Um solche Szintillationseffekte zu vermeiden, kann auf den Glaskörper eine leitende Schicht aufgebracht werden, die mit dem Kathodenpotential verbunden wird und somit geerdet ist. Dies ist auch beim ET 9893/350B der Fall.

Leckströme

Photomultiplier werden zwar mit Hochspannungen betrieben, die fließenden Ströme liegen dennoch im Nano- oder sogar Pikoampere-Bereich. Vor diesem Hintergrund ist eine gute Isolierung von grundlegender Bedeutung. Nach dem Ohm'schen Gesetz⁷ hängt die Größe der Leckströme I_L von den Isolierungswerten des Photomultipliers ab:

$$I_L = \frac{V}{R}, \quad (3.12)$$

wobei I_L für den Leckstrom, V für die Spannung und R für den Isolierungswiderstand steht.

Leckströme können insbesondere zwischen Anode und letzter Dynode, an den Pinverbindungen des Spannungsteilers oder durch schlechte Isolierung am Glaskörper entstehen. Auch Verunreinigungen und Feuchtigkeit auf der Photomultiplieroberfläche können Leckströme bewirken und sollten daher vermieden werden.

⁷Das Ohm'sche Gesetz postuliert den Zusammenhang der an ein Objekt angelegten elektrischen Spannung U und dem sich dadurch ändernden hindurchfließenden elektrischen Stroms I , wobei der Widerstand R eine Konstante bildet: $\frac{U}{R \cdot I} = 1$

Feldemission

Insbesondere beim Betrieb mit Arbeitsspannungen nahe am Maximalwert können durch die starken elektrischen Felder Elektronen aus den Dynoden herausgelöst werden, die anschließend in der Verstärkerkette Dunkelpulse erzeugen. Da im oberen Spannungsbereich Feldemissionseffekte abrupt zunehmen, sollte im Normalbetrieb die Messspannung möglichst nicht mehr als 80 % der Maximalspannung betragen, um Einflüsse durch Feldemissionen zu vermeiden.

Zudem bewirkt der Betrieb bei sehr hohen Arbeitsspannungen aufgrund der Feldemissionen eine stark beschleunigte Ermüdung des Materials und gefährdet auf Dauer die Funktionstüchtigkeit des Detektors (siehe *Fatigue* in Sektion 3.3.7).

Kosmische Höhenstrahlung

Es sei hier auch die Kosmische Höhenstrahlung als wichtige Ursache von Dunkelpulsen aufgeführt. Diese Hintergrundquelle hat einen direkten Einfluss auf die Qualität des PMT-Signals. Auch für die SHIPS-Messungen ist die Kosmische Höhenstrahlung eine ernstzunehmende Störquelle. Hierzu sei auf Unterkapitel 6.1.6 verwiesen.

Im Bereich Kosmische Höhenstrahlung sind maßgeblich die erzeugten Myonen eine potentiell starke Ursache für Dunkelpulse [54], die die Messraten verfälschen. Treffen die in Kosmischen Höhenstrahlungsprozessen gebildeten Myonen auf den Photomultiplieglasskörper oder die Sicht- und Vakuumfenster, kann durch ihre hohe Energie Cherenkov-Licht⁸ erzeugt werden, was eine Vielzahl an Photonen im Inneren des Photomultipliers zur Folge hat.

Radioaktivität

Weiterhin können in den Sichtfenstern der Multiplier radioaktive Elemente enthalten sein. Die bei ihrem Zerfall produzierten Beta- und Gamma-Strahlen lösen falsche Signale aus. Ferner haben die in Umgebungsmaterialien bei Zerfällen gebildeten Gamma-Strahlen vergleichbare Einflüsse. Bei der Fertigung von PMTs wird versucht, solche Einflüsse bestmöglich zu vermeiden.

⁸Cherenkov-Licht ist eine bläuliche Leuchterscheinung, die beim Durchgang schneller geladener Teilchen durch Materie hervorgerufen wird, wenn ihre Geschwindigkeit höher als die entsprechende Lichtgeschwindigkeit des Mediums ist.

3.3.5 Externe magnetische und elektrostatische Felder

Photomultiplier sind generell empfindlich gegenüber dem Vorhandensein äußerer magnetischer oder elektrostatischer Felder. Die Einwirkungen dieser Felder kann die Fokussierung der Sekundärelektronen stören und zu einer Ablenkung der Elektronen auf ihrer Bahn zwischen den einzelnen Dynoden führen. Besonders stark wirkt sich dieser Einfluss bei der relativ langen Strecke zwischen Kathode und erster Dynode auf die Photoelektronen aus. Ist die Orientierung des Störfeldes ungünstig und die Ablenkung groß genug, geht bei zunehmender Feldstärke eine steigende Anzahl an Photoelektronen verloren. Die dadurch bewirkte Absenkung des Gains wird zwangsläufig eine Verfälschung des Ausgangssignals verursachen.

Um die Einwirkungen äußerer elektrostatischer und magnetischer Felder zu minimieren, hat der für sehr lichtschwache Anwendungen konzipierte ET 9893/350B sowohl eine anti-elektrostatische Beschichtung als auch einen Mu-Metallschutz.

Wie in Unterkapitel 4.1.1 beschrieben, verfügt auch das FACT50-Photomultiplierkühlgehäuse, in dem der PMT betrieben wird, über eine solche elektrostatische Sicherung und einen Mu-Metallschutz, um die Messungen möglichst frei von derartigen Störeffekten zu halten.

3.3.6 Linearität

Eine wichtige Eigenschaft von Photomultipliern ist die Linearität. So sind die Anoden-Ausgangsströme bei Photomultipliern typischerweise in einem weiten Wertebereich proportional zum Fluss der eingestrahltten Photonen, da die Zahl der an der Kathode durch den photoelektrischen Effekt erzeugten Photoelektronen linear abhängig von der Stärke des eingestrahltten Photonenflusses ist (Dynamischer Bereich). Weiterhin folgt die Zahl der in der Vervielfachung produzierten Sekundärelektronen festen Korrelationen mit der Beschaffenheit des Photomultipliers und ist zudem abhängig von der Anzahl der erzeugten Photoelektronen. Daraus resultiert eine direkte Proportionalität des Anodenstroms zur eingestrahltten Lichtstärke, also die hohe Linearität von Photomultipliern in einem weiten Parameterbereich.

Trotz der hohen Linearität von Photomultipliern in weiten Parameterbereichen kommt es besonders bei sehr hoher Lichteinstrahlung und kleinen Spannungen erfahrungsgemäß zu Abweichungen vom Linearitätsverhalten. Ursache hierfür sind vor allem Raumladungseffekte, insbesondere im Bereich der letzten zwei Vertreter innerhalb der Dynodenkette, sowie spannungsabhängige Effekte zwischen Kathode und erster Anode [55].

3.3.7 Stabilität

Der Begriff Stabilität bezieht sich bei Photomultipliern auf Variationen im Anoden-Ausgangssignal. Die Photomultiplier-Stabilität setzt sich aus zwei unterschiedlichen Kategorien zusammen.

Auf kurzen Zeitskalen (Stunden) umschreibt die Stabilität das zeitliche Verhalten bzw. die Variabilität des Ausgangssignals bei unveränderten Rahmenbedingungen. Dies wird im Englischen oft als *Drift Characteristics* bezeichnet.

Auf großen Zeitskalen bezeichnet die Stabilität Variationen im Ausgangssignal aufgrund von Ermüdungen des Detektors, die sog. *Fatigue*.

Die Ermüdung erfolgt aus Materialabnutzungen und Ermüdungen des Materials, welche sich aufgrund negativer Effekte durch die über lange Betriebszeiten angelegten Spannungen, starke Lichteinstrahlungen, hohe Ströme und Temperatureinflüsse (hauptsächlich ständiges Kühlen und Aufwärmen) ergibt. Ermüdungserscheinungen treten mit der Zeit besonders stark durch die starken Materialbelastung aufgrund des hohen Sekundärelektronenbeschuss in diesem Bereich an den letzten Dynoden auf. Derartige Ermüdungserscheinungen verringern durch ihre verschlechternden Einflüsse den Gain eines Photomultipliers kontinuierlich. Im Dauerbetrieb (mehrere Monate) muss der Gain daher in gewissen Abständen geprüft und die Betriebsspannung beim Auftreten leichter Gainabsenkungen gegebenenfalls minimal nach oben korrigiert werden, so dass mögliche Auswirkungen auf das Signal vermieden werden können.

Während der Datennahme bei SHIPS zeigte sich, dass die Betriebsspannung mit der Zeit nicht angepasst werden musste. Auch zum Ende der Messungen arbeitete der ET 9893/350B stabil und konnte mit einer unveränderten Spannung von 2,2 kV betrieben werden, da eine Beeinträchtigung des Signals durch eine mögliche Verringerung des Gains nicht verifizierbar war. Dieses Ergebnis war auch vorauszusetzen, nachdem das Vorgängerexemplar des im Experiment verwendeten ET 9893/350B vom Hersteller gegen einen fabrikneuen Multiplier ausgetauscht wurde, der neben der eigentlichen Datennahme bisher nur für verschiedene Vorabtests verwendet wurde. Der Austausch des alten Gerätes wurde notwendig, nachdem einige Unregelmäßigkeiten auftraten.

So lieferte der alte PMT unter Lichteinstrahlung und Anlegen der Arbeitsspannung von 2,2 kV zwar für eine kurze Zeit normale Signale, doch aus unerklärlichen Gründen brach nach wenigen Sekunden der Gain unerwartet und ohne weitere Änderung der Rahmenbedingung ein, und das Ausgangssignal fiel stark ab. Dieser ungewöhnliche Umstand bewog den Hersteller schließlich zum Austausch der Röhre. Bei dem neuen PMT traten solche Störungen nicht auf. Er arbeitete völlig normal, wie sich in zahlreichen Labormessungen zeigte.

Zur Veranschaulichung der *Stabilität* und kurzskaliger Zeitabhängigkeiten betrachten wir als einfaches Beispiel eine Photomultiplierdunkelmessung - also eine Messung gänzlich ohne Einflüsse von eingestrahlttem Licht. Auch sollen hier die zusätzlich relevanten Parameter wie Temperatur usw. keine Auswirkungen auf die Stabilität haben und konstant sein. In einem solchen Szenario setzt sich der Ausgangsstrom nur aus den Hintergrundeinflüssen zusammen, also hauptsächlich aus der statistischen Produktionsrate der thermischen Elektronen. Die Stabilität gibt das Variations-Maß des Ausgangssignals an, wobei letzteres bei einem stabilen Photomultiplier im Idealfall möglichst nicht über die Statistik der Hintergrundprozesse hinaus mit der Zeit veränderlich sein sollte. In der Praxis ist dieses Signallevel aber nicht immer zeitunabhängig. Selbst bei guten Exemplaren variierte das Ausgangssignal teilweise mit der Zeit. Diese großen Variationen treten typischerweise nach jeder Änderung an Photomultiplier und Messsystem auf (Drift Characteristics). Die Ursachen liegen einerseits maßgeblich in der Anregung der Kathode durch mögliches Umgebungslicht. Dieses regt viele Elektronen in der Kathode an, die sich erst nach einigen Stunden größtenteils wieder abgeregt hat, wenn der Photomultiplier in eine vollständig dunkle Umgebung gebracht wurde. Zum anderen treten durch Anlegen einer Spannung bzw. durch das Verändern selbiger stark ausgeprägte Schwankungen in der Dunkelrate des Photomultipliers auf [56]. Auch hier bedarf es einiger Stunden des Wartens, bis der Dunkelstrom sich auf ein halbwegs konstantes Level abgesenkt hat und der Photomultiplier stabil arbeitet.

Um negative Folgen aus Instabilitäten auf Messresultate zu vermeiden, sollten nach jedem Umbau und nach jeder Spannungsänderung mindestens mehrere Stunden verstreichen, bis der Photomultiplier stabil ist und mit der ersten Messung begonnen wird. Je höher die Stabilität eines Photomultipliers ist, desto feinere und schwache zeitliche Abläufe können mit ihm nachgewiesen werden. Für die unterschiedlichen Vorabmessungen wurde je nach Relevanz für die Anwendung nach dem Anlegen der Spannung am Photomultiplier bei SHIPS immer eine ausreichend lange Zeit gewartet, so dass sich der Photomultiplier wieder abregen und stabilisieren konnte, um Drift-Effekte auf die Messresultate zu vermeiden.

Während der sensiblen Datennahmen an der Sonne wurde die Spannung zwischen den einzelnen Messblöcken gar nicht variiert und blieb auf konstantem Wert angelegt. Auf diese Weise konnten selbst kleinste Fehler aufgrund von Justageabweichungen vermieden werden und vor allem Drift-Einflüsse auf die Messergebnisse ausgeschlossen werden, während zugleich verifiziert wurde, dass dieser Ansatz den Gain ebenfalls über die lange Zeit unverändert ließ.

3.3.8 Sensitivität in Abhängigkeit von der Betriebsspannung

Photomultiplier wie der ET 9893/350B zeichnen sich nicht nur durch weite dynamische Bereiche und entsprechende Linearitäten aus. Sie bieten auch den Vorteil, dass die Nachweisgenauigkeit von kleinen Photonennraten, abgesehen von Feldemissionseffekten (siehe Abschnitt *Feldemission* in Unterkapitel 3.3.4), weitestgehend unabhängig von der angelegten Betriebsspannung sein sollte. Die Zahl der produzierten Photoelektronen in der Kathode selbst - ungeachtet dessen, ob sie den der Kathode angrenzenden Vakuumbereich vor der ersten Dynode erreichen oder nicht - ist unabhängig von der Betriebsspannung. Sie hängt nur von der Einstrahlungsstärke des Lichts und der verwendeten Materialien ab.

Trotz der Korrektheit dieser Überlegungen sind diese Abhängigkeiten in der Praxis jedoch von weiteren Einflüssen überlagert. Diese bewirken, dass bei gleicher Strahlungsstärke und einer entsprechenden Steigerung der Spannung ein leichter Anstieg der nachgewiesenen Photoelektronen bzw. des Anodenstroms erfolgt.

Ein solcher Anstieg der Nachweisrate mit steigender Spannung ist auch einfach nachzuvollziehen, da die Photoelektronen zum einen stärker beschleunigt und zum anderen effektiver zur ersten Dynode hin fokussiert werden. Somit wird trotz der unveränderten Intensität der Lichteinstrahlung und der gleichbleibenden Produktionsrate von Photoelektronen in der Kathode mit ansteigenden Betriebsspannungen ein wachsender Anteil aller Photoelektronen zur ersten Dynode gebracht und somit einer Elektronenvervielfachung in der Dynodenkette zugänglich. Zur Veranschaulichung ist das Ergebnis einer entsprechenden Messung zur Bestimmung der Größenordnung dieses Effekts in Unterkapitel 5.5.1.3 dargestellt.

Das heißt aber nicht, dass für hohe Sensitivitäten bei kleinen Photonennraten die Spannung automatisch möglichst hoch gewählt werden sollte, weil damit auch die Zahl der Dunkelereignisse anwächst. Die Betriebsspannung eines Photomultipliers bei einer bestimmten Anwendung ist immer ein Kompromiss zwischen den Einflüssen von Dunkelstrom (gering bei kleinen Spannungen) und Photonennachweisraten (hohe Betriebsspannungen), um die optimalen Signal-zu-Rauschen-Verhältnisse zu erreichen [55].

3.4 ET Enterprises 9893/350B

Für die Photomultiplier-Messungen in dieser Arbeit wurde ausschließlich das Modell 9893/350B von ET Enterprises verwendet.

Das Bialkali-Kathodenmaterial dieser Röhre zeichnet sich durch eine hohe Empfindlichkeit im blau-grünen Spektralbereich aus mit einer Peak-Quanteneffizienz von 25 %

im Bereich von etwa 400 nm. Ungeachtet des großen Durchmessers von 51 mm (2''), ist die aktive Fläche des Photomultipliers elektrostatisch reduziert auf einen Durchmesser von 9 mm. Diese kleine Kathodengröße ist völlig ausreichend für die SHIPS-Messungen, da die Ausdehnung des Sonnenbildes nur etwa 1,9 mm beträgt. Eine verkleinerte Kathodengröße hilft, thermisches Rauschen zu minimieren. Ebenfalls ausgelegt für eine entsprechend hohe Transmission in dem für das Experiment relevanten Frequenzbereich besitzt der Multiplier ein Borosilikat-Sichtfenster. Der Durchmesser beträgt ebenfalls 51 mm. Die Transmissions-Werte für Fenster aus Borosilikat mit knapp 95 % für die HP-Suche maßgeblichen Wellenlängen sind in Abb. 3.2 aufgezeigt.

Der ET 9893/350B-Photomultiplier zeichnet sich durch einen sehr geringen Dunkelstrom (vergleiche Sektion 6.2) aus. Ein solch geringer Hintergrund ist Voraussetzung für den Nachweis sehr kleiner Signalraten, wie sie bei SHIPS zu erwarten sind.

Das vollständige Datenblatt mit allen Details wie Quanteneffizienz, Dunkelverhalten, Gainwerte, Detailwerte des Spannungsteilers, Abmessungen usw. ist in Appendix E gegeben.

Durch ein Kühlgehäuse, in dem sich der ET 9893/350B befindet, kann anhand von Peltier-Elementen die Betriebstemperatur unabhängig von der Umgebungstemperatur auf zweistellige Minusgrade herabgesenkt und exakt auf diesem Wert gehalten werden. Die beste Betriebstemperatur ist ein Kompromiss zweier Einflüsse. So ist es einerseits vorteilhaft, einen Photomultiplier so tief wie möglich zu kühlen, um die Zahl thermischer Elektronen und damit den Dunkelstrom mit niedrigen Temperaturen zu minimieren. Das typische Temperaturverhalten unterschiedlicher Kathodenmaterialien ist in Abb. 3.8 aufgezeigt. Der Dunkelstrom aller Kathodenmaterialien wächst mit steigenden Temperaturen stark an.

Andererseits geht mit sinkenden Temperaturen immer auch eine Abnahme der Quanteneffizienz der Photomultiplier-Kathode einher. Als Kompromiss zwischen beiden Effekten wurde eine Betriebstemperatur von $-21,0^{\circ}$ C gewählt, welche für die gesamte SHIPS-Datennahme unverändert blieb. Das selbst regulierende Kühlgehäuse war dabei ein großer Vorteil, da es die PMT-Temperatur gegenüber allen Schwankungen der Umgebungstemperatur konstant auf diesem eingestellten Wert gehalten hat. In dieser Form wurde ein geringer Dunkelstrom von etwa 0,46 Hz erreicht.

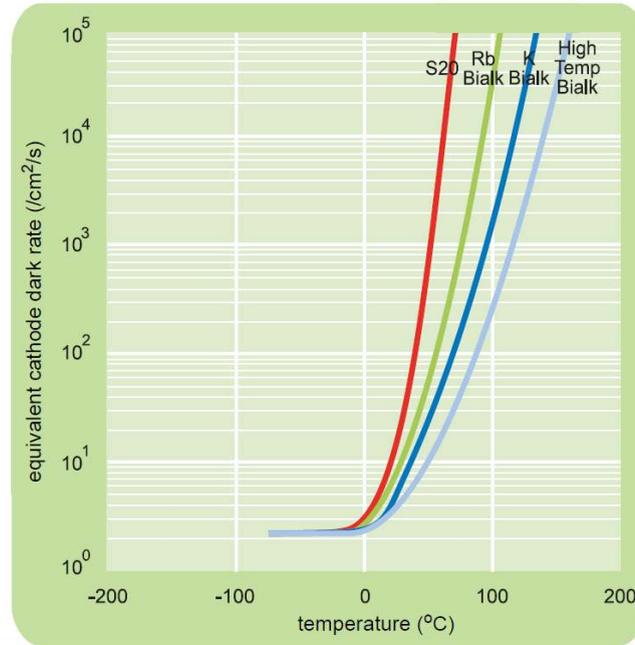


ABBILDUNG 3.8: Temperaturabhängigkeit der Dunkelemission von Photomultiplier-Kathodenmaterialien. Der Dunkelstrom aller Kathodenmaterialien wächst mit steigenden Temperaturen stark an [58].

3.5 Single Photon Counting

Üblicherweise werden Photomultiplier im analogen Modus betrieben, bei dem einfach das Ausgangssignal als analoge Stromstärke aus einer Vielzahl überlagerter Einzelpulse ausgewertet wird. Hierbei treten so viele Kaskaden auf, dass die einzelnen Strompulse im Ausgangssignal des Photomultipliers nicht als getrennte Pulse wahrgenommen werden. Aufgrund der Breite eines Einzelpulses (beim ET 9893/350B etwa 10 ns) überlagern sich bei genügend starker Beleuchtung in diesem Falle die Pulse im Ausgangsstrom zeitlich und bilden einen durchgängig hohen Strom (siehe Abb. 3.9).

Sind bei eher schwachen Lichtsignalen die Zeitabstände zwischen zwei Einzelpulsen deutlich kleiner als die zeitliche Breite eines Pulses (Abb. 3.10), bietet es sich aus verschiedenen Gründen an, zum Nachweis der geringen Anzahl an Photonen den Photomultiplier statt im analogen im sog. *Single Photon Counting*-Modus zu betreiben. Diese Methode liegt allen in dieser Arbeit gemachten Messungen mit dem ET 9893/350B zugrunde.

Single Photon Counting ist immer dann anwendbar und sehr effektiv, wenn die Kaskaden von Elektronen in der Vervielfachung einzeln und so weit zeitlich voneinander getrennt ablaufen, dass sie in voneinander unabhängigen und getrennten Pulsen im Ausgangssignal resultieren. Oder anders formuliert: Single Photon Counting ist anwendbar, wenn die mittlere Zeitspanne zwischen zwei nachgewiesenen Photonen größer ist als

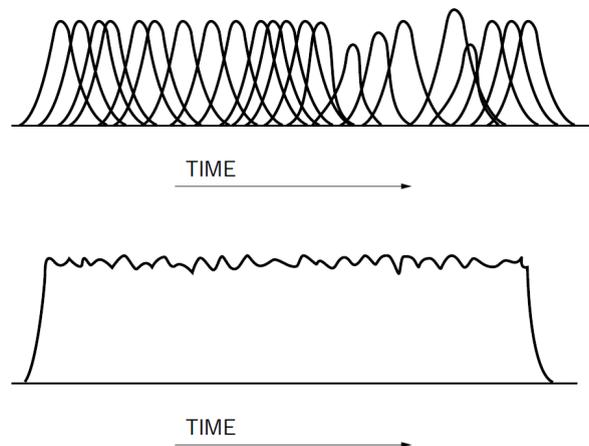


ABBILDUNG 3.9: Analoger Ausgangsstrom zeitlich überlagerter Einzelpulse. Diese sind aufgrund ihrer zeitlichen Nähe nicht mehr als getrennte Ereignisse nachweisbar [53].

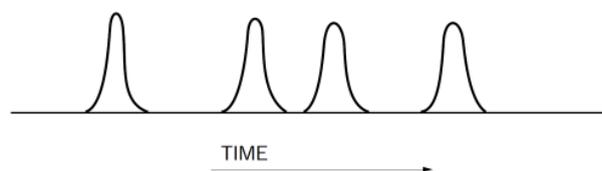


ABBILDUNG 3.10: Ausgangsstrom zeitlich getrennter Einzelpulse. Ihr zeitlicher Abstand ist größer als die Breite der Einzelpulse. Die Ereignisse sind grundsätzlich separat nachweisbar [53].

die Totzeit des Photomultipliers und die zeitliche Pulsbreite, welche typischerweise beim ET 9893/350B etwa 10 ns beträgt. Messungen mit der Single Photon Counting-Methode haben gegenüber solchen im analogen Modus zudem den Vorteil, dass einzelne Ereignisse durch spezielle Pulseigenschaften teilweise als Rauschen identifizierbar sind. Somit unterscheiden sie sich von den echten Signalereignissen und können verworfen werden (siehe Unterkapitel 3.6).

Im Vergleich mit der analogen Methode überwiegen daher die Vorteile. Single Photon Counting bietet ein hohes Maß an Nachweeffizienz, Stabilität und bessere Signal-zu-Rauschen-Verhältnisse, da die Zahl der nachgewiesenen Photonen direkt proportional zur Menge der einfallenden Photonen ist [60]. Single Photon Counting mit Pulsanalyse ist die effektivste Methode zum Nachweis sehr geringer Lichtmengen. Hier wird Licht durch den Nachweis einzelner Photonen, also in der kleinstmöglichen Einheit des Lichts, diskret detektiert [54].

Die oben beschriebenen Vorteile erklären sich wie folgt:

Ob analoger oder Single Photon Counting-Modus, der Photomultiplier-Ausgangsstrom variiert teils stark mit Änderungen des Gains, welche sich beispielsweise aufgrund von Spannungsänderungen - wie bereits in Abschnitt 3.3.2 und in Gleichung 3.7 angedeutet - ergeben. Graphisch ist für den ET 9893/350B die Abhängigkeit des Gains von der Betriebsspannung in Abb. 3.11 dargestellt.

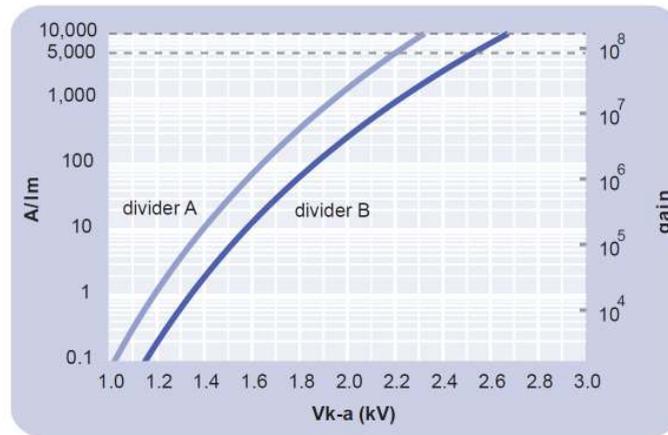


ABBILDUNG 3.11: Darstellung der Abhängigkeit des Gains von der Betriebsspannung des ET 9893/350B [61].

Sämtliche potentiellen Variationen des Gains führen indes durch Erzeugung entsprechend korrelierter Fluktuationen im Ausgangsstrom zu Störungen der Messung bzw. ihrer Genauigkeit. Im analogen Modus ist somit schwer auszumachen, ob ein Anstieg eines sonst auf einem konstanten Niveau liegenden Signals durch eine reale Änderung der Zahl einfallender Photonen oder lediglich durch eine von äußeren Faktoren bewirkte entsprechende Erhöhung des Gains bei unveränderter Photonenzahl verursacht wird.

Im Single Photon Counting-Modus können durch die Wahl der Arbeitsspannung aus dem dynamischen Bereich Schwankungen in der Rate der gemessenen Ereignisse minimiert werden. Diese Reduktion von Zählraten-Schwankungen wird aufgrund einer sehr schwachen Abhängigkeit des Signal-zu-Rauschen-Verhältnisses von Fluktuationen in der Arbeitsspannung in diesem speziellen Bereich bewirkt (vergleiche Sektion 3.7). Auf diese Weise umgesetzte Messungen zeichnen sich somit durch hohe Stabilität und Genauigkeit aus. Dies wäre auch selbst dann noch der Fall, wenn durch Variationen in der Arbeitsspannung größere Änderungen im Gain vorhanden sind. Aus diesen Gründen ist für Messungen im Single Photon Counting-Modus ein Maß an Stabilität erreichbar, welches um ein Vielfaches höher ist als die Stabilität entsprechender analoger Messungen. Die Stabilität der Zählraten als Funktion der Arbeitsspannung ist im direkten Vergleich von analogem und Single Photon Counting-Modus in Abb. 3.12 graphisch dargestellt.

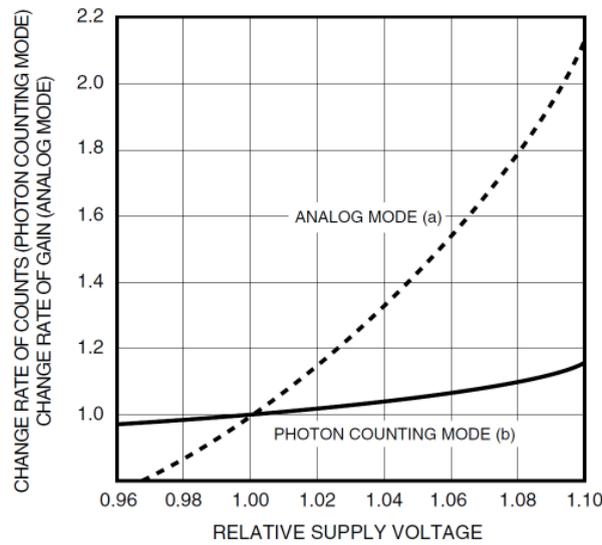


ABBILDUNG 3.12: Vergleich der Zählratenänderung als Funktion der Arbeitsspannung von analogem mit Single Photon Counting-Modus. Graph (b) gibt die moderate Spannungsabhängigkeit des Single Photon Counting-Modus an, Graph (a) die deutlich stärkere Abhängigkeit im analogen Modus [60].

3.6 Pulshöhen-Verteilung

In Unterkapitel 3.3.2 wurde bereits die Sekundäremission δ von Elektronen erklärt. Diese ist im Mittel durch Gleichung 3.3 gegeben. In der Praxis folgt die Zahl der erzeugten Elektronen einer bestimmten Verteilung. Damit haben die Einzelpulse der am Ende der Verstärkung nachgewiesenen Photonen im Ausgangssignal eines Photomultipliers auch bei monochromatischem Licht keine feste, spezifische Pulshöhe. Vielmehr variieren die Spannungswerte der Pulshöhen in einem breiten Bereich. Dieser Effekt wird neben der Fluktuation des Sekundäremissionsfaktors zudem durch Ungleichmäßigkeiten in der Vervielfachung sowie durch von ihrer angedachten Trajektorie abweichende Elektronen verstärkt [54].

Zur Veranschaulichung der Zusammensetzung aller Ereignisse sind in Abb. 3.13 sowohl echte als auch aus dem Rauschen resultierende Ereignisse gegen Ihre Pulshöhe aufgetragen.

Darüber hinaus ist das typische Histogramm der Pulshöhenverteilung der Ausgangsspannung eines Photomultipliers im Single Photon Counting-Modus in Abb. 3.14 gezeigt. Die sehr ähnliche Verteilung der entsprechenden Signalhöhen des ET 9893/350B aus einer der durchgeführten SHIPS-Messung ist in Abb. 6.4 dargestellt.

Der breite Bereich der Ereigniseinzelpulse geht bei unteren Höhenwerten der Verteilung in den Bereich des verstärkt auftretenden niederenergetischen Rauschens über.

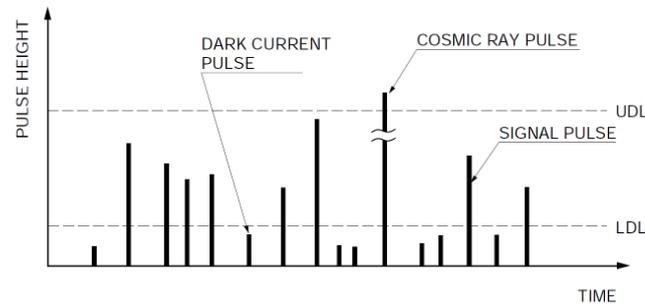


ABBILDUNG 3.13: Vergleich der Höhen verschiedener Ereignispulse. Dargestellt sind ebenfalls das obere (UDL) und untere Diskriminierungslevel (LDL). Nur Ereignisse mit Pulsen zwischen diesen Werten lassen sich möglichen echten Ereignissen zuordnen. Die Ereignisse unterhalb des LDL stammen höchstwahrscheinlich aus niederenergetischem Rauschen, jene oberhalb des UDL aus hochenergetischem Rauschen wie sie beispielsweise durch Kosmische Höhenstrahlung auftreten können [53].

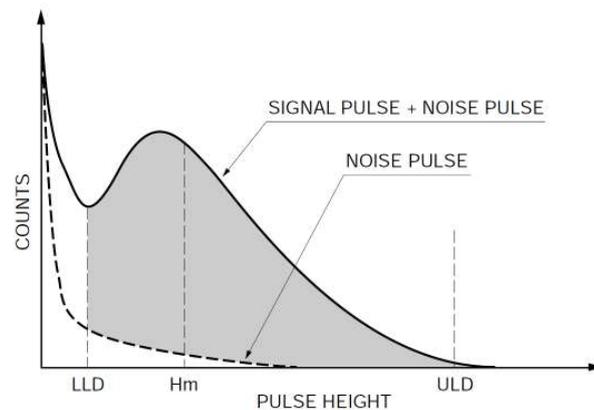


ABBILDUNG 3.14: Dargestellt ist die typische Häufigkeitsverteilung der Pulshöhen im Single Photon Counting-Modus (durchgezogene Linie) sowie der Rauschanteil an der Messung (gestrichelte Linie) [53].

Ursachen dafür sind z.B. thermische Elektronen an den Dynoden, die nur einen Teil der Verstärkungskette durchlaufen. Im oberen Teil der Verteilung gehen die Pulshöhen in einen Bereich über, in dem sie von einigen wenigen höherenergetischen Ereignissen überlagert werden. Diese werden beispielsweise durch Einflüsse kosmischer Höhenstrahlung oder durch Radioaktivität verursacht (siehe Abschnitt 3.3.4). Die aufgezeichneten Ereignisse setzen sich also aus zwei Anteilen zusammen, den Pulsen der eigentlichen Signalereignissen und denen des Rauschanteils. Damit wird eine Verbesserung des Signal-zu-Rauschen-Verhältnisses des Single Photon Counting-Modus gegenüber dem analogen Modus durch Aussortieren ganz bestimmter Hintergrundereignisse möglich [53]. Die Messung kann um einzelne Ereignisse von Pulsen mit sehr kleinen und sehr großen Peakhöhen diskriminiert werden, ohne dass dies zulasten echter Signalereignisse geht [53].

In der Pulshöhenverteilung von Abb. 3.14 sind daher entsprechende obere (UDL) und untere Diskriminierungslevel (LDL) aufgezeigt, nach denen Rauschereignisse verworfen werden. Nur Ereignisse mit Pulshöhen zwischen diesen Grenzen gehen in die weitere Auswertung ein und bleiben am Ende der Datenreduktion als mögliche Signalereignisse übrig (vergleiche Unterkapitel 6.2).

Der untere Grenzwert wird so gewählt, dass er am Tiefpunkt des unteren Endes der Flanke der abfallenden niederenergetischen Rauschereignisse liegt. Die obere Grenze wird am auslaufenden Fuß der Verteilung gesetzt, so dass die Messung ausschließlich um die wenigen hochenergetischen, nichtphotonischen Ereignisse reduziert wird [53].

3.7 Signal-zu-Rauschen-Verhältnis

Dieser Abschnitt befasst sich mit dem Signal-zu-Rauschen-Verhältnis im Single Photon Counting-Modus, welcher für alle SHIPS-Messungen angewandt wurde (siehe Abschnitt 3.5).

Da beim Single Photon Counting-Modus lediglich der Nachweis des Auftretens von Signalpulsen relevant ist, nicht aber die Bestimmung der exakten Peakhöhen oder anderer Details, haben, anders als im analogen Modus, hier Fluktuationen in der Ausgabespannung des PMT bzw. in den Peakhöhen keinerlei Einfluss auf die Nachweisgenauigkeit der Photonenzahl. Derartige Fluktuationen in den Peakhöhen können sehr schnell, beispielsweise durch Spannungs- oder Gainänderungen, auftreten (vergleiche Unterkapitel 3.3.2 und 6.1.4). Während also derartige Peakhöhenfluktuationen eine unmittelbare Rauschquelle im analogen Signalniveau darstellen können, ist die Messgenauigkeit im Single Photon Counting-Modus fast unabhängig von diesen. Der Lichtnachweis durch das ausschließliche Betrachten von Ereignissen mit Pulshöhen oberhalb des (LDL) und unterhalb des (UDL) bei gleichzeitiger Diskriminierung aller andere Ereignisse bewirkt eine weitere signifikante Verbesserung des Signal-zu-Rauschen-Verhältnisses [54], weil die Pulshöhen nur bei sehr starken Schwankungen den gültigen Bereich verlassen.

Dennoch weisen auch die im Single Photon Counting-Modus nachgewiesenen Photonen über bestimmte Beobachtungsperioden eine zeitliche Fluktuation auf, da ihr genereller Nachweis statistisch verteilt ist und einer Poisson-Verteilung folgt. Sehr deutlich ist diese Fluktuation und damit die Poisson-Verteilung von PMT-Ereignissen an der Gesamtheit aller 4041 Einzelmessungen der SHIPS-Daten zu sehen (Abbildung 7.5 in Kapitel 7). Hier ist das Histogramm aller 5-Minuten-Messungen gezeigt und durch eine Poisson-Kurve gefittet, die die Verteilung des Histogramms sehr genau wiedergibt.

Entspricht beim Nachweis von Licht im Single Photon Counting-Modus die durchschnittliche Ereignisanzahl im Mittel einem Wert von N , so beinhaltet dieser Fluktuationen

von $N_R = \sqrt{N}$. Es sei erwähnt, dass sich bei diesen Überlegungen im Single Photon Counting-Modus Rauscheinflüsse des Verstärkers (Abschnitt 3.8) ausschließen lassen, da es leicht möglich ist, den Gain ohne Nachteile derart zu wählen, dass der Wert des Triggerlevels signifikant oberhalb des Rauschniveaus des Verstärkers liegt [60]. Das Rauschen setzt sich somit aus den drei folgenden Komponenten zusammen:

Rauschen N_{R_S} aus Signal-Licht

$$N_{R_S} = \sqrt{N_S}, \quad (3.13)$$

wobei N_S für die mittlere Anzahl der Signalphotonen steht,

Rauschen N_{R_H} aus Hintergrund-Licht

$$N_{R_H} = \sqrt{N_H}, \quad (3.14)$$

wobei N_H für die mittlere Anzahl der Hintergrundphotonen steht,

Rauschen N_{R_D} aus Dunkelereignissen

$$N_{R_D} = \sqrt{N_D}, \quad (3.15)$$

wobei N_D für die mittlere Anzahl der Dunkelereignisse steht.

In den Messungen wird es also nicht möglich sein, nur die Zahl der Signalphotonen direkt und ohne Rauschen zu bestimmen. Allerdings kann indirekt auf diese Größe geschlossen werden, indem zunächst die Gesamtzahl an Ereignissen bestimmt, anschließend die eigentliche Lichteinstrahlung abgeblendet und die Summe der Anzahl von Hintergrund- und Dunkelereignissen über den gleichen Zeitraum hinweg gemessen wird. Die Differenz lässt auf die Anzahl der Signalphotonen schließen. Somit kann jede Rauschkomponente unabhängig gehandhabt werden. Diese ganz allgemeinen Betrachtungen gelten selbstverständlich auch für die SHIPS-Messungen, in denen der Hintergrund und Dunkelstrom und an der Sonne das eigentliche Signal gemessen wird. Später werden diese Ergebnisse den Messungen der Vergleichsmessungen gegenübergestellt, die den Hintergrund und das Dunkelrauschen quantifizieren.

Das Gesamtrauschen ergibt sich damit wie folgt [60]:

$$N_{R_{total}} = \sqrt{N_S + 2(N_H + N_D)}. \quad (3.16)$$

Aus diesem ergibt sich folgendes Signal-zu-Rauschen-Verhältnis:

$$\frac{S}{N} = \frac{N_S}{N_{R_{total}}} = \frac{N_S}{\sqrt{N_S + 2(N_H + N_D)}}. \quad (3.17)$$

Werden weiterhin die einzelnen Rauschraten betrachtet, also die Rauschkomponenten pro Sekunde oder pro Zeitintervall t , lassen sie sich derart beschreiben:

Mit $N_{S'} = \frac{N_S}{t}$, $N_{H'} = \frac{N_H}{t}$, $N_{D'} = \frac{N_D}{t}$ und Gleichung 3.17 lässt sich daraus folgende Zeitrelation ableiten:

$$\frac{S}{N} = \frac{N_{S'} \cdot \sqrt{t}}{\sqrt{N_{S'} + 2(N_{H'} + N_{D'})}}. \quad (3.18)$$

Im Rahmen der gesamten aufgenommenen Daten, bestehend aus allen Pulsen des Photomultipliers der TSHIPS-Messungen, liegt das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis aufgrund der sehr langen Messphasen mit jeweils über 330 Stunden sowohl für die Sonnen- als auch für Vergleichsmessungen bei etwa 750. Dieses lässt sich, wie hier für die Sonnenmessungen gezeigt, aus dem Quotienten aus der Anzahl aller Ereignisse ($N = 559678$) und der Wurzel aus selbigem Wert bestimmen:

$$\frac{S}{N} = \frac{559678}{\sqrt{559678}} = 748,12.$$

Weiterhin lässt sich aus Gleichung 3.19 mit einer 1σ -Wahrscheinlichkeit die Sensitivität von TSHIPS abschätzen, wenn für die Sonnenbeobachtungen der ET 9893/350B verwendet wird. Diese Abschätzung entspricht der klassischen Noise-equivalent-power-Methode (NEP), über die die Empfindlichkeit eines Detektors bzw. eines detektierenden Instruments bestimmt wird.

$$\frac{\text{Signal}}{\text{Instrumentenrauschen}} = \frac{\eta(\omega) \cdot A \cdot \frac{d\Phi_{\gamma'}}{d\omega}}{N_{\text{Instrument}}} \leq 1 \quad (3.19)$$

Mit der Gesamtdetektionseffizienz $\eta(\omega)$ (siehe Gleichung 7.2), einer effektiven TSHIPS-Querschnittsfläche A von 499 cm^2 (siehe Kapitel 4) und einem Instrumentenrauschen $N_{\text{Instrument}}$ von $0,46 \text{ Hz}$ entspricht $\frac{d\Phi_{\gamma'}}{d\omega}$ hier dem minimal notwendigen HP-Fluss für eine Detektion und damit der Sensitivität von TSHIPS unter Verwendung des ET 9893/350B. Das Ergebnis ist graphisch in Abb. 3.15 als Funktion der Energie dargestellt.

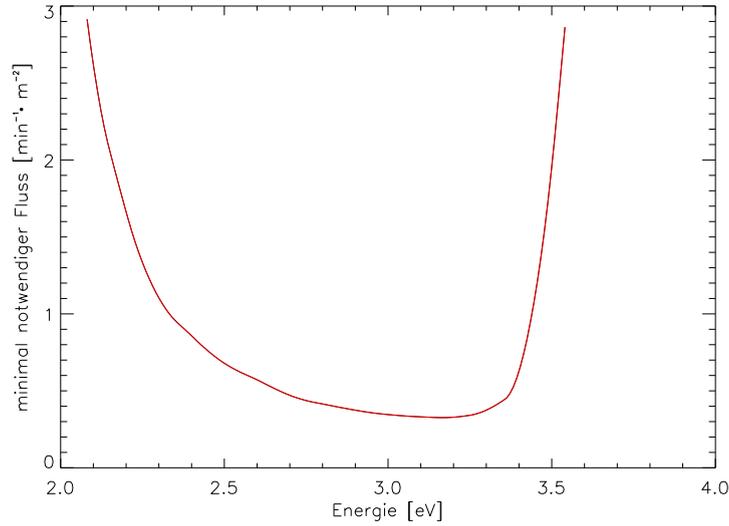


ABBILDUNG 3.15: Graphische Darstellung der energieabhängigen Sensitivität von TSHIPS unter Verwendung des ET 9893/350B.

Die besten Sensitivitätswerte liegen um den Wert der maximalen Quanteneffizienz des PMT ($\sim 25\%$) herum und liegen im Bereich von etwa 0,3 Photonen pro Minute und Quadratmeter.

Obige Sensitivitätsabschätzung bezog sich auf eine Messdauer von lediglich einer Minute. Wie bereits anhand von Gleichung 3.18 gezeigt, kommt noch der weitere Einfluss der Messdauer auf das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis hinzu. Die Beiträge in diesem sind proportional zur Messzeit. Auch die Anzahlen der generierten Photonen N_S sowie die der Hintergrund- N_H und Dunkelereignisse N_D sind über ihre Raten (entsprechend $N_{S'}$, $N_{H'}$ und $N_{D'}$) verknüpft mit der Messdauer t . Im Falle der SHIPS-Messungen können Hintergrund- N_H und Dunkelereignisse N_{RD} ohne weiteres zusammengefasst werden zur Anzahl der Ereignisse N_B und der entsprechenden Ereignisrate $N_{B'}$. Daraus ergibt sich das grundsätzliche Signal-zu-Rauschen-Verhältnis von SHIPS über Gleichung 3.17 zu:

$$\frac{S}{N} = \frac{N_S}{\sqrt{N_S + 2N_B}} = \frac{N_{S'} \cdot \sqrt{t}}{\sqrt{N_{S'} + 2N_{B'}}}$$

Das bedeutet für gewöhnliche Messungen, dass obwohl Signal als auch Rauschen mit der Messdauer ansteigen, das Signal schneller anwächst als das Rauschen. Damit erhöht sich auch das Verhältnis von Signal-zu-Rauschen. Der Anstieg läuft aber zeitlich nicht proportional sondern mit \sqrt{t} .

Diese Verbesserung des Signal-zu-Rauschen-Verhältnisses mit \sqrt{t} folgt aus der Poisson-Natur der Photonenstatistik und tritt auf, wenn die Unsicherheiten durch diese bestimmt sind [59]. So kann in normalen astronomischen Beobachtungen, bei denen das

Photonenrauschen dominiert, das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis - zumindest bis zu einer gewissen Maximaldauer - mit der Verlängerung der Messzeiten optimiert werden. Diese Überlegung ist auch zutreffend für die Ursprünge des Rauschens, die, wie beispielsweise der Dunkelstrom, einer Poisson-Statistik folgen.

Daher kann aufgrund der Poisson-Verteilung des Dunkelstroms des ET 9893/350B bzw. der seiner thermischen Elektronen in der Photokathode das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis in solchen Fällen ebenfalls mit ausgedehnten Messzeiten verbessert werden.

Aus diesem Grund wurden mit TSHIPS auch über 660 Stunden Daten genommen. Obwohl daher bereits über sehr lange Zeiträume gemessen wurde, zeigen die abschließenden Analysen in Kapitel 7, dass die Messungen statistisch begrenzt sind, was sich über die optimierte und sehr vorteilhafte Art der Datennahme (siehe Kapitel 6) erklärt.

3.8 Photomultiplier-Ausleseelektronik

Der vom Photomultiplier im Single-Photon-Counting-Modus erzeugte und in dessen Dynodenkette verstärkte Signalstrom wird an der Anode aufgenommen und von dieser über einen BNC- bzw. LEMO-Anschluss an die weitere Ausleseelektronik ausgegeben. Die TSHIPS-Ausleseelektronik ist ebenso effektiv wie schlicht und besteht nur aus einem Analogverstärker und einem DRS4 Evaluation Board, welches äquivalent zu einem digitalen Oszilloskop arbeitet. Das Prinzip der Ausleseelektronik ist in Abb. 3.16 dargestellt. Die analoge Verstärkung des Ausgangssignal geschieht über ein 863 Quad Timing Filter Amplifier-NIM-Modul von ORTEC [62].

Die gesamte Verwertung und elektronische Auswertung des Signalstroms findet im DRS4 Board statt. Das digitale Board wird in Abschnitt 3.8.1 genauer beschrieben. Das Board registriert sämtliche Signale, die oberhalb einer frei definierbaren Triggerschwelle (Spannungswert) liegen, als potentielle Photonenpulse. Die Betrachtung der diskreten Ausgangspulshöhen (Triggerlevel) im Single-Photon-Counting-Modus ist die effektivste Technik beim Nachweis sehr kleiner Lichtmengen [60]. Alle getriggerten Signale werden digitalisiert und vollständig gespeichert - unbearbeitet und somit unverfälscht. Eine mögliche Diskriminierung von Signalen o.ä. findet erst in der späteren Datenreduktion statt (siehe Abschnitt 6.2). Die Ausleseelektronik ermöglicht auf diese Weise, alle Messdaten in unverfälschter Rohform aufzuzeichnen, und in der Auswertung uneingeschränkt und unabhängig voneinander jede beliebige Analysemethoden anzuwenden.

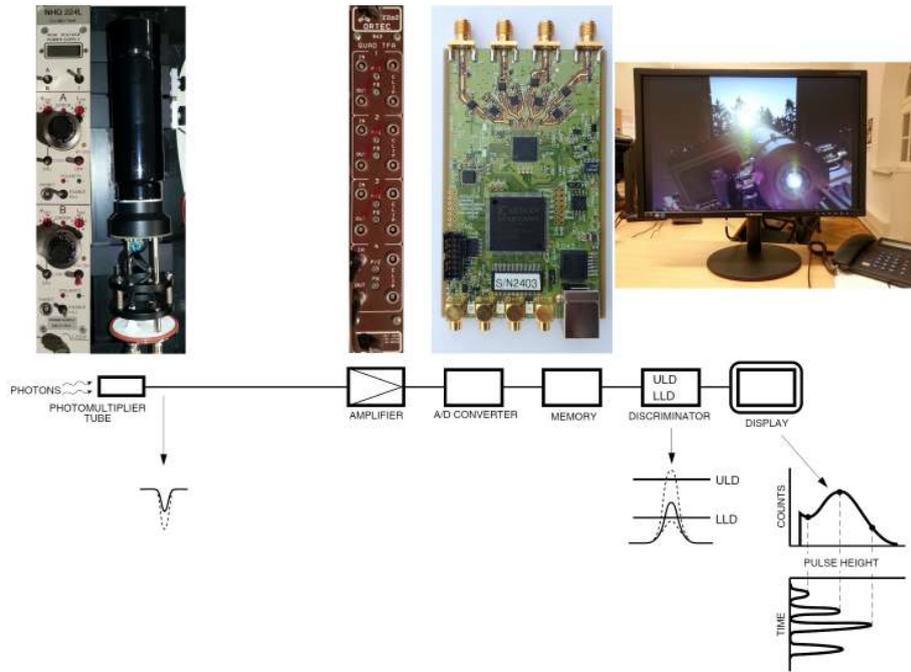


ABBILDUNG 3.16: Darstellung des Auswerteprozesses von Photonen mit dem ET 9893/350B. Nach ihrem Nachweis im PMT werden die Signale der Photonen verstärkt und vom DRS4 Evaluation Board ausgelesen, digitalisiert und gespeichert. Da beim Arbeiten mit dem DRS4 im Gegensatz zu einem üblichen Multi Channel Analyser die Datenreduktion (Level Discrimination) erst nach dem Speichern erfolgt, liegen die gesamten Messdaten in unveränderter Rohform vor.

3.8.1 DRS4 Evaluation Board

Das zentrale Element der Photomultiplier-Ausleseelektronik von TSHIPs stellt das DRS4 Evaluation Board dar.

Dieses Board entspricht einem digitalen Vier-Kanal-Oszilloskop und bietet alle vergleichbaren Möglichkeiten. Das am schweizerischen Paul Scherrer Institut entwickelte DRS4 Evaluation Board verfügt per LEMO-Anschluss über einen externen Triggereingang sowie über vier getrennte Kanäle, die jeweils über einen SMA-Stecker angeschlossen werden und mit einem internen Widerstand von 50 Ohm abgeschlossen sind. Von den vier Kanälen können jeweils zwei differentiell geschaltet werden. Die Ansteuerung des Boards selbst geschieht über eine USB-Verbindung.

Herzstück des Boards ist der DRS4 Chip. DRS steht für Domino Ring Sampler. Der Chip digitalisiert die eingelesenen Signale kontinuierlich und speichert sie in entsprechenden Dateien. Das Board arbeitet mit einem 16-bit DAC⁹. Die Digitalisierung eines getriggerten Signals geschieht in 1024 Bins, wobei jeweils die ersten und letzten 12 Bins in der späteren Auswertung wieder verworfen werden, da in diesen Anfangs- und

⁹DAC: Digital-to-analog converter



ABBILDUNG 3.17: Das DRS4 Evaluation Board des schweizerischen Paul Scherrer Instituts entspricht einem digitalen Vier-Kanal-Oszilloskop. Die gesamte Verwertung und elektronische Auswertung des Signalstroms des ET 9893/350B findet im DRS4 Board statt [63].

Endbins möglicherweise Artefakte auftreten können, die die Analyse verfälschen. Bei einem schnellen Auslesen von 30 ns für jedes Bin ist somit eine maximale Signalstärke von 30 kHz noch theoretisch auswertbar. Die zu analysierenden Signale können mit einer Rate bis zu 5 GSPS ausgelesen und digitalisiert werden. Bei der Digitalisierung in 1024 Bins entspricht das einem Messzeitraum von 200 ns. Mit der unteren Auslesefrequenz von 0,5 GSPS ergeben sich Zeitfenster von $2\mu\text{s}$. Die Digitalisierung selbst erfolgt als kontinuierlicher Kreislauf von Auslesen und Speichern.

Der Ausgangsspannungsverlauf jedes einzelnen, während der SHIPS-Messungen mit dem DRS4 Board ausgelesenen Ereignisses des Photomultipliers liegt somit in unverfälschter Rohform vor, gespeichert in 1024 bzw. 1000 Bins.

Kapitel 4

Aufbau von TSHIPS

In diesem Kapitel wird das SHIPS-Helioskop (TSHIPS) beschrieben. Der Aufbau und die Messungen, von denen die Limits für Hidden Photon-Masse und Wechselwirkungskonstante abgeleitet werden können, folgen dem in Kapitel 2 umschriebenen Konzept. Das für das Experiment entwickelte Helioskop trägt den Namen TSHIPS, was für *“Telescope for the Solar Hidden Photon Search“* steht. Im Folgenden wird sein Aufbau genauer erläutert.

4.1 Das SHIPS-Helioskop

Das SHIPS-Helioskop befindet sich an der Hamburger Sternwarte in Bergedorf. Wie bereits in Abschnitt 2.2.1 beschrieben, ist TSHIPS konventionellen optischen Teleskopen sehr ähnlich. So umfasst auch TSHIPS ein optisches System und einen Photodetektor. Dabei kann TSHIPS auf beliebige Objekte ausgerichtet werden und ist in der Lage, diese unter Nachführen in Langzeitbeobachtungen zu vermessen. Eine Besonderheit von TSHIPS ist, dass es das vor Ort befindliche Oskar-Lühning-Teleskop als Teleskopmontierung nutzt, an welches TSHIPS fest installiert wurde. Abbildung 4.1 zeigt das OLT sowie das an dessen Vorderseite angebrachte TSHIPS.

Beide Instrumente sind in die gleiche Blickrichtung ausgerichtet. Dieser günstige Hucklepack-Betrieb am OLT ermöglicht es TSHIPS, über einen halben Tag - stets akkurat ausgerichtet auf die Sonne als Quelle für HPs - Daten zu nehmen, indem die Sonnenbahn vom OLT sehr genau anvisiert und nachgeführt wird. Der Operationsradius beträgt im Azimuth volle 360° , während bei der Teleskophöhe alle Winkel zwischen 10° und 90° angefahren werden können.

TSHIPS wurde speziell für die Suche nach Hidden Photons im sub-Elektronenvolt-Energiebereich und im transversalen Modus entworfen (vergleiche Kapitel 1). TSHIPS



ABBILDUNG 4.1: Das Oskar-Lühning-Teleskop an der Hamburger Sternwarte in Bergedorf, an dessen Vorderseite das *Telescope for the Solar Hidden Photon Search* angebracht ist. TSHIPS nutzt das OLT als Teleskopmontierung für eine präzise Sonnenverfolgung in Langzeitmessungen. Beide Instrumente blicken in die exakt gleiche Richtung. Es kann der volle Azimuthbereich angefahren und Teleskophöhen zwischen 10° und 90° eingestellt werden.

ist ein für Langzeit-Sonnenbeobachtungen optimiertes Helioskop. In seinem Innenraum können zur Erhöhung der Hidden Photon-zu-Photon-Oszillationswahrscheinlichkeit Vakuumbedingungen (10^{-6} mbar) erzeugt werden. Trotz einer Erhöhung der Anzahl der zu erwartenden, durch den Oszillationsprozess aus Hidden Photons generierten Photonen durch die Reduzierung der optischen Dicke anhand der Druckminimierung, ist die erwartete Ereignisrate immer noch sehr klein ($\ll 1$ Hz). Umso wichtiger ist es, selbst geringste Beeinträchtigungen der Messungen durch Photonen aus dem Umgebungslicht zu vermeiden. Daher ist eine ständige und essentielle Anforderung an den Aufbau, dass das Teleskopinnere völlig lichtdicht gegen die Außenwelt abgeschirmt ist.

Neben der Lichtdichtigkeit, sind die stabile und schnelle Erzeugung ausreichend geringer Drücke sowie eine akkurate Ausrichtung auf die Sonne die wichtigsten Anforderungen an den Aufbau von TSHIPS.

Im Gegensatz zu anderen *Any Light Particle*-Experimenten wie CAST oder ALPS (vergleiche Unterkapitel 1.4) werden für den Nachweis von Hidden Photon-Flavour-Änderungen keine externen elektromagnetischen Felder benötigt, was den technischen Aufbau stark vereinfacht. Unverzichtbar sind solche elektromagnetischen Felder z.B. für Axion-zu-Photon-Oszillationen. Somit kann bei TSHIPS, anders als bei vergleichbaren, ebenfalls für Hidden Photons sensitive Experimente, auf Magnete verzichtet werden. TSHIPS ist ausschließlich auf die Suche nach Hidden Photons optimiert und bietet für diese Messungen aufgrund seiner Größe und des rauscharmen Detektors momentan die höchste experimentelle Empfindlichkeit für den Nachweis transversaler Hidden Photons (vergleiche Unterkapitel 3.7).

Die Abhängigkeit des aus den Oszillationen erwarteten Photonennflusses reoszillierter Hidden Photons von den Maßen des Helioskops, also der Länge und des Durchmessers der Röhre, wurde bereits in Formel 2.1 hergeleitet. Diese Parameter sollten so groß wie möglich sein.

4.1.1 TSHIPS-Teleskopröhre

TSHIPS ist aus drei einzelnen Röhrenkomponenten aufgebaut, die eine Gesamtlänge von 430 cm haben. Der äußere Durchmesser variiert von 26,1 bis zu 25,3 cm aufgrund der unterschiedlichen Breiten der verschiedenen Komponenten. Die effektiv wirksame Helioskopfläche beträgt, ausgehend von dem unteren Durchmesser von 25,3 cm, 499 cm².

Der schematische Aufbau von TSHIPS ist in Abb. 4.2 skizziert. Im folgenden sollen die einzelnen Komponenten genauer beschrieben werden.

Mittelstück mit seitlichen Flanschen

Das Mittelstück von TSHIPS besteht aus einer 200 cm langen Edelstahl-Vakuumröhre. Ihr Außendurchmesser beträgt 26,7 cm, die Wandstärke 0,3 cm und das Gesamtgewicht etwa 75 kg. An den beiden Stirnseiten befinden sich zwei 250 ISO-K-Flansche, über welche die beiden äußeren Röhrenteile bündig miteinander verbunden sind. An der Längsseite der Mittelröhre befinden sich drei weitere ISO-K-Flansche mit einem Durchmesser von 68 cm. An diesen seitlichen Flanschen sind die für Erzeugung und Vermessung der Vakuumbedingungen notwendigen Bauteile in Form von Druckmesskopf (Pfeiffer Vacuum PKR 251) und Turbopumpe (Pfeiffer Vacuum HiPace 80) angebracht. Über eine kurze Vakuumleitung ist letztere mit einer Membran-Pumpe (Pfeiffer Vacuum MVP 015-4) verbunden, welche das für den Betrieb der Turbopumpe notwendige

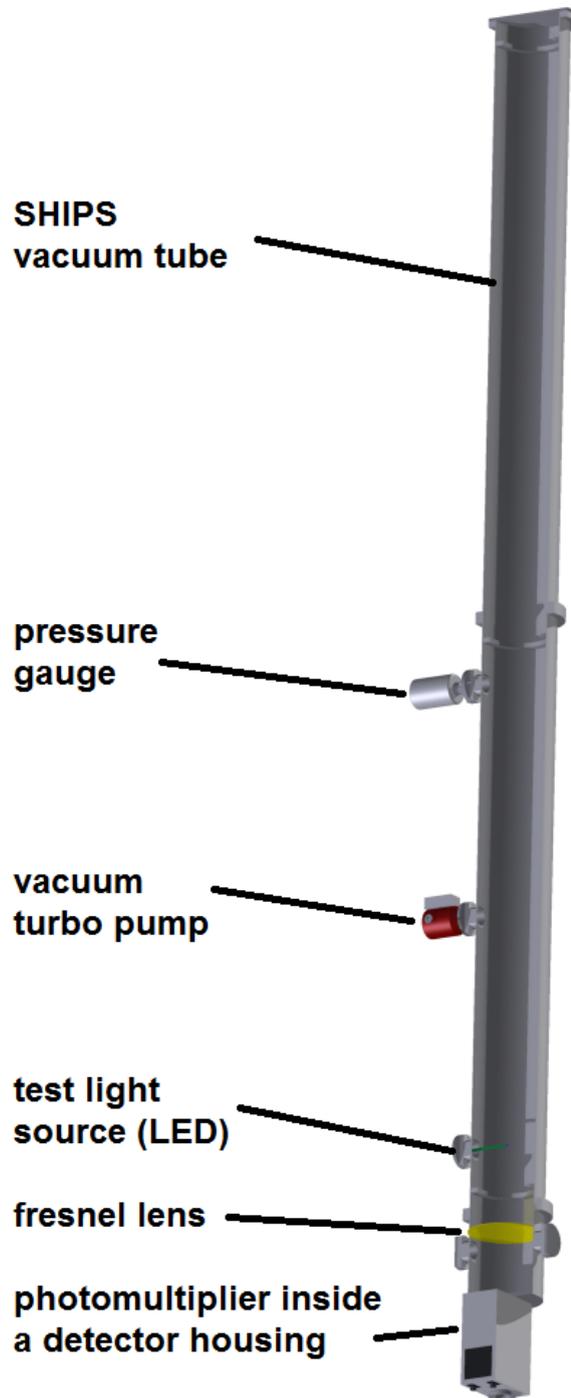


ABBILDUNG 4.2: Schematischer Aufbau des SHIPS Helioskops (TSHIPS) im Querschnitt [26].

Vorvakuum (< 5 mbar) erzeugt. Ebenso pumpt die Membran-Pumpe das im Vakuumbetrieb von der Turbopumpe abgeführte Restgas ab. Beide Pumpen sind in Abb. 4.11 zu sehen. Über eine aufgeschweißte Edelstahlschiene mit Gewindenieten auf ihrer Unterseite ist das Mittelstück und somit auch die gesamte TSHIPS-Röhre fest mit dem OLT verbunden.

Wölbstrukturröhre

Der oberste Teil von TSHIPS mit einer Länge von 200 cm besteht aus einer experimentellen Einzelröhre in sogenannter Wölbstruktur-Fertigung [64]. Auch diese Teilröhre verfügt an den Stirnseiten über zwei 250 ISO-K-Flansche, wobei der obere mit einem Blindflansch verschlossen ist.

Die Wölbstruktur zeichnet sich durch eine Struktur von Vertiefungen in Metalloberflächen aus, wodurch die Wände von Objekten eine deutlich erhöhte Stabilität erlangen. Die von der Firma Mirtsch gefertigten Wölbstrukturröhren haben die gleiche Steifheit und Festigkeit wie vergleichbare konventionelle Edelstahlröhren [64]. Sie bieten jedoch den Vorteil, dass aufgrund der Wölbstruktur die Dicke ihrer Seitenwände ohne Einbußen in ihrer Belastbarkeit reduziert werden kann. Für TSHIPS heißt dies, dass statt einer Wandstärke von 3 mm wie beim Mittelstück hier bereits eine Stärke von 0,8 mm ausreicht, um sicher im Inneren Vakuumbedingungen erzeugen zu können. Trotz der geringen Wanddicke von weniger als einem Millimeter ist dank der Wölbstruktur, ungeachtet der mechanischen Belastungen aufgrund des Verfahrens von TSHIPS oder der großen Druckeinwirkungen von außen, ein sicherer Vakuumbetrieb möglich. Der bedeutendste Vorteil der Wölbstruktur offenbart sich beim Gewicht, welches mit 14,5 kg nur etwa 20 % des Mittelröhrengewichts beträgt. Diese signifikante Gewichtsreduktion war als wichtiger Punkt für Messungen mit einer GM4000-Montierung im Mirenggebäude vorgesehen, wobei die Montierung nur eine sehr begrenzte Traglastkapazität aufweist. Dieses in Unterkapitel 8.2 vorgestellte Konzept konnte schlussendlich aber nicht realisiert werden.

Die Wölbstrukturröhre hat im Vergleich zur Mittelröhre einen etwas geringeren Innendurchmesser von 25,3 cm. Die Wölbstrukturröhre selbst ist aus vier Einzelsegmenten zusammengesetzt, welche fest durch Schweißflansche verbunden sind. An zwei dieser Flansche wurde über Aluminiumringe eine Haltevorrichtung angelegt, welche den oberen Teil von TSHIPS fest mit dem Teleskopkranz des OLT verbindet. Diese Halterung fängt die großen Hebelkräfte der Röhre beim schnellen Verfahren des OLT ab und stellt einen ungefährdeten Betrieb sicher.

Detektortopf

Der untere Teil von TSHIPS besteht aus dem sog. Detektortopf. Dieser ist ebenfalls aus 3 mm dickem Edelstahl gefertigt und über einen 250 ISO-K-Flansch mit der Mittelröhre verbunden. An zwei gegenüberliegenden Punkten in den Seitenwänden befinden sich zwei weitere 68 ISO-K-Flansche für zusätzliche potentielle Peripherie- oder Vakuumkomponenten. Im Detektortopf befindet sich auch das optische System in Form einer

Fresnellinse auf ihrer Halterung (siehe Abschnitt 'Optisches System' für weitere Details).

In der Mitte der Unterseite des Detektortopfes ist ein Vakuumfenster angebracht, welches die einzige lichtdurchlässige Stelle des gesamten Instruments bildet. Direkt an das Vakuumfenster schließt der Detektor an. Die Fresnellinse sammelt die im Inneren neu generierten Photonen und leitet sie aus der lichtdichten Teleskopröhre durch das Fenster nach außen in den Detektor. Auch zwischen Detektor und Detektortopf muss eine lichtdichte Verbindung gewährleistet sein. Der Brennpunkt der Linse liegt auf der Außenseite des Vakuumfensters, so dass das gebündelte Licht direkt auf die Brennebene des jeweiligen Detektors geleitet werden kann. Für alle Vorabtests, die astronomischen Beobachtungen (Sektion 5.4) und die Datennahme an der Sonne war die Linsenhalterung, abhängig von den variierenden Brennebenen der verschiedenen Detektoren, immer auf entsprechend unterschiedlichen Höhen im Detektortopf angebracht.

Detektorhalterung

Um mit TSHIPS unterschiedliche Detektorarten verwenden zu können und weiterhin in der Lage zu sein, ohne mühselige Umbauten zwischen diesen schnell und ungehindert hin und her zu wechseln, wurde eine spezielle Detektorhalterung entworfen.

Diese musste im Betrieb gewährleisten, so einfach und sicher im Hinblick auf den Betrieb zu sein, sowie so problemlos und schnell wie möglich für verschiedene Aufgaben und Anwendungen zwischen CCD-Kameras und Photomultipliern zu wechseln. Dies wurde durch eine spezielle Detektorhalterung aus einem Profilschienensystem, in dem eine frei bewegliche horizontale Ebene eingebaut ist, erreicht, die in jeder Höhe fixiert werden kann. Sie liefert die Grundebene für die Detektoren. Für alle Detektoren wurden spezielle Trägersysteme gefertigt, um die Detektoren an der Halterung sicher befestigen zu können. So können sie dann - sicher fixiert auf erwähnter Ebene - mit dieser frei verschoben werden. Mit Hilfe der hohen Flexibilität des Detektorhalterungssystems und der variablen Linsenhalterung lässt sich somit jeder Detektor leicht und schnell, sowohl bündig an das Vakuumfenster als auch optimal ausgerichtet relativ zur optischen Achse, installieren.

Abb. 4.3 zeigt die Detektorhalterung adaptiert für das fest an TSHIPS montierte Photomultipliergehäuse, Abb. 4.4 die speziellen Verbindungsflansche der U4000 und der ikon-M 934 CCD-Kamera, welche ebenfalls an TSHIPS verwendet wurden (vergleiche Unterkapitel 5.2 und 5.4). Diese Verbindungsflansche sind notwendig, um die Detektoren bündig an das Vakuumfenster auf der Unterseite von TSHIPS installieren zu können.



ABBILDUNG 4.3: Mit der variablen Detektorhalterung von TSHIPS ist es im Betrieb einfach, problemlos, sicher und schnell möglich, zwischen verschiedenen CCD- und Photomultipliertypen zu wechseln.

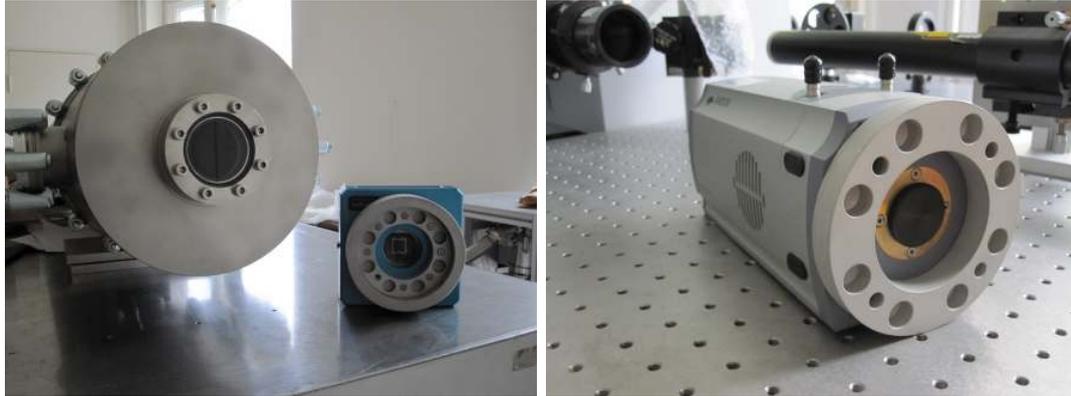
Optisches System

Der Hauptteil des optischen Systems von TSHIPS besteht aus einer Fresnellinse. Die Linse selber wird von einer zweimoduligen Linsenhalterung getragen. Sie bietet dank ihrer sehr kurzen Brennweite von 20,32 cm ein sehr großes Gesichtsfeld ($2,5^\circ$ mit dem ET 9893/350B) und bildet daher selbst ausgedehnte Objekte wie die Sonne problemlos ab.

Der Durchmesser des Sonnenbildes beträgt etwa 1,9 Millimeter (vergleiche Abschnitt 3.2.1). Die Fresnellinse auf ihrer Halterung für die Installation in TSHIPS ist in Abb. 4.5 gezeigt.

Der Durchmesser des optisch aktiven Bereichs der Fresnellinse beträgt 25,4 cm. Mit dieser Linse können fast alle im Inneren von TSHIPS gebildeten Photonen gesammelt und zum Nachweis auf den Detektor gebündelt werden.

Fresnellinsen sind dünne, meist ringförmige Acrylscheiben von nur wenigen Millimetern Dicke. Im Vergleich zu gewöhnlichen, zur Mitte hin gewölbten Konvexlinsen nimmt die



(a) Vakuumfenster des TSHIPS-Detektortopfes und die CCD-Kamera U4000 von Apogee Imaging Systems

(b) ikon-M 934 CCD-Kamera von Andor

ABBILDUNG 4.4: Die speziellen Verbindungsflansche der U4000 von Apogee Imaging Systems und der ikon-M 934 CCD-Kamera von Andor sind notwendig, um die Detektoren bündig an das Vakuumfenster auf der Unterseite von TSHIPS installieren zu können. Die U4000 wurde für die Verifikation der Trackinggenauigkeit von TSHIPS verwendet, während die iKon-M 934 für astronomische Aufnahmen zum Beleg der guten Abbildungsfähigkeiten des optischen Systems des SHIPS-Helioskops genutzt wurde.

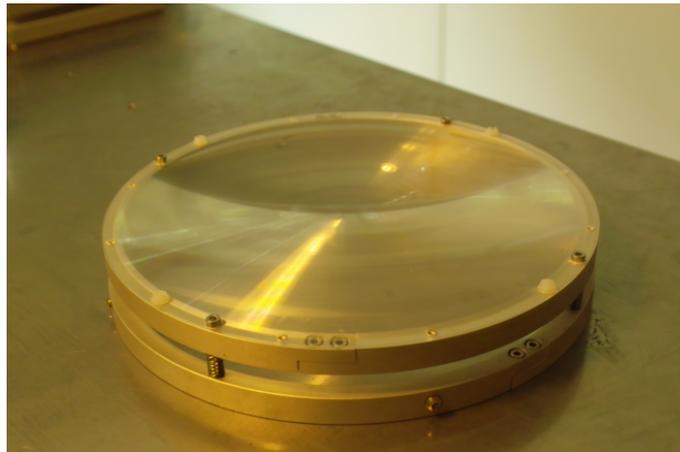


ABBILDUNG 4.5: Aufnahme der zweimoduligen Linsenhalterung und der darauf befindlichen Fresnellinse. Die Fresnellinse liefert gute optische Eigenschaften. Mit ihrer kurzen Brennweite von 20,32 cm weist sie ein sehr großes Gesichtsfeld ($4,3^\circ$ mit der U4000 CCD) für die verwendeten Detektoren auf.

Dicke von Fresnellinsen von außen nach innen nicht zu. Lediglich die einzelnen konzentrischen Stufenstrukturen ihrer Oberflächenbeschaffenheit weisen jeweils variable Dicken auf. Eine Skizze dieser gestuften Linsenoberflächenform ist in Abb. 4.6 zu sehen. Die optische Brechkraft der Linse beruht auf diesen konzentrischen Kreisen. Die einzelnen Stufen haben die gleiche Oberflächenform wie eine vergleichbare Konvexlinse, so dass in gestufter Form die Oberfläche einer Konvexlinse simuliert wird bei gleichzeitiger signifikanter Reduktion der Dicke.

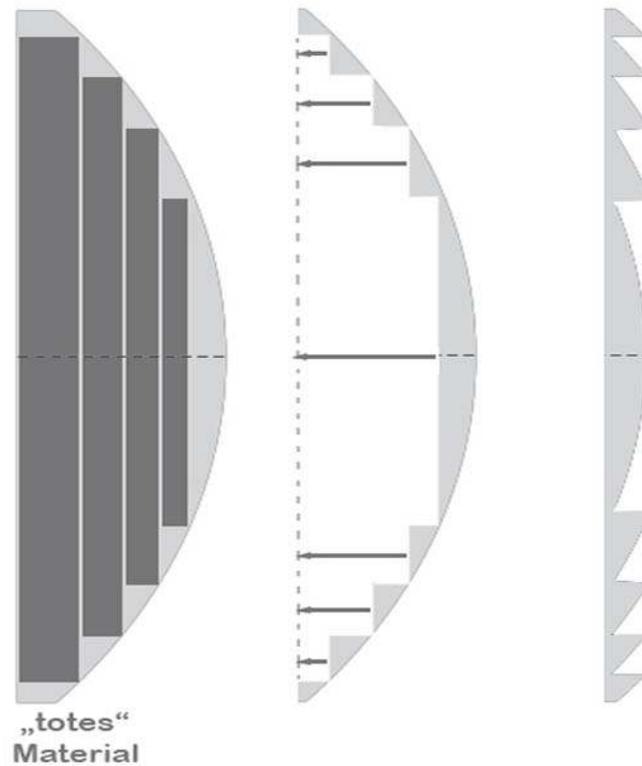


ABBILDUNG 4.6: Vergleich der Oberflächen einer Fresnel- und einer konventionellen Konkavlinse. Da die Brechkraft einer Linse nicht von ihrer Grobform sondern ausschließlich von ihrer Oberflächenform abhängt, können Fresnellinsen die Oberfläche einer Konkavlinse simulieren, während dabei ihre Dicke und Gewicht signifikant reduziert werden können. Quelle: <http://img.geocaching.com/cache/29ac2b95-6bed-4b88-9baa-c70f008d1329.jpg>

Eine derartige Modifikation ist möglich, da die Brechkraft einer Linse nicht von ihrer Grobform, sondern ausschließlich von ihrer Oberflächenform abhängt. Der Brechungswinkel ergibt sich alleine aus dem Winkel zwischen den beiden Oberflächen, nicht durch die Dicke der Linse. Hierdurch lässt sich eine signifikante Gewichtsreduktion erzielen. Weiterhin hat die Reduktion der Dicke auf eine dünne Stärke den Vorteil einer deutlichen Verringerung der Absorptionsrate der gesammelten Photonen. Diese Erhöhung der Transmission kommt gerade bei sehr lichtschwachen Anwendungen zum Tragen und bietet einen wichtigen Vorteil beim Nachweis der nur in geringer Zahl erwarteten Photonen in den SHIPS-Messungen. Die im Experiment verwendeten Fresnellinsen haben sehr hohe Transmissionen von über 90 % im optischen und nah-infraroten Spektralbereich von 380 bis 1200 nm (siehe Abb. 4.7).

Ein weiteres Argument für die Verwendung von Fresnellinsen ist ihre geringe sphärische Aberration. Während die Abbildungen anderer Linsen aufgrund der Beschaffenheit ihrer Form an den Rändern verzerren, werden derartige Bildfehler durch die flache Struktur der Fresnellinsen weitgehend vermieden. Fresnellinsen können zudem relativ kostengünstig mit großen Durchmessern (> 1 m) produziert werden. Außerdem sind

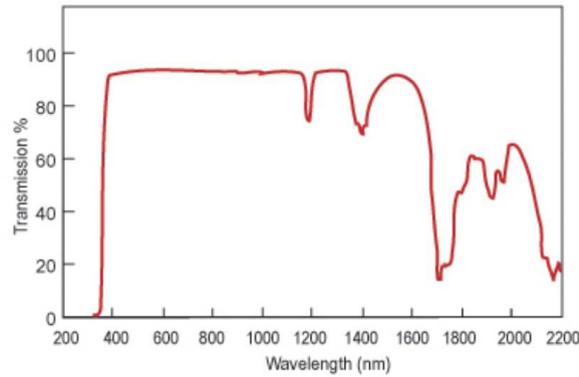


ABBILDUNG 4.7: Transmissionswerte der bei SHIPS verwendeten Fresnellinse 32-595 von Edmund Optics. In dem für SHIPS relevanten optischen Spektralbereich liefert die Linse Transmissionswerte von über 90 %.

Quelle: <http://www.edmundoptics.de/optics/optical-lenses/fresnel-lenses/aspherically-contoured-fresnel-lenses/32-595>

große Lichtstärken¹ erreichbar; die SHIPS-Linsen z.B. haben einen Wert von etwa 1/1,3.

Die kostengünstigen, leichten und im Experiment einfach zu handhabenden Fresnellinsen offerieren eine sehr gute Basis für das optische System bei den durchgeführten Sonnenbeobachtungen. Die für TSHIPS konzipierte Halterung für die Fresnellinse besteht aus zwei vollen Aluminiumringen. Die Fresnellinsenhalterung ist in Abb. 4.5 zu sehen. Beide Ringe sind annähernd identisch, jedoch weist der zweite einen etwas geringeren Durchmesser auf als der erste Ring. Der erste Aluminiumring kann an jeder Position in der Röhre an deren Innenwand fest angelegt werden. Während der erste Ring die Groblage der Halterung bestimmt und eine feste Verbindung zur Röhre herstellt, trägt der zweite die Linse. Beide Aluminiumringe sind dabei durch drei Schrauben und Tellerfedern miteinander verbunden. Durch die Schrauben kann der Abstand beider Ringe variiert und die Linse somit sehr genau auf die gewünschte Ebene eingestellt werden. Weiterhin ermöglichen diese 3 Verbindungspunkte, dass die Linse senkrecht zur optischen Achse eingestellt werden kann.

Darüber hinaus liefern Fresnellinsen eine gute abbildende Qualität. Die durchgeführten Tests zur Untersuchung der Abbildungsqualität sowie weiterer Eigenschaften der Fresnellinsen sind in Abschnitt 5.3 beschrieben.

Die Beschaffenheit der Stufenstruktur der Linsenoberfläche kann dabei je nach Anwendung als Kompromiss zwischen Bildqualität und Effizienz gewählt werden. Bei lichtschwachen Anwendungen erzeugen niedrige Rillendichten sehr hohe Transmissionswerte, während hohe Rillendichten bessere Bildqualitäten ermöglichen. Die Aspekte

¹Das Verhältnis der wirksamen Öffnung D und der Brennweite f eines Objektivs gibt das Öffnungsverhältnis Θ an: $\Theta = \frac{D}{f}$

der Transmission und der Lichtsammelfähigkeit stehen insbesondere dann als Vorteile von Fresnellinsen im Vordergrund, wenn wie bei den SHIPS-Messungen statt eines abbildenden Detektors ein Photomultiplier verwendet wird.

Mit dem optischen System von TSHIPS, dessen Gesamtdetektionseffizienz inklusive der Eigenschaften der Fresnellinse in Gleichung 7.2 angegeben ist, lässt sich für die Verwendung des ET 9893/350B die Sensitivität des Instruments ableiten. Diese wurde bereits in Unterkapitel 3.4 abgeschätzt und entspricht ohne Berücksichtigung der Steigerung des Signal-zu-Rauschenverhältnisses mit zunehmender Messdauer lediglich etwa 0,3 Ereignissen pro Minute für einen gleichlangen Messzeitraum.

ET Enterprises FACT50-Kühlgehäuse

Passend für seine Detektoren bietet der britische Hersteller ET Enterprises PMT-Kühlgehäuse an. Für die SHIPS-Datennahme mit dem ET 9893/350B Photomultiplier des selben Herstellers wurde als Bestandteil von TSHIPS das FACT50-Kühlgehäuse von ET Enterprises verwendet (siehe Abb. 4.2). Dieses bot einerseits große Vorteile in der Etablierung einer konstanten Photomultipliertemperatur durch die Selbstregulierung der Temperatur, zum anderen war es mit dem Gehäuse, welches an der Vorderseite über einen Flansch verfügt, sehr einfach, eine lichtdichte Verbindung zu TSHIPS herzustellen.

Über diesen Flanschanschluss, der um das Sichtfenster herum konstruiert ist, lässt sich dieses zudem mit einem Bildflansch völlig lichtdicht abdunkeln. Auf diese Weise wurden vorab zahlreiche Vortests bzgl. Dunkelverhalten usw. durchgeführt.

Da die Außenwände des Kühlgehäuses zudem aus Mu-Metall gefertigt sind, bringt die Verwendung eines solchen Gehäuses neben dem Schutz gegenüber äußeren Lichteinflüssen auch einen Schutz bzgl. Störungen durch äußere elektromagnetische Felder (vergleiche Abschnitt 3.3.5). Zudem reduziert das FACT50-Kühlgehäuse elektronisches Rauschen, da das Gehäuse einen elektrostatischen Schutz des Photomultipliers aufgrund einer Entkopplung des Photomultipliers von der Metallschirmung bietet. Eine direkte Verbindung besteht nur über den Spannungsteiler. Zu allen anderen Seiten besteht eine Lücke von wenigen Millimetern zum Metallgehäuse, welches zusätzlich geerdet ist.

Das FACT50 ist ein selbstregulierendes, luftgekühltes Gehäuse, welches die Arbeitstemperatur des Photomultipliers um etwa 50° C gegenüber der Umgebungstemperatur absenken kann. Die Kühlung erfolgt per Lüfter und Peltierelement. Bei TSHIPS sorgte die Selbstregulierung des Kühlgehäuses für eine Photomultipliertemperatur von

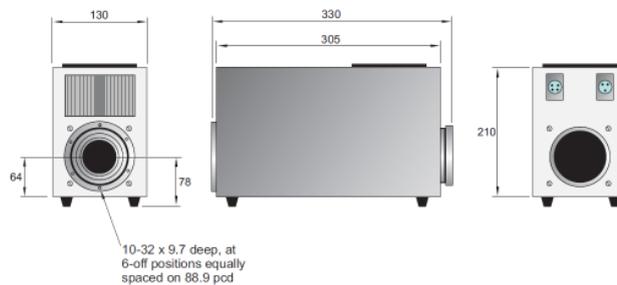


ABBILDUNG 4.8: Schematische Darstellung des ET Enterprises FACT50-Kühlgehäuses mitsamt Maßen. Quelle: <http://www.et-enterprises.com/>



ABBILDUNG 4.9: Darstellung des ET 9893/350B mitsamt Spannungsteiler, SHV-Hochspannungsanschluss und Datenverbindung. Die PMTs werden über ihre Spannungsteiler eingeschraubt und somit präzise auf der optischen Achse im exakten Abstand zur Vorderseite des Kühlgehäuses fixiert.

konstant $-21,0^{\circ}\text{C}$. Die Selbstregulierung ist gegenüber entsprechenden Schwankungen der Außentemperatur auf $0,1^{\circ}\text{C}$ genau.

Neben Lüftungsöffnungen verfügt das FACT50 über einen rückseitigen Einschubschacht, in den der jeweils auf das FACT50 und den entsprechenden Bautyp zugeschnittene Spannungsteiler des Photomultiplier eingeschraubt und somit fixiert wird. Der schematische Aufbau des FACT50 ist in Abb. 4.8 dargestellt, der erwähnte Spannungsteiler mitsamt des ET 9893/350B in Abb. 4.9. Durch die Fixierung am Spannungsteiler wird außerdem erreicht, dass sich für alle Multiplier die Kathode präzise an der selben Stelle mittig auf der optischen Achse in einem exakten Abstand relativ zur Vorderseite des Kühlgehäuses befindet. Die Lage der Kathodenebene ist im schematische Aufbau des FACT50-Kühlgehäuses in Abb. 4.10 dargestellt.

Über den Spannungsteiler erfolgt der Anschluss der Datenverbindung über einen BNC- und die Spannungsversorgung des Multipliers über einen SHV-Anschluss. Zusätzlich befinden sich an der Rückwand eine Stromanschluss- und eine weitere Datenkabelbuchse. Über letztere wird eine Verbindung zu Spannungsversorger und Steuergerät hergestellt, mit dem sich die Betriebstemperatur vorgeben lässt. Das Steuergerät ist in Abb. 4.11 zu sehen, zudem sind die Vorvakuum- und Turbopumpe zu erkennen.

An der Vorderseite befindet sich ein evakuiertes doppelwandiges Borosilikat-Sichtfenster mit einem Durchmesser von 52 mm. Ein solcher Fensteraufbau unterbindet ungewollte

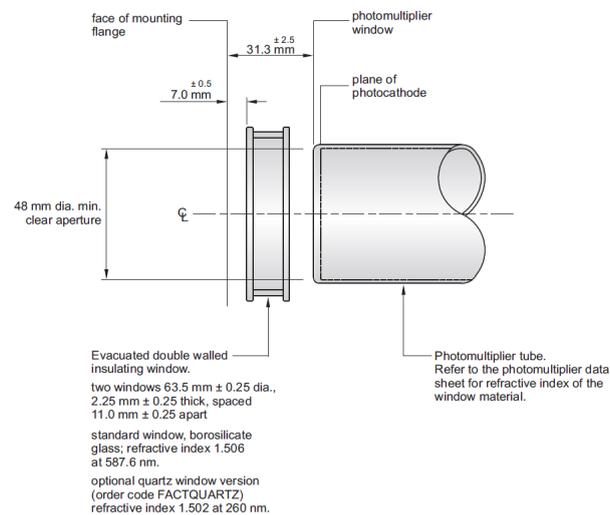


ABBILDUNG 4.10: Darstellung der Position der Kathodenebene der Photomultiplier innerhalb des ET Enterprises FACT50-Kühlgehäuses.

Quelle: <http://www.et-enterprises.com/>



ABBILDUNG 4.11: Steuergerät für das FACT50-Kühlgehäuse. Durch Selbstregulierung hält das FACT50 die Temperatur des ET 9893/350B konstant auf $-21,0^{\circ}\text{C}$.

Kondensation, welche negative Auswirkungen auf die interne Elektronik hätte. Das Borosilikat-Fensterglas zeichnet sich zugleich durch eine hohe Transmission im optischen und nah-infraroten Spektralbereich aus. Ein negativer Einfluss auf den Photonenfluss in relevanter Größe wird somit vermieden. Die Transmissionswerte des sowohl im FACT50 als auch im ET 9893/350B verwendeten Borosilikat-Fensterglases in Abhängigkeit der Wellenlänge wurde bereits in Abb. 3.2 dargestellt.



ABBILDUNG 4.12: Darstellung der größtenteils abgedeckten LEDs zum Testen des gesamten optischen Systems und des PMTs von TSHIPS. Über eine stabile, starre Kabelverbindung sind diese fest an einer speziellen Vakuumdurchführung und etwa auf Höhe der optischen Achse des Aufbaus angebracht. Mit der weißgrauen Steuerbox können von außen Helligkeit und Leuchtfrequenz der LEDs variiert werden.

LEDs zu Testzwecken

Um die Möglichkeit zu haben, Lichtempfindlichkeitstests am Photomultiplier auch direkt an TSHIPS durchführen und damit dessen korrekte Funktion verifizieren zu können, waren an dem untersten der drei seitlichen 68 ISO-K-Flansche der Mittelröhre zeitweise LEDs installiert. Diese waren u.a. aufgrund potentieller Lichterzeugung durch Induktion, verursacht von externen elektromagnetischen Feldern o.ä., während aller Phasen der Datennahme an der Sonne wieder entfernt. Die LEDs waren über eine stabile, starre Kabelverbindung fest an einer speziellen Vakuumdurchführung befestigt (siehe Abb. 4.12) und befanden sich etwa auf der Höhe der optischen Achse des Aufbaus. Hierbei befanden sich die LEDs vor der Linse, so dass ihr Licht von dieser gebündelt und auf den Detektor fokussiert wurde. Helligkeit und Frequenz des einstellbaren Blinkens der LEDs konnten von außen nach Belieben variiert werden. Die LEDs konnten nicht nur unterschiedlichst blinken, sondern auch dauerhaft leuchten. Die Regelung erfolgte über eine Steuerbox, welche mit BNC-Kabeln über die Vakuumdurchführung mit den LEDs verbunden wurde.

Während die Eichung des Photomultipliers und das Testen seiner hohen Sensitivität im Labor stattfanden (siehe Kapitel 5), bestand die wichtigste Aufgabe der bei TSHIPS eingebauten LEDs in der Funktionsverifikation des gesamten optischen Systems. Deswegen Empfindlichkeit und Funktionieren wurde u.a. mit sehr kleinen Photonenflüssen getestet. Hierzu konnten die LEDs einerseits auf sehr kleine Spannungen eingestellt werden, zum anderen waren sie größtenteils von einer Filterfolie abgedeckt, was die

Photonenabstrahlungsrate auf den PMT zusätzlich verringerte.

Außerdem konnten zwei LEDs jeweils gleichzeitig betrieben werden. Eine dieser beiden lieferte mit 430 nm eine Wellenlänge relativ nahe zu jener der maximalen Empfindlichkeit des ET 9893/350B. Dessen maximale Empfindlichkeit ($QE_{max} > 25\%$) liegt im Bereich von etwa 400 nm. Für das Licht der einer zweiten, roten LED mit einer Wellenlänge $\lambda = 625$ nm war der ET 9893/350B somit auch schon deutlich weniger empfindlich ($QE_{625\text{ nm}} \simeq 3\%$), was die Rate nachgewiesener Photonen weiter reduzierte.

Kapitel 5

Vorabtests für die Datennahme

Dieses Kapitel beschreibt u.a. die Vorabtests, die an der SHIPS-Röhre vorgenommen werden mussten, um die notwendigen Rahmenbedingungen sicherzustellen. Dies betrifft die Lichtdichtigkeit des Instruments und seine Trackinggenauigkeit.

Weiterhin wird der ET 9893/350B charakterisiert und die Angaben im Datenblatt werden verifiziert. Besonderes Augenmerk gilt hier der Lichtempfindlichkeit sowie der Quanteneffizienz. Hier war wichtig, sich nicht einfach auf die Angaben des Herstellers zu verlassen. Dies gilt insbesondere auch deshalb, weil das erste an SHIPS gelieferte Exemplar der ET 9893/350B-Serie Instabilitäten aufwies und letztendlich vom Hersteller ausgetauscht werden musste - ein Prozess, der in seiner Gesamtheit das Experiment deutlich verzögert hat.

5.1 Test der Lichtdichtigkeit des gesamten TSHIPS

Ganz zu Beginn galt es, die gesamte TSHIPS-Röhre inklusive aller Übergänge, Flansche usw. auf ihre Lichtdichtigkeit zu prüfen. Generell muss der Aufbau frei von Hintergrundlicht sein, um ohne Störungen sensitiv auf die nur in geringer Stärke erwarteten neu generierten Photonen zu sein. Jede Änderung der Messraten mit der Variabilität der Umgebungshelligkeit würde den Nachweis eines echten HP-Beitrags zum Signal unmöglich machen. Dies gilt besonders für die Auswirkungen der Helligkeitsunterschiede zwischen Tag und Nacht. Eine zeitliche Ratenänderung in den Messungen mit diesem Wechsel würde zwangsläufig zu erhöhten Signalaraten am Tage führen und damit eine nicht existente HP-Signatur vortäuschen. Es ist also offensichtlich, dass solche Einflüsse durch Umgebungslicht unbedingt vermieden werden müssen, um überhaupt eine aussichtsreiche Datennahme angehen zu können.



ABBILDUNG 5.1: Systematisch entlang der gesamten Röhre wurden mit leuchtstarken Halogenstrahlern die diversen Übergänge der Röhre genauer und punktuell auf ihre Lichtdichtigkeit getestet.

In einer ersten Testreihe wurde geprüft, ob die sehr starken Helligkeitsunterschiede zwischen sehr starker (tagsüber) und sehr geringer Sonneneinstrahlung (nachts) nachweisbare Auswirkungen auf die Zählraten haben. In einer Reihe von Langzeitmessungen mit diversen Tag-und-Nacht-Wechseln wurde dies verifiziert und es konnten keine Unterschiede in den Signalmessungen mit diesen Wechseln ausgemacht werden.

Anschließend an diese Messreihe wurden die diversen Übergänge der Röhre genauer und punktuell auf ihre Lichtdichtigkeit getestet. Mit leuchtstarken Halogenstrahlern wurden alle entsprechenden Stellen systematisch entlang der gesamten Röhre nacheinander geprüft (siehe Abb. 5.1). Insbesondere den Flanschen in der räumlichen Nähe zum Photomultiplier galt hier erhöhte Aufmerksamkeit. Eine Aufnahme des Lichttests am Übergang zum Detektor (hier die ikon-M 934) ist in Abb. 5.2 zu sehen.

Im Ergebnis konnte bewiesen werden, dass es keine Störeinflüsse auf die Messungen durch parasitäres Umgebungslicht gab.

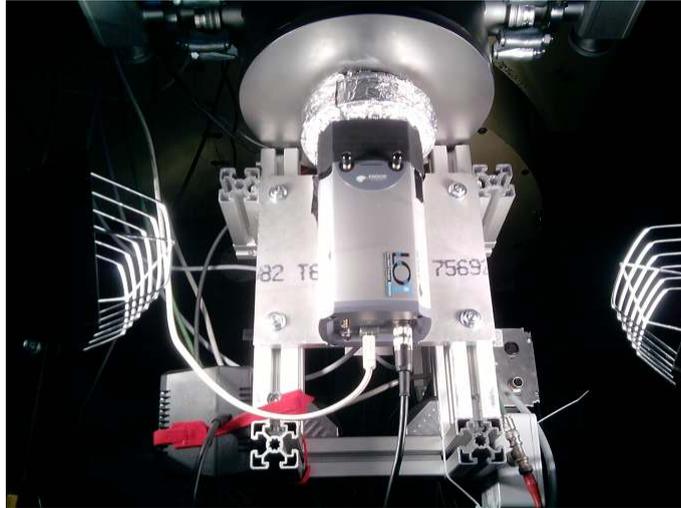


ABBILDUNG 5.2: Insbesondere den Flanschen in der räumlichen Nähe zum Photomultiplier galt bei den Test der Lichtdichtigkeit von TSHIPS eine erhöhte Aufmerksamkeit.

5.2 Trackinggenauigkeit von TSHIPS

Auch Genauigkeit und Langzeitstabilität des Trackings von TSHIPS mussten vor Beginn der Messungen sichergestellt werden. Sie wurden in einer Reihe von Tests untersucht.

Hierfür wurde der Aufbau leicht modifiziert. Durch das Entfernen seines obersten Blindflansches wurde das lichtdichte TSHIPS in ein gewöhnliches Teleskop umgewandelt. Zu Beginn der Tests wurde lediglich in diversen Messungen mit bloßem Auge geprüft, ob die Sonne selbst nach Stunden des Nachführens noch im Gesichtsfeld von TSHIPS blieb oder nicht. Hierzu wurde jeweils den ganzen Tag über die Sonne auf ihrer Bahn verfolgt. Auf diese Weise konnte direkt am Ziel der späteren SHIPS-Messungen die Güte des Nachführens verifiziert werden. Im Ergebnis stellte sich heraus, dass das Langzeittracking der Sonne adäquat funktioniert und in der Form für Langzeitbeobachtungen über einen ganzen Tag nutzbar ist. Abb. 5.3 zeigt das nach einem ganzen Tag des Nachführens immer noch präzise auf die Sonne ausgerichtete TSHIPS zur Abendzeit.

In einer nächsten Testrunde wurde das obere Röhrenende von TSHIPS mit einer speziell für den TSHIPS-Flansch gefertigten Acrylscheibe, auf der ein Sonnenfilter befestigt wurde, bündig wieder verschlossen. Hierdurch wurde die Einstrahlung von Sonnenlicht in die TSHIPS-Röhre drastisch reduziert, so dass direkte CCD-Aufnahmen der Sonne möglich wurden. Auf diese Weise konnten mit einer U4000 CCD von Apogee Imaging Systems Messungen gemacht werden, bei denen die Position der Sonne im Gesichtsfeld bestimmt wurde. Mit der CCD wurden die Messungen der ersten Runde wiederholt



ABBILDUNG 5.3: In den Trackingtests von TSHIPS stellte sich heraus, dass das Helioskop selbst nach einem ganzen Tag des Nachführens an der Sonne diese nach wie vor präzise im Blickfeld hat wie in diesem Beispiel zur Abendzeit.

und die scheinbare Wanderung der Sonne auf dem CCD-Chip während einer typischen Sonnentrajektorie untersucht. Präzise wurden so Pointing und Langzeittracking quantifiziert, indem vermessen wurde, um wie viele Pixel sich das Bild der Sonne auf dem Chip im Laufe der Messzeit verschoben hat. Mehr als 5100 Einzelmessungen wurden so aufgezeichnet. Für jede dieser Messungen wurde in der späteren Analyse die Position des Sonnenbildes pixelgenau bestimmt. Der Pixelversatz, der sich direkt proportional

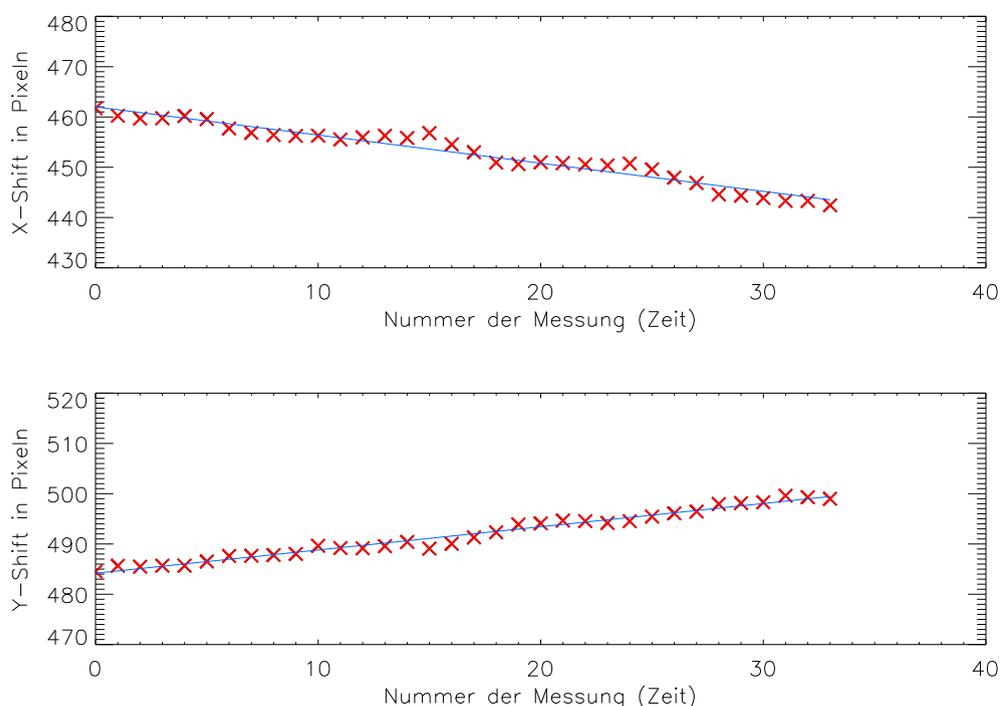


ABBILDUNG 5.4: Darstellung des Nachführungsfehler von TSHIPS anhand der Pixelverschiebung des Sonnenbildes auf dem Chip einer CCD (U4000 von Apogee). Der gemessene Pixelversatz verhält sich direkt proportional zu den Fehlern im Tracking. Die ermittelte Abweichung von nur ca. $7,3'$ kann im Vergleich zum ausgedehnten Gesichtsfeld von $4,3^\circ$ als marginal und die Nachführungsgenauigkeit von TSHIPS als gut angesehen werden.

zu den Nachführungsfehlern von TSHIPS verhält, ist in Abb. 5.4 dargestellt. Hierbei wurde die Gesamtzahl der Bilder der Anschaulichkeit halber auf 34 reduziert.

Die Nachführungsfehler verhalten sich zeitlich grundsätzlich sehr konstant und linear. Diesem Trend ist jedoch auch eine leichte periodische Schwankung (etwa alle 10 Datenpunkte) überlagert.

Bei den Pixeln in X-Richtung wandert das Zentrum des Sonnenbildes von Pixelwert 461,7 zu 442,4, was einen Versatz von 19,3 Pixeln ausmacht. Für die Y-Richtung sind die Pixelwerte 484,5 und 498,9, was einem Shift von 14,5 Pixeln entspricht.

Als Ergebnis dieser Untersuchung lässt sich festhalten, dass für die Nachführung ein Fehler von 24,1 Pixeln auftritt.

Diese Pixelshifts müssen mit der Größe des Gesichtsfelds FOV der U4000 skaliert werden, welche sich mit Hilfe der Linsenbrennweite F und der Chipgröße D_{Chip} über folgende Relation abschätzen lässt:

$$FOV = \frac{3438' \cdot D_{Chip}}{F} = 256,4' \simeq 4,27^\circ. \quad (5.1)$$

Die U4000 hat einen quadratischen Chip von 2048 x 2048 Pixeln mit einer Breite von 7,4 μm . Skaliert mit Messzeit und Pixelshift ergibt sich daraus ein Nachführungsfehler über einen Sonnentag (10° Teleskophöhe - obere Kulmination - 10° Teleskophöhe) von ca. 7,3 Bogenminuten. Da dank der kurzen Brennweite von 20,32 cm und der Chipgröße der U4000 ein sehr ausgedehntes Gesichtsfeld von etwa $4,3^\circ$ vorhanden ist, kann diese eher geringe Abweichung von der idealen Nachführung in Relation zu dem großen Blickfeld als marginal betrachtet werden.

Die Nachführung ist gut und in jedem Falle ausreichend. Auch unter der Verwendung des PMT ($FOV \simeq 2,5^\circ$) ist somit sichergestellt, dass mit TSHIPS ein hinreichend genaues Tracking der Sonnenposition für die SHIPS-Messungen gegeben ist.

5.3 Bestimmung der Eigenschaften der bei SHIPS verwendeten Fresnellinsen im Labor

Im Rahmen einer innerhalb des SHIPS-Projekts durchgeführten und vom Team betreuten Masterarbeit mit dem Titel '*Characterization Of The Large Fresnel Lens Used In Solar Hidden Photon Search (SHIPS)*' wurden die optischen und abbildenden Eigenschaften der im Experiment verwendeten Fresnellinsen genauer untersucht [65]. Lichtsammelverhalten und Abbildungseigenschaften der Linsen wurden anhand zweier Laser als Licht- und Bildquellen bestimmt. Die Arbeit steuert zum Projekt Kenntnisse bzgl. Bildgrößen, Intensitäten, Signal-zu-Rauschen-Verhalten und der Abhängigkeit der Brennweiten von der Wellenlänge bei. Hierzu wurden eine Vielzahl von Aufnahmen erstellt, die nicht nur mit den Fresnellinsen selbst, sondern in gleicher Weise zum direkten Vergleich ein zweites Mal mit einer typischen Konkavlinse durchgeführt wurden. Auf diese Art ließen sich von der Konkavlinse ausgehend direkt die Eigenschaften der Fresnellinsen ableiten.

Aus diesen Untersuchungen lässt sich resümieren, dass die eingesetzten Fresnellinsen ähnlich gute Eigenschaften haben wie die verglichene Konkavlinse. Zudem belegen die Labormessungen den für die SHIPS-Anwendung wichtigsten Parameter der sehr hohen Lichtsammeleffizienz.

Überdies bestätigen die Tests die Erwartungen in die geringen Verzerrungen des Fresnelbildes, während beide Linsentypen etwa gleiche Bildgrößen erzeugen. Diese Vorteile beruhen auf der sehr dünnen Beschaffenheit der Fresnellinse von lediglich 2 mm.

Die verwendeten Fresnellinsen bieten also nicht nur die Möglichkeit, Licht optimal zu sammeln, sondern auch die Sonne mit guter Abbildungsqualität zu beobachten. Sie sind damit für die SHIPS-Anwendung bestens geeignet.

5.4 Test der Eigenschaften der Fresnellinsen anhand astronomischer Beobachtungen

Ergänzend zu den oben angeführten Labormessungen und Gütebestimmungen der optischen Eigenschaften der Fresnellinse wurden zusätzliche Test-Aufnahmen außerhalb des Labors gemacht. In einer Reihe astronomischer Aufnahmen wurden die im Labor zuvor ermittelten Linsen-Charakteristika verifiziert und zugleich die Güte des gesamten optischen Systems von TSHIPS getestet.

Zur Umsetzung dieser ergänzenden Test-Aufnahmen wurde das optische System von TSHIPS daher - mit Ausnahme des entfernten Blindflansches am oberen Ende von TSHIPS - exakt so eingesetzt, wie es auch später für die Hidden Photon-Datennahme verwendet wurde. Als einzigen marginalen Unterschied zwischen beiden Fällen gab es eine kleine, minimale Positionsänderung der Fresnellinse von etwa einem halben Zentimeter aufgrund der unterschiedlichen Brennebenen der jeweils eingesetzten Detektoren. Änderungen an den Eigenschaften des optisches Systems bewirkt dieser Unterschied nicht.

Beobachtet wurden diverse astronomische Objekte. Vor dem Hintergrund der im Betriebsalltag mit TSHIPS durchgeführten Sonnenbeobachtungen ist somit der nahezu bestmögliche Praxistest für die Fresnellinse erfolgt und ermöglicht somit direkte Rückschlüsse.

Über das optische System hinaus mussten für die astronomischen Testbeobachtungen sehr wohl einige notwendige Modifikationen am äußeren Aufbau von TSHIPS vorgenommen werden. Um das SHIPS-Helioskop in ein für astronomische Aufnahmen nutzbares Teleskop zu wandeln, wurde auf der Unterseite der Photomultiplier entfernt, die Detektorhalterung umgebaut und mit der iKon-M 934 Andor eine abbildende Kamera angebracht (siehe Abschnitt 3.2). Der Brennpunkt der Fresnellinse musste entsprechend der Brennebene angepasst bzw. die Position der Linse im Detektortopf modifiziert werden, um ein scharfes Bild auf der iKon-M 934 zu erhalten. Auf der Oberseite von TSHIPS wurde zudem der schwere Blindflansch entfernt, um Licht in das Innere gelangen zu lassen. Das Licht der bei den Beobachtungen observierten Sterne konnte somit ungehindert durch den Röhrenschacht auf die Fresnellinse gelangen, um von dort zur iKon-M 934 geleitet zu werden.

In dieser Konfiguration entstanden die ersten echten optischen 'First Light'-Beobachtungen von TSHIPS mit dem Ziel, die Qualität des optischen Systems des ganzen Instruments zu verifizieren. Die Resultate sind in den Abbildungen 5.5 und 5.6 gezeigt. Zu

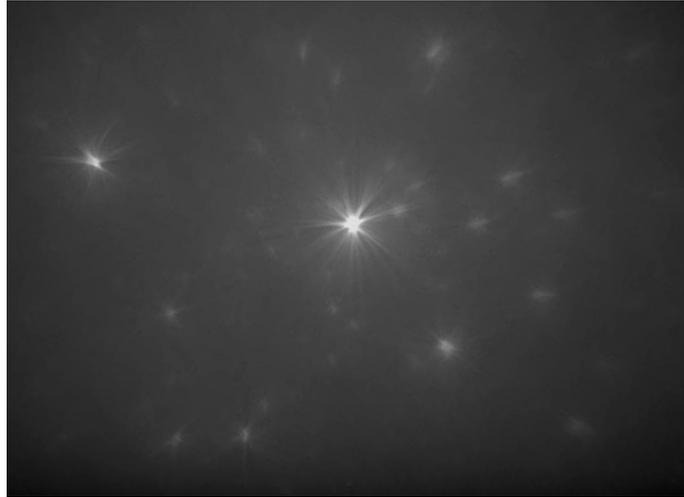


ABBILDUNG 5.5: Aufnahme des HIP113622 mit TSHIPS und der iKon-M 934.



ABBILDUNG 5.6: Aufnahme des Sternhaufens der Plejaden mit TSHIPS und der iKon-M 934.

sehen sind eine Aufnahme des Sterns HIP113622¹ und eine des Sternhaufens der Plejaden². Diese Bilder zeigen klar aufgelöste Sterne mit deutlichen Abgrenzungen. Wie die Labormessungen bereits erwarten ließen, ist die Fresnellinse ohne Weiteres für astronomische Beobachtungen einsetzbar. Durch sie ist eine gute und kostengünstige Basis für das optische System von TSHIPS mit hoher Transmission und abbildender Qualität gegeben.

¹Koordinaten: α $23^h 01^m$ δ $+03^\circ 01'$

²Koordinaten: α $3^h 47^m$ δ $+24^\circ 07'$

5.5 Charakteristik des ET 9893/350B im Test

Am Anfang der Arbeit mit dem ET 9893/350B galt es, die genauen Angaben des Herstellers im Datenblatt des Photomultipliers in unterschiedlichen Messungen zu verifizieren. Dies erfolgte in einer Reihe verschiedener Messungen.

5.5.1 Arbeitsspannung des Photomultiplier und Plateau-Bereich

Der Spannungsbereich, in welchem die in Abschnitt 3.7 dargestellten Vorzüge gegeben sind, nennt sich Plateau-Bereich. Der Name resultiert aus der sehr geringen Steigung der Zählraten bei konstanter Lichteinstrahlung in Abhängigkeit von der Spannung in diesem Bereich.

Im folgenden wird genauer beschrieben, wie sich der Plateau-Bereich genau bestimmen lässt, über welchen Spannungsbereich er sich beim ET 9893/350B erstreckt und wo die optimalen Arbeitsspannungen liegen. Auch für die Messungen mit dem ET 9893/350B geht die spezifische Wahl der Photomultiplier-Arbeitsspannung auf den Plateau-Bereich zurück.

Im allerersten Schritt vor der eigentlichen Messung müssen die für die Messungen notwendigen Rahmenbedingungen geschaffen werden. Hierzu wird der Photomultiplier so eingerichtet, dass er völlig abgeschirmt von Umgebungslicht messen kann und ausschließlich Photonen von einer für die Messungen verwendeten Lichtquelle - in dieser Messreihe eine LED - kontrolliert auf die Kathode eingestrahlt werden. Ist dies gegeben, wird der Photomultiplier auf Betriebstemperatur gebracht (hier -21°C), die kleinste der für die Messung nötigen Spannungen eingestellt und die LED auf eine feste, aber sehr geringe Helligkeit eingestellt. Mit Beginn der Messungen wird gewartet, bis sich bei Temperatur, LED-Helligkeit und Dunkelstrom ein Gleichgewicht eingestellt hat. Gerade der Dunkelstrom variiert bei Photomultipliern nach Anlegen der Spannung stark und sinkt in der Folgezeit deutlich ab (vergleiche Abschnitt 3.3.7). Daher ist einige Stunden zu warten, ehe sich der Dunkelstrom stabil auf ein festes Niveau eingependelt hat und die für die Messung nötige Genauigkeit gegeben ist.

Normalerweise werden Untersuchungen wie die Plateaubestimmung mit einem Multi Channel Analyser durchgeführt. Bei diesem ist eine feste untere Spannungstriggergrenze vorab einzustellen, welche für die gesamte Messung unverändert bleiben muss. Da in dieser Arbeit mit dem einem digitalen Oszilloskop äquivalenten DRS4 Evaluation Board (siehe Abschnitt 3.8.1) gearbeitet wird, kann die Datennahme, abgesehen vom

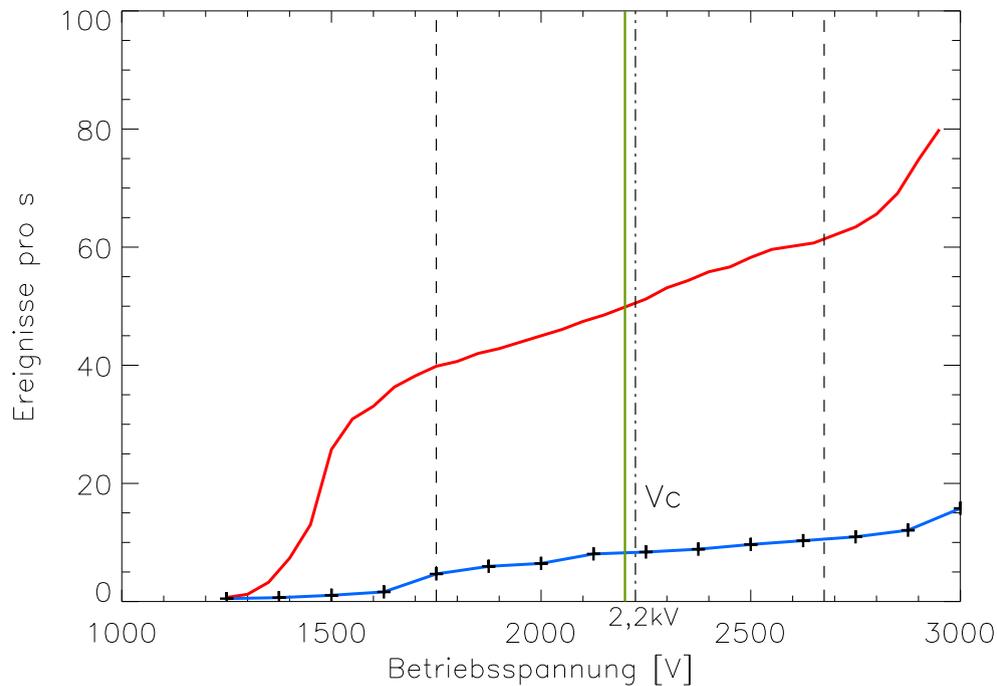


ABBILDUNG 5.7: Gemessene Zählraten aufgetragen gegen die Spannung mit schwacher (blaue Kurve) und mit stärkerer Lichteinstrahlung (rote Kurve). Zwischen 2050 und 2670 Volt liegt der Plateau-Bereich, aus dem die Arbeitsspannung ausgewählt werden sollte, um mit guten Signal-zu-Rauschen-Verhältnissen arbeiten zu können.

eigentlichen Trigger, ohne diskriminierende Untergrenze durchgeführt und in der Analyse später nachträglich variiert und exakt gewählt werden, um das niederenergetische Rauschen bestmöglich zu entfernen.

Im nächsten Schritt wird die angelegte Spannung in gleichmäßigen Schritten erhöht und die jeweiligen Zählraten in Abhängigkeit von der steigenden Spannung bestimmt. Die gemessenen Zählraten werden in einem Diagramm gegen die Spannung aufgetragen. Das Ergebnis ist in Abb. 5.7 (blaue Kurve) gezeigt. Zu sehen ist anfangs ein stärkerer Anstieg der Zählraten mit erhöhter Spannung. Dieser Anstieg ebbt ab und die Zählraten gehen in einen plateauähnlichen Bereich über. Die Spannung V_c in der Mitte des Plateau-Bereichs wird bestimmt.

Die Messung wird nun ein zweites Mal durchgeführt, allerdings mit einer Erhöhung der LED-Helligkeit auf 10 bis 30% der maximalen Zählrate bei einem Spannungswert von V_c . Wieder wird die Spannung schrittweise bis zu einem Wert von ca. 90 % der Maximalspannung erhöht. Erneut werden die nun deutlich erhöhten Zählraten gegen die angelegte Spannung aufgetragen. Das graphische Ergebnis ist als rote Kurve in Abb. 5.7 zu sehen. Abermals geschieht ein steiler Anstieg der Raten, welcher in einen

neuerlichen Plateau-Bereich übergehen. Aus diesem Plateau-Bereich, der sich etwa zwischen 1750 und 2670 Volt erstreckt, sollte die Arbeitsspannung ausgewählt werden.

Als optimale Betriebsspannung gilt jene, bei der die Zählrate im Plateau-Bereich die kleinste Steigung hat. Allerdings kann mit allen Spannungen aus dem Plateaubereich relativ problemlos und mit ähnlich guten Signal-zu-Rauschen-Verhältnissen gearbeitet werden. Da der ermittelte Wert der optimalen Betriebsspannung nahe der im Photomultiplier-Datenblatt als nominell angegebene Arbeitsspannung liegt, wurde für die Messungen mit dem ET 9893/350B letztendlich der dort angegebene Wert von 2,2 kV als dauerhafte Betriebsspannung gewählt.

Photometrische Eichung

Vor den im weiteren Verlauf dieses Abschnitts beschriebenen Labortests gab es den Versuch, die Quanteneffizienz des Photomultipliers anhand eines Sterns photometrisch zu bestimmen. Es zeigte sich jedoch letzten Endes, dass präzise photometrische Eichmessungen mit den gegebenen Mitteln nicht zufriedenstellend umsetzbar waren. Daher wurden alternativ Labormessungen erwogen.

Die Grundidee hinter der astronomischen Eichung war, eine feste Größe wie das Licht eines unveränderlichen Sterns als Quelle mit bekannter und konstanter Stärke zu nutzen und den Photomultiplier daran photometrisch zu eichen. Hierzu sollte an dem offenen TSHIPS mit dem PMT gemessen und ggf. mit dem OLT Vergleichsmessungen hinsichtlich der Bestimmung des Himmelshintergrunds usw. durchgeführt werden. Es stellte sich aber heraus, dass es in diesem Konzept mit den gegebenen Möglichkeiten zu viele Unsicherheitsfaktoren und Unbekannte gab. Weder waren die gemessenen Helligkeiten konstant, noch konnte durch die vielen Umwelteinflüsse die wichtige Quellenhelligkeit als bekannt angesehen werden. Allein die schwankende und unbekannte Himmelshintergrundhelligkeit, das variable und ebenfalls in benötigter Genauigkeit schwer zu bestimmende Himmels-Seeing, die Verschmutzung des Instrumentenspiegels (und damit die Unkenntnis dessen Reflektivität bzw. effektiver Größe) oder der Helligkeitsbeitrag der zusätzlichen Objekte in dem mit $2,5^\circ$ sehr großen Gesichtsfeld führen schnell zu Abweichungen der kalkulierten Zählraten von mehreren Größenordnungen und machen eine präzise Eichmessung ohne Korrekturen sehr schwer. Genaue Korrekturen sind für diese Aufgabe zwingend erforderlich, Art und Umfang können aber nicht mit dem Photomultiplier ermittelt werden. Zudem zeigte sich, dass durch das große Gesichtsfeld und die hohe Lichtsammelfähigkeit der Linse die Zählraten ungünstig hoch, bei der alternativen Verwendung eines astronomischen Filters wiederum eher unpraktikabel klein waren. Eine mögliche Änderung der Ausdehnung des Gesichtsfelds muss dagegen vor dem Hintergrund der sensiblen Messungen in den Details wie Durchmesser usw. erst

sehr präzise bestimmt werden, um mit erforderlicher Genauigkeit Rückschlüsse ziehen zu können.

Im Unterschied zu einem CCD-Detektor ist ein Photomultiplier nicht abbildend. Bei einer CCD lässt sich der unmittelbare Bereich um einen Stern sehr leicht eingrenzen. Außerdem lassen sich meist ein invariantes Objekt im Außenbereich sowie zusätzlich ein Bereich ohne Einstrahlung durch ein innerhalb liegendes Objekt finden, welche ohne große Schwierigkeiten zur Bestimmung von Hintergrundhelligkeit, Seeing usw. genutzt werden können. Diese Möglichkeit ist beim Photomultiplier ausgeschlossen. Derartige Korrekturen können nur mit einem zweiten Detektor ermittelt werden. Dies ist theoretisch möglich, bewirkt aber wiederum unterschiedliche Störeinflüsse. Das Gesichtsfeld einer weiteren Kamera unterscheidet sich in der Größe, außerdem ist es in der praktischen Umsetzung sehr schwer, den exakt gleichen Himmelsbereich abzudecken. Zudem sind die Quanteneffizienzen bzgl. Ausbeute (CCD $> 90\%$, Peakempfindlichkeit von max. 25%) und Breite des abgedeckten Spektralbereichs grundlegend unterschiedlich.

Somit sollte für die Quanteneffizienzmessung die exakte Spektralverteilung des Sterns detailliert vorliegen. Mit der Betrachtung als Schwarzkörperstrahler wird das reale Bild nur angenähert. Darüber hinaus müssen für die Durchführung von Beobachtungen zur reservierten Teleskopzeit auch gute und möglichst unveränderte photometrische Bedingungen herrschen. In Anbetracht der generell hochgradig anspruchsvollen Anforderungen an eine genaue Quanteneffizienzmessung eines Detektors schien mit den gegebenen Mitteln sowie den diversen Störeinflüssen und Unbekannten eine astronomische Eichung im Vergleich zu den verfügbaren Labor-Testständen abschließend nicht sehr zweckmäßig. Selbst für die hinsichtlich solcher Charakterisierungen versierten Hersteller von Photomultipliern sind Quanteneffizienzmessungen auch im Labor nur mit hochgradig präzisiertem, zeitlich stabilen und detailgenau charakterisiertem Messequipment in der erforderlichen Genauigkeit umsetzbar. Dafür werden Lichtquellen verwendet, die zeitlich in höchstem Maße stabil sind, deren Photonfluss sehr präzise justiert werden kann und deren Photonabstrahlrate sehr genau bekannt ist, in einem Aufbau, der frei von äußeren Störeinflüssen ist.

Aus o.g. Gründen verschob sich der Fokus von der astro-photometrischen Eichung hin zu Quanteneffizienzuntersuchungen im Labor.

Letztendlich wurden an zwei verschiedenen Photomultiplier-Testständen entsprechende Untersuchungen durchgeführt. Es wurden u.a. photometrische Eichmessungen vorgenommen, Linearitätstests durchgeführt sowie die hohe Lichtempfindlichkeit als auch die im Datenblatt angegebene Quanteneffizienz des ET 9893/350B überprüft und bestätigt.

Der erste Teststand am DESY gehört zur dortigen ZEUS-Gruppe und bietet Messmöglichkeiten mit einem Multi Channel Analyser (MCA). Mit dem Aufbau und der Messsoftware dieses MCA-Teststands ist u.a. eine Bestimmung der mittleren Photonenzahl auf der Kathode in einem gewissen Zeitfenster möglich. Weitere Messungen erfolgten an einem Teststand der Arbeitsgruppe Astroteilchenphysik der Universität Hamburg in Bahrenfeld. Durch diesem Teststand wurde ein genauer Vergleich des ET 9893/350B mit einem sehr gut charakterisierten und bei Quanteneffizienz- und Gainwerten fast identischen zweiten Photomultiplier ermöglicht.

Photomultiplier-Teststand von ZEUS

Für einen Teil der PMT-Arbeiten wurde SHIPS von Wladimir Hain freundlicherweise der Photomultiplier-Teststand von ZEUS bei DESY zur Verfügung gestellt. Wladimir Hain hat diesen selbst konstruiert und über Jahrzehnte mit Photomultipliern gearbeitet.

Der Teststand selbst besteht aus einer lichtdichten Black-Box. In seiner Rückwand befinden sich innen und außen diverse Stecker, um für die entsprechenden Verbindungen auf einfache Weise Durchlässe in das lichtdichte Innere zu ermöglichen. Über einen SHV-Kabeldurchlass lässt sich der Photomultiplier problemlos mit der Hochspannungsversorgung verbinden. Zudem läßt sich das Messsignal über einen ähnlichen Durchlass per BNC-Verbindung zur Auswertung zum DRS4 Board oder dem angeschlossenen Multi Channel Analyser des Teststands leiten. Innerhalb der Black-Box befinden sich regulierbare LEDs, eine davon mit einer Abstrahlwellenlänge nahe des Quanteneffizienzmaximums des ET 9893/350B. Die PMT-Signale können mit dem Multi Channel Analyser (MCA-Modell V792 von CAEN) und umfangreicher Analysesoftware ausgewertet werden. So ist es u.a. möglich, in einem bestimmten Aufbau und mit spezifischen Einstellungen die mittlere Anzahl von Photoelektronen auf der Kathode zu bestimmen. Wie dies mit dem ZEUS-Teststand durchgeführt wird, ist in Appendix C erläutert. Bilder der Black-Box und des inneren Aufbaus finden sich in den Abbildungen 5.8 und 5.9.

In den Messdiagrammen der folgenden Abschnitte, deren Daten mit dem MCA des ZEUS-Teststands gewonnen wurden, ist jeweils die Anzahl der Ereignisse pro Energiekanal dargestellt. Grundsätzlich sind diese also Histogramme der aufgezeichneten Ereignisse. Ein Energiekanal (QDC Channel) bezeichnet ein Energieintervall, welches durch die Gesamtladung aller in einem Signalpuls an der Anode gemessenen Elektronen bestimmt ist. Da die Grundform, vor allem die Breite der PMT-Pulse, nicht sonderlich veränderlich ist, sollte jeder Energiekanal mit einer festen Pulshöhe korreliert sein, denn das Integral ergibt über den Signalpuls die o.g. Gesamtladung. Und tatsächlich



ABBILDUNG 5.8: Aufnahme der lichtdichten Black-Box des Teststands von ZEUS.

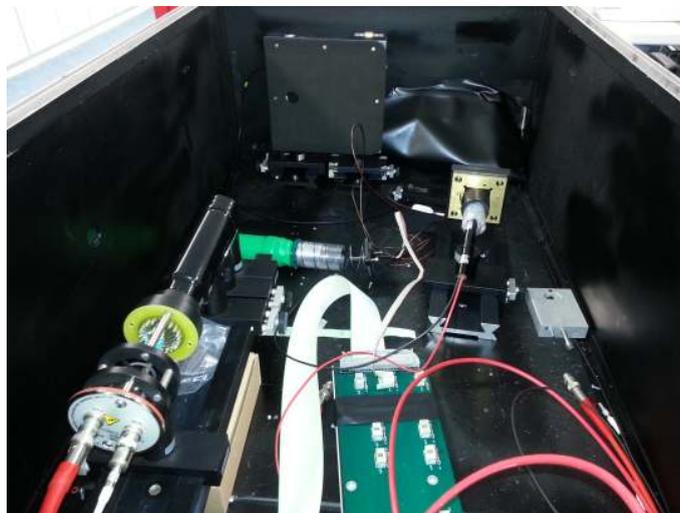


ABBILDUNG 5.9: Blick in das Innere des ZEUS-Teststands: Zu sehen ist der ET 9893/350B in dem Aufbau, wie er für die in diesem Unterkapitel beschriebenen Messungen genutzt wurde. In der linken Hälfte der Rückwand befinden sich die LEDs auf gleicher Höhe mit dem PMT.

hängt der Integralwert in der Praxis maßgeblich von der Höhe der ansonsten in ihrer Pulsgestalt relativ gleichförmigen Pulse ab. Der MCA des ZEUS-Teststands nimmt dabei mit sehr hoher Samplingrate in einem immer gleich kurzen Zeitfenster unabhängig von der Einstrahlungstärke des Lichts genau 10000 Datenpunkte auf. Jedes Dunkel- oder Photonenergebnis in diesem Zeitfenster fällt auf einen der Datenpunkte und wird in selbigem gespeichert. Fällt kein Ereignis auf einen Datenpunkt, geht in diesen nur das elektronische Rauschen ein; diese Datenpunkte bilden das sog. Pedestal. Das Pedestal entsteht ausschließlich durch das Rauschen der Messelektronik. Zum besseren Verständnis der folgenden, mit dem MCA durchgeführten Vorabtests, seien kurz drei veranschaulichende Mess-Beispiele des ET 9893/350B gänzlich ohne, mit geringer sowie mit starker Lichteinstrahlung erläutert.

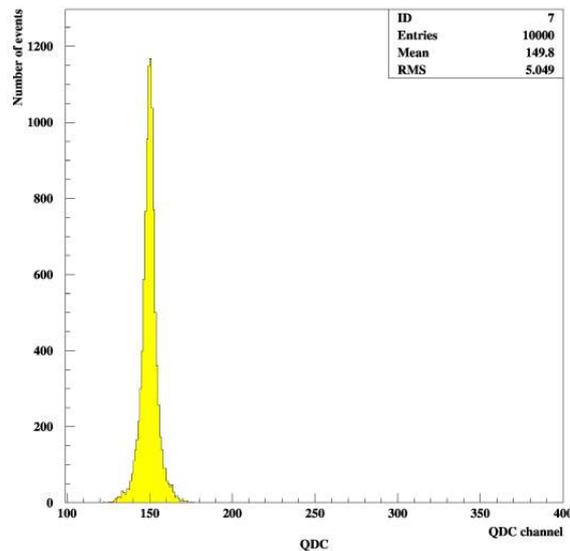


ABBILDUNG 5.10: Dieses MCA-Ergebnis gibt eine Messung ohne eingestrahktes Licht wieder. Der schmale gelbe Peak stellt das vom Elektronikrauschen erzeugte Pedestal dar. In dem Histogramm ist kein Photonenergebnis auszumachen.

Abb. 5.10 zeigt das MCA-Ergebnis einer Messung ohne eingestrahktes Licht. Der schmale gelbe Peak stellt das vom Elektronikrauschen erzeugte Pedestal dar. In dem Histogramm ist kein Photonenergebnis enthalten.

Wird Licht von moderater Stärke auf den Multiplier eingestrahkt, steigt die Zahl der nachgewiesenen Ereignisse. Das MCA-Histogramm mit dem typischen Verlauf der Ereignisverteilung einer solchen Messung veranschaulicht Abb. 5.11. Zu sehen sind am linken Rand das im Vergleich zu Abb. 5.10 bereits gesenkte Pedestal und im rechts anschließenden Bereich die ersten nachgewiesenen Photonenergebnisse.

Abb. 5.12 gibt die Verteilung einer Bestrahlung mit hoher Intensität wieder. Ein Pedestal ist hier nicht mehr zu erkennen. Alle Energiekanäle spiegeln mindestens ein Photonenergebnis wieder. Auch hier sei auf die so zu erwartende starke Ähnlichkeit zur typischen Pulshöhenverteilung mit dem eher steilen Anstieg (linker Teil) und dem flacheren Auslaufen (rechts) verwiesen, wie sie in Abb. 3.14 dargestellt ist. Da aufgrund der starken Lichteinstrahlung quasi auf jeden Datenpunkt ein Ereignis fällt, sind allerdings keine Einflüsse durch Elektronikrauschen auszumachen.

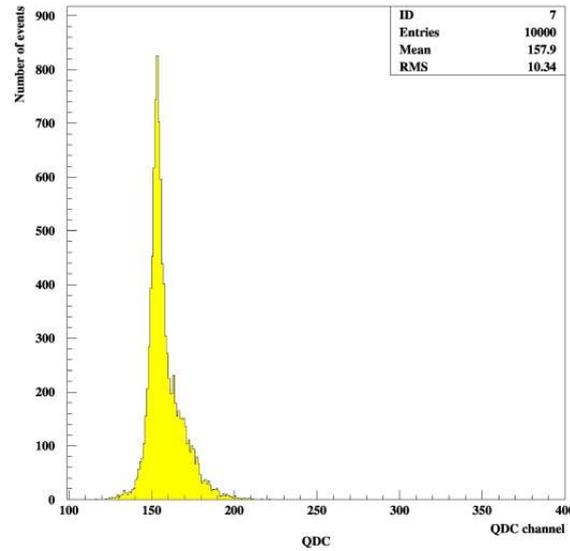


ABBILDUNG 5.11: MCA-Ergebnis für eine Bestrahlung mit Licht von moderater Stärke. Zu sehen ist das bereits gesenkte Pedestal. Das 'Wachsen einer kleinen Schulter' aus dem Pedestal in seinem rechts anschließenden Bereich zeigt die ersten nachgewiesenen Photonenergebnisse.

Allen Verteilungen können Dunkelereignisse überlagert sein, welche jedoch aufgrund ihrer geringen Anzahl durch die sehr kurzen Messintervalle vernachlässigt werden können.

5.5.1.1 Mittlere Zahl der Photoelektronen auf der Kathode

”Der ET 9893/350B ist eine SEHR lichtempfindliche Photoröhre”

Beim ZEUS-Teststand funktioniert die Bestimmung der mittleren Anzahl von Photoelektronen auf der Kathode auch bei sehr kleinen Photonenströmen gut. So lässt sich mit Hilfe des MCA sehr genau bestimmen, bei welcher Lichtstärke und welchen weiteren Parameterwerten der Photomultiplier die ersten Photonen detektiert. Registriert der Photomultiplier die ersten Photonen (ca. 0,5 Photoelektronen im MCA), wird dies durch eine leichte Formänderung am Pedestal sichtbar. Hierbei beginnt der Einfluss der geringen Zahl der Photonenergebnisse sich in Form des Wachsens einer kleinen Schulter aus dem Pedestal zu zeigen (vergleiche Abb. 5.11).

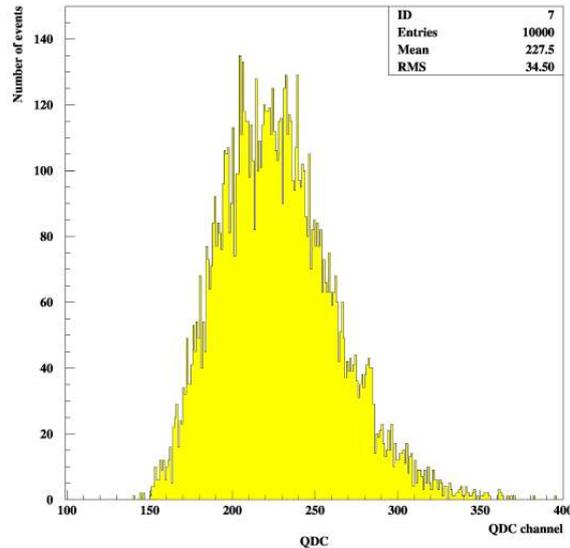


ABBILDUNG 5.12: Dieses MCA-Ergebnis gibt die Verteilung einer Bestrahlung mit hoher Intensität wieder. Ein Pedestal ist hier nicht mehr zu erkennen. Alle Energiekanäle spiegeln mindestens ein Photonenereignis wieder.

Dieser Test wurde dann auch mit dem ET 9893/350B durchgeführt und erfolgte im Anschluss und unter identischen Bedingungen zum Vergleich mit einem zweiten, vergleichbaren Photomultiplier, einem R580 von Hamamatsu (siehe Appendix F für weitere Details). Dieser ist wie der ET 9893/350B ein Head-on-Type-Photomultiplier und hat ebenfalls eine Bialkalikkathode und ein Borosilikatfenster. Zudem weisen beide PMTs ähnliche Quanteneffizienzen auf. Allerdings hat der R580 nur 10 Dynoden und einen maximalen Gain von $1,1 \cdot 10^6$, während der ET 9893/350B über 14 Dynoden verfügt und Gainwerte von mehr als 10^8 liefern kann. Der R580 ist auf dem Foto des Messaufbaus in Abb. 5.13 zu sehen (grüne Röhre).

In gleicher Anordnung und unter gleicher Stärke der Lichteinstrahlung aufgebaut, wurden beide PMTs vermessen und verglichen. Sie wurden nacheinander innerhalb der Black-Box in einem Abstand von 42 cm zur LED platziert und so ausgerichtet, dass der Mittelpunkt der Kathodenfläche auf gleicher Höhe mit der LED lag, um eine gleichmäßige Beleuchtung der Kathode zu erreichen. Der Aufbau mit dem ET 9893/350B ist ebenfalls in Abb. 5.13 gezeigt.

Die Betriebsspannung des ET 9893/350B wies hierbei nur einen Wert von 1,93 kV

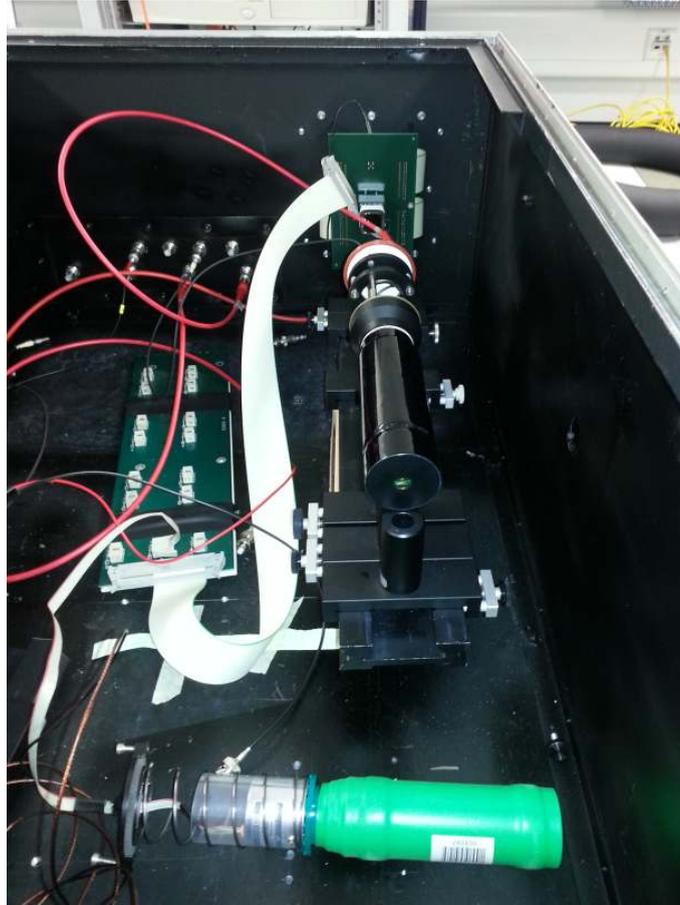


ABBILDUNG 5.13: Der ET 9893/350B im Inneren des ZEUS-Teststands gleichmäßig beleuchtet von der LED in ca. 42 cm Abstand. Im linken Teil der Rückwand befinden sich u.a. mehrere BNC-, Lemo- und SHV-Durchlässe, über die sich Photomultiplier im Inneren problemlos mit den äußeren Komponenten wie beispielsweise den Hochspannungsversorgungen verbinden lassen.

auf. Bei dem entsprechenden, eher geringen Gainwert war ein Nachweis kleiner Lichtmengen gegenüber sehr hohen Verstärkungen erschwert, da eine geringere Zahl von Photoelektronen die Verstärkungskette durchlief. Dies ist der Fall, wenn die Photoelektronen durch die geringeren Spannungen weniger stark beschleunigt und schlechter fokussiert werden (vergleiche Abschnitt 3.3.8). Die grundsätzliche Nachweismöglichkeit bei einer Spannung, die fast 300 V unterhalb der TSHIPS-Arbeitsspannung liegt, ist somit tendenziell negativ beeinträchtigt. Das Messresultat in Form einer mittleren Photoelektronenzahl von lediglich etwa 0,5, was graphisch dem Wachsen der Signalschulter entspricht, ist in der oberen Grafik der Abb. 5.14 dargestellt. Das untere Diagramm zeigt das durch das Elektronikrauschen bedingte Pedestal ohne nachgewiesene Ereignisse (0 Photoelektronen). Dabei tritt die Signalschulter des für sehr lichtschwache Anwendungen konzipierte ET 9893/350B bereits bei sehr geringen Helligkeiten der LED des Teststands (nur 39 mA) auf. Bei diesen Flächenhelligkeiten weist der Großteil aller Photomultiplier noch gar keine Photonenergebnisse nach. Auch der R580, der mit

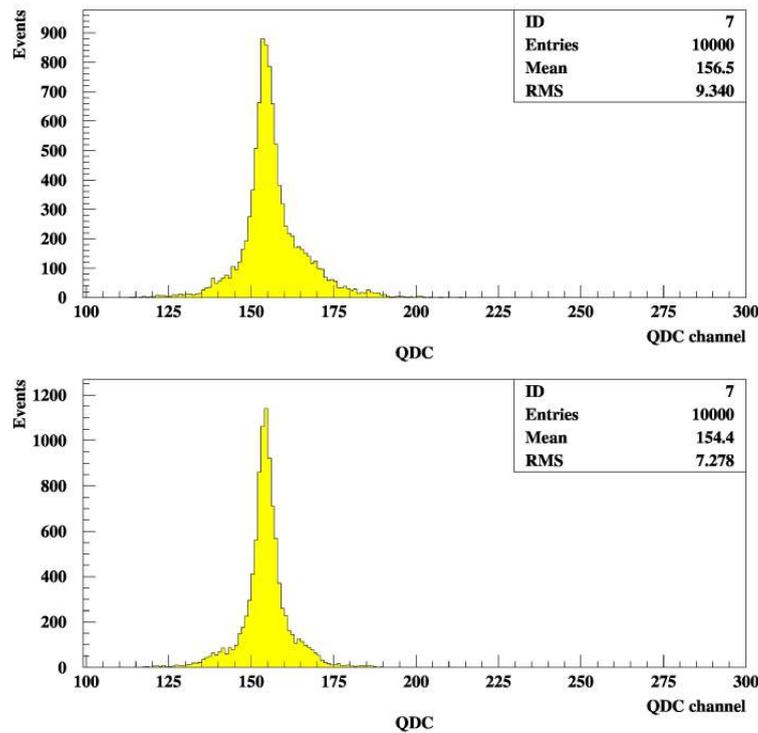


ABBILDUNG 5.14: Das obere Diagramm zeigt die ersten nachgewiesenen Photonen mit dem ET 9893/350B. Die abgeschätzte mittlere Photoelektronenzahl von 0,5 wird dabei schon bei einer sehr geringen Helligkeit der LED (nur 39 mA) erreicht. Der untere Graph zeigt ausschließlich durch das Elektronikrauschen bedingte Pedestal ohne nachgewiesene Ereignisse (0 Photoelektronen).

90% seiner Maximalspannung und entsprechendem Gain betrieben wurde, konnte diese geringen Photonenraten nicht nachweisen, obwohl er dem ET 9893/350B gegenüber sogar eine größere Kathodenfläche aufweist.

Die mit Hilfe des PMT-Teststands und des MCA durchgeführten Messungen sind Beleg für die sehr hohe Lichtempfindlichkeit des ET 9893/350B und bestätigen die entsprechenden Angaben des Datenblatts für das hier verwendete Exemplar dieser Baureihe. Das Messresultat ließe sich somit auch kurz und knapp so zusammenfassend auf den Punkt bringen, wie Wladimir Hain es mit der zu Beginn diesen Abschnitts zitierten

LED-Stromstärke [mA]	Mittlere Anzahl der Photoelektronen auf der Photomultiplierkathode
42	0,4
43	0,6
44	0,8
45	1,0
47	1,6
49	2,7
51	5,0
53	7,4
55	10,2
57	13,1

TABELLE 5.1: Einzelwerte der Messreihe der mittleren Anzahl der Photoelektronen auf der Photomultiplierkathode des ET 9893/350B in Abhängigkeit der jeweiligen LED-Helligkeit bzw. ihrer Lichtstärke. Die Betriebsspannung des PMT blieb in den Messungen unverändert bei 1930 V.

Einschätzung getan hat. Dass der ET 9893/350B bei der sehr geringen LED-Helligkeit bereits die ersten Signalphotonen detektieren kann, spricht eindeutig für die Eignung dieses Detektors für SHIPS.

5.5.1.2 Test der Linearität des ET 9893/350B

In einem weiteren Versuchsteil, erneut mit dem oben beschriebenen Aufbau durchgeführt, blieb die Betriebsspannung des PMT unverändert (1,93 kV). Die Stromstärke einer roten LED, für deren Licht der ET 9893/350B eine Quanteneffizienz von etwa 5% aufweist, wurde sukzessive von 42 auf 57 mA erhöht. Dieser Versuchsaufbau mit der Messung der Resonanz auf die Änderungen der Lichteinstrahlung entspricht dem klassischen Test der Linearität eines Photomultipliers. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.1 aufgeführt und in Abb. 5.15 graphisch umgesetzt.

Der Zählratenverlauf ist nicht ganz eindeutig zu interpretieren. So zeigt sich ab 49 mA ein sehr schöner linearer Anstieg der Zählraten in Abhängigkeit der linearen Erhöhung der Stromstärke, wobei sich die entsprechende Änderung im unteren Milliampèrebereich eher leicht exponentiell zeigt. Dieses Ergebnis deutet soweit eine gute Linearität des ET 9893/350B im mittleren und oberen Helligkeitsbereichs an.

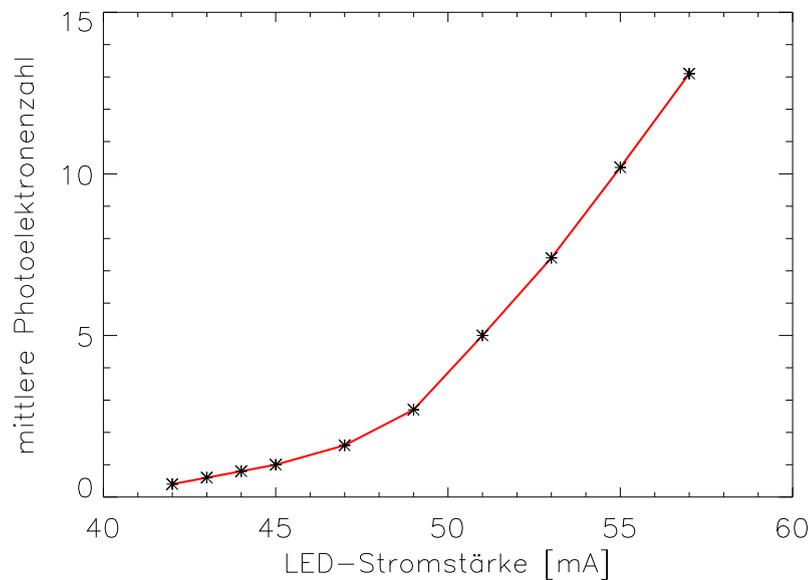


ABBILDUNG 5.15: Zählratenverlauf des ET 9893/350B in Abhängigkeit der jeweiligen LED-Helligkeit. Die Betriebsspannung des PMT blieb in den Messungen unverändert bei 1930 V.

Natürlich kann die Tendenz eines linearen Anstiegs der nachgewiesenen Photonen aber nur dann in dieser Form beobachtet werden, wenn sich Photonenabstrahlungsrate und angelegte Stromstärke der LEDs exakt linear zueinander verhalten. Dies ist nicht immer gegeben. Es gibt auch LEDs mit exponentiellem Abstrahlungsverhalten bei linearer Stromstärkenänderung. Das zeigt erneut auf, wie wichtig und schwierig es in der Eichung von PMTs ist, sehr gute und genau charakterisierte Testkomponenten und -geräte zur Verfügung zu haben, wie bereits in Abschnitt 5.5.1 dargelegt wurde.

Da der gut ausgestattete Photomultiplier-Teststand von ZEUS darüber hinaus über verschiedene optische Filter verfügt, die mittels eines Drehrads von außen zwischen LED und PMTs gebracht werden können, sind entsprechende Linearitätstest sogar ohne Kenntnis des genauen Abstrahlungsverhaltens durchführbar. Hierzu muss bei unveränderter LED-Helligkeit einfach von Messung zu Messung ein anderer Filter vor die LED gedreht werden, damit ein wechselnder Anteil der LED-Strahlung ausgefiltert wird.

Diese Tests wurden mit dem ET 9893/350B durchgeführt und seine Linearität auch so geprüft. In drei Messreihen bei der gleichen LED-Helligkeit (abermals 53 mA) wurden bei verschiedenen Betriebsspannungen (1930, 2100 und 2200 V) die mittleren Photoelektronenzahlen auf der Kathode in Abhängigkeit der verwendeten Filterstärke abgeschätzt. Die Transmissionswerte der Filter lagen dabei bei 54, 33, 20 und 10 Prozent.

Mittlere Photoelektronenzahl	Transmissionswert	Vergleich zur vollen Helligkeit
24.89	ungefiltert	100%
13.25	54%	53,2%
7,42	33%	29,8%
3,07	20%	12,3%
1,58	10%	6,3%

TABELLE 5.2: Vergleich der ermittelten Photoelektronenzahlen der gefilterten Messungen mit der ungefilterten Helligkeit der LED für die Messreihe mit 1930 V.

Mittlere Photoelektronenzahl	Transmissionswert	Vergleich zur vollen Helligkeit
26,28	ungefiltert	100%
14,41	54%	54,8%
7,94	33%	30,2%
3,04	20%	11,6%
1,75	10%	6,7%

TABELLE 5.3: Vergleich der ermittelten Photoelektronenzahlen der gefilterten Messungen mit der ungefilterten Helligkeit der LED für die Messreihe mit 2100 V.

Mittlere Photoelektronenzahl	Transmissionswert	Vergleich zur vollen Helligkeit
28,50	ungefiltert	100%
15,49	54%	54,3%
8,48	33%	29,8%
3,09	20%	10,8%
1,81	10%	6,4%

TABELLE 5.4: Vergleich der ermittelten Photoelektronenzahlen der gefilterten Messungen mit der ungefilterten Helligkeit der LED für die Messreihe mit 2200 V.

Die Ergebnisse sind in den Tabellen 5.2 bis 5.4 dargestellt, die MCA-Diagramme der Messreihe mit 2100 V sind in Abb. 5.16 gezeigt.

Die prozentualen Zählraten im Vergleich zur vollen, ungefilterten Helligkeit in Abhängigkeit vom verwendeten Filter zeigen insbesondere im oberen Helligkeitsbereich eine deutliche Proportionalität der Werte aller drei Messrunden.

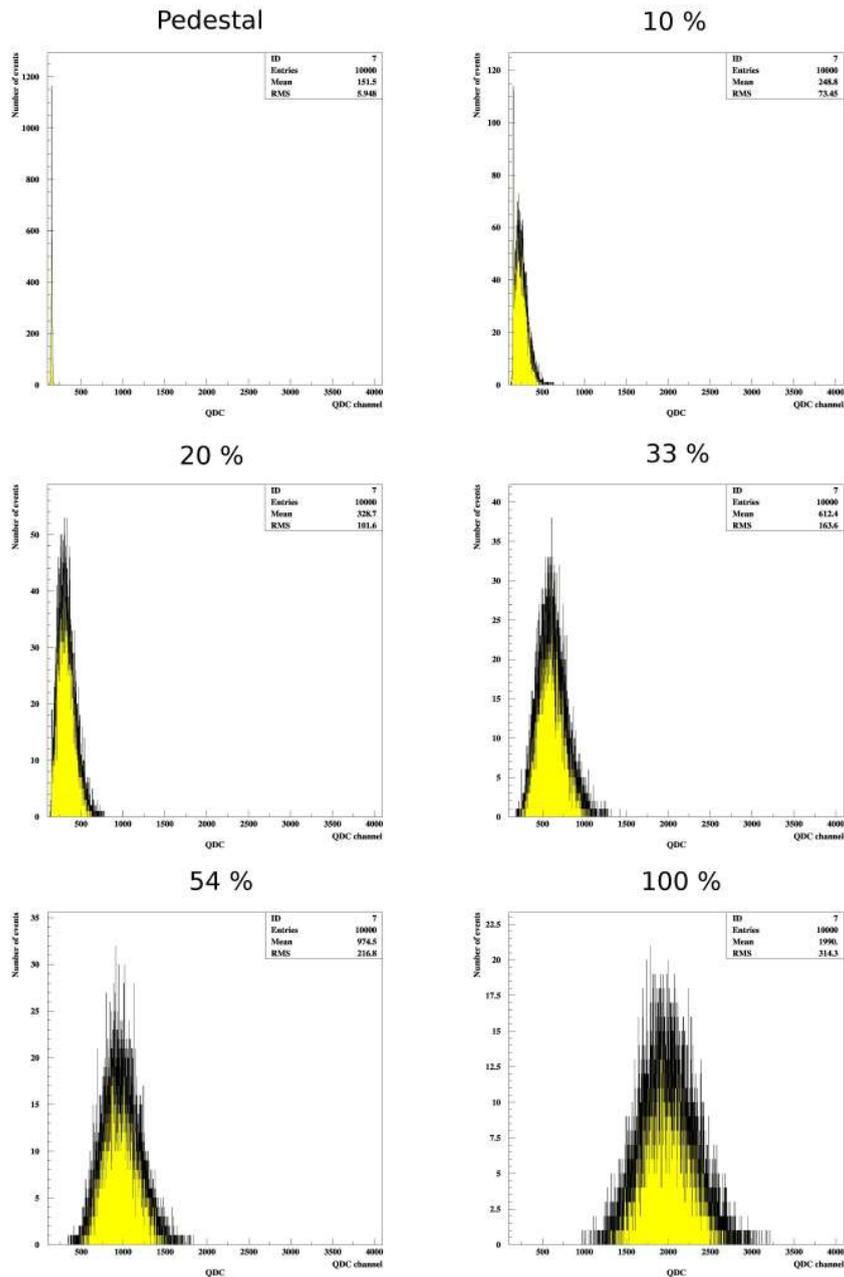


ABBILDUNG 5.16: MCA-Diagramme der gefilterten Messreihe bei 2,1 kV. Dargestellt ist das MCA des Pedestals, jene der Transmissionswerte von 54, 33, 20 und 10 % und das der ungefilterten LED-Helligkeit.

Damit kann aus den Ergebnissen der durchgeführten Tests ein gutes Linearitätsverhalten des ET 9893/350B bestätigt werden.

5.5.1.3 Test der Abhängigkeit der Nachweisrate von der Betriebsspannung

Im letzten Versuchsteil wurde bei konstanter Lichteinstrahlung die Sensitivität des ET 9893/350B in Abhängigkeit von der Betriebsspannung mit Hilfe des MCA genauer

Betriebsspannung [V]	Mittlere Anzahl der Photoelektronen
1550	18,8
1600	22,1
1650	25,0
1700	26,9
1750	27,7
1800	28,9
1850	30,3
1900	30,8
1950	31,1
2000	32,7
2050	34,3
2100	35,0
2150	37,2

TABELLE 5.5: Einzelwerte der Abschätzung der mittleren Anzahl der Photoelektronen auf der Photomultiplierkathode des ET 9893/350B in Abhängigkeit von der jeweiligen Betriebsspannung. Die Helligkeit der LED blieb in den Messungen unverändert.

untersucht. Hierzu wurde erneut der oben skizzierte Aufbau genutzt, wobei die LED auf eine feste Stromstärke von 53 mA eingestellt war. Ihre Helligkeit und damit die mittlere Zahl eingestrahelter Photonen auf der Kathode blieb somit in den Messungen unverändert. In verschiedenen Einzelmessungen wurde die mittlere Photonenzahl auf der Kathode ermittelt, wobei die Betriebsspannung zwischen den Einzelmessungen gleichmäßig sukzessive erhöht wurde. Wie bereits in Abschnitt 3.3.8 erläutert, wird mit steigenden Spannungen eine zunehmende Anzahl an Photoelektronen aus der Kathode stärker beschleunigt und besser fokussiert. Durch diesen Effekt ist trotz gleichbleibender Zahl eingestrahelter Photonen dennoch eine veränderte Anzahl von Signalpulsen zu erwarten.

Die genauen Werte der abgeschätzten Anzahl der Photoelektronen auf der Photomultiplierkathode sind in Tabelle 5.5 aufgelistet und in Abb. 5.17 graphisch dargestellt.

Im Ergebnis der Messungen zeigt sich, dass die gemessenen Werte der mittleren Zahl an Kathodenphotonen vom unteren Spannungsbereich zum oberen relativ linear und lediglich um einen Faktor von etwa 2,0 zunehmen. Ein Anstieg der detektierten Ereignisse in einer solchen Versuchsanordnung ist typisch für Photomultiplier und innerhalb der Breite des Spannungsbereichs von 600 V völlig normal. Der geringe Anstieg in dem entsprechend großen Spannungsbereich stellt für den ET 9893/350B mit seiner hohen

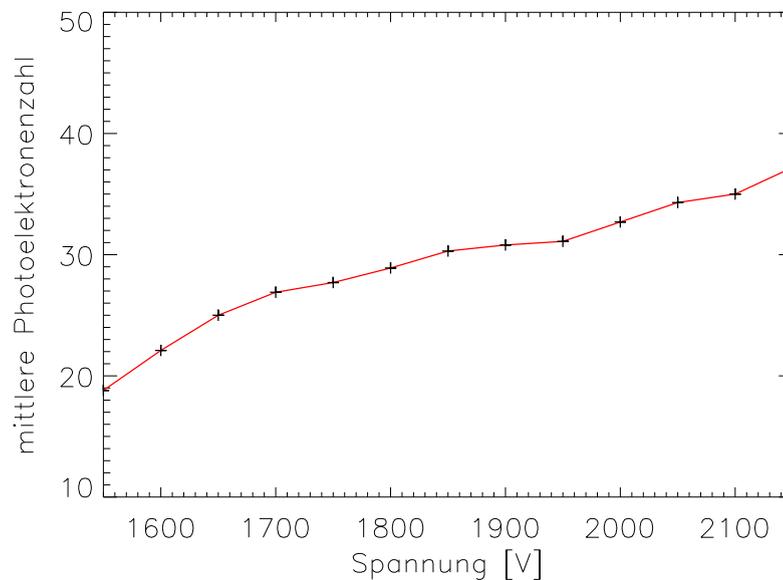


ABBILDUNG 5.17: Graphische Darstellung der mittleren Anzahl der Photoelektronen auf der Photomultiplierkathode des ET 9893/350B in Abhängigkeit von der jeweiligen Betriebsspannung. Ihre Zahl steigt vom unteren zum oberen Spannungsbereich relativ linear und nimmt lediglich um einen Faktor von etwa 2,0 zu.

Dynodenzahl von 14 einen sehr guten Wert dar und bestätigt die erwartete Form des Verhaltens des Photomultipliers.

5.5.2 Photomultiplier-Teststand von der Arbeitsgruppe Astroteilchenphysik

Ein zweiter Teil dieser Vorabmessungen erfolgte am Photomultiplier-Teststand der Arbeitsgruppe Astroteilchenphysik in Hamburg-Bahrenfeld. Der Bahrenfelder Teststand besteht wie der von ZEUS aus einer lichtdichten Black-Box (siehe Abb. 5.18). Dieser Teststand wurde von Rayk Nachtigall entwickelt, gebaut und freundlicherweise für die Vorabtests von SHIPS zur Verfügung gestellt. Zudem erfolgte ein Austausch bzgl. des in der Arbeitsgruppe umfangreich genutzten DRS 4 Evaluation Boards.

In einer Seitenwand des Teststands befinden sich u.a. mehrere BNC-, Lemo- und SHV-Durchlässe, über die sich die Photomultiplier problemlos mit den Hochspannungsversorgungen verbinden lassen. Zudem lassen sich die Messsignale per BNC-Verbindungen zur Auswertung zu den DRS Boards leiten. Auch innerhalb dieser Black-Box befindet sich eine regulierbare LED (blau 470 nm).

In diesem Rahmen erfolgte der direkte Vergleich des Verhaltens des ET 9893/350B mit einem sehr genau charakterisierten und bei Quanteneffizienz und Gain fast identischen



ABBILDUNG 5.18: Teststand der Arbeitsgruppe Astroteilchenphysik (ohne Deckel).

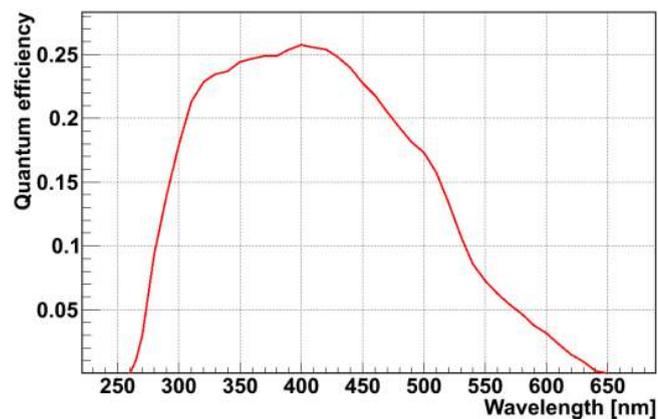


ABBILDUNG 5.19: Quanteneffizienz des Photomultipliers XP2960 von HZC Photonics.
Quelle: <https://www.cta-observatory.org/indico/materialDisplay.py?contribId=2&materialId=slides&confId=51>

zweiten Photomultipliers, dem XP2960 von HZC Photonics. Ausführliche Details zu diesem Multiplier finden sich in Appendix G. Der XP2960 hat seine maximale Empfindlichkeit mit ca. 26 % bei etwa 400 nm, deckt einen Spektralbereich von 260 bis 650 nm ab, hat einen Gainbereich von 10^4 bis 10^7 und weist einen Durchmesser von 28,5 mm auf. Die Quanteneffizienz des XP2960 ist in Grafik 5.19 dargestellt.

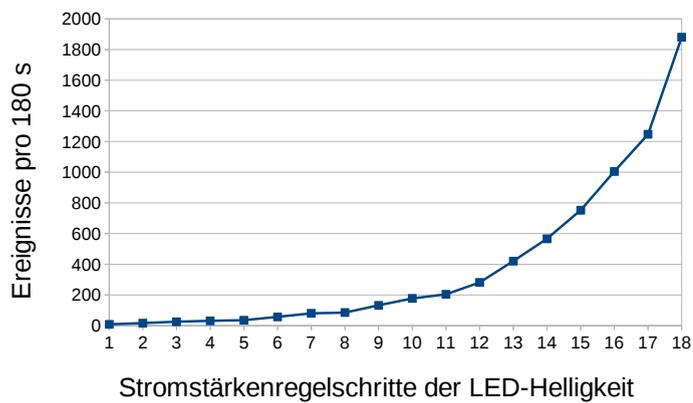


ABBILDUNG 5.20: Seitenwand u.a. mit mehreren BNC-, Lemo- und SHV-Durchlässen. Vorne links befindet sich die LED und im Abstand von jeweils 14 cm die beiden zu vergleichenden Photomultiplier ET 9893/350B und XP2960.

Beide Photomultiplier wurden innerhalb der Black-Box in gleichem Abstand (ca. 14 cm) von der LED und in identischer Höhe angeordnet platziert, um sicherzustellen, dass beide Kathoden von der LED mit identischer Lichtstärke pro Fläche beleuchtet werden. Ein Bild des Aufbaus ist in Abb. 5.20 gezeigt.

Mit beiden Photomultipliern wurde zeitgleich jeweils eine Messreihe aufgenommen. Zur Durchführung der Messungen wurden die jeweiligen Betriebsspannungen so gewählt, dass daraus für beide Photomultiplier die identischen Gainwerte von 10^6 resultierten. Während die Spannungen innerhalb der Messungen unverändert blieben, wurde die Lichtstärke verändert. In gleichmäßigen Schritten wurde die angelegte Stromstärke sukzessive erhöht und die entsprechenden Ereignisraten der Photomultiplier gemessen. Die Quanteneffizienzen des ET 9893/350B und des XP2960 sind für den Wellenlängenwert der verwendeten LED (470 nm) nahezu identisch mit einem Wert von etwa 18 % [61],[66]. Da beide Photomultiplier somit praktisch die gleichen Quanteneffizienzen haben, sie weiterhin auf den gleich Gainwert eingestellt sind und beide Kathoden in gleicher Stärke beleuchtet werden, sollten sich die Zählraten der beide Messreihen in etwa proportional verhalten und sich nur um den Differenzfaktor der unterschiedlich großen aktiven Flächen beider Kathoden unterscheiden. Da der XP2960 einen Kathodendurchmesser von 23 mm, der des ET 9893/350B einen von 9 mm aufweist, sollten sich die gemessenen Ereigniszahlen beider PMTs etwa um einen Faktor 6,53 unterscheiden. Die Einzelwerte beider Messreihen sowie die jeweiligen Quotienten der Ereigniszahlen des XP2960 sowie des ET 9893/350B sind in Tabelle 5.6 aufgelistet. Graphisch sind die Ergebnisse in Abb. 5.21 dargestellt.

Zählratenverlauf 9893/350B - (U = konst.)



Zählratenverlauf XP2960 - (U = konst.)

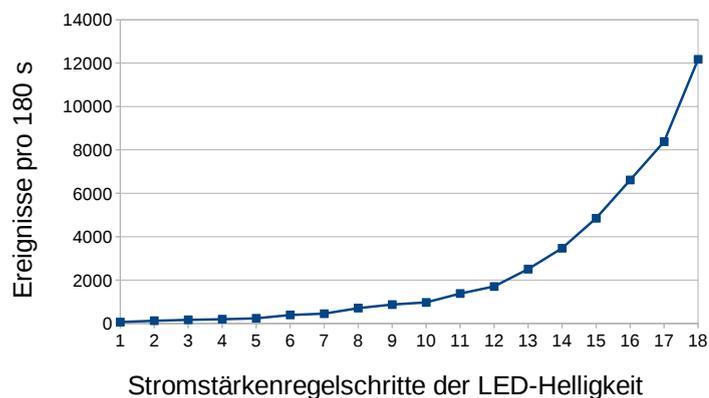


ABBILDUNG 5.21: Vergleich der Zählraten des XP2960 und des ET 9893/350B bei vergleichbarem Gain in Abhängigkeit der gleichen LED-Helligkeitsstufen. Die Zählraten des XP2960 sind gegenüber denen des ET 9893/350B aufgrund der größeren Kathodenfläche erhöht.

Beide Kurven verlaufen mit sehr ähnlichen Steigungen scheinbar proportional zueinander, so wie es aufgrund der Vorüberlegungen bereits zu vermuten war. Die Zählraten des XP2960 sind gegenüber denen des ET 9893/350B um einen Faktor erhöht, der mit 6,67 im arithmetischen Mittel etwa dem der Größendifferenz der Kathodenflächen entspricht. Ausgehend von der guten Kenntnis des genau charakterisierten XP2960 und diesen Messergebnissen bzw. der Proportionalität beider Verläufe lässt sich sagen,

XP2960	ET 9893/350B	Ratenverhältnis
66	8	8.25
126	16	7.88
168	25	6.72
195	31	6.29
237	35	6.77
393	57	6.89
450	80	5.63
708	85	8.33
873	132	6.61
969	177	5.47
1380	204	6.76
1704	281	6.06
2505	420	5.96
3471	566	6.13
4851	752	6.45
6612	1005	6.58
8379	1247	6.72
12171	1880	6.47

TABELLE 5.6: Einzelwerte der Messreihen des XP2960 (1. Spalte), jene des ET 9893/350B (2. Spalte) sowie der jeweilige Quotient beider Messreihen (3. Spalte).

dass der ET 9893/350B für 470 nm Lichtwellenlänge eine ähnliche Quanteneffizienz haben muss wie der XP2960 und dass auch die anvisierten Gainwerte tatsächlich zutreffen. Daher darf für den ET 9893/350B auf die Richtigkeit der im Datenblatt für 470 nm angegebenen Quanteneffizienz von 18 % geschlossen werden. Die Richtigkeit der Quanteneffizienz des ET 9893/350B, zumindest im wichtigen Bereich der Peakempfindlichkeit, ist damit sichergestellt und wird somit auch darüber hinaus als zutreffend angenommen.

5.5.3 Photomultipliertest an TSHIPS

Neben den aufschlussreichen Prüfungen des ET 9893/350B im Labor wurden auch eine Vielzahl an Tests direkt an TSHIPS im exakten Aufbau der späteren Datennahme durchgeführt bzw. wiederholt. Diese Messungen erfolgten anhand der zwei eingebauten, regelbaren LEDs (siehe Unterkapitel 4.1.1), welche von konstantem Leuchten bis

Zeitabstand zwischen den Lichtpulsen	Nachgewiesene Photonen pro 300 s
1	3735
2	1795
4	951
8	435

TABELLE 5.7: Anzahlen der nachgewiesenen Photonen pro 300 s bei verschiedenen zeitlichen Abständen zwischen den Lichtpulsen des Blinkens der roten LED.

hin zu kurzen Lichtblitzen mit unterschiedlichen Helligkeiten und Frequenzen alle Abstrahlungsarten produzieren können. Ihr Licht durchlief hierbei das gesamte optische System von TSHIPS und wurde mit dem DRS4 Evaluation Board ausgewertet, wobei sich der Photomultiplier zusammen mit seinem Kühlgehäuse auf der Detektorhalterung befand.

Die wichtigste Aufgabe dieser LEDs besteht in der Sicherstellung des ordnungsgemäßen Funktionierens von Photomultiplier und optischem System, was in regelmäßigen Abständen während der SHIPS-Datennahme geprüft wurde.

Auch die Sensitivität und die Linearität des ET 9893/350B wurden in dieser Weise direkt am Helioskop nochmals getestet. Z.b. wurde getrennt für beide LEDs bei fester Betriebsspannung und unveränderter LED-Helligkeit über eine Messdauer von 300 s die Zahl der Photonenergebnisse bei unterschiedlich häufigem LED-Aufblitzen bestimmt. Das Aufblitzen der LEDs erfolgte dabei in verschiedenen Messungen mit Zeitabständen zwischen den Blinken von 1, 2, 4 und 8 Sekunden. Um besser für die Proportionalität der Photonenratenänderung zugänglich zu werden, sind alle Gesamtzählraten um das Hintergrundniveau korrigiert worden - 138 Ereignisse bei 300 s Messzeit und einer Dunkelrate von 0,46 Hz. Der in allen Messungen gleich große mittlere Absolutbetrag des Hintergrunds könnte mit seinem wechselnden Anteil an den gemessenen Gesamtraten ohne Korrektur ansonsten eine scheinbare Abweichung von der vermuteten Proportionalität vortäuschen.

Die reduzierten Ergebnisse sind in Tabelle 5.7 für die rote und in Tabelle 5.8 für die blaue LED aufgeführt. Die Änderung der Gesamtzählraten ist in Abb. 5.22 für beide LEDs entsprechend farblich graphisch dargestellt.

Es zeigt sich, dass sich mit der Halbierung des zeitlichen Abstands der Lichtpulse des Blinkens bzw. der Verdopplung ihrer Häufigkeit auch die Gesamtzahl der Ereignisse innerhalb des Photonenrauschens linear proportional etwa verdoppelt.

Diese Resultate sind ein neuerlicher Beleg für die lineare Abhängigkeit der Ereignisraten des ET 9893/350B von der eingestrahelten Lichtstärke.

Zeitabstand zwischen den Lichtpulsen [s]	Nachgewiesene Photonen pro 300 s
1	5097
2	2611
4	1276
8	617

TABELLE 5.8: Anzahlen der nachgewiesenen Photonen pro 300 s bei verschiedenen zeitlichen Abständen zwischen den Lichtpulsen des Blinkens der blauen LED.

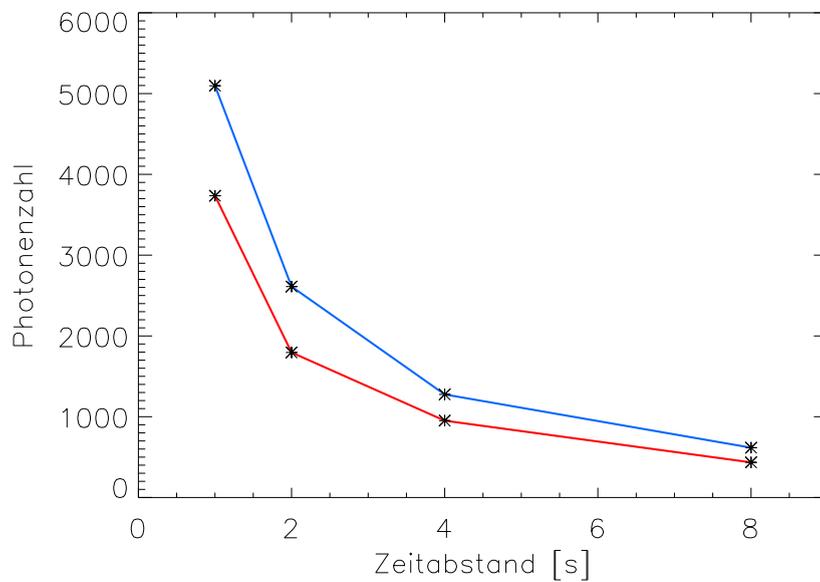


ABBILDUNG 5.22: Lineare Änderung der um den Anteil des Hintergrundniveaus reduzierten Gesamtzählraten des ET 9893/350B bei jeweiliger Verdopplung der Blinkfrequenz der roten und blauen LED, die entsprechend farblich dargestellt sind.

Kapitel 6

Messungen

Dieses Kapitel umschreibt die eigentliche Datennahme von SHIPS. Obwohl dies naturgemäß der bedeutendste Teil eines solchen Projektes ist, macht diese Phase nur einen Bruchteil der gesamten Messungen aus. So widmet sich dieses Kapitel auch den notwendigen Vorarbeiten für die Sonnenmessungen, die ganz am Ende einer langen Reihe von Messungen stehen, welche auch diverse noch nicht optimal aufgezeichnete Langzeitmessungen an der Sonne beinhalten.

Im folgenden wird versucht, einen Eindruck des Weges hin zu einer optimalen Messmethodik zu geben. Systematische Fehlerquellen sollten so gut wie möglich vermieden werden. Im Endeffekt steht für das Aufzeichnen der Daten eine Methodik, die sich daran orientiert, die Hintergrundeinflüsse auf Sonnen- und Hintergrundmessungen zum einen so gut wie möglich zu reduzieren und zum anderen die unvermeidbaren Resteinflüsse auf beide Messphasen möglichst exakt gleich zu halten, um Scheineffekte im wichtigen Vergleich beider Messzweige zu vermeiden.

Da in diesem Kapitel bereits die reduzierten Messdaten vorgestellt werden sollen, erfolgt zudem die Präsentation der Reduktion der Messdaten vorab, um in Kapitel 7 schließlich mit der Analyse der reduzierten Daten beginnen zu können.

6.1 Rahmenbedingungen

6.1.1 Druck innerhalb der TSHIPS-Röhre

Vor dem Beginn jeder Messung galt es, zunächst den notwendigen Rahmen für eine ungestörte Datennahme zu schaffen. Wie zum Teil bereits in Kapitel 5 ausführlicher umschrieben, müssen hier wichtige Voraussetzungen wie Lichtdichtigkeit, Druck, Detektortemperatur usw. den entsprechenden Anforderungen genügen.

So musste bei jeder einzelnen Messung auch sichergestellt sein, dass innerhalb der Röhre ein entsprechender Druck herrscht, der die HP-Oszillationen nicht negativ beeinträchtigt. Zu hohe Drücke würden zu höheren Brechungsindizes des Restgases innerhalb der Röhre führen und das HP-Signal abschwächen (siehe Abschnitt 2.2.2).

Da es allerdings nicht möglich war, den Druck während der Messungen zu überwachen, wurde der Druck regelmäßig zwischen den Messungen kontrolliert. Die Ursache dafür lag darin, dass der Gasdruckmesskopf mit Restgas-Ionisation arbeitet. Die von ihm in der Druckmessung produzierten Ionen hätten auf dem Photomultiplier "falsche" Ereignisse auslösen können, welche das Messsignal infolgedessen verfälscht hätten.

Hierbei erwies es sich als großer Vorteil, dass bei TSHIPS Drücke von 10^{-6} mbar generiert werden konnten. Somit gab es immer einen komfortabel hohen Puffer zum Höchstdruck von 10^{-4} mbar. Dieser Grenzdruck wurde in keiner einzigen der vielen Kontrollen überschritten. Vielmehr lagen die Drücke im Inneren der Röhre zu jeder Kontrollzeit deutlich unter den benötigten 10^{-4} mbar.

6.1.2 Arbeitsspannung und Vermeidung von Drift-Effekten

Um spannungskorrelierte Störeinflüsse zu minimieren, wurde die Versorgungsspannung des Photomultipliers während der gesamten Messphase und teilweise auch während der Vorabmessungen und -tests dauerhaft auf einem konstanten Wert von 2,2 kV belassen. Dieses Vorgehen bietet diverse Vorteile und hilft vor allem, Drift-Effekte zu vermeiden.

Zwar könnte ein dauerhaftes Anlegen der Betriebsspannung an einen Photomultiplier für diesen möglicherweise nicht unproblematisch sein, da sich die Performance mit zunehmender Lebensdauer verändert (vergleiche Abschnitt 3.3.7), jedoch gehen diese Änderungen nicht direkt mit der Zeit, sondern mit der Zahl der Photonenergebnisse einher. Da im vorliegenden experimentellen Einsatz der Photomultiplier nur sehr gering beansprucht wurde (weniger als ein Ereignis in zwei Sekunden im Mittel), dieser zudem fabrikneu war, durfte angenommen werden, dass sich seine Performance im Laufe der Zeit nicht merklich verändern würde. Diese Annahme wurde durch eine Vielzahl an Messungen während der Vorabmessungen und speziell während der Datennahme geprüft. Es zeigte sich, dass keine wahrnehmbare Änderung bezüglich Signalstärke und Sensitivität im Laufe der Zeit eingetreten ist. Dass das Messsignal frei von derartigen Einflüssen war, wurde durch die entsprechenden Messungen eindeutig verifiziert.

Mit dem dauerhaften Anlegen der Spannung lassen sich zwei bedeutende Vorteile erreichen, die große Bedeutung für die Vermeidung systematischer Fehler und damit für ein stabiles Ausgangssignal haben.

Ein einmaliges Anlegen der Spannung schließt jegliche Fehler beim Einstellen der Betriebsspannung aus. So würde es bei jedem erneuten Anlegen der Spannung niemals exakt gelingen, die zuletzt eingestellte Spannung einzuregeln. Es würde in jedem Fall kleine Abweichungen geben, welche in eine Änderung des Dunkelstroms münden und zu einer, wenn vielleicht auch nur marginal abweichenden Ereignisrate führen würde. Durch das einmalige Einstellen der Betriebsspannung wird in sensiblen Zählexperimenten wie SHIPS, die stark für den Hintergrund empfindlich sind, diese Fehlerquelle vermieden, da das Grundniveau des Dunkelrauschens durch die feste Spannung konstant gehalten wird. Die einzige Fehlerquelle vor diesem Hintergrund sind Variationen in der Ausgangsspannung der Spannungsversorgung selbst, die aber immer unvermeidbar sind. Zudem hat sich gezeigt, dass die verwendete Hochspannungsversorgung *NHQ 224L* von iseg, die in der Darstellung der PMT-Ausleseelektronik in Abb. 3.16 dargestellt ist, eine sehr stabile Ausgangsspannung liefert ($\pm 0,07\%$) [67].

Der zweite und größere Vorteil des dauerhaften Anlegens der Spannung liegt in der Vermeidung von Drift-Effekten (vergleiche Sektion 3.3.7). Das Auftreten solcher Effekte ist ein absolut normales Phänomen bei Photomultipliern zum Zeitpunkt der Inbetriebsetzung.

Es ist daher immer zu empfehlen, nach Anlegen der Spannung den Photomultiplier mindestens einige Stunden ruhen zu lassen, bevor die ersten Messungen vorgenommen werden. Besonders bei sehr empfindlichen Messungen mit wenigen zu detektierenden Photonen sollte eine ausreichend große Wartezeit eingelegt werden. Dies ist unbedingt notwendig, damit sich angeregte Elektronen in der Photokathode soweit verflüchtigen können, dass der Dunkelstrom sich auf ein annähernd konstantes Niveau eingependeln kann.

Dieser Umstand ist auch bei den sehr leicht verfälschbaren SHIPS-Messungen mit ihren geringen Ereignisraten zu beachten.

Dadurch, dass die Spannung dauerhaft angelegt und zudem andere Einflüsse wie etwa Störlichteinstrahlung o.ä. bestmöglich vermieden werden, was die Ereignisraten nicht nennenswert beeinflusst, stellt sich ein extrem stabiles Gleichgewicht im Dunkelstrom ein, welcher von Drift-Effekten quasi nicht mehr beeinträchtigt wird.

Die Dauerspannung ändert die Photomultiplier-Performance nicht, und durch einen solchen Dauerbetrieb gelingt eine Elimination gleich zweier potentieller systematischer Fehler.

6.1.3 Dunkelstromfluktuationen durch Photomultiplier-temperaturschwankungen

Eine weitere bedeutende Quelle für Fluktuationen im Dunkelstrom ist durch mögliche Schwankungen der Photomultipliertemperatur gegeben. Der Dunkelstrom steigt mit zunehmender Temperatur stark an (vergleiche Unterkapitel 3.3.4). Da das Grundniveau des Dunkelstroms so konstant wie möglich gehalten werden soll, ist es von entscheidender Bedeutung, eine konstante Temperatur des Photomultipliers zu etablieren. Würde seine Temperatur z.B. am Tage, wenn die Sonnenbeobachtungen durchgeführt werden, höher sein als in der Nacht, in der zum Vergleich der Hintergrund bestimmt wird, würde in der Konsequenz ein virtuelles HP-Signal durch den gesteigerten Dunkelstrom am Tage erzeugt werden. Diese einfache Überlegung macht sehr deutlich, wie wichtig eine so konstant wie möglich gehaltene Photomultipliertemperatur für die SHIPS-Messungen ist, was so natürlich auch für alle anderen Hintergrundquellen gilt.

Zu diesem Zweck wurde bei TSHIPS das bereits in Unterkapitel 4.1.1 ausführlich beschriebene Kühlgehäuse FACT50 von ET Enterprises verwendet. Dieses hielt mit seiner Selbstregulierung die Temperatur des Photomultipliers gegenüber allen Schwankungen der Umgebungstemperatur während der gesamten Messphase auf einem festen Wert von genau -21°C .

6.1.4 Umwelteinflüsse durch Temperatur und Luftfeuchtigkeit

In den regelmäßigen Checks der Messbedingungen wurden im Weiteren mögliche Umwelteinflüsse auf die Datennahme berücksichtigt. Hierzu wurden während der gesamten Messphase alle 5 Minuten Temperatur und Luftfeuchtigkeit in der Kuppel des OLT gemessen und protokolliert. Dies ermöglicht es, die aufgezeichneten Werte mit den Zählraten der jeweiligen Datennahme zu korrelieren, welche ebenfalls einem fünfminütigen Rhythmus folgen. Auf diese Weise wäre es möglich gewesen, durch derartige Umwelteinflüsse verursachte Störeffekte auf die Zählraten zu identifizieren und abzustellen.

In den Diagrammen von Abb. 6.5 und 6.6 (jeweils für Sonnen- und Hintergrundmessungen) sind die Temperatur sowie die Luftfeuchtigkeit im Inneren der OLT-Kuppel skaliert aufgezeigt und den entsprechenden einzelnen Ereignisraten der Messungen gegenübergestellt. Zwar zeigen sich in den entsprechenden Verläufen sehr starke und schnelle Schwankungen in der Luftfeuchtigkeit sowie teils deutliche Änderungen in der Umgebungstemperatur, doch ergaben die Analysen keinerlei Korrelationen der Zählraten mit den angesprochenen Umwelteinflüssen, was bereits mit dem bloßen Auge zu erkennen ist.

Es zeigt sich vielmehr, dass die Messungen völlig ungestört von Temperatur und Luftfeuchtigkeit ablaufen, was so auch durchaus erwartet werden durfte, und dass das FACT50-Kühlgehäuse durch seine selbstregulierte Temperatursteuerung sehr gut in der Lage ist, die Schwankungen der Umgebungstemperatur zu kompensieren und die Temperatur des Photomultipliers konstant auf dem eingestellten Wert zu halten.

6.1.5 Radioaktivität

Ein typischer Rauschbeitrag zum Dunkelstrom des Photomultipliers ist durch radioaktive Zerfälle gegeben. Dies wurde bereits in Abschnitt 3.3.4 diskutiert.

Einflüsse durch radioaktive Zerfälle können nur sehr schwer vermieden werden. Interne Zerfälle, die z.B. in den Glasbauteilen der PMTs auftreten, sind nicht restlos zu vermeiden, auch wenn die verbauten Teile bereits auf geringe Radioaktivität optimiert wurden. Lediglich Störungen durch Radioaktivität aus der Umgebung könnten theoretisch zu einem gewissen Teil durch eine Abschirmung vermindert werden, die technisch aber anspruchsvoll ist und zu einer Erhöhung des Instrumentengewichts führen würde. Zumindest bietet die Verwendung des FACT50-Kühlgehäuse neben seinen zusätzlichen Vorzügen einen immerhin schwachen Schutz gegen externe Radioaktivität. Darüber hinaus bleibt nur zu versuchen, höherenergetische radioaktive Einflüsse in der Datenreduktion zu identifizieren und zu eliminieren.

6.1.6 Kosmische Höhenstrahlung

In Unterkapitel 3.3.4 wurde bereits der Einfluss der Kosmischen Höhenstrahlung auf den Dunkelstrom von Photomultipliern und damit auf ihre Zählraten beschrieben. Aus kosmischer Strahlung erzeugte Myonen können, während sie Glasteile des Photomultipliers durchqueren, zu Cherenkov-Licht führen, welches die Zählraten stört und das Signal durch "falsche" Ereignisse verfälscht bzw. erhöht. Auf Höhe des Meeresspiegels tritt die Kosmische Höhenstrahlung mehrheitlich in Form von Myonen auf [68]. Die von CCDs gemessene Raten kosmischer Myonen auf Meereshöhe liegen abhängig von Detektor und Energien im Bereich von $1,4 - 6,6 \text{ cm}^{-2}\text{min}^{-1}$ [69]. Wie sich im Laufe des Experiments herausstellen sollte, hat der Einfluss Kosmischer Höhenstrahlung auf die empfindlichen SHIPS-Messungen mit ihren sehr geringen Signalaraten eine besondere Bedeutung. Der im Experiment verwendete, gerade für die Detektion kleiner Ereignisraten ausgelegte ET 9893/350B ist grundsätzlich sensitiv für Auswirkungen der Kosmische Höhenstrahlung.

Möglichen Einflüssen durch Kosmische Höhenstrahlung auf die SHIPS-Messungen wurde anfangs kaum Beachtung geschenkt und sie nicht als größeres potentiell Problem

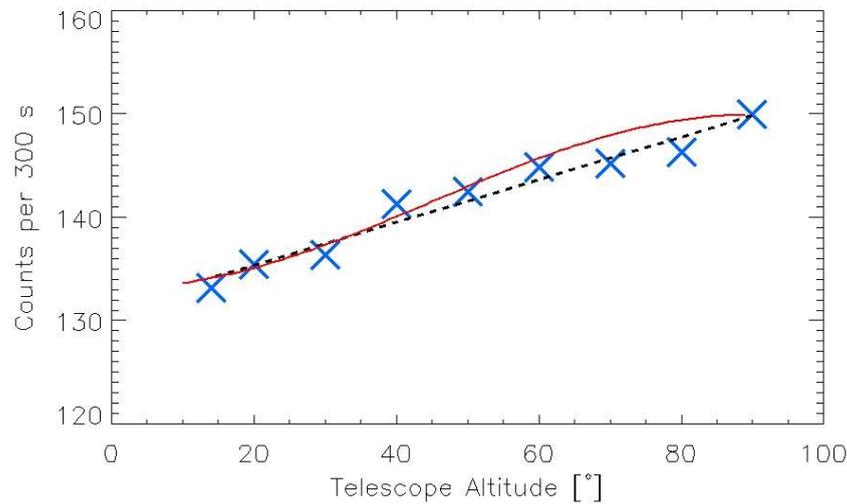


ABBILDUNG 6.1: Einfluss der Kosmischen Höhenstrahlung auf die SHIPS-Messraten. Aufgetragen sind die Zählraten des ET 9893/350B in den Hintergrundmessungen bei unterschiedlichen Helioskophöhen. Diese nehmen in Richtung Zenit merklich zu. Die blauen Kreuze zeigen die gemessenen Raten, während die schwarze Linie einen linearen und die rote einen $\cos^2(\theta)$ -Fit an die Daten wiedergibt.

wahrgenommen. Es zeigte sich jedoch schnell, dass die Zählraten der Hintergrundmessungen, welche in jenen Messungen noch mit Blickrichtung zum Zenit aufgezeichnet wurden, ohne bekannte Ursache systematisch gegenüber denen der Sonne erhöht waren. So began die Forschung nach den Ursachen.

Hierbei stellte sich heraus, dass der Effekt veränderlicher Messraten offensichtlich durch die Kosmische Höhenstrahlung verursacht wird und die Stärke der Einwirkungen etwa deren postulierten Flüssen entspricht.

Als stark erschwerend wirkender Punkt kommt hinzu, dass die Stärke dieser Störquelle veränderlich ist und von der Blickrichtung abhängt. Der durchschnittliche Fluss durch Höhenstrahlung produzierter Myonen folgt einer vom Winkel θ zum Zenit abhängigen Verteilung von $\cos^2(\theta)$ [70]. Somit ist die Stärke des Einflusses solcher Myonen auf die TSHIPS-Daten korreliert mit den Bewegungen des Helioskops, wenn es der Trajektorie der Sonne folgt. Entsprechend variiert dann auch der Dunkelstrom. Die Abhängigkeit der Zählrate des ET 9893/350B von der Zenitdistanz bei ansonsten gänzlich unveränderten Messbedingungen wurde aufgenommen und ist in Abbildung 6.1 gezeigt. In den Messraten lässt sich feststellen, dass der ET 9893/350B sensitiv auf die richtungsabhängigen höhenstrahlunginduzierten Ereignisse ist. Für die sich mit kleineren Zenitdistanzen verstärkenden Myonenflüsse gibt der Photomultiplier entsprechend gesteigerte Zählraten aus.

Obwohl für eine präzisere Vermessung des Einflusses der Kosmische Höhenstrahlung noch weitere und vor allem noch deutlich längere Messungen nötig wären, die für diese

Arbeit nicht durchgeführt wurden, ist eindeutig der Trend eines Ratenanstiegs hin zu kleinen Zenitdistanzen zu erkennen. Bei einer mittleren Ereignisrate von etwa 135 bei einer hohen Zenitdistanz von 70° sowie einem entsprechendem Wert von 142 bei 40° , ist für die bei TSHIPS relevanten Zenitdistanzen durch den veränderlichen Anteil der kosmischen Myonen am Hintergrund bereits eine Änderung der Ereignisraten von ca. 5% gegeben.

Ihr Einfluss wird durch den $\cos^2(\theta)$ -Verlauf der kosmischen Myonen jedoch erst bei sehr geringen Zenitdistanzen im Vergleich zu Messungen in Horizontnähe zu einem bedeutenden Problem. Da TSHIPS stets eine Zenitdistanz von mindestens 37° aufweist, ist kein zu großer Einfluss auf die Einzelmessungen gegeben. Dennoch muss dieser Umstand sorgfältig beachtet werden.

In der Folge begann die schwierige Suche nach der besten Messmethodik, um diese Einflüsse zu minimieren. Sie schloss mit dem späteren Messverfahren, welches im weiteren Verlauf dieses Unterkapitels beschrieben wird. Für unverfälschte Daten ist es notwendig, die anisotrop und durch kosmische Höhenstrahlung erzeugten Myonenflüsse zu berücksichtigen.

Die erste eher theoretische Möglichkeit wäre, einen sehr präzisen Verlauf der winkelabhängigen Myonen-Flüsse aufzunehmen, um unter der Annahme der ausreichenden Konstanz des Einflusses der Kosmischen Höhenstrahlung die späteren Daten um diese Werte zu korrigieren. Diese Methode beinhaltet allerdings in jedem Falle eine Beeinträchtigung und mögliche Verfälschung der Daten, welche nur ausgeschlossen wäre, würde der entsprechende Verlauf zu 100 % korrekt erfasst sein. Dies ist aber nicht der Fall. Wie bereits erklärt, müsste, um auch nur annähernd in diesen Bereich zu kommen, sehr lange und auf sehr kleinen Winkelschritten gemessen werden. Dies hätte einerseits eine unangemessen lange Zeit beansprucht, andererseits ist der kosmische Hintergrund auch auf diesen Zeitskalen nicht immer konstant. Offenbar kann sich der Hintergrund auf Zeitskalen, die über Tage hinaus gehen, durchaus ändern (vergleiche Unterkapitel 6.2). Daher ist es praktisch kaum möglich, einen exakten Verlauf ausreichend aufzuzeichnen, der nicht übermäßig verfälschend wäre und den Nachweis eines möglichen, minimalen HP-Signals gefährden würde, würden die Daten um diesen kosmischen Myonen-Anteil korrigiert.

Deshalb wurde ein anderer Ansatz umgesetzt, um den Einfluss der anisotropen Höhenstrahlung so weit wie möglich zu minimieren und ihre Einwirkung auf das Analyseergebnis der Daten minimal zu halten.

Dieser Ansatz bestand darin, die Sonnen- und Vergleichsmessungen jeweils mit dem exakt gleichen Einfluss durch kosmische Myonen aufzuzeichnen. Dies müsste hinsichtlich einer potentiellen Variabilität des kosmischen Hintergrunds so geschehen, dass beide Messreihen zeitlich möglichst relativ kurz aufeinander folgen und unter ansonsten exakt

gleichen Bedingungen aufgezeichnet werden. Im Detail heißt das, dass es zu jeder Sonnenmessung, aufgenommen bei einer ganz speziellen Zenitdistanz und unter speziellen Rahmenbedingungen, eine analoge Hintergrundmessung gibt, die bei der exakt gleichen Distanz und in ansonsten identischer Weise zeitnah erstellt wird. Zudem werden die Sonnendaten zeitlich immer so aufgezeichnet, dass die Messungen zeitlich symmetrisch um den höchsten Stand der Sonne herum erstellt sind. In die analog erstellten Vergleichsmessungen gehen so ebenfalls nur symmetrisch verteilte Auswirkungen der Zenitdistanz in die Messungen ein. Auf diese Weise liegen alle Einzelmessungen in identischer Weise aufgezeichneten Paaren aus Sonnen- und Hintergrundmessung vor. Bei SHIPS wurden 4041 solcher Paare erstellt (siehe Abschnitt 6.2) und ausgewertet. Mit dem beschriebenen Ansatz war es möglich, Daten aufzunehmen, deren Analyseergebnisse frei von Anisotropieeffekten sind, damit sich diese auf beide Messreihen in exakt gleicher Weise auswirken können. Somit liegt über den Werten der jeweiligen Messpaare immer der gleiche Hintergrund an kosmischen Myonen. Als einzige Fehlerquelle treten hier die selbst bei fester Zenitdistanz zeitlich möglicherweise variierenden Myonflüsse auf, die sich offenbar jedoch stabil auf Zeitskalen zwischen den beiden Messungen verhalten, sofern diese direkt aufeinanderfolgend aufgezeichnet wurden.

Im Detail wurde dieses Verfahren der Datennahme wie folgt realisiert:

Die Datennahme erfolgte in einzelnen Messabschnitten von fünf Minuten Länge, die innerhalb der Messphasen ohne zeitliche Unterbrechung aufgenommen sind. Erst in der späteren Analyse wurden die Einzelmessungen zusammengefasst und aus ihnen eine Verteilung der Zählraten der Gesamtheit aller Messungen ermittelt (siehe Kapitel 7). Jede halbtägige Sonnenbeobachtung (Signal von HP-Oszillationen und Hintergrund) setzt sich also aus einer Vielzahl unterbrechungsfrei aufgezeichneter Einzelmessungen zusammen. Dabei wies jede dieser Einzelmessungen einen minimal veränderten Myonen-Einfluss auf, verursacht durch die sich beim Fahren an der Sonnentrajektorie ändernde Helioskophöhe. Um nun eine präzise Vergleichsmessung für den Hintergrund mit den exakt gleichen höhenabhängigen Störeinflüssen zu erhalten, wurde direkt in der anschließenden Nacht die gleiche Trajektorie am Himmel erneut abgefahren und es wurden analoge Messungen mit völlig unveränderten Rahmenbedingungen gemacht. Auf diese Weise wurde präzise der Hintergrund in den vorangegangenen Sonnenbeobachtungen ermittelt. Einziger Unterschied war bei den Hintergrundmessungen die fehlende HP-Einstrahlung von der Sonne.

Im Ergebnis liegen alle Sonnen- und Vergleichsmessungen in identisch aufgezeichneten Paaren von je fünf Minuten Messdauer vor. Dass alle von der Position des Helioskops abhängigen Störeinflüsse völlig identisch in die jeweiligen Datenpaare der beiden Messreihen eingegangen sind, hat schlussendlich die "sauberen" Daten ermöglicht, die mit TSHIPS aufgezeichnet werden konnten.

Auf diese Weise wurden zugleich sämtliche anderen, von der Orientierung des Helioskops abhängigen negativen Einflüsse auf die Messergebnisse vermieden, wie sie z.B. durch elektromagnetische Felder in der OLT-Kuppel, das geomagnetische Erdfeld oder andere richtungsabhängige Störeffekte auftreten können. Die nachteiligen Auswirkungen von externen magnetischen und elektrostatischen Feldern auf das Photomultipliersignal wurden bereits in Abschnitt 3.3.5 beschrieben.

Wenn es einmal nicht möglich war, in der anschließenden Nacht entsprechende Vergleichsmessungen aufzunehmen, z.B. durch die Verwendung des OLT für astronomische Beobachtungen bei guten nächtlichen Seeing-Bedingungen, wurden die vorangegangenen Sonnenbeobachtungen aus dem Datenpool entfernt und am nächsten Tag wurde mit einer neuen Messphase begonnen.

Bevor dieses abschließende Verfahren jedoch umgesetzt wurde, wurden eine Reihe unterschiedlicher Methoden zum Messen der Hintergründe durchlaufen. So wurde z.B. in der ersten Runde der Messungen nach jeder Sonnenbeobachtung TSHIPS in eine Position mit Blickrichtung zum Zenit gefahren. In der gesamten Zeit, in der das Helioskop in dieser Position stand, wurde der Hintergrund gemessen. Diese Messphase legte auch den Einfluss der Kosmischen Höhenstrahlung auf die Zählraten des ET 9893/350B offen.

Es wurde zudem eine weitere Möglichkeit der Datennahme ernsthaft erwogen:

Diese sah vor, im direkten Anschluss an eine fünfminütige Einzel-Sonnenmessung eine Vergleichsbeobachtung des Hintergrunds folgen zu lassen. So würde nach einer Messung von einer Position mit der Sonne direkt in Blickrichtung mit schnellem Umschwenken zu einer anderen Position gleicher Helioskophöhe gewechselt, wo die Sonne außer Sicht wäre. Nachdem die Vergleichsmessung dort erstellt wäre, würde wieder zurück auf die Sonne geschwenkt, dort gemessen und dieses Verfahren immer weiter wiederholt. Diese Methode hätte den Vorteil, dass praktisch keine zeitliche Variation im kosmischen Hintergrund bestünde. Allerdings ist diese Herangehensweise technisch sehr schwierig und beinhaltet mehr Nach- als Vorteile.

Zum einen ändert sich hierbei die Orientierung des Helioskops, was aufgrund richtungsabhängiger Umwelteinflüsse zu Störungen führen könnte. Zum anderen ist das Schwenken des Helioskops sehr zeitaufwendig. Dies liegt daran, dass zur Aufrechterhaltung der nötigen Drücke im Röhreninneren die an TSHIPS angebrachte Turbopumpe in Betrieb ist. Diese rotiert mit einer sehr hohen Frequenz von 1500 Hz und ist daher extrem anfällig gegenüber Schwenkungen und den damit einhergehenden Drehmomenten. Deshalb darf TSHIPS grundsätzlich nur sehr langsam verfahren werden, wenn die Turbopumpe in Betrieb ist. Da das Gesichtsfeld von TSHIPS durch die geringe Brennweite der Fresnellinse sehr groß ist und mit dem ET 9893/350B etwa $2,5^\circ$ beträgt, muss

TSHIPS einen sehr großen Schwenk absolvieren um sicherzugehen, dass die Vergleichsmessung frei von einem solaren HP-Signal ist. Die nachteilige Kombination aus weitem Schwenk und sehr geringer Verfahrensgeschwindigkeit führt dazu, dass jedes Verschwenken des Helioskops sehr zeitaufwändig ist. Die Ausbeute an Aufnahmen wäre mit dieser Methode stark reduziert. Aus diesen Überlegungen heraus und mit dem Wissen um die relativ gute Konstanz des Hintergrunds auf Zeitskalen von einigen Tagen wurde diese Messmethodik verworfen und das oben geschilderte Messprinzip umgesetzt.

6.2 Messungen und Datenreduktion

Wie bereits ausführlich in den Abschnitten 3.5 und 3.8 erläutert, wurden alle SHIPS-Daten mit dem ET 9893/350B aufgenommen, mit dem DRS 4 Evaluation Board ausgelesen, das im Single Photon Counting-Modus arbeitet. Mit diesem Modus kann jedes Photomultiplier-Ereignis einzeln erkannt und sein Verlauf mit der Ausleseelektronik separat und detailliert zur Analyse aufgezeichnet und gespeichert werden. Somit sind alle Charakteristika wie etwa Breite, Tiefe und Dauer der Pulse jedes einzelnen Ereignisses zu jeder Zeit abrufbar. Alle vom ET 9893/350B aufgezeichneten Ereignisse zeigen die gleiche Grundform, die grob einer schmalen Parabel entspricht. Ein typischer Vertreter dieser Pulse ist in Abb. 6.2 dargestellt.

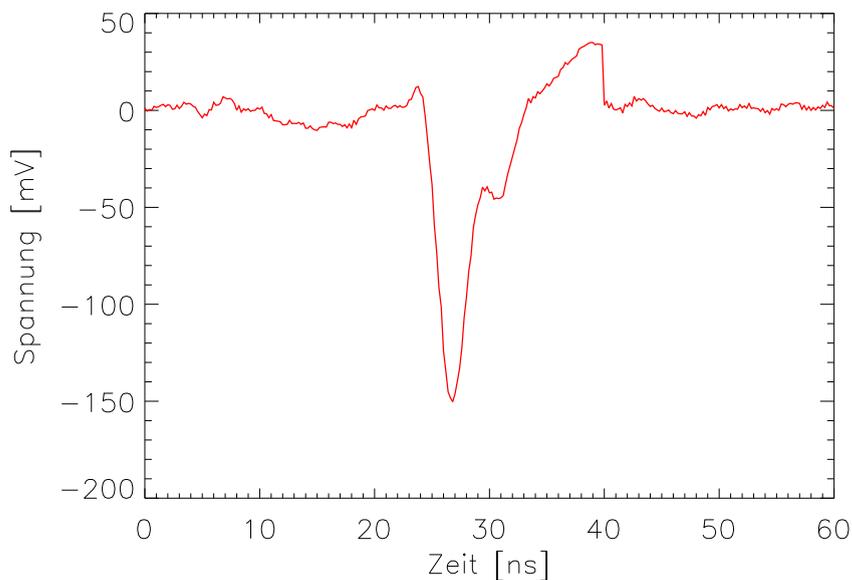


ABBILDUNG 6.2: Darstellung des Spannungsverlaufs (Breite, Tiefe und Dauer) eines typischen Ereignispulses des ET 9893/350B.

Die Form der Einzelereignisse besteht in einem steilen Abfall aus dem Nullniveau der Spannung bis zum Minimum und einem annähernd ähnlich steilen Anstieg zurück zur

Nulllinie. Es findet sich jedoch in der Flanke des Anstiegs eine typische Verwerfung, die durch den Verstärker verursacht wird, aber keine weiteren Auswirkungen hat. Nachdem sich die Spannung dem Nullniveau genähert hat, steigt sie in einer weiteren kleinen Parabel über das Nullniveau hinaus, fällt aber schnell wieder ab und liegt am Ende wieder auf der Nulllinie.

Obwohl alle Ereignisse sich grundsätzlich in Form, Dauer und Breite ihrer Pulse kaum unterscheiden, variieren sie doch deutlich im Wert ihres Spannungsminimums, also in der Tiefe der Parabel. Zur Veranschaulichung der verschiedenen Tiefen der Spannungspeaks der Ereignisse zeigt Abb. 6.3 eine Aneinanderreihung von 21 unterschiedlich aussehenden Photonenergebnissen mit jeweils 1000 dazugehörigen Datenbins.

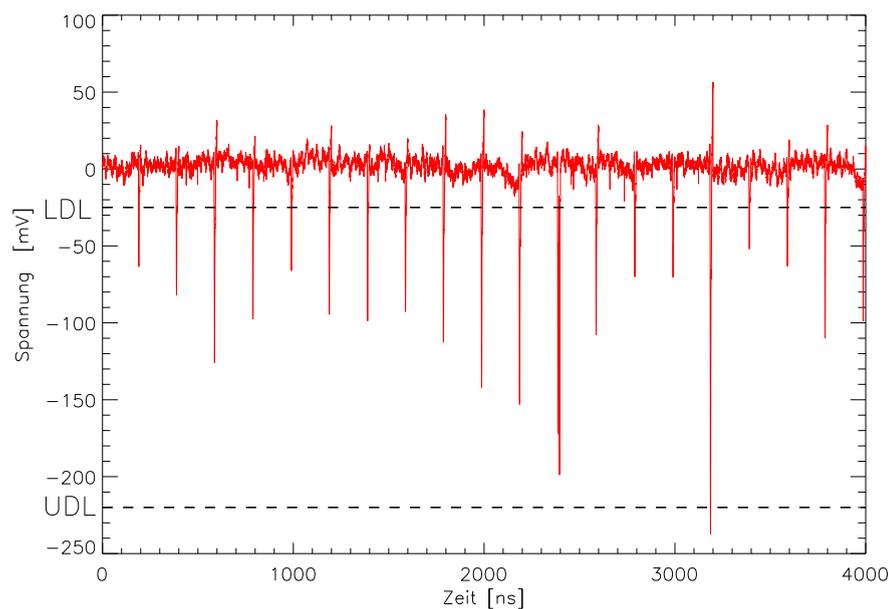


ABBILDUNG 6.3: Hier sind 21 unterschiedlich aussehende Photonenergebnissen mit jeweils 1000 zugehörigen Datenbins dargestellt zur Veranschaulichung der verschiedenen Tiefen der Spannungspeaks der Signale des ET 9893/350B.

Die Einzelereignisse der aufgenommenen Daten folgen im übrigen der typischen Verteilung im Single Photon Counting-Modus. Eine Häufigkeitsverteilung der Pulshöhen einer ET 9893/350B-Messung, die unter Verwendung einer der TSHIPS-LEDs (430 nm Wellenlänge) erstellt wurde, ist in Abb. 6.4 wiedergegeben. Es fällt die starke Ähnlichkeit zu der in Sektion 3.6 beschriebenen Pulshöhenverteilung auf.

Wie bereits in Sektion 3.5 erläutert, besteht ein grundlegender, wichtiger Vorteil der bei TSHIPS genutzten Single Photon Counting-Methode darin, dass durch die unterschiedlichen Tiefen ihrer Spannungspeaks die Ereignisse bedingt unterschiedlichen Ursachen zugeordnet werden können [60]. So können Peaks mit sehr geringen Spannungsamplituden als elektronisches Rauschen identifiziert und herausgenommen werden, während Peaks mit sehr tiefen Amplituden mit größter Wahrscheinlichkeit auf höherenergetische

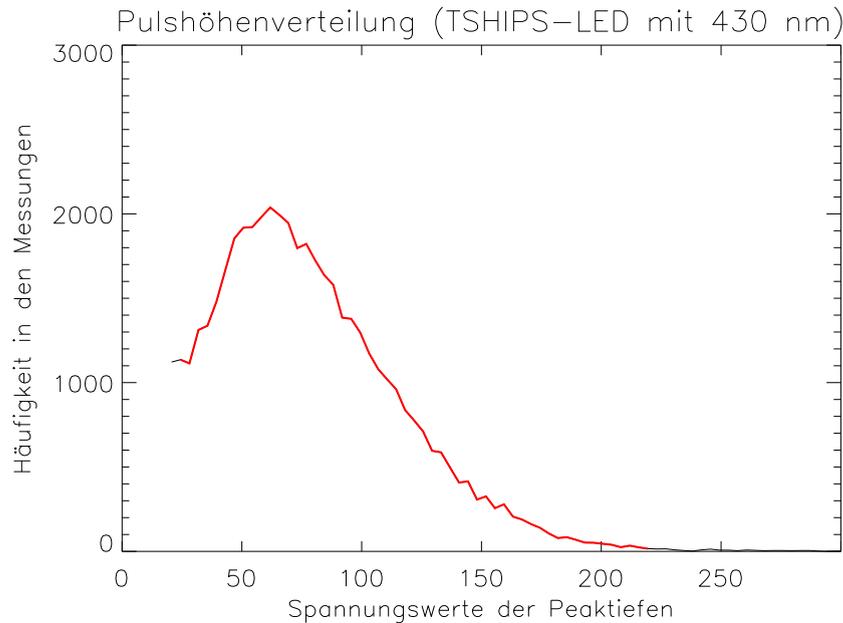


ABBILDUNG 6.4: Pulshöhenverteilung einer ET 9893/350B-Messung im Single Photon Counting-Modus mit Bestrahlung geringer Stärke einer der TSHIPS-LEDs mit 430 nm Wellenlänge. Aufgetragen ist die Häufigkeit der Ereignisse gegen den Spannungswert des Pulspeaks.

Ereignisse zurückzuführen sind, die aufgrund von Radioaktivität oder kosmischen Myonen induziert sind. Beide Arten von Ereignissen können als “Nicht-echtes-Signal“ aus den Daten eliminiert werden.

In den Messungen zum Erstellen der oben gezeigten Pulshöhenverteilung des PMT wurde durch Dimmen der Lichtstärke der LEDs anhand geringer Spannungen sowie der Dimmung anhand der Verwendung einer Filterfolie um die LEDs (siehe Abb. 4.12) erreicht, die Photonenabstrahlung auf den Photomultiplier so stark zu reduzieren, dass hauptsächlich Einzelphotonenereignisse aufgezeichnet wurden.

Die auf diese Weise mit Hilfe der LEDs durchgeführte Pulshöhenanalyse der Photonenereignisse ermöglichte eine Kalibrierung der Diskriminatorwerte, welche äquivalent zum LDL und UDL in Unterkapitel 3.6 sind. Die gemessene Pulshöhenverteilungen (siehe Abb. 6.4) zeigt sehr schön die Verteilung der Höhen der einzelnen Pulse mit einem Peak bei einem Wert von etwa -65 mV, der sich über Gleichung 3.4 aus der mittleren Sekundärvervielfachung ergibt. Die Werte des LDL und UDL wurden zu -25 und -220 mV bestimmt. Sie sind zum besseren Vergleich ebenfalls in Abb. 6.3 eingezeichnet. Ferner ist der entsprechende Diskriminationsbereich in Abb. 6.4 farblich (schwarzer Verlauf der Verteilung) angedeutet.

Der LED-Eichansatz ist möglich, da keine grundlegenden Unterschiede zwischen den Pulshöhenverteilungen der Photonen der LED und neu generierter optischer Photonen

im SHIPS-Inneren zu erwarten sind. Die Anzahl der Ereignisse in Histogrammen der LED sind durch die vielen Photonen aufgrund der gesteigerten Lichtstärken natürlich viel höher.

Mit dieser unbedenklichen Selektion gehen nur Ereignisse aus der Datenreduktion hervor und damit in die Analyse ein, deren Spannungsamplituden als Ergebnis der Pulshöhenanalyse zwischen den Werten von -25 und -220 mV liegen und die mit entsprechender Wahrscheinlichkeit somit durch Photonen und thermischen Elektronen mit photon-äquivalenter Erscheinung ausgelöst wurden. Alle verworfenen Ereignisse außerhalb dieses Spannungsintervalls resultieren mit höchster Wahrscheinlichkeit aus elektronischem Rauschen und nichtphotonischen Einflüssen hoher Energie. Durch die Pulshöhenanalyse im Single Photon Counting wird das Rauschen deutlich reduziert und das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis verbessert.

Einige wenige "echte" Ereignisse mit Pulshöhen unterhalb des LDL bzw. oberhalb des UDL gehen auf diese Weise der Analyse zwar möglicherweise verloren. Da die Diskriminierung jedoch in beiden Messreihen auf die exakt gleiche Weise geschieht, gibt es keine nachteiligen Auswirkungen auf die Messgenauigkeit. Vielmehr kommen alle statistischen Vorteile, die man durch die Reduzierung des Rauschen gewinnt, uneingeschränkt zum Tragen.

Es sei ausdrücklich darauf hingewiesen, dass es keine Einschränkungen in der Sensitivität, der Energieauflösung o.ä. gibt, da PMTs abgesehen von speziellen Szintillationsanwendungen nicht kalorimetrisch arbeiten können [54]. Die Pulshöhe der vom PMT nachweisbaren Photonen ist unabhängig von ihrer spezifischen Wellenlänge.

Auf diese Art konnten mit dem entwickelten Aufbau und der in Abschnitt 6.1.6 beschriebenen Messmethodik insgesamt Daten von etwa 660 Stunden Messzeit gewonnen und wie oben beschrieben reduziert werden. Hierbei sind die Messungen in ca. 330 Stunden Sonnenbeobachtungen und nochmals in die exakt gleiche Zeit an reinen Hintergrundmessungen geteilt und liegen entsprechend in 4041 Datenpaaren vor. Sie wurden zwischen dem 18. März und 7. Mai 2013 aufgenommen. Diese eigentliche Datennahme von SHIPS dauerte zwar lediglich knapp zwei Monate, bildete jedoch den Abschluss einer viel längeren Messphase, in der mit Vorabmessungen das Messverfahren stetig angepasst und verbessert wurde, um die Güte der Daten zu optimieren. Diese zeitaufwändigen Investitionen scheinen sich abschließend in Anbetracht der erreichten Analyseergebnisse (vergleiche Kapitel 7) gelohnt zu haben.

Abb. 6.5 zeigt die Ereigniszahlen der 4041 reduzierten Einzelmessungen an der Sonne auf (schwarze Linie). Die grüne Gerade gibt den Mittelwert der Einzelmessungen an. Die rote Linie ist ein Fit an den Verlauf der Einzelwerte. Der Fit zeigt einen sehr gleichmäßigen Verlauf auf und spiegelt nur sehr geringe Schwankungen wieder. Zusätzlich

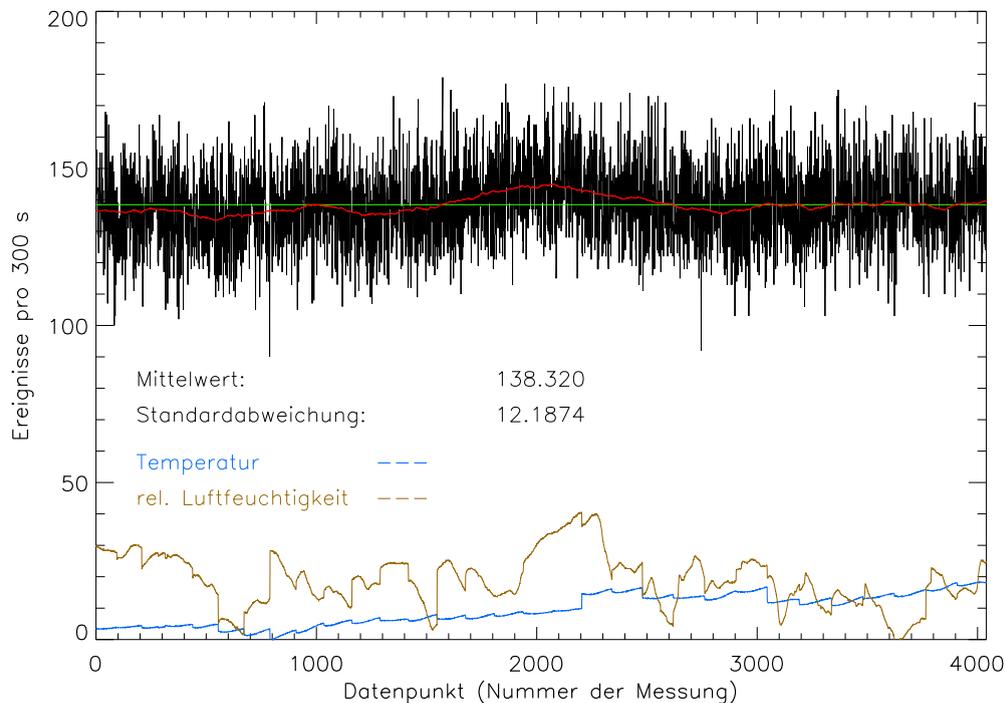


ABBILDUNG 6.5: Ereigniszahlen der 4041 Einzelmessungen der Sonnendaten verglichen mit den zum Zeitpunkt der Messungen vorherrschenden Temperaturen sowie mit den skalierten Luftfeuchtigkeiten.

sind in der Grafik die zum Zeitpunkt der Messung vorherrschende Temperatur sowie die skalierte Luftfeuchtigkeit eingetragen, um potentielle Korrelationen sichtbar zu machen. Analog ist dies für die Vergleichsmessung in Abb. 6.6 dargestellt.

Es sei noch erwähnt, dass parallel und zeitgleich in den Sonnen- und Hintergrundmessungen eine ungewöhnliche Erhöhung in den Zählraten um Stunde 160 herum für eine Dauer von etwa drei Tagen auftraten. Zur Veranschaulichung sind in Grafik 6.7 Sonnen- und Vergleichsmessung gegenüber gestellt.

Auch diese Schwankungen sind nachweislich nicht durch Temperatur-, Luftfeuchtigkeits- oder Druckänderungen in der Röhre initiiert. Vielmehr geht die Änderung auf eine Erhöhung des Hintergrunds zurück, der völlig identisch in den Sonnenbeobachtungen am Tage und den Hintergrundmessungen in der Nacht ablief. Da alle relevanten Parameter nachweislich unverändert waren und sich somit keine greifbare Ursache für diese Erhöhung finden lässt, bleibt die unbelegte Hypothese, dass eine temporäre Änderung im Fluss der Kosmischen Höhenstrahlung Auslöser gewesen sein könnte.

Es sei aber auch darauf hingewiesen, dass diese in Sonnen- und Vergleichsmessungen in gleicher Weise auftretenden und leicht zu identifizierenden Erhöhungen in der

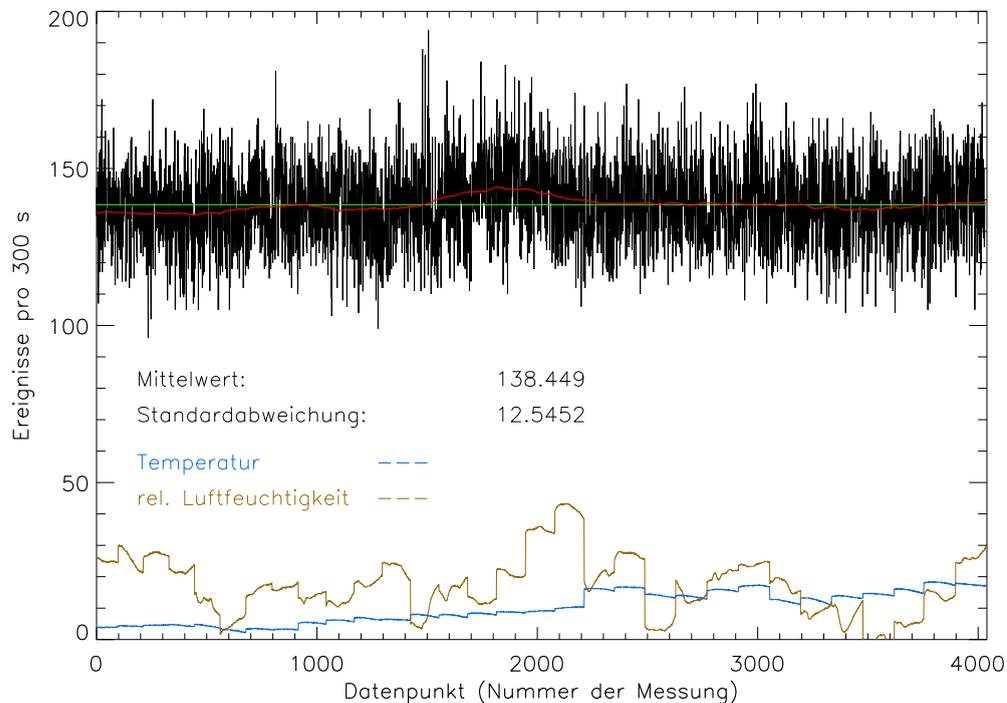


ABBILDUNG 6.6: Ereigniszahlen der 4041 Einzelmessungen der Vergleichsdaten verglichen mit den zum Zeitpunkt der Messungen vorherrschenden Temperaturen sowie mit den skalierten Luftfeuchtigkeiten.

Differenz beider Messreihen, die in der untersten Grafik in Abb. 6.7 den beiden Messreihen gegenübergestellt ist, nicht mehr auszumachen sind. Dies ist ein gutes Indiz für die Richtigkeit der gewählten Messmethodik der Datennahme, bei der Sonnen- und Vergleichsmessungen jeweils in Paaren mit völlig identischen Rahmenbedingungen aufgezeichnet wurden. Auf diese Art können derartige Einflüsse in den Analysen letztlich offenbar doch weitgehend umgangen werden, um für die schwachen HP-Signale sensitiv genug zu bleiben.

Entscheidend war bei den Messungen, dass es vorab möglich gewesen ist, die potentiellen systematischen Fehlerquellen wie Temperaturvariationen, Störungen durch Kosmische Höhenstrahlung, Einflüsse durch richtungsabhängige äußere elektromagnetische Felder, Fehler bei der Spannungsjustage, usw. stark zu reduzieren. Die Gesamtheit der Sonnenmessdaten weist einen Mittelwert von 138,320 bei einer Standardabweichung von 12,19 Ereignissen pro fünf Minuten auf. Für die Hintergrundmessungen ergibt sich ein Mittelwert von 138,442, wobei die Standardabweichung 12,55 Ereignisse pro fünf Minuten beträgt.

Zum Vergleich: In einem Poisson-Zählexperiment ist bereits durch das Photonenrauschen eine fundamentale Unsicherheit gegeben, die in den hier vorgenommenen Messungen ($N = 138,4$) bei $\sqrt{N} = 11,8$ liegt. Das zeigt, dass Fluktuationen im Dunkelstrom

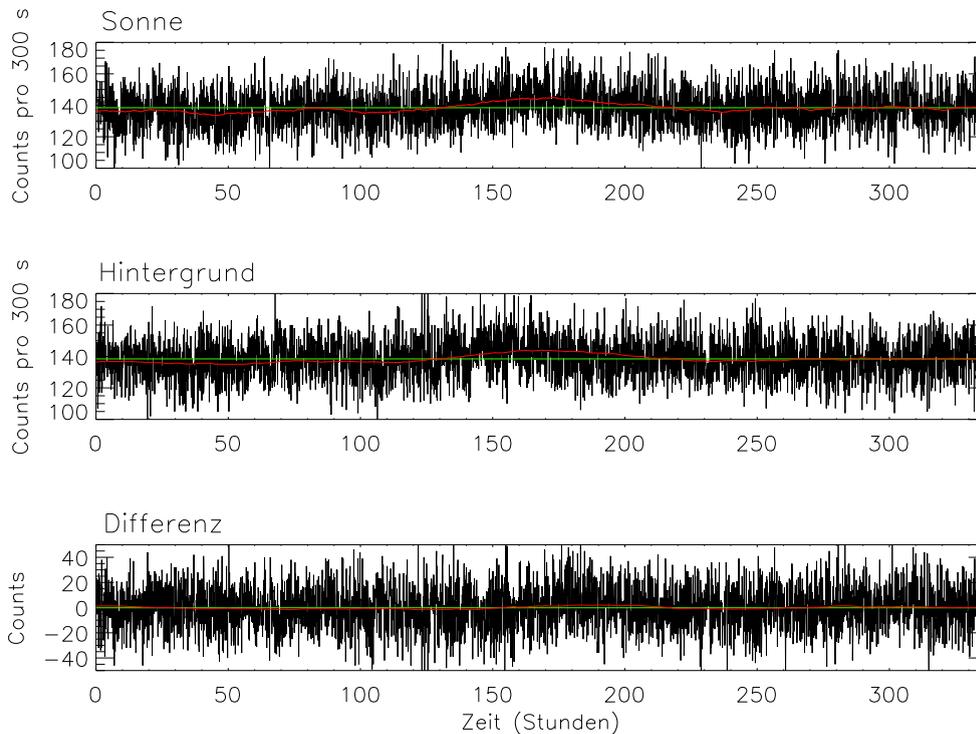


ABBILDUNG 6.7: Vergleich der Messreihen der Sonnendaten (oben) und der der Vergleichsmessungen (mittig) sowie der Differenz beider Reihen (unten). Alle drei Kurven zeigen die Ereigniszahlen bzw. ihre Differenzen der 4041 Datenpaare als Funktion der Gesamtmesszeit. Die in jeder Beobachtungsphase unterbrechungsfrei aufgezeichneten Daten wurden zu einer kontinuierlichen Sequenz zusammengefasst. Die schwarze Linie zeigt jeweils die Daten, die grüne den Mittelwert und die rote geglättete Fits an die Daten.

und damit Verfälschungen der Daten auf ein Niveau reduziert werden konnten, dass nur wenig über dem unvermeidbaren Photonenrauschen liegt. Die Gesamtheit aller Messungen zeigt eine sehr stabile und fast immer invariable Hintergrundereignisrate von etwa 0,46 Hz auf. Die Standardabweichung ist gering und beträgt mit 0,039 Hz lediglich 8,4 % der mittleren Ereignisrate.

Die verbliebenen Abweichungen, die aus den restlichen Störeinflüssen resultieren, sind also eher klein. Im Ergebnis der Vorabbemühungen, die Zählraten in den Messungen mit den unternommenen Optimierungen so stabil wie möglich zu machen, war es für die abschließende Datennahme also gelungen, gute Bedingungen zum Aufnehmen unverfälschter Daten zu generieren, mit der prinzipiellen Nachweismöglichkeit selbst schwacher HP-Signale. Die in Abschnitt 3.5 erläuterte Methode des Single Photon Counting macht die Genauigkeit der Messungen frei von Einflüssen durch Variationen in der PMT-Betriebsspannung und Gainschwankungen. Das dauerhafte Anlegen einer unveränderten Spannung an den PMT macht diese zudem frei von Drift-Effekten (siehe Sektion 6.1.2). Die in Unterkapitel 3.8 vorgestellte Ausleseelektronik arbeitet derart zuverlässig und präzise, dass ein Ausleserauschen ausgeschlossen werden darf. Die in

Unterkapitel 3.6 beschriebene Pulsdiskriminierung reduziert Störungen wie Elektronikrauschen oder höherenergetische Einwirkungen wie durch Kosmische Höhenstrahlung und Radioaktivität. Die Verwendung eines selbstregulierten Kühlgehäuses bewirkt das Halten der PMT-Temperatur auf einem konstanten Wert zur Vermeidung von Fluktuationen im Dunkelstrom.

Der entscheidende Aspekt der Messungen nach diesen bereits wichtigen Punkten ist jedoch die Aufzeichnung der Daten für beide Messreihen in Paaren, die unter identischen Bedingungen erstellt wurden. Dies hilft nochmals, die möglichen systematischen Fehler von Hintergrund und Messapparatur deutlich zu minimieren, da die verbliebenen Störungen - Kosmische Höhenstrahlung und elektromagnetische Felder - in gleicher Weise in die Raten der Paare eingehen. Als umfangreichste Rauschquelle bleibt der Dunkelstrom des PMT. Die Einwirkungen aller weiteren Rauschkomponenten bzw. der systematischen Fehler sind nach der Auswertung aller 4041 Datenpaare sehr klein, stehen hinter dem PMT-Dunkelstrom deutlich zurück und lassen sich aufgrund der Messmethodik nur noch sehr schwer quantifizieren.

Als größter systematischer Fehler bleibt offenbar die Fluktuation durch den kosmischen Hintergrund selbst, welche mit diesem Aufbau nicht besser als oben beschrieben reduziert werden konnte. Wie sich im folgenden Kapitel zeigt, sind die TSHIPS-Messungen darüber hinaus nur statistisch begrenzt.

Kapitel 7

Analyse & Ergebnisse

In diesem Kapitel wird die Analyse der Messdaten präsentiert. Es wird vorgestellt, wie die Daten ausgewertet werden und wie sich die genauen Werte der Zählratenunterschiede - also das eigentliche Hidden Photon-Signal - zwischen Sonnen und Vergleichsmessungen ergeben. Abschließend werden aus dieser Messrate neu generierter Photonen die oberen Grenzen für den Mischungswinkel als Funktion der HP-Masse aufgestellt.

7.1 Auswertung der Messungen

Der erste Schritt der Analyse nach der bereits in Kapitel 6 beschriebenen Datenreduktion bestand darin, in jeder der fünfminütigen Einzelmessungen die Zählrate zu bestimmen. Hierfür wurden - strikt getrennt für Sonnen- und Vergleichsmessungen - die Anzahl der innerhalb des Diskriminierungsbereich liegenden Signalpulse aufsummiert. Insgesamt liegen 4041 Sonnen- und ebenfalls 4041 Hintergrundereigniswerte von jeder der gleich langen und unter identischen Rahmenbedingungen erstellten Einzelmessungen vor.

Im nächsten Analyseschritt wurde separat aus beiden Messreihen eine Verteilung erstellt. Hierzu wurde die Anzahl der Ereignisse der Einzelmessungen in einem Histogramm nach ihrem Betrag sortiert. Das heißt, dass die Häufigkeit der Einzelmessungen gegen die Anzahl der Ereignisse in der Messdauer von 5 Minuten aufgetragen wurde. Die resultierende Verteilung für die Sonnenmessungen (siehe Abb. 7.1) weist einen Mittelwert von 138,320 Ereignissen und eine Standardabweichung von 12,187 auf. Der Mittelwert der Verteilung der Vergleichsmessung (siehe Abb. 7.2) beträgt 138,449 bei einer Standardabweichung von 12,545 Ereignissen.

Zum besseren Vergleich sind beide Verteilungen in Abb. 7.3 übereinandergelegt gezeigt. Die Verteilung für die Signalmessung ist dort als 'Sonne' markiert und in roter Farbe

gekennzeichnet. Die für die reinen Hintergrundmessungen ist als 'Hintergrund' bezeichnet und blau dargestellt.

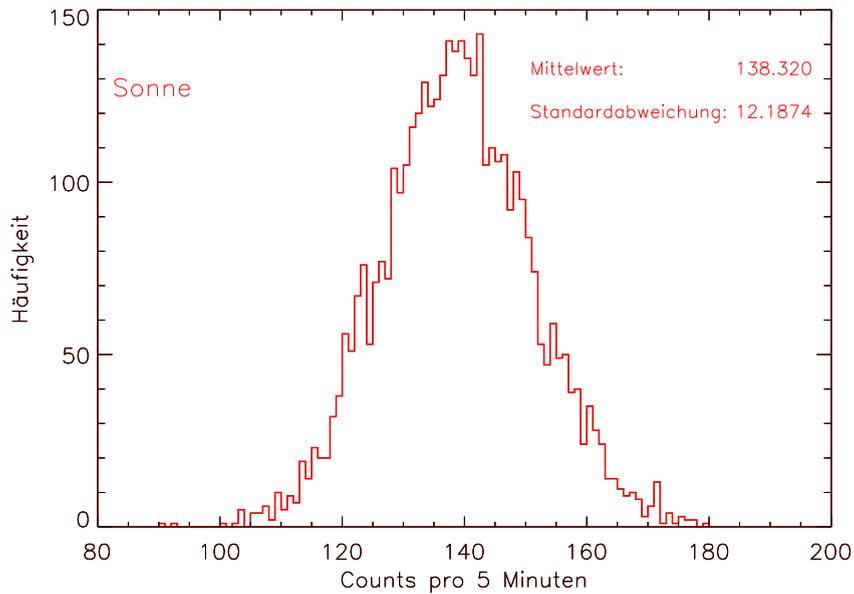


ABBILDUNG 7.1: Histogramm der Ereignisanzahlen der Einzelmessungen der Sonnenmessungen. Dargestellt ist die Häufigkeit der Einzelmessungen gegen den Betrag ihrer Ereignisanzahl.

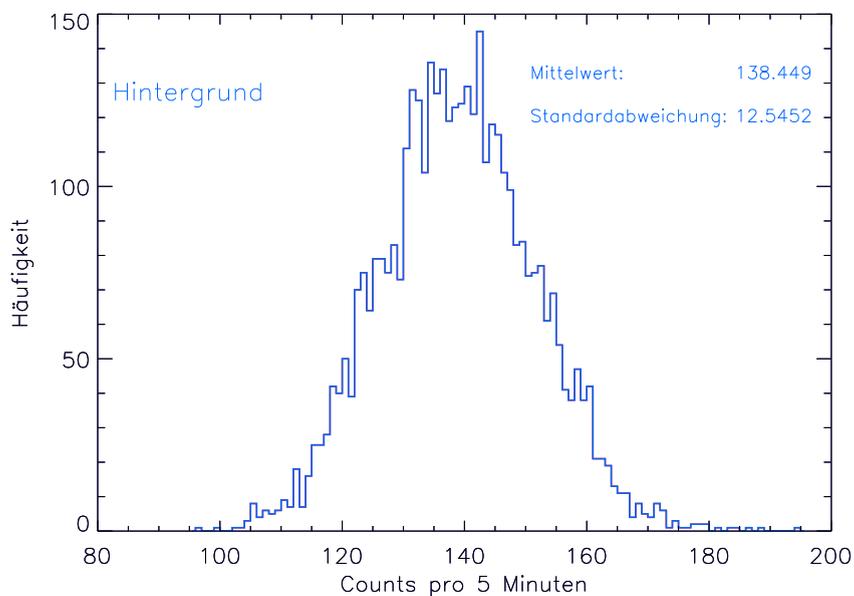


ABBILDUNG 7.2: Histogramm der Ereignisanzahlen der Einzelmessungen der Vergleichsmessungen. Dargestellt ist die Häufigkeit der Einzelmessungen gegen den Betrag ihrer Ereignisanzahl.

Es fällt auf, dass sich beide Verteilungen sehr stark ähneln und überdecken. Dies überrascht auch nicht, werden einmal die Differenzen der Zählraten jedes der 4041

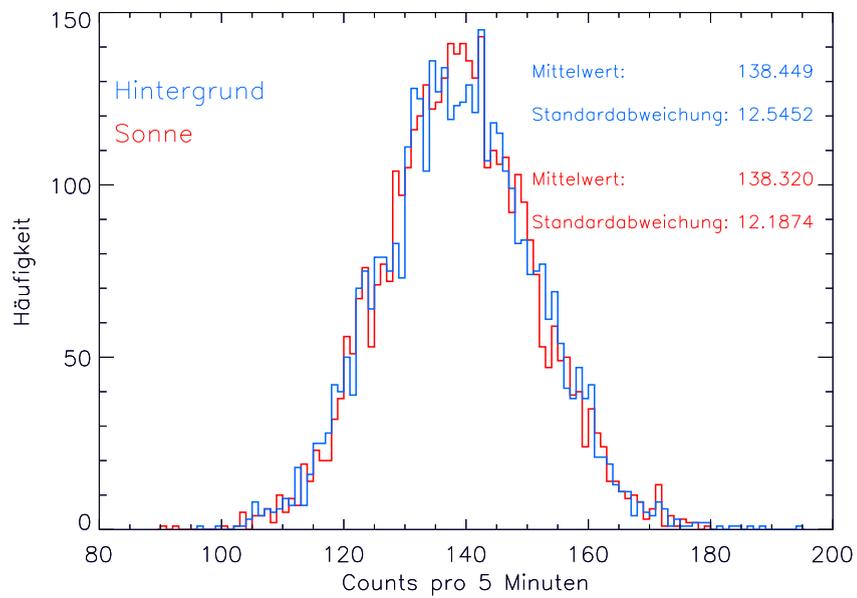


ABBILDUNG 7.3: Vergleich der Histogramme der Einzelmessungen von Sonnen- und Vergleichsmessungen.

Datenpaare betrachtet, die in Abb. 7.4 dargestellt sind. Letztere zeigt, dass die mittlere Differenz fast genau bei null liegt und die Einzelwerte gleichmäßig darum verteilt sind mit einer Standardabweichung von 17,3 Ereignissen pro fünf Minuten.

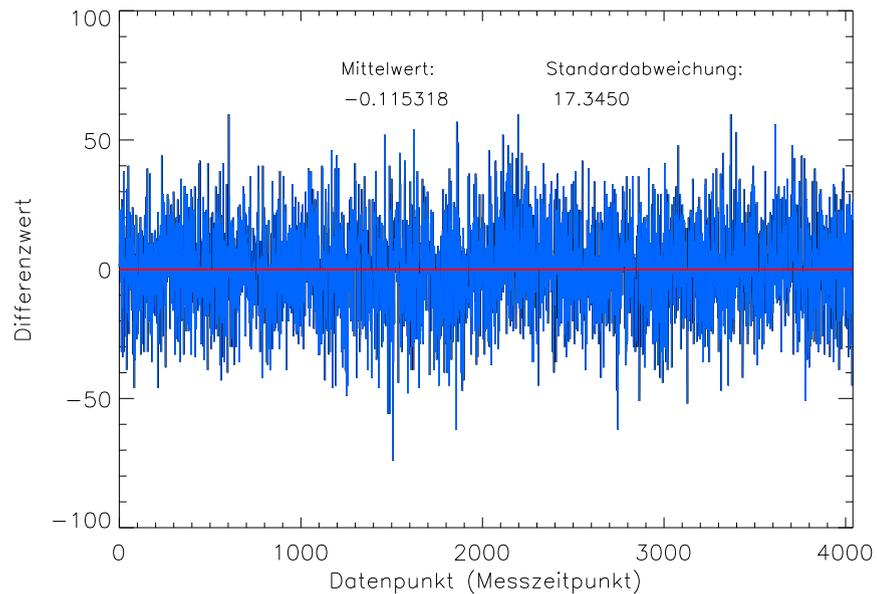


ABBILDUNG 7.4: Überblick über die Differenzen der Zählraten jedes der 4041 Datenpaare. Die mittlere Differenz liegt fast genau bei null. Die Einzelwerte sind gleichmäßig darum verteilt mit einer Standardabweichung von 17,3 Ereignissen pro fünf Minuten.

Zum Vergleich: Auch hier läge in dem oben skizzierten idealen Poissonzählexperiment mit einem Mittelwert von $N = 138,4$ alleine die durch Photonenrauschen bewirkte Standardabweichung $\left(\sqrt{\sqrt{(138,4)^2} + \sqrt{(138,4)^2}}\right)$ bereits bei 16,7.

Da wie bei jedem Zählexperiment zu erwarten ist, dass die Verteilungen der beiden Messreihen einer Poisson-Verteilung folgen, wurde an die Daten von Sonnen- und Vergleichsmessungen jeweils ein Poisson-Fit angelegt. Die zwei Fits, die graphisch über ihre Verteilungen gelegt sind, zeigt - erneut entsprechend farblich getrennt - Abbildung 7.5.

Auch die 4041 einzelnen Differenzwerte des Zählexperiments folgen einer Poisson-Verteilung, wie der entsprechende Poisson-Fit an die Verteilung der Differenzwerte des Histogramms aufzeigt, der in Abb. 7.6 dargestellt ist.

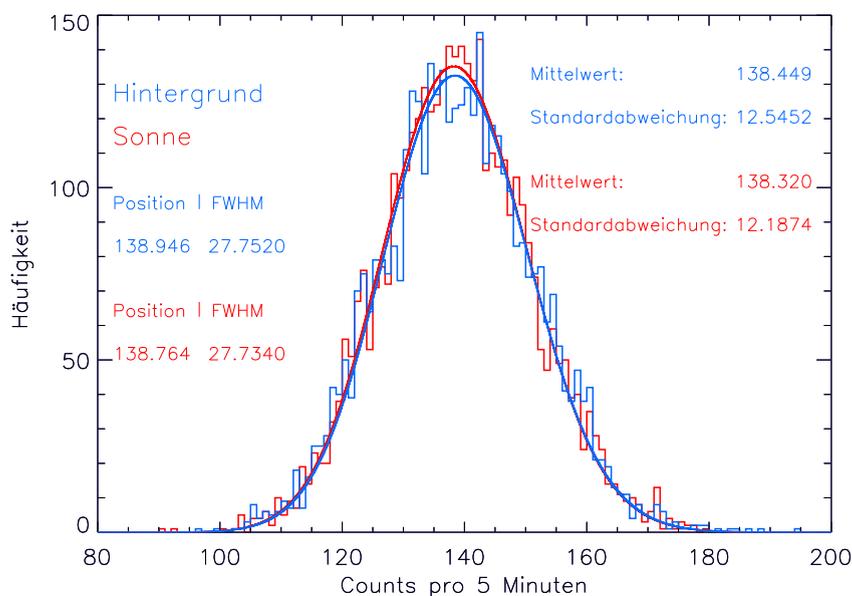


ABBILDUNG 7.5: Darstellung der Poisson-Fits an die jeweiligen Verteilungen von Sonnendaten (rot) und denen der Vergleichsmessungen (blau).

Unverkennbar ist die hohe Güte der Poisson-Fits an die Sonnen- und Hintergrunddaten, die die Häufigkeit der gemessenen Einzelwerte sehr gut wiedergeben. Für den Fit der Sonnendaten beträgt der Mittelwert 138,76 Ereignisse mit einer Halbwertsbreite von 27,73. Für die Hintergrundmessungen liefert der Fit einen Mittelwert von 138,95 bei einer Halbwertsbreite von 27,75.

Obwohl der Poisson-Fit die Daten sehr schön wiedergibt, sieht der Verlauf eher nach einer Gauß- als nach einer Poisson-Verteilung aus. Dies ist nicht ungewöhnlich, bzw. sogar zu erwarten, da bei sehr hohen Zählwiederholungen eine Poisson- in eine Gauß-Verteilung übergeht [71]. Mit 4041 Einzelwerten ist hier mit Sicherheit eine sehr hohe

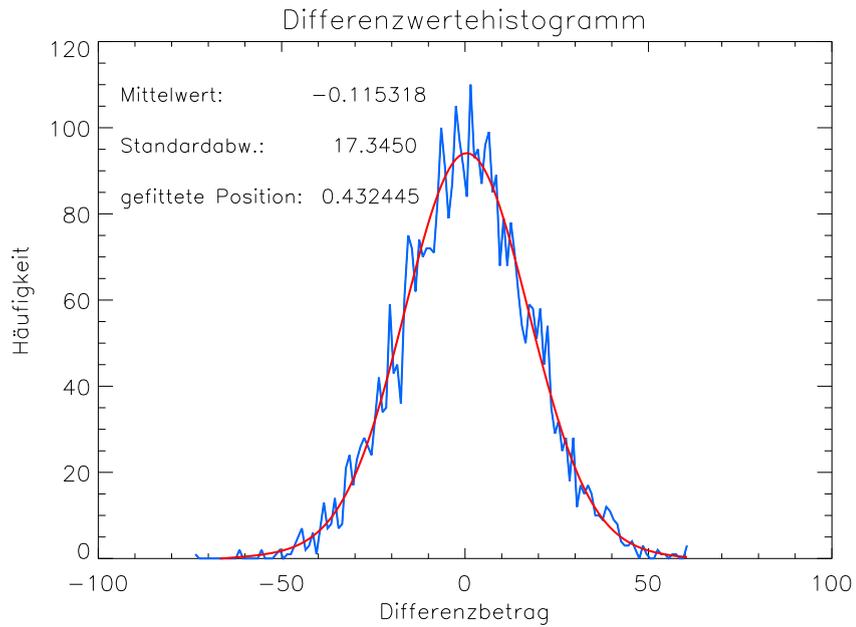


ABBILDUNG 7.6: Histogramm der Differenzwerte der Zählraten aus allen 4041 Datenpaaren. Die Verteilung ist mit einem Poisson-Fit gefittet, welcher den Verlauf der Verteilung sehr schön wiedergibt. Der gefittete Mittelwert der Differenzen liegt dabei bei 0,43 Ereignissen.

Zahl an Messwiederholungen gegeben, weshalb ebenfalls ein Gauß-Fit an die Daten angelegt wird.

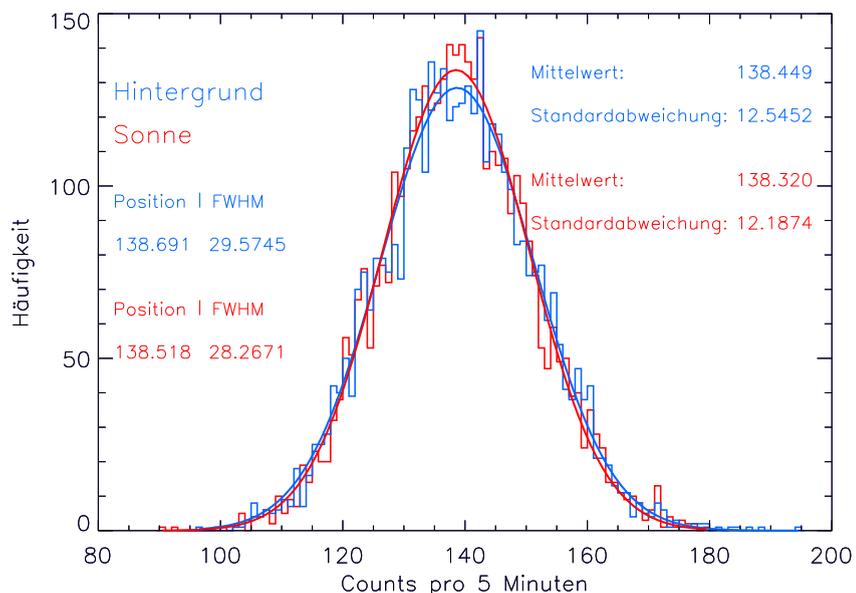


ABBILDUNG 7.7: Darstellung der Gauß-Fits an die jeweiligen Verteilungen von Sonnendaten (rot) und denen der Vergleichsmessungen (blau).

Die Ergebnisse der an Sonnen- und Hintergrunddaten angelegten Gauß-Fits sind in Abb. 7.7 aufgezeigt - abermals entsprechend farblich markiert. Auch hier stimmen

die Verläufe der Häufigkeiten sehr gut mit den Gauß-Fits überein. Für den Fit der Sonnendaten beträgt der Mittelwert 138,52 Ereignisse, für die Hintergrundmessungen 138,69. Die entsprechenden Halbwertsbreiten liegen bei 28,26 und 29,57 Ereignissen.

Da die mit *IDL*¹ bestimmten Gauß-Fits an die Daten sehr wichtige und grundlegende Elemente der Analyse sind, weil aus den über sie bestimmten Mittelwerten die Confidence Level aufgestellt wurden, aus welchen wiederum die HP-Parameterlimits bestimmt sind, wurden diese mittels einer anderen Software bzgl. potentieller Abweichungen geprüft. Abweichungen oder Fehler fanden sich nicht. Der entsprechende Crosscheck mit *Python*² ist in Appendix B beschrieben.

Die Güte aller vier Fits und die entsprechend gute Übereinstimmung mit den Häufigkeiten der Einzelmessungen ist ein neuerlicher Beleg dafür, dass die einzelnen Messwerte hauptsächlich statistisch gestreut sind und in diese Streuung keine nennenswerten Auswirkungen eines großen systematischen Fehlers in der Datennahme eingehen.

7.2 Messresultate

Aus den im vorangegangenen Abschnitt mit Hilfe der Gauß-Fits bestimmten Mittelwerten von Sonnen- und Hintergrundmessungen - 138,518 und 138,691 Ereignisse - folgt ein Versatz beider Verteilungen von lediglich -0,173 Ereignissen. Ein solcher Wert entspricht einer Differenz in der Ereignisrate und somit einer Signallrate neu generierter Photonen von $5,7 \cdot 10^{-4}$ pro Sekunde. Normiert auf eine Fläche von einem Quadratmeter ergäbe sich eine Signallrate von 3,47 bzw. $1,2 \cdot 10^{-2}$ Ereignissen.

Wie in Unterkapitel 2.2.1 genauer beschrieben, würde sich der Beitrag eines möglichen Hidden Photon-Signals in einem solchen Versatz beider Verteilungen zeigen.

Der statistische Fehler im Analyseschritt des Fittens ergibt sich hier aus der Unsicherheit der Bestimmung des Mittelwerts der Verteilung bzw. in der exakten Positionsermittlung des Maximums. Die statistischen Fehler in den gefitteten Kurven betragen 0,197 bzw. 0,172 Ereignisse bei der Bestimmung des Mittelwertes. Diese Werte entsprechen 1σ in den Einzelmessungen. Die Zählraten entsprächen demnach für die Sonne (0.4617 ± 0.0067) Hz und für die Vergleichsmessung des Hintergrunds (0.4623 ± 0.0057) Hz.

¹IDL = Interactive Data Language / Programmiersprache: (www.exelis.com)

²Programmiersprache: (www.python.org)

Aus dem Betrag des Versatzes ergeben sich folgende Confidence Level. Diese sind nach der klassischen *Feldman und Cousins*-Methode erstellt (siehe Appendix A).

$$\begin{aligned}\frac{dN}{dt} &< 1,2 \text{ mHz} && \text{at } 95\% \text{C.L.} \\ \frac{dN}{dt} &< 1,8 \text{ mHz} && \text{at } 99\% \text{C.L.}\end{aligned}$$

Diese Confidence Level können wiederum normiert werden auf eine einen Quadratmeter große Fläche und weisen dann folgende Werte auf:

$$\begin{aligned}\frac{dN}{dt dA} &< 25 \frac{\text{mHz}}{\text{m}^2} && \text{at } 95\% \text{ C.L.} \\ \frac{dN}{dt dA} &< 36 \frac{\text{mHz}}{\text{m}^2} && \text{at } 99\% \text{ C.L.}\end{aligned}$$

Im Endeffekt lässt sich aus den obigen Confidence Leveln und dem ihnen zugrunde liegenden minimalen Versatz der Verteilungen beider Messreihen kein Indiz für ein echtes mögliches HP-Signal in den abgedeckten Parameter- und Energiebereichen ableiten. Die gemessene Sonnenrate ist - trotz des in ihr enthaltenen möglichen zusätzlichen HP-Beitrags - sogar zu kleineren Flussraten gegenüber der Vergleichsmessung verschoben. Ein echter Beitrag eines HP-Signals würde sich nur durch einen Verschiebung in die entgegengesetzte Richtung (zu höheren Werten) offenbaren und ist in den gefitteten Daten nicht auszumachen. Vielmehr lässt sich die bestimmte, minimale Abweichung mit den Messfehlern vereinbaren, da sie innerhalb des statistischen Fehlers liegt. Zudem spiegelt der minimale Ratenunterschied auch eine Obergrenze des vorab stark reduzierten und nicht mehr zu quantisierenden systematischen Fehlers wieder.

7.3 Parameterlimits aus den SHIPS-Messungen

Anhand der mit den Messungen generierten Confidence Level können obere Grenzen für die Werte der HP-Parameter von HP-Masse und Mischungswinkel abgeleitet werden. Hierzu wird der Mischungswinkel als Funktion der Masse über Gleichung 7.1 kalkuliert. Die Produktionsrate von HPs wird wie folgt erwartet:

$$\frac{dN}{dt} = A \int \frac{d\Phi_{\gamma'}}{d\omega} P_{\gamma' \rightarrow \gamma} \eta(\omega) d\omega \quad (7.1)$$

Hierbei steht A für die Querschnittsfläche der Röhre, $\frac{d\Phi_{\gamma'}}{d\omega}$ für den differentiellen HP-Fluss, $P_{\gamma' \rightarrow \gamma}$ für die Oszillationswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von $m_{\gamma'}$, χ und ω . $\eta(\omega)$ steht für die Gesamtdetektionseffizienz.

Der diesen Abschätzungen zugrunde liegende neueste solare HP-Fluss aus [25] wurde bereits in Unterkapitel 1.3 beschrieben, die genäherte Oszillationswahrscheinlichkeit für Vakuumbedingungen in Gleichung 1.3 in Abschnitt 1.1. Die Gesamtdetektionseffizienz $\eta(\omega)$ von TSHIPS ergibt sich aus Gleichung 7.2.

$$\eta(\omega) = \eta_{FACT50} \cdot \eta_{9893/350B} \cdot \eta_{VF} \cdot \eta_{Fresnel} \cdot \eta_{PMT} \quad (7.2)$$

$\eta(\omega)$ setzt sich mit den Transmissionswerten der Fenster des FACT50-Kühlgehäuses η_{FACT50} und des Photomultipliers $\eta_{9893/350B}$ sowie der Transmission des Vakuumfensters η_{VF} und der der Fresnellinse $\eta_{Fresnel}$ zusammen. Zudem geht als wichtigster Punkt die Quanteneffizienz η_{PMT} des PMT in $\eta(\omega)$ ein. Alle Werte sind zusammengefasst in Abb. 7.8 graphisch dargestellt.

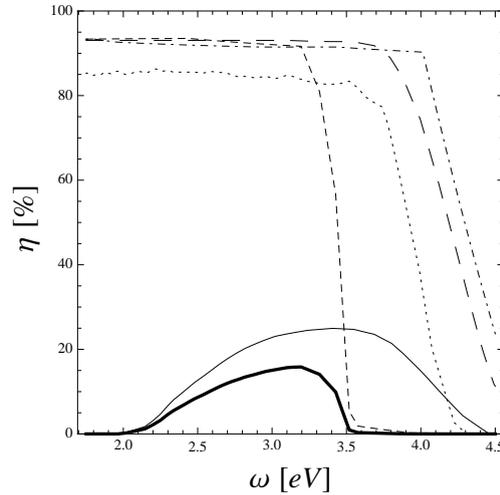


ABBILDUNG 7.8: Darstellung der Gesamtdetektionseffizienz $\eta(\omega)$ von TSHIPS (dicke durchgängige Linie), welche sich aus der Quanteneffizienz des Photomultipliers η_{PMT} (dünne durchgängige Linie) sowie den Transmissionen von Kühlgehäusefenster η_{FACT50} (gepunktete Linie), Vakuumfenster η_{VF} (punkt-gestrichelte Linie), Fresnellinse $\eta_{Fresnel}$ (kurz gestrichelte Linie) und PMT-Frontfenster $\eta_{9893/350B}$ (lang gestrichelte Linie) ergibt.

Das Ergebnis der Abschätzungen der Obergrenze des Mischungswinkels χ als Funktion der Hidden Photon-Masse $m_{\gamma'}$ aus Gleichung 7.1 und dem 95 % Confidence Level ist in Diagramm 7.9 gezeigt. Den Verlauf der Obergrenze des von der HP-Masse abhängigen Mischungswinkels zeigt die schwarze Linie an der Unterseite des orangefarbenen dargestellten Parameterbereichs auf. Dieser als 'SHIPS' bezeichnete Parameterbereich sowie das darüber liegende, bereits früher abgedeckte Areal enthalten alle Parameterkombinationen, für die aufgrund des Ergebnisses der SHIPS-Messungen die Existenz von Hidden Photons ausgeschlossen werden kann.

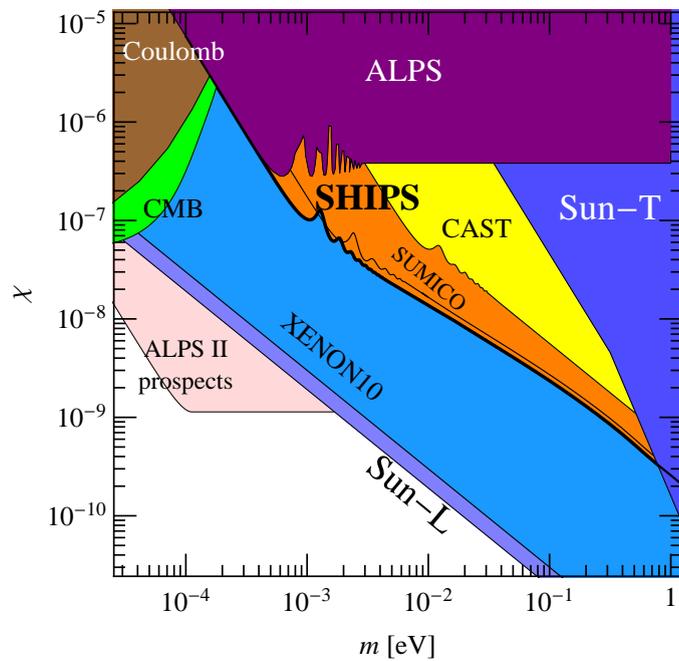


ABBILDUNG 7.9: Darstellung des HP-Parameterbereichs: Der Verlauf der Obergrenze des Mischungswinkels abhängig von der HP-Masse zeigt die schwarze Linie an der Unterseite des orangefarben dargestellten Parameterbereichs auf. In diesem als 'SHIPS' gekennzeichneten Parameterbereich kann aufgrund der Resultate der SHIPS-Messungen die Existenz von Hidden Photons ausgeschlossen werden.

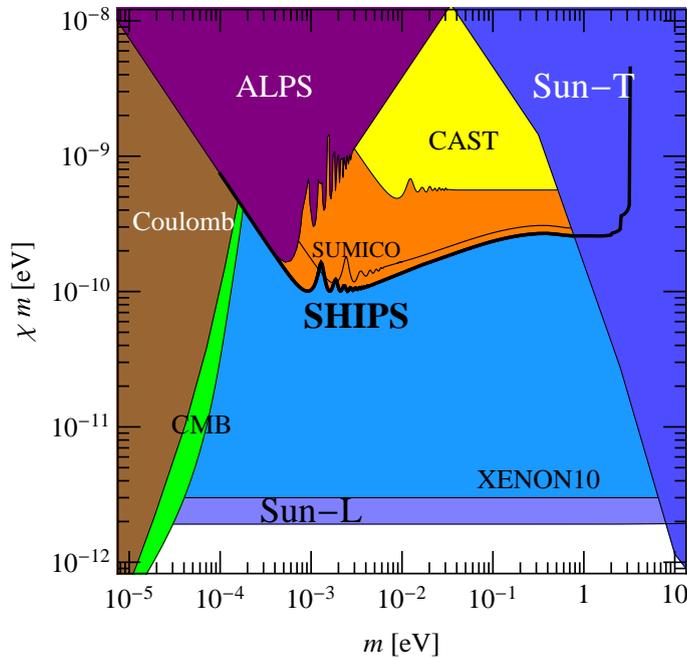


ABBILDUNG 7.10: Ähnliche Darstellung des HP-Parameterbereichs wie in Abb. 7.9, allerdings mit einer Skalierung von $\chi m_{\gamma'}$ statt nur mit χ auf der Ordinate zum besseren Vergleich der diversen HP-Experimente. Die Graphik verdeutlicht anschaulich, dass SHIPS die Limits aller zuvor durchgeführten Experimente übertrifft. Die 2013 von XENON10 erbrachten und von theoretischen Überlegungen zur Sonne erstellten Obergrenzen im longitudinalen HP-Modus überbieten jedoch selbst die SHIPS-Ergebnisse nochmals um zwei Größenordnungen in χ .

Ähnlich wie in Abb. 7.9, allerdings mit einer Skalierung von $\chi m_{\gamma'}$ statt nur mit χ auf der Ordinate, ist in Abb. 7.10 zum leichteren Vergleich mit anderen HP-Experimenten das Ergebnis neuerlich gezeigt.

Durch die entsprechenden Messergebnisse ist es SHIPS daher gelungen, anhand der entsprechenden Messmethodik den bisher experimentell abgedeckten Parameterbereich im T-Channel zu erweitern und auf die Existenz von HPs in diesem zu prüfen. Das wichtige ursprüngliche Projektziel, aus neu abgedecktem Parameterraum bessere transversale Limits für χ und $m_{\gamma'}$ aufzustellen, konnte aufgrund der Tatsache erfüllt werden, dass die Sensitivität von TSHIPS im relevanten Bereich höher war, als alle bis zu diesem Zeitpunkt durchgeführten HP-Experimente. SHIPS ist es gelungen, die momentan besten experimentellen Limits über den transversalen HP-Modus zu erstellen.

Die neuen Resultate ergänzen die zuletzt erstellten Ergebnisse des 'Any Light Particle Search'- Experiments (ALPS) des DESY sowie die von SUMICO der Universität Tokio, welche neben weiteren Ergebnissen ebenfalls in den Diagrammen 7.9 und 7.10 eingezeichnet sind. Darüber hinaus sind Limits aus theoretischen Überlegungen vermerkt wie die aus dem Coulomb-Gesetz, welche als 'Coulomb' bezeichnet sind, und jene des kosmischen Mikrowellen-Hintergrunds, markiert als 'CMB'.

Verzeichnet sind ebenfalls die neuerlich über den L-Channel bestimmten Parameterlimits, welche durch das Dunkle Materie-Experiment XENON10 und neuerliche theoretische Überlegungen anhand der erlaubten Energieverluste der Sonne über den longitudinalen HP-Modus generiert wurden. Dieser Beitrag zu den HP-Limits wurde unerwartet 2013 möglich, nachdem Kalkulationsfehler hinsichtlich der Physik des Sonnenplasmas bekannt wurden und die Kopplung der longitudinalen Hidden Photons an dieses betrifft (siehe Unterkapitel 1.3).

Somit veranschaulicht Abb. 7.10 zwei Dinge sehr anschaulich:

Mit TSHIPS konnten im Sinne der ursprünglichen Projektziele die Obergrenzen aller bis dahin durchgeführten HP-Experimente übertroffen und damit die momentan besten transversalen HP-Parameterlimits aufgestellt werden. Nichtsdestotrotz liegen selbst diese besten T-Channel-Limits weit hinter den aus dem longitudinal polarisierten HP-Modus gewonnenen Obergrenzen. Die L-Channel-Beiträge von 2013 sind in χ ungefähr zwei Größenordnungen umfangreicher.

Ausgehend von der mit TSHIPS bestimmten Rate neu generierter Photonen können wir für den betrachteten Energiebereich (~ 3 eV) zudem den messbaren Fluss der solaren Hidden Photons bestimmen. Die Obergrenze des HP-Flusses in Abhängigkeit der HP-Masse ist in Abb. 7.11 graphisch dargestellt.

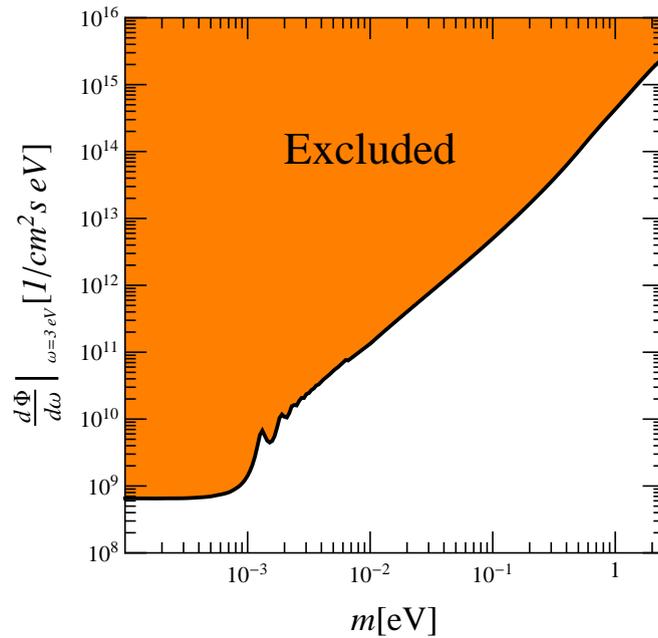


ABBILDUNG 7.11: Obergrenze des solaren HP-Flusses als Funktion der HP-Masse anhand der gemessenen Raten neu generierter Photonen in den SHIPS-Messungen.

Kapitel 8

Weitere Aspekte der Projektdurchführung

Dieses Kapitel beschreibt zusätzliche Aspekte der Durchführung und des Verlaufs des Projekts. So wird das Konzept einer parallelen Messung mit zwei Detektoren (PMT und CCD) vorgestellt, um eine weitere mögliche Reduktion des Hintergrunds zu erreichen, wozu ein zweites Helioskop notwendig wird.

Ferner wird die Planung eines sehr viel größeren Helioskops einer Folgegeneration und dessen Unterbringung erläutert.

Weiterhin wird die Installation von TSHIPS präsentiert.

8.1 Zweites Helioskop für SHIPS

Da im Projekt in der Kombination aus theoretischen Grundlagenüberlegungen und anwendungsorientierten Gegebenheiten grundsätzlich sowohl CCD- als auch Photomultiplierteknik für einen HP-Nachweis in Frage kamen und es anfangs keine eindeutig bessere Wahl gab, reifte die Idee, nicht nur beide Detektoren testweise zu verwenden, sondern mit diesen sogar zeitgleich zu messen, um Hintergrund-Einflüsse o.ä. durch eine simultane zweite Messung möglicherweise besser auszumachen und zu korrigieren, mit dem Ziel, die Qualität der Daten zu verbessern. Konzeptionell war daher zwischenzeitlich vorgesehen, mit einem der beiden Detektortypen mit einer SHIPS-Röhre am OLT und parallel mit einem zweiten Aufbau unter Verwendung des anderen Detektortyps zu messen. Der OLT-Aufbau in diesem Szenario wäre grundsätzlich nicht viel anders gewesen als der derzeitige. Lediglich die Röhrenlänge wäre deutlich reduziert gewesen, da das obere Teilstück von TSHIPS, also die Wölbstrukturröhre, zum zweiten Aufbau abgezogen worden wäre.

Während der OLT-Aufbau bereits seit Beginn der Planungen das fest forcierte Konzept von SHIPS war, musste für das Vorhaben des parallelen zweiten Aufbaus ein völlig neuer Entwurf konzipiert werden. Dies galt sowohl für das benötigte Trägersystem der Röhre, einen gänzlich geänderten Aufbau der zweiten Röhre, sowie die Schaffung einer geeigneten Unterbringungsmöglichkeit des zweiten Systems an einem passenden Standort.

Zusätzlich zu dieser Aufgabenstellung war für das Gelingen des zweiten Aufbaus unter Verwendung der iKon-M 934 die in [Sektion 3.2.1](#) beschriebene Realisierung eines Guiding-Systems essentiell, da die Vorteile der CCD nur zutage treten, wenn die genaue Position der Sonne auf dem Chip bekannt ist.

Zuerst und relativ früh konnte das Problem des Trägersystems für die zweite Röhre gelöst werden. Mit der Beschaffung der GM4000-Montierung von 10Micron war eine Teleskopmontierung vorhanden, die mit einer Traglast von 150 kg in der Lage ist, die Wölbstrukturröhre, einen Detektortopf und das Gewicht aller weiteren Komponenten zu tragen. Zudem bietet die Montierung einen vollen Operationskreis von 360° im Azimutbereich und steuert Höhen von 90° bis 10° an. Eine Trackinggenauigkeit von ± 3 Bogensekunden ist gegeben und damit ausreichend, um einen Verbleib der Sonne im Gesichtsfeld über halbtägige Langzeitmessungen zu sichern.

Auch die Schwierigkeiten des im Vergleich zum OLT-Konzept deutlich geänderten Aufbaus der Röhre und ihrer Komponenten konnten behoben werden. Ein spezieller Adapter wurde gefertigt, der die Möglichkeit bietet, nicht nur die Wölbstruktur- sondern möglicherweise alternativ auch die mittlere TSHIPS-Röhre zu tragen. Alle Konzept-Möglichkeiten blieben so offen. Ein Bild der GM4000-Montierung mit dem angebauten Spezielladapter ist in [Abb. 8.1](#) zu finden.

Um die Wölbstrukturröhre sicher und fest mit dem Montierungsadapter zu verbinden, wurden drei mehrkomponentige Halteringe gefertigt, welche an den drei Schweißflanschen der Röhre angesetzt worden wären und diese so fest hätten einspannen können. Die drei Halteringe hätten dann mit dem Adapter verbunden werden sollen. Auf diese Weise wäre ein fester und sehr stabiler Aufbau sichergestellt gewesen. An den oberen 250 ISO-K-Flansch der Röhre wäre der zweite Detektortopf gebaut worden. Über einen der zwei 68 ISO-K-Flansche des Detektortopfes wäre dann wiederum ein Druckmesskopf angebunden worden. Der zweite Flansch wäre genutzt worden, um den vorhandenen Pumpstand inklusive Vorvakuum- und Turbopumpe anzuschließen. Die Konzipierung des zweiten Aufbaus war somit soweit abgeschlossen und nutzbar. Lediglich ein spezieller Vakkum-Flansch hätte gefertigt werden müssen, der auf der Innenseite auf justierbaren Abstandhaltern die Fresnellinse trägt und auf der Außenseite den Anbau



ABBILDUNG 8.1: Die GM4000-Montierung von 10Micron bietet mit einer Traglast von 150 kg die Möglichkeit, die Wölbstrukturröhre, einen Detektortopf und das Gewicht aller weiteren Komponenten zu tragen. Zudem bietet die Montierung einen vollen Operationskreis von 360° im Azimuthbereich und steuert Höhen von 90° bis 10° bei einer Trackinggenauigkeit von ± 3 Bogensekunden an [72].

des Detektors ermöglicht. Das Konzept für diesen Adapter stand, die Fertigung blieb jedoch zunächst aus (siehe folgendes Unterkapitel).

8.2 Standort für den zweiten Aufbau

Auch das Problem der geeigneten Unterbringung des zweiten Aufbaus war nicht ganz leicht zu lösen. Der Standort musste regen- und wettergeschützt sein. Dennoch sollte ein direkter Blick auf den Himmel gegeben sein, um das Pointing des fertiggestellten Helioskops verifizieren und eichen zu können. Ferner sollten Strom- und Datennetzanschluss sowie genügend Raum zum Schwenken des Instruments vorhanden sein und sich die Wahl des möglichen Standorts auf das Institutsgelände beschränken.

Diverse Optionen über Hütteneigenbauten, mobile oder Falt-Kuppeln und dergleichen wurden erwogen. Zusätzlich wurden alle im Bestand befindlichen und für eine Nutzung denkbaren baulich bereits vorhandenen Möglichkeiten sondiert. Im Zuge dieser Überlegungen konzentrierte sich das Interesse bald auf das letzte der verbliebenen Mirengebäude des Hamburger Meridiankreises [73]. Obwohl bereits 100 Jahre alt, befand sich das Mirengebäude in gutem Zustand mit intakter Bausubstanz. Das Dach war dicht, die Seitenwände verschlossen, lediglich geborstenes Glas in der Zugangstür stellte einen ungewollten Kontakt zur Außenwelt dar. Mit einer Grundfläche von über drei mal drei Metern ist die Hütte nicht wirklich groß, bietet aber genug Platz, um sowohl Montierung als auch das darauf befindliche Helioskop in ihr unterbringen zu können. Dabei ließe sich das Helioskoprohr ohne Wandkontakt ausnahmslos in alle Positionen bewegen.

Im Zentrum des Mirengebäudes befindet sich zudem ein gemauertes Fundament mit einer Höhe von einem Meter ab Fußbodenniveau. Dieses hat eine Gesamthöhe von 4,5 m und reicht 2,5 m in das Erdreich. Ein schematischer Querschnitt des Mirengebäudes und des gemauerten Fundaments ist in der historischen Skizze in Abb. 8.2 gezeigt, die etwa aus dem Jahre 1910 stammt.

Das Fundament war ursprünglich deshalb so massiv konstruiert, weil Schwingungen so gut wie möglich unterbunden werden sollten. Das Fundament, auf dem sich zu Zeiten der Zeitbestimmung durch den Meridiankreis in Bergedorf ein Justierspiegel befand, ist dabei nahezu ideal, um auch ein Teleskop schwingungsfrei aufzustellen.

Für den Betrieb als Teil des Meridiankreises verfügte die Mire über eine seitliche, verschließbare Öffnung in der Südseite. Zwar war diese nach dem Ende des Betriebs des Meridiankreises fest verschlossen worden, jedoch bot die mögliche Wiederherstellung dieses Mechanismus die Perspektive, durch den freien Blick auf den Sternenhimmel das Pointing des Helioskops für den Betrieb zu eichen.

Die Vorzüge und das Potential des Mirengebäudes waren so überzeugend, dass es letztlich als zweiter Standort gewählt und für die Nutzung restauriert und modernisiert wurde. An baulichen Maßnahmen wurde unter Auflagen des Denkmalschutzes der alte Holzboden komplett entfernt und originalgetreu ersetzt. Die an der alten Öffnung in der

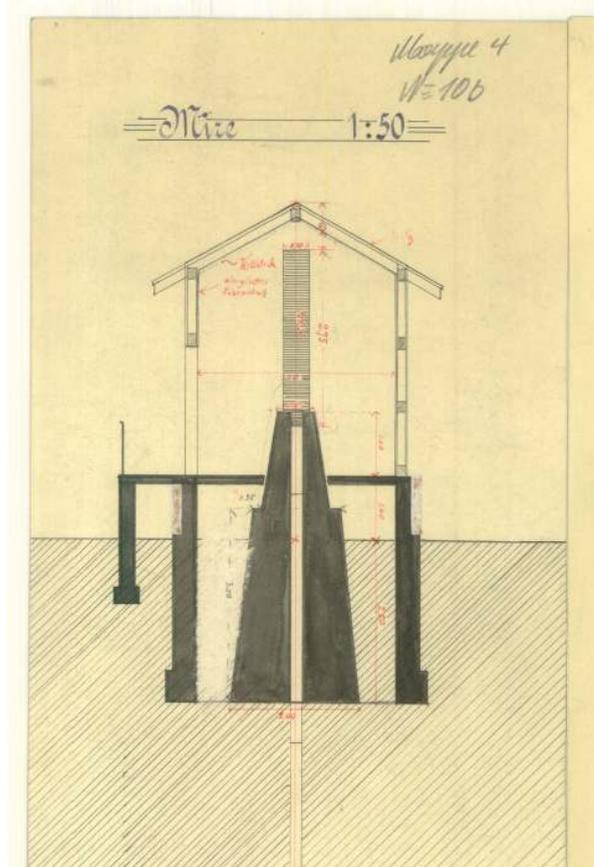


ABBILDUNG 8.2: Gezeichnetes Schema der Seitenansicht der Mire etwa aus dem Jahre 1910.

südlichen Mirenwand angebrachten Holzplatten wurden entfernt. Wie im historischen Entwurf bereits vorhanden, wurde die verschließbare Klappe auf der Nordsüd-Sichtachse zwischen Mire und Meridiankreisgebäude wieder hergestellt. Dies ist in Abb. (8.3) zu sehen.

Auf dem zentralen Ringfundament wurde die oberste Schicht erneuert und zugleich eine Adapterplatte eingebaut, über welche die Teleskopmontierung fest mit dem Fundament verbunden werden kann (siehe Abb. 8.4). Weiterhin wurde ein Nivellierflansch angeschafft, welcher zwischen Adapterplatte und Montierung eingefügt wird. Mit dessen Hilfe ist das Helioskop exakt senkrecht bzw. seine Grundfläche parallel zum Boden ausrichtbar, um später ein problemloses Tracking zu etablieren.

Innen und außen wurde hinsichtlich des Denkmalschutzes im historisch korrekten Farbton gestrichen, die Tür gerichtet, das Glas in originaler Art ersetzt. Über ein neu verlegtes Leerrohr im Erdreich erfolgte schließlich der Anschluss an das Stromnetz und per Glasfaser die Verbindung mit dem Sternwartennetz. Nach sehr zeitintensiven Vorbereitungen und Arbeiten war die Mire schließlich fertig gestellt und einsatzbereit.



ABBILDUNG 8.3: Wie im ursprünglichen Entwurf der Mire etwa aus dem Jahre 1910, ist auch nach der Sanierung des Gebäudes wieder eine seitliche, verschließbare Öffnung gegeben. Diese war zwischenzeitlich verschlossen worden, nachdem der Meridiankreis außer Betrieb ging. Durch die Öffnung ist eine direkte Sichtachse aus dem Meridiankreisgebäude in das Innere des Mireng Gebäudes gegeben.



ABBILDUNG 8.4: Zentrales Ringfundament mit Adapterplatte der renovierten Mire. Es hat eine Gesamthöhe von 4,5 m, wobei nur das oberste Ende sichtbar ist. 2,5 m des Fundaments befinden sich im Erdreich, wodurch ein sehr stabiler, schwingungsfreier Sockel entsteht - ideal als Basis für ein SHIPS-Helioskop.

Zu diesem fortgeschrittenen Zeitpunkt war jedoch bereits abzusehen, dass sich CCD-Messungen in der angedachten Form nicht zeitnah würden umsetzen lassen. Nachdem das Teilprojekt der Realisierung eines Guiding-Systems, welches im Rahmen einer Masterarbeit umgesetzt werden sollte, nicht besetzt werden konnte, war ohne weitere personelle Unterstützung neben den diversen anderen Aufgaben im Projekt die Entwicklung eines solchen Systems nicht rechtzeitig zu realisieren.

Aus diesem Umstand heraus folgte die Abkehr von der parallelen Messung mit zwei Helioskopen. Infolgedessen fiel die Wahl des Detektors auf den Photomultiplier, da durch das Fehlen des dafür notwendigen Guiding-Systems die Vorteile der CCD-Kamera so nicht genutzt werden konnten.

Zudem wurden beide Röhren zum späteren TSHIPS kombiniert, was zu einer deutlichen Erhöhung des Volumens und damit zu einer direkten Steigerung der Produktionsrate neu generierter Photonen führte.

Zwar konnte die vielversprechende Option von ganz aktueller Astroteilchenforschung in der historischen Mire aus Zeit- bzw. Arbeitskräftemangel nicht umgesetzt werden. Dennoch ist in der Konsequenz einerseits mit der Realisierung des vergrößerten TSHIPS ein sehr sensitives Instrument geschaffen worden, mit dem schließlich gute Messresultate gewonnen werden konnten - immerhin stellt TSHIPS in seinem Arbeitsbereich das Helioskop mit der momentan größten Hidden Photon-Sensitivität im transversalen Bereich dar (vergleiche Kapitel 7). Andererseits konnte durch die SHIPS-Bemühungen ein an der Hamburger Sternwarte einst sehr wichtiges historisches Gebäude - gänzlich im Rahmen der historischen Gegebenheiten des Denkmalschutzes - restauriert und wieder in den ursprünglichen Zustand versetzt werden. Neben den wichtigen wissenschaftlichen Ergebnissen des Forschungsprojekts war so in dieser Form noch ein zusätzlicher Beitrag geleistet worden. Das Miregebäude könnte bereits heute ohne irgendwelche Einschränkungen wie in den Tagen der Zeitbestimmung in Bergedorf bei einer zukünftigen Wiederherstellung des Hamburger Meridiankreises wieder voll genutzt werden.

Ein bildlicher Eindruck des Zustands des Miregebäudes vor, während und nach den Sanierungsarbeiten ist in Abbildung 8.5 gegeben.



ABBILDUNG 8.5: Zustand des Mirenggebäudes zum Zeitpunkt des Baus sowie vor, während und nach den Sanierungsarbeiten. Alle baulichen Maßnahmen wurden unter Berücksichtigung der Auflagen des Denkmalschutzes umgesetzt.

8.3 Installation von TSHIPS & Austarieren des OLT

Wie in Kapitel 3 erläutert, gab es generell einige Schwierigkeiten mit der Pointing- und Trackinggenauigkeit des OLT mit entsprechenden Auswirkungen.

In dieser Textpassage wurde bereits aufgezeigt, welche Konsequenzen diese Probleme

für die Wahl des Detektors hatten. So war das OLT mit seiner eher groben Nachführungsgenauigkeit zwar grundsätzlich in der Lage, die Sonne während der SHIPS-Messungen immer im großen Blickfeld des Detektors zu halten, jedoch wanderte die Position des Sonnenbildes um bis zu 7,2 Bogenminuten in diesem (siehe Unterkapitel 5.2) während einer halbtägigen Datennahme. Zudem war auch das Pointing des OLT nicht sehr genau und wies Abweichungen im Bogenminutenbereich auf. Dies hatte zur Folge, dass die iKon-M 934 bei der Detektorwahl für die SHIPS-Datennahme ins Hintertreffen geriet (vergleiche Abschnitt 3.2.1). Dies war der Fall, weil zu viele Pixel in Folge der variablen und ungenau bekannten Position des Sonnenbildes für die Analyse hätten berücksichtigt werden müssen, was mit einer deutlichen Steigerung des Dunkelstroms und somit zu einer Reduzierung des Signal-zu-Rauschen-Verhältnisses geführt hätte.

Weiterhin hatten die Nachteile der mäßigen Pointing- und Trackinggenauigkeit des OLT auch Auswirkungen auf die Art der SHIPS-Messungen und den Aufbau von TSHIPS, was zuvor bereits in Abschnitt 8.1 ausführlich beschrieben wurde.

Aus diesen Gründen soll einmal auf die Ursachen dieser für das Projekt sehr relevanten Schwierigkeiten eingegangen sowie verdeutlicht werden, weshalb diese nicht behoben werden konnten:

Da der Anbau von TSHIPS einen nicht alltäglichen Eingriff in das viel genutzte OLT darstellt, war es vorab selbstverständlich, dass alle Verantwortlichen im Vorfeld über dieses Vorhaben informiert und in dieses eingebunden waren. So wurden in der vorangegangenen Zeit der Anbau und alle damit verbundenen Details besprochen und entsprechende Abstimmungen und Absprachen getroffen - teils sogar gemeinsam vor Ort am OLT.

Schließlich wurde von allen grünes Licht für den Anbau gegeben und als Termin der 15. 09. 2011 vereinbart, an dem die Installation auch begonnen wurde.

Dessen ungeachtet zeigen die Aufnahmen in Abb. 8.6 den Anbau von TSHIPS an das OLT am 26. 10. 2011. Der vorangegangene Installationsversuch am 15. 09. konnte leider nicht abgeschlossen werden.

Am Tag des ersten Anbauversuchs trat der nicht zu erwartende Umstand auf, dass der laufende Anbau mitten in der Installation abgebrochen werden musste, nachdem das mit Abstand schwerste und sperrigste Instrumentenelement in Form der massiven Mittelröhre bereits am OLT angebracht war. Alle Arbeiten mussten rückgängig gemacht werden. Bis zum nächsten, dann erfolgreichen Anbau von TSHIPS sollte dies eine Verzögerung des Projektzeitplans von fast 1¹/₂ Monaten bedeuten. Grund für den Montagestopp waren neue Überlegungen hinsichtlich des nach dem Anbau anstehenden Austarierens des OLT.

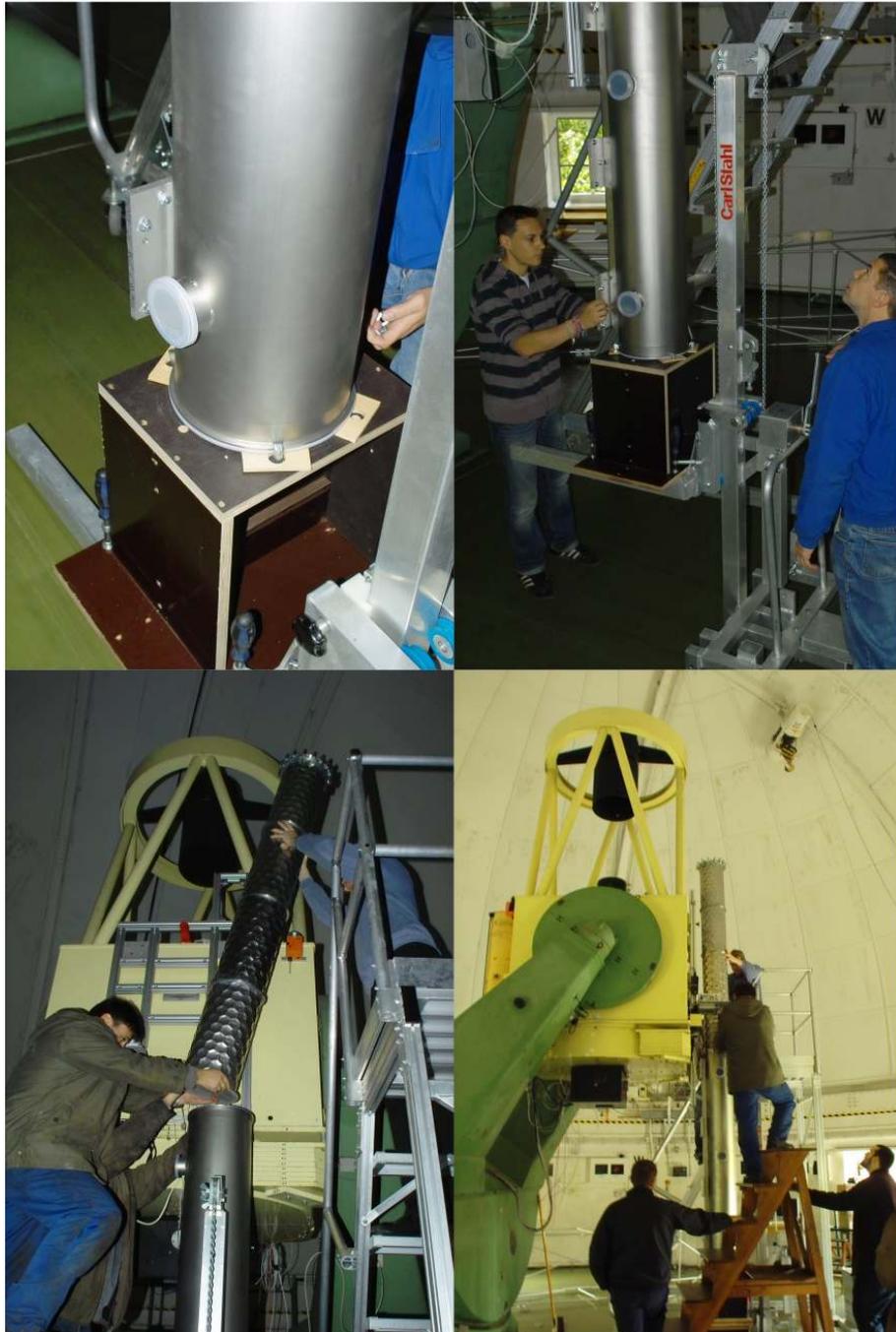


ABBILDUNG 8.6: Eindrücke vom Anbau der SHIPS-Röhre ans OLT. Mit einem Hubwagen und einem speziellen Adapter konnte die schwere Mittelröhre auf die notwendige Höhe gebracht und dort fest montiert werden. Anschließend folgte die Montage aller weiteren Komponenten.

Das Neuaustarieren eines Teleskops nach Änderungen an dessen Aufbau bzw. an dessen Schwerpunktlage ist zwingend erforderlich für einen ungestörten Teleskopbetrieb und daher ein standardgemäßes Vorgehen. Auch für das OLT stellte das Austarieren nach dem Anbau von TSHIPS ein unverzichtbares Erfordernis dar, weshalb lange im

Voraus vom Projekt-Team alle Details über Lage und Gewicht der einzelnen Instrumentenkomponenten kommuniziert wurden, um den Gesamtschwerpunkt des gesamten Instruments bestimmen zu können. Die Lage des Schwerpunkts konnte aus diesen Daten vorab genau kalkuliert werden.

Die OLT-Montierung hat in früheren Zeiten mit dem sog. *Großen-Schmidtspiegel*¹ schon bedeutend größere Gesamtgewichte problemlos aufgenommen und genau verfahren. Auch deshalb war hinsichtlich des anvisierten TSHIPS-Anbaus mit einer im Vergleich zum Großen-Schmidtspiegel unbedeutenden zusätzlichen Masse bis zum Termin des ersten Montageversuchs von allen Seiten angenommen worden, dass das gesamte Austarieren allein über die Standardgegengewichte des OLT geschehen könnte, was in dieser Form auch umgesetzt werden sollte. Diese Einschätzung sollte jedoch sehr kurzfristig - während des laufenden Anbaus - revidiert werden, da das Konzept zum Austarieren des OLT scheinbar doch nicht ausreichend war. Das SHIPS-Team hatte auf diesen Prozess leider ebenso wenig Einfluss, wie auf die Art des späteren Austarierens.

In der Folgezeit des ersten Anbautermins wurde am Institut ein System zusätzlicher Gegengewichte improvisiert. Dieses bestand aus einer breiten Grundplatte, an der über eine Gewindestange Bleigewicht-Scheiben aufgeschraubt wurden. Das ganze wurde an der südlichen Seitenwand des OLT angebracht. Nachdem diese Modifikation abgeschlossen war, wurde SHIPS grünes Licht für den zweiten Anbau seines Helioskops geben.

Dieser fand sechs Wochen nach dem ersten Anbautermin statt und verlief in der ursprünglich geplanten Form ohne nennenswerte Probleme. Nach dem anschließenden Austarieren des OLT wurde dieses und damit auch TSHIPS am 01. 11. endlich freigegeben. Mit den ersten Tests am Instrument, den Vorarbeiten für die Datennahme und der Suche nach der optimale Messmethode konnte ab diesem Zeitpunkt begonnen werden.

Es zeigte sich jedoch bald, dass die improvisierte Art und die Platzierung der zusätzlichen Gegengewichte am OLT nicht wirklich optimal waren. Diese liegen deutlich unter den umsetzbaren Möglichkeiten. Ein besseres System ohne vermeintlich durch diese Lösung aufgetretene Probleme wäre realisierbar gewesen. Mit einem besseren Gleichgewicht hätten Pointing und Tracking optimiert werden können. Daher wäre es wünschenswert gewesen, an der Rückseite des OLT einen Profilschienenrahmen anzubringen, wie er sich in der Form auch an Vorderseite befindet, an dem TSHIPS installiert ist. Dies wäre sehr leicht möglich gewesen. An diesem rückseitigem Rahmen hätten dann sehr variabel, gänzlich frei und flexibel Gegengewichte angebracht werden können, die völlig symmetrisch zur Mittelachse des OLT die Gewichte der Anbauten an

¹1,2 m Durchmesser-Spiegelteleskop an der Hamburger Sternwarte aus dem Jahre 1954, welches 1975 nach Südspanien verlegt wurde.

der Vorderseite präzise ausgeglichen hätten. Durch die Art der OLT-Austarierung entstandene Unstimmigkeiten wären auf diese Weise zu vermeiden gewesen. Bemühungen des SHIPS-Teams, das OLT (mit verbesserten Gegengewichten) neu austarieren zu lassen, beispielsweise auch im Sinne der Verwendung des Spektrographen eines Teammitglieds am OLT, blieben leider ohne Erfolg.

8.4 TSHIPS 3

Zu Beginn des SHIPS-Projekts, dessen Helioskope umso effektiver arbeiten und höhere Raten an neu generierten Photonen liefern, je ausgedehnter die Dimensionen der Helioskope sind, waren anfangs klar zwei Projektphasen vorgesehen:

Der erste und wichtigste Projektteil von SHIPS bestand in der Konstruktion und Entwicklung von TSHIPS. Mit diesem ausgereiften Prototypen sollte ein voll funktionsfähiges Instrument geschaffen werden, an welchem zugleich die geeignetste Aufbauweise eines solchen Instruments entwickelt werden konnte.

Aufbauend darauf sollte in einer späteren Phase ein deutlich vergrößertes Instrument gleicher Art konstruiert werden. An beiden Teilen wurde im Verlaufe des Projekts gearbeitet und entsprechende Entwürfe wurden erstellt. Der erste Teil ist mit dem SHIPS-Helioskop-Prototypen (TSHIPS) realisiert. Der entsprechende Entwurf eines sehr viel leistungsstärkeren Helioskops mit deutlich größerem Volumen und höherem HP-Signal in ähnlicher Grundkonstruktion, welcher technisch sehr weit fortgeschritten ist, trägt den Namen TSHIPS 3.

Am Ende ließ sich das TSHIPS 3-Konzept nicht realisieren. Selbst ein Helioskop mit den geplanten Dimensionen von TSHIPS 3 mit dem Vielfachen des Volumens von TSHIPS hätte nicht mehr ausgereicht, um in den Bereich der neuen Parameterlimits aus dem Jahre 2013 vorzustößen bzw. diese Limits zu erweitern, die aus dem zuvor fälschlicherweise völlig außer Acht gelassenen, weil nur als in marginaler Stärke auftretend angenommenen, longitudinalen HP-Modus gewonnenen werden konnten. Diese waren, zum Zeitpunkt fortgeschrittener Entwicklung von TSHIPS 3, aus theoretischen und experimentellen Erkenntnissen (XENON10) kalkuliert worden (vergleiche Unterkapitel 1.4). Die neuen Parameterlimits - aufgestellt nach der Korrektur entsprechender Kalkulationsfehler in der Plasmaphysik der Sonne (siehe Abschnitt 1.3) - waren so umfangreich, dass selbst TSHIPS 3 nicht mehr in der Lage gewesen wäre, die jüngst gewonnenen Limits zu verbessern.

Vielmehr müssen im transversalen Modus, für den Helioskopexperimente ausschließlich zugänglich sind, über den nicht mehr ausreichenden Ansatz der Maximierung ihrer

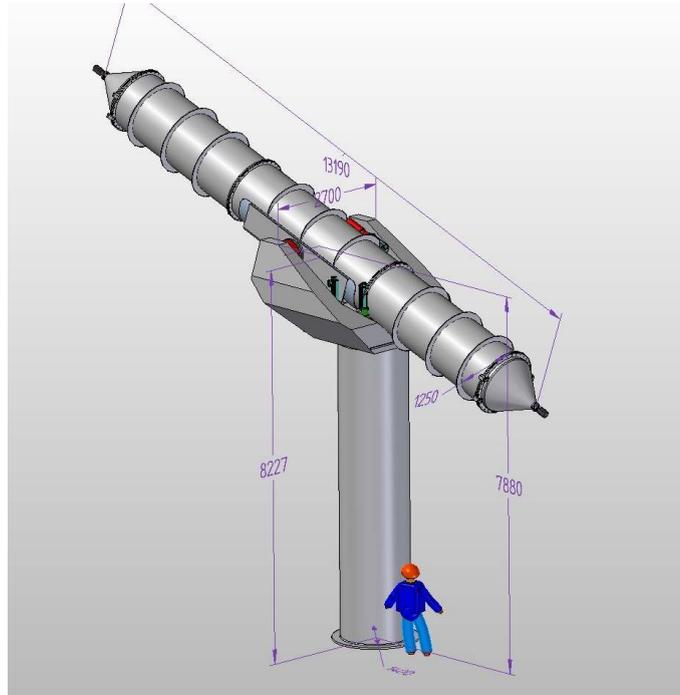


ABBILDUNG 8.8: 3D-Animation des TSHIPS 3-Entwurfs.

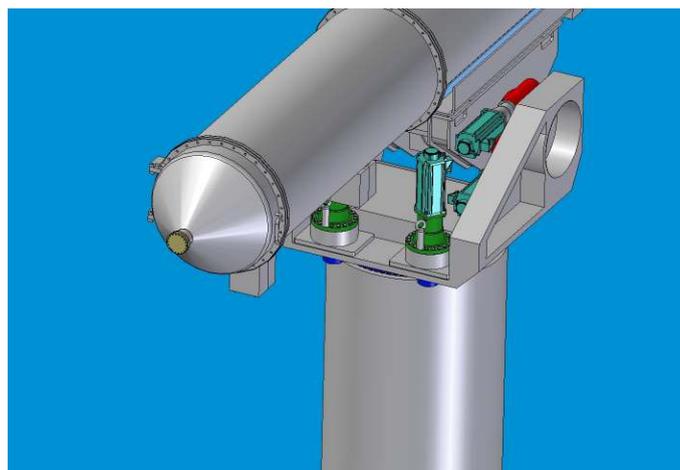


ABBILDUNG 8.9: Aufhängung von TSHIPS 3 an der Alt-Az-Montierung.

einer großen Fresnellinse am unteren Ende der Röhre bestehen, wie sie in ähnlicher Form bereits erfolgreich bei TSHIPS eingesetzt wurde. Auch bei TSHIPS 3 wäre somit eine sehr hohe Lichtsammelfähigkeit des Instruments erreicht worden bei einer sehr großen Transitivity der Linse und guten optischen Eigenschaften (vergleiche Abschnitt 5.3).

Der Prototyp TSHIPS ermöglichte durch die spezielle Detektorhalterung (siehe Sektion 4.1.1), wie ursprünglich erhofft, mit Leichtigkeit und ohne große Modifikationen störungsfrei zwischen verschiedenen Detektoren und Detektortypen zu wechseln. So konnten bereits bei TSHIPS zwei CCDs (Apogee U4000 und iKon-M 934) sowie zwei

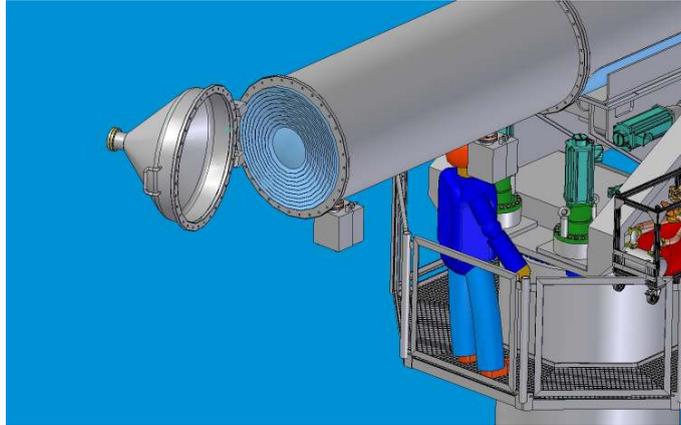


ABBILDUNG 8.10: Darstellung des hinteren Teils von TSHIPS 3 mit geöffneter Vakuumröhre und innenliegender Fresnellinse.

Photomultiplier (ET 9893/350B und ET 9125A) problemlos für verschiedenste Aufgaben verwendet werden. Diese Ambivalenz der möglichen Detektoren war auch bei TSHIPS 3 als fester Bestandteil des Konzeptes angedacht, um alle Möglichkeiten ohne nennenswerte Nachteile offenzuhalten.

Auch gab es Überlegungen, in DESY-Beständen vorhandene Vakuumpumpen einzusetzen, um die notwendigen optischen Dicken innerhalb der Röhre und damit ungedämpfte Oszillationen durch die entsprechend geringen Drücke gewährleisten zu können.

8.4.1 Standort für TSHIPS 3

Auch ein fester Standort für TSHIPS 3 wurde bereits ins Auge gefasst und durch eine Begehung als geeignet verifiziert. Dieser liegt auf dem Gelände des DESY und befindet sich in einer der leerstehenden Hallen des ungenutzten Hera-Beschleunigerrings, genauer gesagt in der Zeus-Halle. Einige Ansichten von der Halle, die während der Begehung (leider nur mit einer Handykamera) aufgenommen wurden, sind in [Abb. 8.11](#) zu sehen.

Die Halle hat eine ausreichend große Ausdehnung, um das lange und hohe TSHIPS 3 dort unterbringen und bewegen zu können. Durch die Nutzung einer vorhandenen Hera-Halle ist nicht nur ein wettergeschützter, sicherer Unterstand gegeben, der Standort hätte aufgrund der vorhandenen Infrastruktur auch zu sehr geringen Kosten geführt. Durch einen vorhandenen Kran hätten die Bauteile von TSHIPS 3 sicher in die in einigen Meter Tiefe gelegene unterirdische Halle gebracht und dort montiert werden können. Durch den entsprechenden Lichtschacht wäre zudem eine spätere Ausrichtung des fertigen Helioskops an der Sonne möglich gewesen, um ein einwandfreies Pointing und Tracking eindeutig sicherzustellen. Auf diese Weise hätte man sich dabei nicht nur auf technische Hilfsmittel wie GPS oder elektronische Winkelmesser verlassen müssen.



ABBILDUNG 8.11: Eindrücke der Zeus-Halle des alten und leerstehenden Hera-Beschleunigerrings. Durch einen Lichtschacht und mit Hilfe eines vorhandenen Krans hätten die Bauteile von TSHIPS 3 sicher in die unterirdische Halle gebracht und dort montiert werden können.

Kapitel 9

Zusammenfassung

In den einzelnen Kapiteln dieser Arbeit wurden die unterschiedlichen Aspekte der Realisierung der Hidden Photon-Suche des SHIPS-Projekts beschrieben. Grundlagen, Konzepte, Messmethodiken, Analysen und die vom Projekt gewonnenen wissenschaftlichen Erkenntnisse wurden ausführlich präsentiert.

So wurden zu Beginn die theoretischen Grundlagen vorgestellt, Aspekte wie HP-Oszillationen und postulierte HP-Flüsse auf der Erde erläutert. Dem folgte eine Erläuterung des Messkonzeptes und eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus des Instruments und seiner Komponenten. Weiterhin wurden die für eine Verwendung in der Datennahme in Frage kommenden Detektoren vorgestellt und alle relevanten Vorabtests präsentiert. Im zweiten Teil wurden Details und Art der Datennahme behandelt und die Reduktion der Daten beschrieben. Zuletzt wurde die Analyse der Messdaten präsentiert und die entsprechenden Ergebnisse vorgestellt. Mit der Sensitivität von TSHIPS ist es dem SHIPS-Projekt dabei gelungen, bzgl. des transversalen HP-Modus ungeprüfte Areale des HP-Parameterraums zu erforschen und diese auf eine mögliche Existenz von Hidden Photons zu testen.

Hidden Photons sind Eichbosonen einer versteckten $U(1)$ -Symmetrie und werden über das sog. kinetic mixing generiert. So werden ähnlich wie bei den Neutrinos HPs durch Flavour-Änderungen erzeugt. Ihr Zustand kann dabei zwischen den Eigenzuständen von HP und ordinärem Lichtphoton hin und her wechseln. Dieser Oszillationsprozess ist die einzige Möglichkeit, HPs zu erzeugen. Der inverse Oszillationsprozess wurde von TSHIPS als indirekter experimenteller Zugang zu ihrem anvisierten Nachweis genutzt. Um Hidden Photon-zu-Photon-Oszillationen zu detektieren, sind große, verschlossene Helioskope notwendig, in deren lichtdichten Inneren die Flavour-Änderungen zu normalen Photonen ablaufen. Unter diesen komplett dunklen Bedingungen werden nur die im Inneren neu gebildeten Photonen vom optischen System aufgesammelt und vom

Photomultiplier als Signal detektiert. Dies wurde in einer Reihe von Test verifiziert. Die neu generierten Photonen können als indirekter Beleg für die Existenz von HPs angesehen werden.

Das geplante Helioskop konnte nach dem ursprünglichen Konzept verwirklicht werden. Dabei ist TSHIPS in seinem Aufbau einem gewöhnlichen optischen Teleskop sehr ähnlich. Wie ein Teleskop ist es aus einer Teleskopröhre, einem optischen System und einem Photodetektor aufgebaut. TSHIPS besteht in Form einer langen Röhre von 4,30 m Länge, die einen für die Messungen wirksamen Durchmesser von 25,3 cm hat. Das optische System basiert auf einer Fresnellinse. Dieses stellt eine hohe Lichtsammelfähigkeit und Transmissivität bei gleichzeitig guten optischen Eigenschaften sicher. Das großflächig von der Fresnellinse aufgesammelte Licht wird zum Nachweis auf einen Photomultiplier am unteren Ende der Röhre fokussiert. Es war bzgl. der verschiedenen für die SHIPS-Messungen in Frage kommenden Photodetektoren ein großer Vorteil, TSHIPS so ausulegen, dass leicht zwischen verschiedenen Detektoren und Detektor-typen gewechselt werden konnte. Während für Vorarbeiten und Tests häufig CCDs verwendet wurden, konnte auch problemlos zu einem Photomultiplier gewechselt werden, insbesondere, um alle HP-Messungen durchzuführen. SHIPS hat für letztere den lichtempfindlichen und auf geringes Rauschen optimierten Photomultiplier 9893/350B von ET Enterprises genutzt, der fest über ein Kühlgehäuse mit dem Helioskop verbunden war. Auf diese Weise und anhand selbstregulierter Kühlung wurde der Photomultiplier stets auf einer festen Betriebstemperatur von -21° C gehalten, um thermisches Rauschen weitestgehend zu unterdrücken.

Da die Entstehungsrate bzw. die Oszillationswahrscheinlichkeit von HPs zudem vom Brechungsindex des entsprechenden Mediums und somit von seinem Druck abhängt, ist es besonders günstig, unter Vakuumbedingungen nach HPs zu suchen, da ihre Produktion unter diesen am wenigsten gedämpft ist. Ein Druck von weniger als 10^{-4} mbar stellt dies sicher. Aus diesem Grund ist die Teleskopröhre von TSHIPS als Vakuumgefäß ausgelegt. Fest verschlossen können im Inneren Drücke von 10^{-6} mbar erzeugt werden. Die Einhaltung der vorgegebenen Höchstdrücke im Inneren von TSHIPS wurde während der Messungen ständig geprüft.

Um das Helioskop auf verschiedene Objekte am Himmel richten und diese nachführen zu können, wurde das Helioskop Huckepack auf ein Teleskop der Hamburger Sternwarte montiert. Auf diese Weise war es möglich, ferngesteuert einen vollen Operationskreis von 360° im Azimuthbereich und Höhen von 90° bis 10° stufenlos anzusteuern. Durch das gute Tracking des Teleskops und das sehr große Gesichtsfeld der Fresnellinse (nur 20,32 cm Brennweite) wurde sichergestellt, dass während der Langzeitmessungen die Sonne stets im Blickfeld gehalten wurde. Die Sonne gilt als vielversprechende Quelle

für HPs mit auf der Erde in nachweisbaren Höhen postulierten Flüssen. Aus diesem Grund wurde TSHIPS für den anvisierten HP-Nachweis während aller Messungen auf die Sonne gerichtet und folgte dieser im weiteren Messverlauf präzise. Ergänzend zu diesen Signalmessungen an der Sonne, die ein mögliches HP-Signal beinhalten, wurden in ganz ähnlicher Weise Vergleichsmessungen erstellt, um den Hintergrund der Sonnenmessungen zu identifizieren. Um möglichst frei von Störeinflüssen zu sein und den Hintergrund bestmöglich bestimmen zu können, wurden Sonnen- und Vergleichsmessungen in einem speziellen Verfahren stets zeitnah und unter identischen Bedingungen erstellt. Zur Vermeidung von negativen Störeffekten, z.B. durch Drift-Effekte, elektromagnetische Felder oder Kosmische Höhenstrahlung, wurde eine Vielzahl von Testläufen und Vorabmessungen durchgeführt, an deren Ende die bestmögliche Messmethodik mit den geringsten Signalstörungen stand.

Im Endeffekt war es mit TSHIPS möglich, über knapp zwei Monate erfolgreich Daten zu nehmen. Hierbei konnten mehr als 660 Stunden an Messdaten gewonnen und für die Analyse genutzt werden. Dabei sind diese Daten in 330 Stunden Sonnenmessungen, in denen Hintergrund und potentiell HP-Signal aufgezeichnet wurde, sowie in weitere 330 Stunden reiner Hintergrundmessungen unterteilt. Die Daten liegen in 4041 Datenpaaren von je 5 Minuten Messdauer vor. Ein mögliches HP-Signal würde sich anhand einer Erhöhung der Ereignisraten dieser Sonnenbeobachtungen gegenüber den Vergleichsmessungen offenbaren, also in einer unterschiedlichen Anzahl aufgezeichneter Ereignisse in beiden Messungen. Das zu detektierende HP-Signal zeigt sich somit durch einen Versatz zwischen den Verteilungen beider Messreihen.

Mit der hohen Sensitivität von TSHIPS, seiner optimierten Messmethodik und den reinen Messbedingungen war es möglich, neue und große Areale im HP-Parameterbereich auf die Existenz von Hidden Photons im sub-eV-Energiebereich im T-Channel zu erforschen. Mit seinen Messergebnissen und dem erzielten 95%igem Confidence Level von 1,2 Hz bzw. $25 \frac{\text{mHz}}{\text{m}^2}$ gelang es TSHIPS, neue Limits auf die HP-Parameter Mischungswinkel und Masse aufzustellen. Mit dem Beitrag der momentan besten Parameterlimits im transversalen HP-Modus wurde das wichtigste der ursprünglichen Ziele des SHIPS-Projekts erfolgreich umgesetzt.

Obwohl kein Beweis für die Existenz eines HP erbracht werden konnte, ist durch das Aufstellen der optimierten Limits im T-Channel, die die Ergebnisse von den Experimenten wie ALPS, CAST, SUMICO u.a. ergänzen und verbessern, ein wichtiger Beitrag zum WISP-Forschungsfeld gelungen.

Kapitel 10

Aktueller Stand & Ausblick

Mit Helioskopen wie TSHIPS lassen sich, neben LSW-Experimenten wie dem im Aufbau befindlichem ALPS II, momentan die besten Einschränkungen der HP-Parameter im transversalen Modus erreichen. TSHIPS ist aktuell das Instrument mit der höchsten Sensitivität für transversal polarisierte Hidden Photons.

Dies gilt jedoch nur für den transversalen HP-Modus. Durch geänderte Kenntnisse zur Plasmaphysik der Sonne bzw. der Kopplung der HPs im L-Channel an das Plasma wurde zu Beginn des Jahres 2013 bekannt, dass HPs auch longitudinal polarisiert in relevanter Anzahl gebildet werden können. Das hatte zur Folge, dass die aus verschiedensten Experimenten und theoretischen Überlegungen bisher nur über den transversalen Modus ermittelten HP-Parameterlimits durch solche aus dem longitudinalen ergänzt wurden. Aus theoretischen Betrachtungen zu den erlaubten Energieverlusten der Sonne im longitudinalen HP-Bereich und aus Nebenresultaten des Dunkle Materie-Experiments XENON10 konnte eine bedeutende Verbesserung in der Beschränkung der HP-Parameter erzielt werden. Durch diese neuen Kenntnisse konnte ein sehr großer Parameterbereich abgedeckt und dort die Existenz eines HP ausgeschlossen werden. Hinsichtlich der Gesamtbetrachtung beider Modi ist SHIPS mit seinem ursprünglichen, rein auf den transversalen Modus ausgelegten experimentellen Konzept und den von TSHIPS aufgestellten transversalen Limits zumindest in der Lage, die Erkenntnisse aus den longitudinalen Resultaten in dem gemeinsam abgedeckten Bereich zu bestätigen.

Die über den longitudinalen Modus von XENON10 experimentell beigesteuerten Beiträge zur HP-Physik bzgl. der Parameterlimits bilden eine vollständig neue Basis für künftige Experimenten-Konzepte. Die so jüngst deutlich höher gesetzten experimentellen Anforderungen sind durch Helioskope nur sehr schwer zu erreichen bzw. noch schwerer zu überbieten, da davon auszugehen ist, dass im L-Channel-Bereich früher

oder später ebenfalls Verbesserungen in den experimentellen Möglichkeiten realisiert sein werden. So scheint es, als seien Helioskopexperimente etwas ins Hintertreffen geraten. Es ist nicht absehbar, dass Helioskope in der klassischen Weise zu Experimenten wie XENON10 wieder konkurrenzfähig werden. Abb. 7.10 zeigt, dass die Obergrenzen des L-Channel zwei Größenordnungen oberhalb der von TSHIPS generierten liegen, obwohl das Instrument die momentan besten Limits im T-Channel liefern konnte. Um also im Bereich der mit Helioskopen durchgeführten T-Channel-Experimente zur Nachweismöglichkeit von XENON10 und vergleichbaren, künftigen Experimenten aufzuschließen bzw. sogar neuen Parameterraum für die Existenz von HPs ausschließen zu können, müsste die Sensitivität der Helioskope massiv gesteigert werden. Das heißt, dass die Effizienz des Detektors, die Länge der Röhre oder aber insbesondere die Größe der effektiven Querschnittsfläche optimiert werden muss - am besten sogar alle diese Punkte zugleich. Stärker denn je ist der Zugang zu besseren Parameterlimits aus dem transversalen Modus daher durch die Größe der Helioskope beschränkt. Somit müssten entweder große finanzielle und technische Anstrengungen unternommen werden, die so momentan nicht absehbar sind, oder gänzlich neue Umsetzungsmöglichkeiten gefunden werden.

Aus den gegebenen Umständen heraus scheinen helioskopbasierte Experimente wie eine nächste Generation von TSHIPS, welches in ähnlicher Form aufgebaut, aber ein deutlich vergrößertes Instrument wäre (TSHIPS 3), nicht zu erwarten. Alleine um zu den momentan durch den longitudinalen Modus erzeugten Limits lediglich aufzuschließen zu können, müssten die Dimensionen eines entsprechenden SHIPS-Helioskops bereits um mindestes eine Größenordnung in Länge und Breite gesteigert werden. Für Helioskope müssten somit ganz neue technische Herangehensweisen erdacht werden. Ähnlich sieht es bei den LSW-Experimenten aus, die ihre Intensität sehr stark erhöhen müssen. So ist aktuell im gesamten experimentellen Bereich, der den transversalen HP-Modus nutzt, in absehbarer Zeit über punktuelle Erweiterungsmöglichkeiten hinaus nicht mit weitreichenden Verbesserungen der HP-Parameterlimits zu rechnen.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Feynmandiagramm des Einschleifenbeitrags zur Kopplung zwischen sichtbarem und verstecktem Sektor bzw. den Eichfeldern von Photon A_μ und HP B_ν für hohe Energien.	4
1.2	Darstellung der Unsicherheiten im Produktionsprozess im Vergleich zur Oszillationslänge L_{Osz} bei einer Produktion in einem bestimmten Abstand zum Detektor: (σ_x^P) und (σ_x^D) sind viel kleiner als die Oszillationslänge.	8
1.3	Darstellung der Unsicherheiten im Produktionsprozess im Vergleich zur Oszillationslänge L_{Osz} bei einer Produktion in einem bestimmten Abstand zum Detektor: (σ_x^P) und (σ_x^D) sind größer als die Oszillationslänge.	8
1.4	Darstellung des groben Verlaufs der solaren HP-Flüsse im transversalen Modus als Funktion der Frequenz für verschiedene HP-Massen in HPs/(cm ² ·s) im Energiebereich von 1 bis 10 ³ eV.	10
1.5	Darstellung der transversalen HP-Flüsse der Sonne in HPs/(cm ² ·s) als Funktion der Frequenz ω in dem für SHIPS relevanten Energiebereich von 1,5 bis 3,5 eV.	11
1.6	Schematische Darstellung des Parameterraumes von Mischungswinkel und HP-Masse.	12
2.1	Schematische Darstellung des Instruments für die SHIPS-Messungen.	20
2.2	Schematische Darstellung des resonanten HP-Produktionsszenarios für $m_\gamma(r_*) = m_{\gamma'}$ bei einem Wert von 0,75 Sonnenradien.	26
2.3	Postulierte Winkelverteilung der von der Sonne im sichtbaren Spektralbereich ($\omega \sim 3$ eV) emittierten HPs mit sub-eV-Massen.	26
3.1	Schematischer Aufbau eines Head-On-Photomultipliers im Querschnitt.	36
3.2	Graphische Werte für die spektralen Transmissionseigenschaften von gängigen Fenstermaterialien.	37
3.3	Schematische Darstellung des Energiebändermodells von Halbleitern.	42
3.4	Schematische Darstellung des Halbleiter-Energiebandmodells mit negativer Elektronenaffinität.	43
3.5	Tabellarische Werte bzw. Eigenschaften von gängigen Kathodenmaterialien.	44
3.6	Abhängigkeit des Anodenstroms bzw. der Anode Luminos Sensitivity von der angelegten Betriebsspannung.	45
3.7	Abhängigkeit des Anodendunkelstroms von der Betriebtemperatur für verschiedene Photokathoden.	46

3.8	Temperaturabhängigkeit der Dunkelemission von Photomultiplier-Kathodenmaterialien.	54
3.9	Analoger Ausgangsstrom zeitlich überlagerter Einzelpulse.	55
3.10	Ausgangsstrom zeitlich getrennter Einzelpulse.	55
3.11	Darstellung der Abhängigkeit des Gains von der Betriebsspannung des ET 9893/350B.	56
3.12	Vergleich der Zählratenänderung als Funktion der Arbeitsspannung von analogem mit Single Photon Counting-Modus.	57
3.13	Vergleich der Höhen verschiedener Ereignispulse.	58
3.14	Dargestellt ist die typische Häufigkeitsverteilung der Pulshöhen im Single Photon Counting-Modus (durchgezogene Linie) sowie der Rauschanteil an der Messung (gestrichelte Linie).	58
3.15	Graphische Darstellung der energieabhängigen Sensitivität von TSHIPS unter Verwendung des ET 9893/350B.	62
3.16	Darstellung des Auswerteprozesses von Photonen mit dem ET 9893/350B.	64
3.17	Das DRS4 Evaluation Board des schweizerischen Paul Scherrer Instituts entspricht einem digitalen Vier-Kanal-Oszilloskop.	65
4.1	Das Oskar-Lühning-Teleskop an der Hamburger Sternwarte in Bergedorf, an dessen Vorderseite das Telescope for the Solar Hidden Photon Search (TSHIPS) angebracht ist.	68
4.2	Schematischer Aufbau des SHIPS Helioskops (TSHIPS) im Querschnitt [26].	70
4.3	Mit der variablen Detektorhalterung von TSHIPS ist es im Betrieb einfach, problemlos, sicher und schnell möglich, zwischen verschiedenen CCD- und Photomultipliertypen zu wechseln.	73
4.4	Die speziellen Verbindungsflansche der U4000 von Apogee Imaging Systems und der ikon-M 934 CCD-Kamera von Andor sind notwendig, um die Detektoren bündig an das Vakuumfenster auf der Unterseite von TSHIPS installieren zu können.	74
4.5	Aufnahme der zweimoduligen Linsenhalterung und der darauf befindlichen Fresnellinse. Die Fresnellinse liefert gute optische Eigenschaften.	74
4.6	Vergleich der Oberflächen einer Fresnel- und einer konventionellen Konvexlinse.	75
4.7	Transmissionswerte der bei SHIPS verwendeten Fresnellinse 32-595 von Edmund Optics.	76
4.8	Schematische Darstellung des ET Enterprises FACT50-Kühlgehäuses mitsamt Maßen.	78
4.9	Darstellung des ET 9893/350B mitsamt Spannungsteiler, SHV-Hochspannungsanschluss und Datenverbindung.	78
4.10	Darstellung der Position der Kathodenebene der Photomultiplier innerhalb des ET Enterprises FACT50-Kühlgehäuses.	79
4.11	Steuergerät für das FACT50-Kühlgehäuse. Durch Selbstregulierung hält das FACT50 die Temperatur des ET 9893/350B konstant auf $-21,0^{\circ}$ C.	79
4.12	Darstellung der größtenteils abgedeckten LEDs zum Testen des gesamten optischen Systems und des PMTs von TSHIPS.	80

5.1	Systematisch entlang der gesamten Röhre wurden mit leuchtstarken Halogenstrahlern die diversen Übergänge der Röhre genauer und punktuell auf ihre Lichtdichtigkeit getestet.	84
5.2	Insbesondere den Flanschen in der räumlichen Nähe zum Photomultiplier galt bei den Test der Lichtdichtigkeit von TSHIPS eine erhöhte Aufmerksamkeit.	85
5.3	In den Trackingtests von TSHIPS stellte sich heraus, dass das Helioskop selbst nach einem ganzen Tag des Nachführens an der Sonne diese nach wie vor präzise im Blickfeld hat wie in diesem Beispiel zur Abendzeit.	86
5.4	Darstellung des Nachführungsfehler von TSHIPS anhand der Pixelverschiebung des Sonnenbildes auf dem Chip einer CCD.	87
5.5	Aufnahme des HIP113622 mit TSHIPS und der iKon-M 934.	90
5.6	Aufnahme des Sternhaufens der Plejaden mit TSHIPS und der iKon-M 934.	90
5.7	Gemessene Zählraten aufgetragen gegen die Spannung mit schwacher (blaue Kurve) und mit stärkerer Lichteinstrahlung (rote Kurve).	92
5.8	Aufnahme der lichtdichten Black-Box des Teststands von ZEUS.	96
5.9	Blick in das Innere des ZEUS-Teststands: Zu sehen ist der ET 9893/350B in dem Aufbau, wie er für die in diesem Unterkapitel beschriebenen Messungen genutzt wurde.	96
5.10	MCA-Ergebnis einer Messung ohne eingestrahktes Licht.	97
5.11	MCA-Ergebnis für eine Bestrahlung mit Licht von moderater Stärke.	98
5.12	Dieses MCA-Ergebnis gibt die Verteilung einer Bestrahlung mit hoher Intensität wieder.	99
5.13	Der ET 9893/350B im Inneren des ZEUS-Teststands gleichmäßig beleuchtet von der LED in ca. 42 cm Abstand.	100
5.14	Graphische Darstellung von ersten nachgewiesenen Photonen und des durch das Elektronikrauschen bedingte Pedestal ohne nachgewiesene Photonenergebnisse.	101
5.15	Zählratenverlauf des ET 9893/350B in Abhängigkeit der jeweiligen LED-Helligkeit.	103
5.16	MCA-Diagramme der gefilterten Messreihe bei 2,1 kV.	105
5.17	Graphische Darstellung der mittleren Anzahl der Photoelektronen auf der Photomultiplierkathode des ET 9893/350B in Abhängigkeit von der jeweiligen Betriebsspannung.	107
5.18	Teststand der Arbeitsgruppe Astroteilchenphysik (ohne Deckel).	108
5.19	Quanteneffizienz des Photomultipliers XP2960 von HZC Photonics.	108
5.20	Seitenwand u.a. mit mehreren BNC-, Lemo- und SHV-Durchlässen.	109
5.21	Vergleich der Zählraten des XP2960 und des ET 9893/350B bei vergleichbarem Gain in Abhängigkeit der gleichen LED-Helligkeitsstufen.	110
5.22	Lineare Änderung der Gesamtzählraten des ET 9893/350B bei Verdopplung der Blinkfrequenz der LEDs.	113
6.1	Einfluss der Kosmischen Höhenstrahlung auf die SHIPS-Messraten.	120
6.2	Darstellung des Spannungsverlaufs (Breite, Tiefe und Dauer) eines typischen Ereignispulses des ET 9893/350B.	124
6.3	Hier sind 21 unterschiedlich aussehende Photonenergebnissen mit jeweils 1000 zugehörigen Datenbins dargestellt zur Veranschaulichung der verschiedenen Tiefen der Spannungspeaks der Signale des ET 9893/350B.	125

6.4	Pulshöhenverteilung einer ET 9893/350B-Messung im Single Photon Counting-Modus mit Bestrahlung geringer Stärke einer der TSHIPS-LEDs mit 430 nm Wellenlänge.	126
6.5	Ereigniszahlen der 4041 Einzelmessungen der Sonnendaten verglichen mit den zum Zeitpunkt der Messungen vorherrschenden Temperaturen sowie mit den skalierten Luftfechtigkeiten.	128
6.6	Ereigniszahlen der 4041 Einzelmessungen der Vergleichsdaten verglichen mit den zum Zeitpunkt der Messungen vorherrschenden Temperaturen sowie mit den skalierten Luftfechtigkeiten.	129
6.7	Vergleich der Messreihen der Sonnendaten (oben) und der der Vergleichsmessungen (mittig) sowie der Differenz beider Reihen (unten). . .	130
7.1	Histogramm der Ereignisanzahlen der Einzelmessungen der Sonnenmessungen.	134
7.2	Histogramm der Ereignisanzahlen der Einzelmessungen der Vergleichsmessungen.	134
7.3	Vergleich der Histogramme der Einzelmessungen von Sonnen- und Vergleichsmessungen.	135
7.4	Differenzen der Zählraten jedes der 4041 Datenpaare.	135
7.5	Darstellung der Poisson-Fits an die jeweiligen Verteilungen von Sonnendaten (rot) und denen der Vergleichsmessungen (blau).	136
7.6	Histogramm der Differenzwerte der Zählraten aus allen 4041 Datenpaaren.	137
7.7	Darstellung der Gauß-Fits an die jeweiligen Verteilungen von Sonnendaten (rot) und denen der Vergleichsmessungen (blau).	137
7.8	Darstellung der Gesamtdetektionseffizienz $\eta(\omega)$ von TSHIPS.	140
7.9	Darstellung des HP-Parameterbereichs.	141
7.10	Ähnliche Darstellung des HP-Parameterbereichs wie in Abb. 7.9.	141
7.11	Obergrenze des solaren HP-Flusses als Funktion der HP-Masse anhand der gemessenen Raten neu generierter Photonen.	143
8.1	Die GM4000-Montierung von 10Micron bietet mit einer Traglast von 150 kg die Möglichkeit, die Wölbstrukturröhre, einen Detektortopf und das Gewicht aller weiteren Komponenten zu tragen.	147
8.2	Gezeichnetes Schema der Seitenansicht der Mire von 1910.	149
8.3	Wie im ursprünglichen Entwurf der Mire etwa aus dem Jahre 1910, ist auch nach der Sanierung des Gebäudes wieder eine seitliche, verschließbare Öffnung gegeben.	150
8.4	Zentrales Ringfundament mit Adapterplatte der renovierten Mire.	150
8.5	Zustand des Miregebäudes zum Zeitpunkt des Baus sowie vor, während und nach den Sanierungsarbeiten.	152
8.6	Eindrücke vom Anbau der SHIPS-Röhre ans OLT.	154
8.7	Entwurf von TSHIPS 3	157
8.8	3D-Animation des TSHIPS 3-Entwurfs.	158
8.9	Aufhängung von TSHIPS 3 an der Alt-Az-Montierung.	158
8.10	Darstellung des hinteren Teils von TSHIPS 3 mit geöffneter Röhre und innenliegender Fresnellinse.	159
8.11	Eindrücke der Zeus-Halle des alten und leerstehenden Hera-Beschleunigerings.	160

B.1 Darstellung des Gaußfits an die Verteilungen der Sonnendaten. 180

B.2 Darstellung des Gaußfits an die Verteilungen der Hintergrundmessungs-
daten. 180

C.1 Das Diagramm zeigt die ersten nachgewiesenen Photonen mit dem ET
9893/350B. Die mittlere Photoelektronenzahl beträgt etwa 0,5. 182

C.2 Dieses MCA-Ergebnis gibt die Verteilung einer Messung mit starker
Bestrahlung wieder. Das Pedestal ist hier kaum noch zu erkennen. Die
meisten Energiekanäle spiegeln ein Photonenergebnis wieder. 183

Tabellenverzeichnis

5.1	Einzelwerte der Messreihe der mittleren Anzahl der Photoelektronen auf der Photomultiplierkathode des ET 9893/350B in Abhängigkeit der jeweiligen LED-Helligkeit bzw. ihrer Lichtstärke. Die Betriebsspannung des PMT blieb in den Messungen unverändert bei 1930 V.	102
5.2	Vergleich der ermittelten Photoelektronenzahlen der gefilterten Messungen für die Messreihe mit 1930 V.	104
5.3	Vergleich der ermittelten Photoelektronenzahlen der gefilterten Messungen für die Messreihe mit 2100 V.	104
5.4	Vergleich der ermittelten Photoelektronenzahlen der gefilterten Messungen für die Messreihe mit 2200 V.	104
5.5	Einzelwerte der Abschätzung der mittleren Anzahl der Photoelektronen auf der Photomultiplierkathode des ET 9893/350B in Abhängigkeit von der jeweiligen Betriebsspannung. Die Helligkeit der LED blieb in den Messungen unverändert.	106
5.6	Einzelwerte der Messreihen des XP2960, jene des ET 9893/350B sowie der jeweilige Quotient beider Messreihen.	111
5.7	Anzahlen der nachgewiesenen Photonen pro 300 s bei verschiedenen zeitlichen Abständen des Blinkens der roten LED.	112
5.8	Anzahlen der nachgewiesenen Photonen pro 300 s bei verschiedenen zeitlichen Abständen des Blinkens der blauen LED.	113

Anhang A

Bestimmung der Confidence Level nach Feldman und Cousins für negative Nullergebnisse

In der Analyse der Messdaten in Kapitel 7 sind bereits alle Werte wie Halbwertsbreiten, Mittelwerte, weitere Größen der Fits usw. bestimmt worden, sowie der Unterschied in der Anzahl der Zählergebnisse zwischen Sonnen- und Vergleichsmessung gezeigt worden.

Um aus dem gemessenen Ratenunterschied neu generierter Photonen die Obergrenzen von Mischungswinkel und HP-Masse kalkulieren zu können, gilt es unter Verwendung der bestimmten Fehler präzise Confidence Level zu errechnen.

Zur Bestimmung präziser Confidence Level ist die Methode von Feldman und Cousins angemessen und das statistisch beste Analyseverfahren, um ein negatives Nullergebnis wie das bei SHIPS korrekt zu beschreiben.

Daher wurden in Kapitel 7 95 bzw. 99%-Confidence Level nach der klassischen *Feldman und Cousins*-Methode erstellt [74]. 95 bzw. 99%-Confidence Level geben den Wert an, unterhalb dessen unter Berücksichtigung der Unsicherheiten die reale Rate mit 95 bzw. 99% Sicherheit liegt.

Die Wahrscheinlichkeit H, einen Zählratenunterschied von D Ereignissen

$$D = \text{Mittelwert(Sonne)} - \text{Mittelwert(Hintergrund)}$$

zu erhalten, folgt einer Normalverteilung:

$$\frac{1}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot \sigma^2}} \cdot \text{Exp}\left[-\frac{(D-H)^2}{2\sigma^2}\right].$$

Diese hat den Mittelwert H und folgende Standardabweichung σ :

$$\sigma^2 = \sigma_{\text{Sonne}}^2 + \sigma_{\text{Hintergrund}}^2.$$

Aus den in den Gauß-Fits bestimmten Halbwertsbreiten - 28,2671 Counts pro 5 Minuten für den Sonnenfit und 29,5745 für den an die Daten der Vergleichsmessung (siehe Abb. 7.7) - lassen sich über die Relation

$$\text{Halbwertsbreite} = 2 \cdot \sqrt{2 \ln(\varepsilon)} \simeq 2,3548 \cdot \varepsilon$$

die Standardabweichungen der zwei Einzelmessreihen folgendermaßen bestimmen:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{Sonne}} &= \frac{2 \cdot \sqrt{2 \ln(\varepsilon)}}{\sqrt{4041}} = 0,1888 \\ \sigma_{\text{Hintergrund}} &= \frac{2 \cdot \sqrt{2 \ln(\varepsilon)}}{\sqrt{4041}} = 0,1976. \end{aligned}$$

Aus der quadratischen Fortpflanzung ergibt sich ein Gesamtfehler von $\sigma = 0,2733$.

Das angewandte Verfahren zur Kalkulation der Confidence Level nach Feldman und Cousins ähnelt Monte Carlo-Simulationen und basiert auf der Streuung einer großen Zahl simulierter Werte unter Verwendung von Confidence Intervallen. Nach der sog. *Neyman construction* können so die Werte der Confidence Level erstellt und tabelliert werden, da diese, obwohl ihre Erstellung recht umfangreich ist, selber nur vom Zählratenunterschied D und σ abhängen. Anhand der in Tabelle 10 in [74] vorkalkulierten Werte für Normalverteilungen können in Abhängigkeit von einem nach Gleichung A.1 definierten x_0 -Wert, der sich aus D und σ errechnet, die Confidence Level-Werte für 68,27 (1σ), 90, 95 (2σ) und 99 % (3σ), welche dort noch mit $\frac{1}{\sigma}$ skaliert sind, einfach abgelesen werden. Für die zugrundeliegenden, umfangreiche Kalkulation muss hier auf Seite 9f in [74] verwiesen werden.

Für die Größe

$$x_0 = \frac{D}{\sigma}. \tag{A.1}$$

ergibt sich im Falle der SHIPS-Analyse mit den obigen Fehlern folgender Wert:

$$x_0 = -0,6330.$$

Hieraus ergeben sich folgende Werte, die dabei Ereignissen pro 300 s (Länge einer Einzelmessung in der SHIPS-Datennahmen) entsprechen:

95%-Confidence Level: $\Phi < 0,3772$ Ereignisse pro 300 s

99%-Confidence Level: $\Phi < 0,5411$ Ereignisse pro 300 s.

Daraus ergeben sich die in Kapitel 7 angegebenen und zum Erstellen der Obergrenzen für die Hidden Photon-Parameter genutzten Confidence Level:

95%-Confidence Level: $\Phi < 1,2572$ mHz

99%-Confidence Level: $\Phi < 1,8037$ mHz.

Skaliert auf 1 m²-Fläche ergeben sich die folgenden Confidence Level-Werte:

95%-Confidence Level: $\Phi < 25,194 \frac{\text{mHz}}{\text{m}^2}$

99%-Confidence Level: $\Phi < 36,148 \frac{\text{mHz}}{\text{m}^2}$.

Die vorkalkulierten, tabellarisch dargestellten Confidence Level-Werte aus [74] sind auf der nächsten Seite gezeigt.

TABLE X. Our confidence intervals for the mean μ of a Gaussian, constrained to be non-negative, as a function of the measured mean x_0 , for commonly used confidence levels. Italicized intervals corresponds to cases where the goodness-of-fit probability (Sec. IV C) is less than 1%. All numbers are in units of σ .

x_0	68.27% C.L.	90% C.L.	95% C.L.	99% C.L.
-3.0	<i>0.00, 0.04</i>	<i>0.00, 0.26</i>	<i>0.00, 0.42</i>	<i>0.00, 0.80</i>
-2.9	<i>0.00, 0.04</i>	<i>0.00, 0.27</i>	<i>0.00, 0.44</i>	<i>0.00, 0.82</i>
-2.8	<i>0.00, 0.04</i>	<i>0.00, 0.28</i>	<i>0.00, 0.45</i>	<i>0.00, 0.84</i>
-2.7	<i>0.00, 0.04</i>	<i>0.00, 0.29</i>	<i>0.00, 0.47</i>	<i>0.00, 0.87</i>
-2.6	<i>0.00, 0.05</i>	<i>0.00, 0.30</i>	<i>0.00, 0.48</i>	<i>0.00, 0.89</i>
-2.5	<i>0.00, 0.05</i>	<i>0.00, 0.32</i>	<i>0.00, 0.50</i>	<i>0.00, 0.92</i>
-2.4	<i>0.00, 0.05</i>	<i>0.00, 0.33</i>	<i>0.00, 0.52</i>	<i>0.00, 0.95</i>
-2.3	0.00, 0.05	0.00, 0.34	0.00, 0.54	0.00, 0.99
-2.2	0.00, 0.06	0.00, 0.36	0.00, 0.56	0.00, 1.02
-2.1	0.00, 0.06	0.00, 0.38	0.00, 0.59	0.00, 1.06
-2.0	0.00, 0.07	0.00, 0.40	0.00, 0.62	0.00, 1.10
-1.9	0.00, 0.08	0.00, 0.43	0.00, 0.65	0.00, 1.14
-1.8	0.00, 0.09	0.00, 0.45	0.00, 0.68	0.00, 1.19
-1.7	0.00, 0.10	0.00, 0.48	0.00, 0.72	0.00, 1.24
-1.6	0.00, 0.11	0.00, 0.52	0.00, 0.76	0.00, 1.29
-1.5	0.00, 0.13	0.00, 0.56	0.00, 0.81	0.00, 1.35
-1.4	0.00, 0.15	0.00, 0.60	0.00, 0.86	0.00, 1.41
-1.3	0.00, 0.17	0.00, 0.64	0.00, 0.91	0.00, 1.47
-1.2	0.00, 0.20	0.00, 0.70	0.00, 0.97	0.00, 1.54
-1.1	0.00, 0.23	0.00, 0.75	0.00, 1.04	0.00, 1.61
-1.0	0.00, 0.27	0.00, 0.81	0.00, 1.10	0.00, 1.68
-0.9	0.00, 0.32	0.00, 0.88	0.00, 1.17	0.00, 1.76
-0.8	0.00, 0.37	0.00, 0.95	0.00, 1.25	0.00, 1.84
-0.7	0.00, 0.43	0.00, 1.02	0.00, 1.33	0.00, 1.93
-0.6	0.00, 0.49	0.00, 1.10	0.00, 1.41	0.00, 2.01
-0.5	0.00, 0.56	0.00, 1.18	0.00, 1.49	0.00, 2.10
-0.4	0.00, 0.64	0.00, 1.27	0.00, 1.58	0.00, 2.19
-0.3	0.00, 0.72	0.00, 1.36	0.00, 1.67	0.00, 2.28
-0.2	0.00, 0.81	0.00, 1.45	0.00, 1.77	0.00, 2.38
-0.1	0.00, 0.90	0.00, 1.55	0.00, 1.86	0.00, 2.48
0.0	0.00, 1.00	0.00, 1.64	0.00, 1.96	0.00, 2.58
0.1	0.00, 1.10	0.00, 1.74	0.00, 2.06	0.00, 2.68
0.2	0.00, 1.20	0.00, 1.84	0.00, 2.16	0.00, 2.78
0.3	0.00, 1.30	0.00, 1.94	0.00, 2.26	0.00, 2.88
0.4	0.00, 1.40	0.00, 2.04	0.00, 2.36	0.00, 2.98
0.5	0.02, 1.50	0.00, 2.14	0.00, 2.46	0.00, 3.08
0.6	0.07, 1.60	0.00, 2.24	0.00, 2.56	0.00, 3.18
0.7	0.11, 1.70	0.00, 2.34	0.00, 2.66	0.00, 3.28
0.8	0.15, 1.80	0.00, 2.44	0.00, 2.76	0.00, 3.38
0.9	0.19, 1.90	0.00, 2.54	0.00, 2.86	0.00, 3.48
1.0	0.24, 2.00	0.00, 2.64	0.00, 2.96	0.00, 3.58
1.1	0.30, 2.10	0.00, 2.74	0.00, 3.06	0.00, 3.68
1.2	0.35, 2.20	0.00, 2.84	0.00, 3.16	0.00, 3.78
1.3	0.42, 2.30	0.02, 2.94	0.00, 3.26	0.00, 3.88
1.4	0.49, 2.40	0.12, 3.04	0.00, 3.36	0.00, 3.98
1.5	0.56, 2.50	0.22, 3.14	0.00, 3.46	0.00, 4.08
1.6	0.64, 2.60	0.31, 3.24	0.00, 3.56	0.00, 4.18
1.7	0.72, 2.70	0.38, 3.34	0.06, 3.66	0.00, 4.28
1.8	0.81, 2.80	0.45, 3.44	0.16, 3.76	0.00, 4.38
1.9	0.90, 2.90	0.51, 3.54	0.26, 3.86	0.00, 4.48
2.0	1.00, 3.00	0.58, 3.64	0.35, 3.96	0.00, 4.58
2.1	1.10, 3.10	0.65, 3.74	0.45, 4.06	0.00, 4.68
2.2	1.20, 3.20	0.72, 3.84	0.53, 4.16	0.00, 4.78
2.3	1.30, 3.30	0.79, 3.94	0.61, 4.26	0.00, 4.88
2.4	1.40, 3.40	0.87, 4.04	0.69, 4.36	0.07, 4.98
2.5	1.50, 3.50	0.95, 4.14	0.76, 4.46	0.17, 5.08
2.6	1.60, 3.60	1.02, 4.24	0.84, 4.56	0.27, 5.18
2.7	1.70, 3.70	1.11, 4.34	0.91, 4.66	0.37, 5.28
2.8	1.80, 3.80	1.19, 4.44	0.99, 4.76	0.47, 5.38
2.9	1.90, 3.90	1.28, 4.54	1.06, 4.86	0.57, 5.48
3.0	2.00, 4.00	1.37, 4.64	1.14, 4.96	0.67, 5.58

Anhang B

Crosscheck der Gauß-Fits an die Verteilungen von Sonnen- und Hintergrundmessdaten mit *Python*

Die Gauß-Fits zur Bestimmung der Mittelwerte von Sonnen- und Hintergrundmessungen, die mit *IDL* durchgeführt und in Kapitel 7 in Abb. 7.7 dargestellt sind, bilden sehr wichtige und grundlegende Elemente der Analyse, da über sie die Confidence Level aufgestellt wurden, mit denen die HP-Parameterlimits bestimmt sind. Da insbesondere hier bei der Analyse der Daten keinerlei Fehler auftreten dürfen, galt es, die Gauß-Fits sicherheitshalber gegenzuprüfen.

Aus diesem Grunde wurden die 4041 Datensatzpaare erneut mit *Python* eingelesen und jeweils getrennt für die beiden Messreihen Gauß-Fits mit den *Python*-Routinen an die Verteilungen angelegt.

Das Ergebnis des Fits an die Sonnendaten ist in Abb. B.1 gezeigt. Der durch den *Python*-Fit ermittelte Mittelwert liegt bei 138,5080. Zum Vergleich: *IDL* hat einen Mittelwert für die Sonnendaten von 138.518 geliefert.

Abb. B.2 zeigt das Ergebnis des Gauß-Fits an die Verteilung der Hintergrundmessdaten. Hier ergibt der *Python*-Fit einen Mittelwert von 138,6917. Der Wert des *IDL*-Fits liegt bei 138.691

Beide Fit-Programme stimmen in ihren Ergebnissen also ausgezeichnet überein. Der Betrag des Versatzes in den Messreihen von Sonne und Hintergrund ist also absolut korrekt ermittelt.

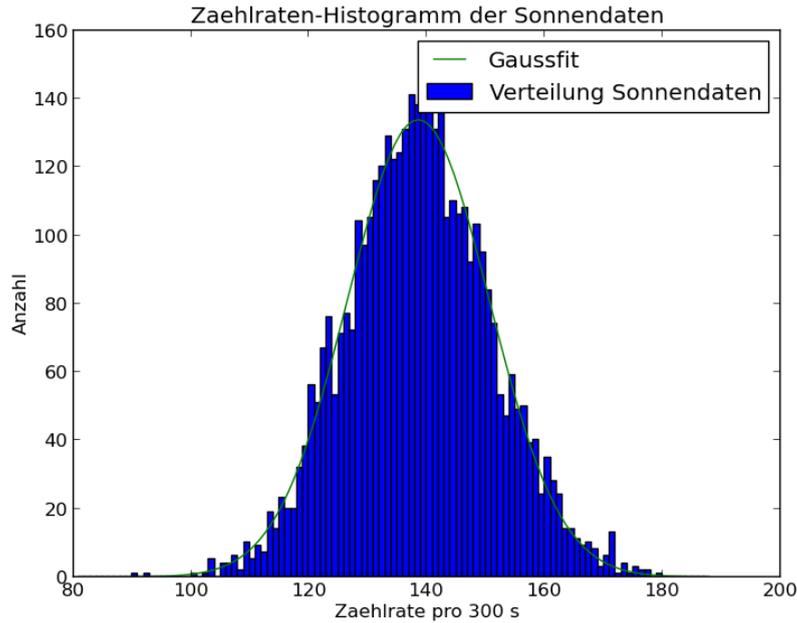


ABBILDUNG B.1: Darstellung des Gaußfits an die Verteilungen der Sonnendaten.

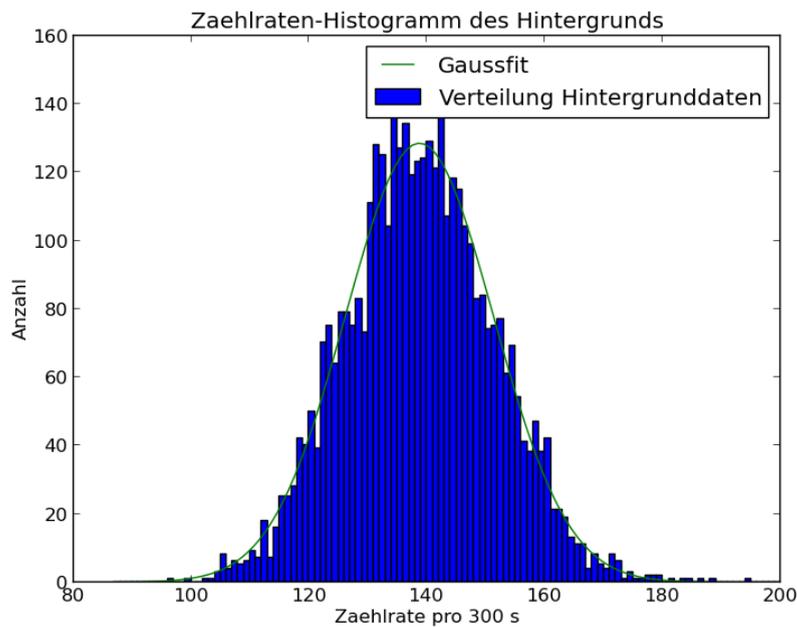


ABBILDUNG B.2: Darstellung des Gaußfits an die Verteilungen der Hintergrundmessungendaten.

Anhang C

Zahl der Photoelektronen auf der Photomultiplierkathode

In diesem Abschnitt wird aufgezeigt, wie sich mit Hilfe des Programms 'ADC Spectra' die Anzahl der Photoelektronen auf der Photomultiplierkathode bestimmen lässt. Hierzu unterscheiden wir der Einfachheit halber zwischen zwei Fallbeispielen.

Im ersten Fall liegen nur wenige Photoelektronen an der Kathode vor, da nur wenig Licht auf diese eingestrahlt wird.

Auch im Falle nur geringer Lichtstärken und somit kleinen Photonenflüsse kann die Annahme getroffen werden, dass die statistische Verteilung der Zahl der Photoelektronen an der Photokathode einer Poisson-Verteilung unterliegt:

$$P_{\lambda}(k) = \frac{\lambda^k}{k!} \cdot e^{-\lambda}, \quad (\text{C.1})$$

wobei die Variable λ die spezifische Anzahl an Photoelektronen angibt und k ihre erwartete Ereignishäufigkeit. Daraus ergibt sich die Wahrscheinlichkeit, dass keine - also genau 0 Photoelektronen - auftreten wie folgt:

$$P_{\lambda}(0) = \frac{\lambda^0}{0!} \cdot e^{-\lambda} = e^{-\lambda}, \quad (\text{C.2})$$

Das typische MCA-Diagramm unseres Szenarios mit sehr wenigen Photoelektronen ist in Abb. C.1 gezeigt.

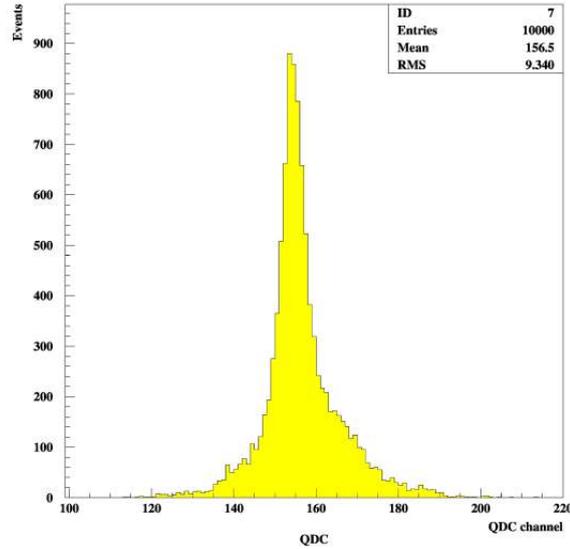


ABBILDUNG C.1: Das Diagramm zeigt die ersten nachgewiesenen Photonen mit dem ET 9893/350B. Die mittlere Photoelektronenzahl beträgt etwa 0,5.

Die Werte des Diagramms spiegeln im allergrößten Teil lediglich die Messwerte des Pedestals wieder. Lediglich am linken Rand ist eine winzige Signalschulter zu erkennen, welche einen Nachweise weniger Photonereignisse aufzeigt.

$P_\lambda(0)$ kann auch abgeschätzt werden als:

$$P_\lambda(0) = \frac{N(\text{Pedestalcounts})}{\sum N(\text{Counts})}, \quad (\text{C.3})$$

In unserem Falle ist $\sum N(\text{Counts})$ durch die Art der Versuchsdurchführung immer genau 10000. Die Pedestalcounts lassen sich anhand der Auswertungssoftware 'ADC Spectra' des MCA durch Integration über den Pedestaltbereich bestimmen.

Unter diesen Annahmen lässt sich die Zahl der Photoelektronen wie folgt bestimmen:

$$\frac{N(\text{Pedestalcounts})}{10000} = e^{-\lambda}. \quad (\text{C.4})$$

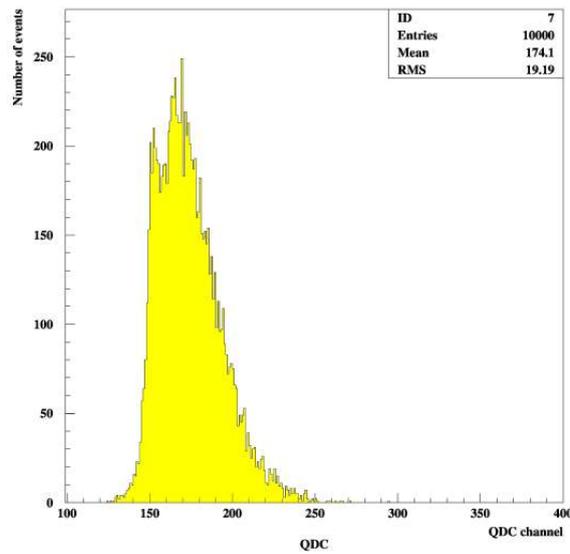


ABBILDUNG C.2: Dieses MCA-Ergebnis gibt die Verteilung einer Messung mit starker Bestrahlung wieder. Das Pedestal ist hier kaum noch zu erkennen. Die meisten Energiekanäle spiegeln ein Photonenergebnis wieder.

Daraus folgt:

$$\lambda = \ln\left[\frac{10000}{N(\text{Pedestalcounts})}\right]. \quad (\text{C.5})$$

Der andere betrachtete Fall weist sich durch hohe Lichtstärken und somit einer großen Zahl an Photoelektronen aus.

Das typische MCA-Diagramm dieses Szenarios mit sehr vielen Photoelektronen ist in Abb. C.2 dargestellt.

Die Poisson-Verteilung der Photoelektronen auf der Photokathode gilt nach wie vor. Somit ergibt sich mit der Varianz σ :

$$\lambda = \sigma^2, \quad (\text{C.6})$$

bzw.

$$\sigma = \frac{\lambda}{\sigma}, \quad (\text{C.7})$$

bzw.

$$\lambda = \left(\frac{\lambda}{\sigma}\right)^2. \quad (\text{C.8})$$

Unter der Annahme, dass sich die Poisson-Verteilung der Photoelektronen der Kathode durch den Verstärkungsvorgang auf den Dynoden nicht ändert, kann weiterhin angenommen werden, dass gilt:

$$\lambda = \left(\frac{\lambda}{\sigma}\right)^2 = \frac{N}{\mu}. \quad (\text{C.9})$$

Hierbei steht N für den Mittelwert und μ für die Varianz auf der Anode. Daraus lässt sich für die Zahl der Photoelektronen N auf der Photokathode mit Hilfe der Pedestalcounts N_0 ableiten, dass gilt:

$$\lambda = \left(\frac{N - N_0}{RMS}\right)^2. \quad (\text{C.10})$$

Anhang D

iKon-M 934

Ab der nächsten Seite sind die Daten und diversen Details der iKon-M 934 CCD-Kamera von Andor zu finden. Angegeben sind u.a. die Quanteneffizienz, Pixelzahlen und -größe, Chipgröße, Ausleserauschen, Frame Rate, usw. Die iKon-M 934 wurde nicht für Sonnenmessungen verwendet, allerdings für das Anfertigen zahlreicher astronomischer Aufnahmen mit TSHIPS (siehe Abschnitt [5.4](#)), um die gute Qualität des Helioskops und seiner Optik darzulegen. Die äquivalenten Daten für den ET Enterprises 9893/350B, mit dem alle SHIPS-Daten aufgenommen wurden, sind in Appendix [E](#) zu finden.



Low Light Imaging Cameras

iKon-M 934 Series

Features & benefits

Min operating temp of -100°C with TE cooling

Unparalleled TE cooling performance for negligible dark current, without the aggravation or safety concerns associated with LN₂.

QE_{max}. 95% from back-illuminated sensor (BV model)

Highest photon collection efficiency.

Ultra low noise readout

Intelligent low-noise electronics offer the most 'silent' system noise performance available.

Multi-Megahertz pixel readout

High frame rates achievable.

UltraVac™ - guaranteed hermetic vacuum seal process

Proven reliability and sustained lifetime performance.

Single window design

Maximum photon throughput.

13 x 13 μm pixel size

Optimal balance of dynamic range and resolution

USB 2.0 connection

Simple USB 2.0 connection direct from back of camera – no controller box required!

Integrated shutter

C-mount shutter as standard. Close during readout to avoid vertical smear.

Cropped sensor mode

Specialised acquisition mode for continuous imaging with fast temporal resolution.

Enhanced Baseline Clamp

Essential for quantitative accuracy of dynamic measurements.

Andor Solis software / SDK (Linux SDK available)

Friendly Windows user interface offers intuitive acquisition optimization, system integration, automation and advanced data manipulation facilities.

“ Industry-Leading Ultra-Sensitive Imaging Technology ”

Andor's iKon-M 934 series cameras are designed to offer the ultimate in high-sensitivity, low noise performance, ideal for demanding imaging applications.

These high resolution 1024 x 1024 CCD cameras boast up to 95% QE_{max} (BV model), high dynamic range, 13μm pixels and exceptionally low readout noise.

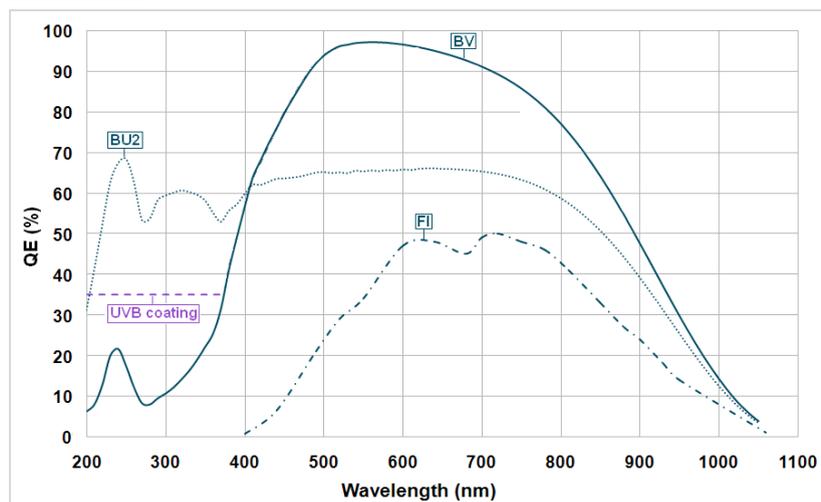
The iKon-M benefits from negligible dark current with industry-leading thermoelectric cooling down to -100°C, enabling use of significantly longer exposure times than offered by any other camera on the market using this same sensor. The iKon-M platform offers Multi-Megahertz readout for more rapid acquisition or fast focusing, along with direct USB 2.0 connectivity to PC.



Camera overview

Active Pixels* ¹	1024 x 1024
Pixel Size (W x H; μm)	13 x 13
Image Area (mm)	13.3 x 13.3
Active Area Pixel Well Depth (e ⁻ , typical)	100,000
Output Saturation (e ⁻ , typical)* ²	200,000
Frame Rate (frames per sec)* ³	4.1
Read Noise (e⁻, typical)	
@ 50 kHz	2.5
@ 1 MHz	8.0
@ 3 MHz	10.3
@ 5 MHz	20

Quantum efficiency*⁴





Technical specifications

System characteristics

Dummy Pixels	24, 24, 3, 3
Pixel Readout Rate (MHz) ^{*5}	5, 3, 1, 0.05
Linearity (% , maximum) ^{*6}	1
Vertical Clock Speed (µs)	11.3 to 67.3 (software selectable)
Software Selectable Sensitivity (e ⁻ per A/D count, typical)	5, 2.5, 1.25
Digitization	16 bit (at all readout speeds)
Camera window type	Single quartz window. AR coated on both sides for BV version only.

System readout noise^{*7}

Pixel Readout Rate (MHz)	Readout Noise (e ⁻ , typical)
0.05	2.5
1	8.0
3	10.3
5	20

Minimum sensor temperatures (typical)^{*8}

Air cooled (ambient air at 20°C)	-80°C
Re-circulator (XW-RECR) (ambient air @ 20°C)	-95°C
Water-cooled (@ 10 °C, 0.75 l / min)	-100°C

Dark current (back-illuminated)

@ -80°C (typical)	0.005 e ⁻ /pixel/sec
@ -100°C (typical)	0.00012 e ⁻ /pixel/sec

Operating & storage conditions

Operating Temperature	0°C to 30°C ambient
Relative Humidity	< 70% (non-condensing)
Storage Temperature	-25°C to 55°C

Power requirements

- 5Vdc - 4 A
- ±15Vdc - 0.5A
- 7.5Vdc - 4.5A

Computer requirements

To handle data transfer rates of 3 MHz readout over extended kinetic series, a powerful computer is recommended, e.g.:

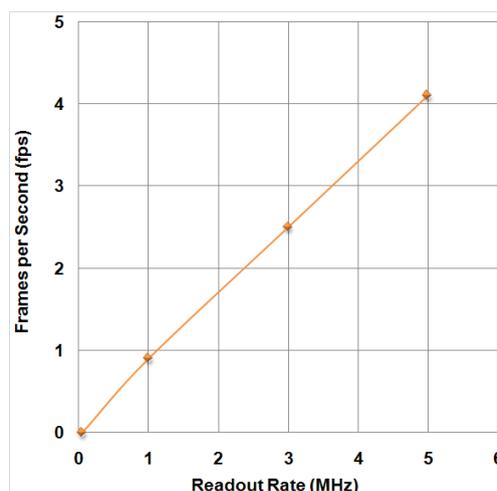
- 2.4 GHz Pentium (or better) + 1 GB RAM
- 32 MB free hard disc to install software
- USB 2.0
- Windows 2000 or better

Need more information? Please contact us at:

International Office		US Office	
Phone: +44 (28) 9023 7126		Phone: +1 (860) 290 9211	
Fax: +44 (28) 9031 0792		Fax: +1 (860) 290 9566	
Japan Office		China Office	
Phone: +81 (3) 3518 6488		Phone: +86 (10) 5129 4977	
Fax: +81 (3) 3518 6489		Fax: +86 (10) 6445 5401	

iKon-M 934 Series

Full frame rate^{*9}



Max frames per second^{*10}

Binning	50 kHz			
	Full Frame	512 x 512	256 x 256	128 x 128
1x1	0	0.1	0.2	0.4
2x2	0.2	0.2	0.4	0.7
4x4	0.6	0.5	0.8	1.4
8x8	1.8	1.1	1.6	2.6
16 x 16	4.3	2.2	2.9	4.3

Binning	1 MHz			
	Full Frame	512 x 512	256 x 256	128 x 128
1x1	0.9	1.8	3.4	6.3
2x2	3	4.2	7	11.6
4x4	8.2	8.6	12.6	19
8x8	16.7	15.2	20.1	27.2
16 x 16	25.4	22.8	28.1	34.5

Binning	3 MHz			
	Full Frame	512 x 512	256 x 256	128 x 128
1x1	2.5	4.8	8.9	15.3
2x2	6.8	10.2	16	24.2
4x4	14.2	17.8	24.9	33.3
8x8	23.1	26.5	33.6	40.7
16 x 16	30.5	34.2	40.4	45.8

Binning	5 MHz			
	Full Frame	512 x 512	256 x 256	128 x 128
1x1	4.1	7.6	13.4	21.6
2x2	9.2	14.4	22	31.1
4x4	16.8	22.9	31.2	39.5
8x8	25	31.4	39	45.5
16 x 16	31.8	38.1	44.4	49.1



Low Light Imaging Cameras

Ordering information & notes

To order the camera you require, please quote one of the following model numbers:

DU934P	BU2	Back illuminated device
	BV	Back illuminated device - AR coated for optimal performance in the visible region
	FI	Standard front illuminated device
	UVB	Back illuminated device with UV coating

The DU934P is supplied with the following power supply:

PS-25	Switchable power supply for maximum air or water cooling, with 2x settings; standard or deep cooling .
--------------	---

The DU934P also requires one of the following software options:

Andor Solis (i)	A ready-to-run Windows 2000 or XP-based package with rich functionality for data acquisition and processing.
Andor SDK	A ready-to-run Windows 2000 or XP-based package with rich functionality for data acquisition and processing. Available for Windows 2000 or XP and Linux.

The following accessories are available for use with the DU934P:

XW-RECR	Re-circulator for enhanced cooling performance
XW-CHIL-150	Chiller/re-circulator for maximum cooling performance
XU-RECR/TRANS	USB 2.0 fibre optic extender - Transmitter and Receiver, 2 power supplies
OA-CCFM	C-mount to Canon F-mount adapter
OA-CNAF	C-mount to Nikon F-mount adapter
OA-COFM	C-mount to Olympus F-mount adapter
OA-CTOT	C-mount to T-mount adapter
OA-ECAF	Auto ext. tubes (set of 3) for Canon AF
OA-ECMT	Auto ext. tubes (set of 3) for C-mount
OA-ENAF	Auto ext. tubes (set of 3) for Nikon AF

Applications

- Astronomy
- Biochip reading
- Bioluminescence/Chemiluminescence
- Bose-Einstein Condensation (BEC)
- Fluorescence microscopy
- High throughput screening
- Hyper-spectral imaging
- Laser Induced Fluorescence (LIF)
- Neutron Radiography
- Pressure sensitive paints
- Raman imaging
- Semiconductor analysis

iKon-M 934 Series

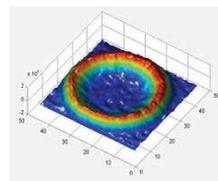
Specifications are subject to change without notice

- ◆1 Edge pixels may exhibit a partial response.
- ◆2 The output saturation that is actually accessible by the CCD system is dependent upon the sensitivity setting & binning mode selected.
- ◆3 Based on a horizontal pixel readout rate of 5 MHz and a vertical shift speed of 11.3 μ s.
- ◆4 Quantum efficiency of the CCD sensor as measured by the CCD Manufacturer (shown at room temperature)
- ◆5 The 5 MHz Visualisation Mode may not conform to the provided specifications for linearity & well depth.
- ◆6 Linearity is measured from a plot of counts vs. signal up to the saturation point of the system. Linearity is expressed as a percentage deviation from a straight line fit.
- ◆7 System Readout noise is for the entire system. It is a combination of CCD readout noise and A/D noise. Measurement is for Single Pixel readout with the CCD at a temperature of -80°C and minimum exposure time under dark conditions. Noise values will change with pre-amplifier gain (PAG) selection. Values quoted are measured with highest available PAG setting.
- ◆8 Cooling is provided by the use of an external, mains driven, power supply. Minimum temperatures listed are typical values. Systems are specified in terms of minimum dark current achievable rather than absolute temperature.
- ◆9 The graph shows the full frame rates possible when reading out the sensor at 50 kHz, 1, 3 and 5 MHz pixel readout rates, using 11.3 μ s vertical clock speed.
- ◆10 Shown are the frame rates at 50 kHz, 1 MHz, 3 MHz and 5 MHz digitization rates for a range of binning or array size combinations. All measurements are made with 11.3 μ s vertical shift speed. It also assumes internal trigger mode of operation and 'zero' exposure time.

Note: The iKon-M has integrated shutter / shutter driver circuitry.



Solar eclipse.



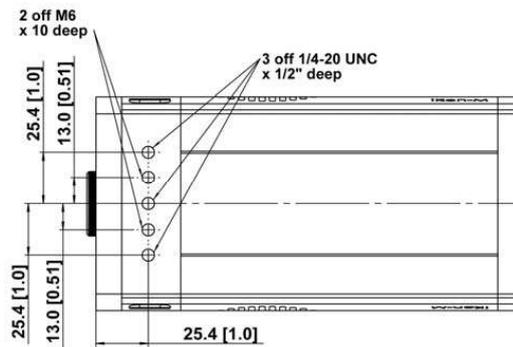
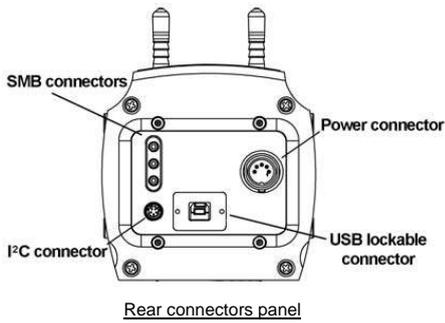
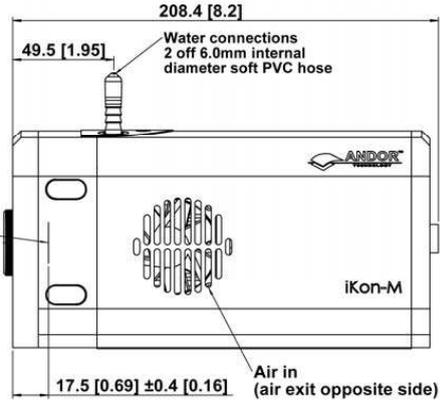
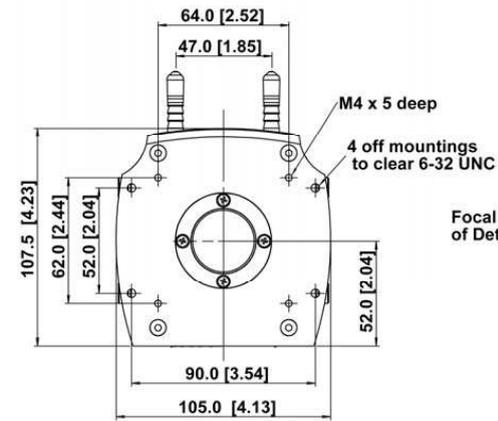
Surface intensity plot showing bioluminescence output.



iKon-M 934 Series

Dimensions in mm (inches)

Weight: 2.6 Kg [5.7 lb]



Anhang E

ET Enterprises 9893/350B

Ab der nächsten Seite ist das Datenblatt des ET Enterprises 9893/350B, mit dem alle SHIPS-Daten aufgenommen wurden, aufgezeigt. Angegeben sind typische Werte wie Quanteneffizienz, Dunkelverhalten, Gainwerte, Detailwerte des Spannungsteiler, Abmessungen usw.



51 mm (2") photomultiplier 9893/350B series data sheet

1 description

The 9893/350B is a 51mm (2") diameter, end window photomultiplier with blue-green sensitive photocathode, electrostatically reduced to 9mm diameter, and 14 BeCu dynodes of linear focused design for fast timing and extended linearity.

2 applications

- LIDAR
- particle counting
- particle sizing
- general photon counting applications

3 features

- electrostatically reduced photocathode area (9 mm active diameter)
- high gain
- fast time response
- low dark count rate
- low afterpulse rate for time correlated studies

4 window characteristics

9893/350B borosilicate	
spectral range *(nm)	290 - 630
refractive index (n _d)	1.49
K (ppm)	300
Th (ppb)	250
U (ppb)	100

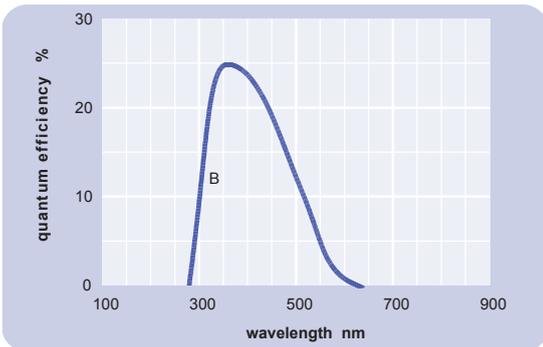
* wavelength range over which quantum efficiency exceeds 1 % of peak

6 characteristics

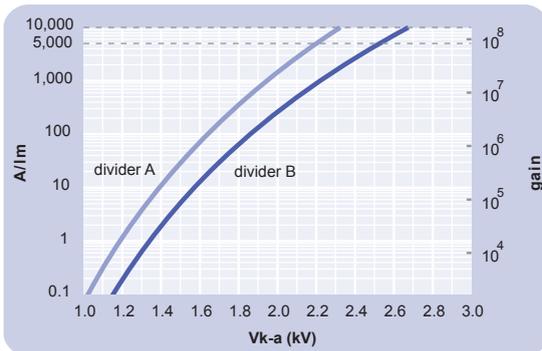
	unit	min	typ	max
photocathode: bialkali				
active diameter	mm		9	
quantum efficiency at peak	%		25	
luminous sensitivity	μA/lm		60	
with CB filter		7	10	
with CR filter			2	
dynodes: 14LFBeCu				
anode sensitivity in divider A:				
nominal anode sensitivity	A/lm		5000	
max. rated anode sensitivity	A/lm		1000	
overall V for nominal A/lm	V		2200	2700
overall V for max. rated A/lm	V		2300	
gain at nominal A/lm	x 10 ⁵		80	
dark current at 20 °C:				
dc at nominal A/lm	nA		0.5	1
dc at max. rated A/lm	nA		1	
dark count rate	s ⁻¹		40	150
after pulse rate:	%		0.3	1
afterpulse time window	μs	0.1		3.2
pulsed linearity (-5 % deviation):				
divider A	mA		50	
divider B	mA		150	
rate effect (I_a for Δg/g=1%):	μA		1	
temperature coefficient:	% °C ⁻¹		± 0.5	
timing:				
single electron rise time	ns		2	
single electron fwhm	ns		3	
single electron jitter (fwhm)	ns		2.3	
transit time	ns		45	
weight:	g		190	
maximum ratings:				
anode current	μA			100
cathode current	nA			5
gain	x 10 ⁵			160
sensitivity	A/lm			10000
temperature	°C	-30		60
V (k-a) ⁽¹⁾	V			3000
V (k-d1)	V			500
V (d-d) ⁽²⁾	V			450
ambient pressure (absolute)	kPa			202

(1) subject to not exceeding max. rated sensitivity (2) subject to not exceeding max rated V(k-a)

5 typical spectral response curves



7 typical voltage gain characteristics



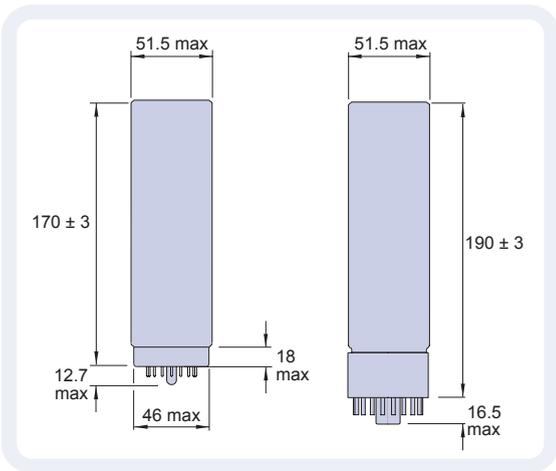
8 voltage divider distribution

	k	d ₁	d ₂	d ₁₀	d ₁₁	d ₁₂	d ₁₃	d ₁₄	a	
A	300V	R	R	R	R	R	R	R	R	Standard
B	300V	R	R	R	1.25R	1.5R	2R	3R		Extended linearity

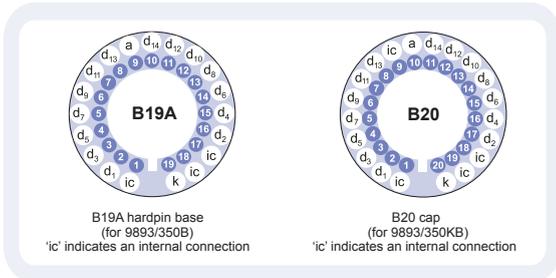
Characteristics contained in this data sheet refer to divider A unless stated otherwise.

9 external dimensions mm

The drawings below show the 9893/350B in hardpin format and the 9893/350KB with the B20 cap fitted.



10 base configuration (viewed from below)



Our range of B19A sockets is available to suit the B19A hardpin base. Our range of B20 sockets is available to suit the B20 cap. Both socket ranges includes versions with or without a mounting flange, and versions with contacts for mounting directly onto printed circuit boards.

11 magnetic sensitivity

The location of the active area will move if a magnetic field is applied. Even when operating in the earth's field it is recommended that the S option is chosen for this type (see section 12).

12 ordering information

The 9893/350B meets the specification given in this data sheet. You may order **variants** by adding a suffix to the type number. You may also order **options** by adding a suffix to the type number. You may order product with **specification options** by discussing your requirements with us. If your selection option is for a one-off order, then the product will be referred to as 9893/350A. For a repeat order, ET Enterprises will give the product a two digit suffix after the letter B, for example B21. This identifies your specific requirement.

9893/350

base options
K capped

options
E electrostatic shielding see drawing below
S electromagnetic shielding see drawing below
M supplied with spectral response calibration

specification options
B as given in data sheet
A single order to selected specification
Bnn repeat order to selected specification

12 voltage dividers

The standard voltage dividers available for these pmts are tabulated below:

9893/350		k	d ₁	d ₂	d ₁₀	d ₁₁	d ₁₂	d ₁₃	d ₁₄	a
B	KB										
C638C	C641C	300 V	R		R	R	R	R	R	
C638D	C641D	300 V	R		R	1.25R	1.5R	2R	3R	

R = 330 kΩ

*mumetal is a registered trademark of Magnetic Shield Corporation

ET Enterprises Limited
 45 Riverside Way
 Uxbridge UB8 2YF
 United Kingdom
 tel: +44 (0) 1895 200880
 fax: +44 (0) 1895 270873
 e-mail: sales@et-enterprises.com
 web site: www.et-enterprises.com

ADIT Electron Tubes
 300 Crane Street
 Sweetwater TX 79556 USA
 tel: (325) 235 1418
 toll free: (800) 521 8382
 fax: (325) 235 2872
 e-mail: sales@electron tubes.com
 web site: www.electrontubes.com

choose accessories for this pmt on our website

an ISO 9001 registered company

The company reserves the right to modify these designs and specifications without notice. Developmental devices are intended for evaluation and no obligation is assumed for future manufacture. While every effort is made to ensure accuracy of published information the company cannot be held responsible for errors or consequences arising therefrom.



© ET Enterprises Ltd, 2010
 DS_ 9893/350B Issue 6 (22/09/10)

Anhang F

Hamamatsu Photonics R580

Ab der nächsten Seite ist das Datenblatt des R580 von Hamamatsu Photonics aufgeführt. Auch hier sind wie für den ET 9893/350B die typischen Werte wie Quanteneffizienz, Dunkelverhalten, Gainwerte, Detailwerte des Spannungsteiler, Abmessungen usw. aufgeführt.

Der Hamamatsu Photonics R580 wurde verwendet, um in einer vergleichenden Messung die hohe Sensitivität des ET 9893/350B zu belegen (siehe Unterkapitel [5.5.1.1](#)).

HAMAMATSU
PHOTON IS OUR BUSINESS

PHOTOMULTIPLIER TUBE R580

**For Scintillation Counting and High Energy Physics
38 mm (1-1/2 Inch) Diameter, 10-stage, Bialkali Photocathode, Head-on Type**

GENERAL

Parameter		Description	Unit
Spectral Response		300 to 650	nm
Wavelength of Maximum Response		420	nm
Photocathode	Material	Bialkali	—
	Minimum Effective Area	φ34	mm
Window Material		Borosilicate glass	—
Dynode	Structure	Linear focused	—
	Number of Stages	10	—
Direct Interelectrode	Anode to Last Dynode	3	pF
Capacitances	Anode to All Other Electrodes	7	pF
Operating Ambient Temperature		-30 to +50	°C
Storage Temperature		-30 to +50	°C
Base		JEDEC No. B12-43	—
Suitable Socket		E678-12A (supplied)	—

MAXIMUM RATINGS (Absolute Maximum Values)

Parameter		Value	Unit
Supply Voltage	Between Anode and Cathode	1750	V
	Between Anode and Last Dynode	350	V
Average Anode Current		0.1	mA

CHARACTERISTICS (at 25 °C)

Parameter		Min.	Typ.	Max.	Unit
Cathode Sensitivity	Luminous (2856 K)	70	95	—	μA/lm
	Radiant at 420 nm	—	88	—	mA/W
	Blue Sensitivity Index (CS 5-58)	9	11	—	—
	Quantum Efficiency at 420 nm	—	27	—	%
Anode Sensitivity	Luminous (2856 K)	10	100	—	A/lm
Gain		—	1.1×10^6	—	—
Anode Dark Current (after 30 min storage in darkness)		—	3	20	nA
Time Response	Anode Pulse Rise Time	—	2.7	—	ns
	Electron Transit Time	—	37	—	ns
	Transit Time Spread (FWHM)	—	4.5	—	ns
Pulse Linearity (±2 % deviation) *		—	150	—	mA

NOTE: Anode characteristics are measured with the voltage distribution ratio shown below.

* Measured with the special voltage distribution ratio shown below.

VOLTAGE DISTRIBUTION RATIO AND SUPPLY VOLTAGE

Electrodes	K	Dy1	Dy2	Dy3	Dy4	Dy5	Dy6	Dy7	Dy8	Dy9	Dy10	P
Ratio	2	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1

Supply Voltage : 1250 V, K : Cathode, Dy : Dynode, P : Anode

SPECIAL VOLTAGE DISTRIBUTION RATIO FOR PULSE LINEARITY MEASUREMENT

Electrodes	K	Dy1	Dy2	Dy3	Dy4	Dy5	Dy6	Dy7	Dy8	Dy9	Dy10	P
Ratio	2	1	1	1	1	1	1.2	1.5	2.2	3.6	3	
Parallel Capacitors in μF									0.01	0.02	0.04	0.06

Supply Voltage : 1500 V

Subject to local technical requirements and regulations, availability of products included in this promotional material may vary. Please consult with our sales office.
Information furnished by HAMAMATSU is believed to be reliable. However, no responsibility is assumed for possible inaccuracies or omissions. Specifications are subject to change without notice. No patent rights are granted to any of the circuits described herein. ©2014 Hamamatsu Photonics K.K.

PHOTOMULTIPLIER TUBE R580

Figure 1: Typical Spectral Response

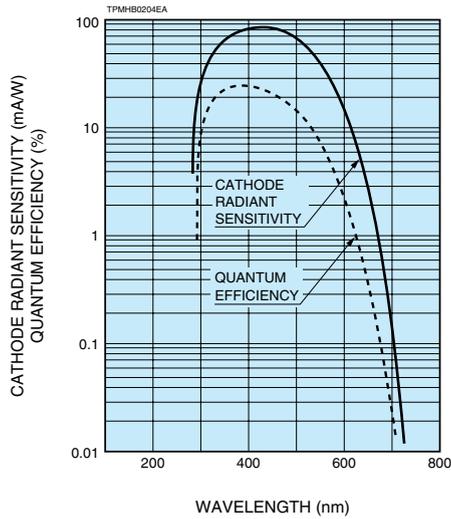


Figure 2: Dimensional Outline and Basing Diagram (Unit: mm)

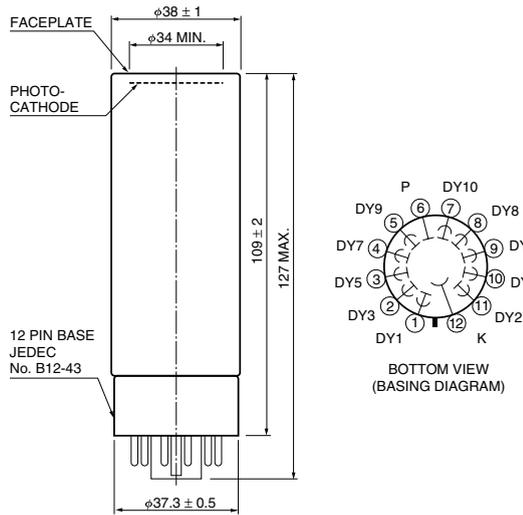
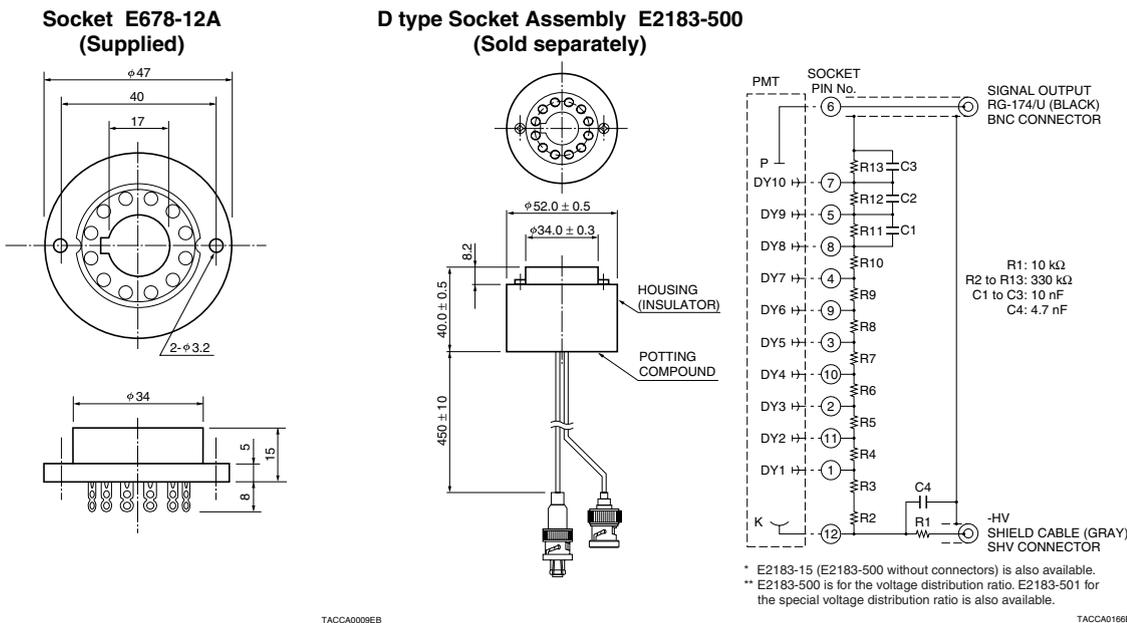


Figure 3: Accessories (Unit: mm)



* HAMAMATSU also provides C9525 series bench-top type and C9619 series module type high voltage power supplies.

HAMAMATSU PHOTONICS K.K. www.hamamatsu.com

HAMAMATSU PHOTONICS K.K., Electron Tube Division

314-5, Shimokanzo, Iwata City, Shizuoka Pref., 438-0193, Japan, Telephone: (81)539/62-5248, Fax: (81)539/62-2205

U.S.A.: Hamamatsu Corporation, 360 Foothill Road, Bridgewater, N.J. 08807-0910, U.S.A., Telephone: (1)908-231-0960, Fax: (1)908-231-1218 E-mail: usa@hamamatsu.com

Germany: Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH, Arzbergerstr. 10, D-82211 Herrsching am Ammersee, Germany, Telephone: (49)8152-375-0, Fax: (49)8152-2658 E-mail: info@hamamatsu.de

France: Hamamatsu Photonics France S.A.R.L., 19, Rue du Saule Trapu, Parc du Moulin de Massy, 91862 Massy Cedex, France, Telephone: (33)1 69 53 71 00, Fax: (33)1 69 53 71 10 E-mail: info@hamamatsu.fr

United Kingdom: Hamamatsu Photonics UK Limited, 2 Howard Court, 10 Tewin Road, Welwyn Garden City, Hertfordshire AL7 1BW, United Kingdom, Telephone: (44)1707-294888, Fax: (44)1707-325777 E-mail: info@hamamatsu.co.uk

North Europe: Hamamatsu Photonics Norden AB, Torshamnsgatan 35 SE-164 40 Kista, Sweden, Telephone: (46)8-509-031-00, Fax: (46)8-509-031-01 E-mail: info@hamamatsu.se

Italy: Hamamatsu Photonics Italia S.r.l., Strada della Moia, 1 int. 6, 20020 Arese (Milano), Italy, Telephone: (39)02-93581733, Fax: (39)02-93581741 E-mail: info@hamamatsu.it

China: Hamamatsu Photonics (China) Co., Ltd., B1201 Jiaming Center, No.27 Dongsanhuan Beilu, Chaoyang District, Beijing 100020, China, Telephone: (86)10-6586-6006, Fax: (86)10-6586-2866 E-mail: hpc@hamamatsu.com.cn

TPMH1100E04

JUN. 2014 IP

Anhang G

HZC Photonics XP2960

Auf den folgenden Seiten ist das Datenblatt des Photomultipliers XP2960 von HZC Photonics wieder mit den typischen Werten wie Quanteneffizienz, Dunkelverhalten, Gainwerte, Maße, Detailwerte, usw. zu sehen.

Der XP2960 wurde verwendet, um die Angaben zur Quanteneffizienz des ET 9893/350B zu überprüfen (siehe Unterkapitel [5.5.2](#)).

photomultiplier tubes
product specification

XP2960

A standard fast, low voltage, 8-stage, 29 mm (1 1/8") tube

Applications :	For high energy physics and scintillation counting where high gain good timing characteristics are required e.g. coincidence measurements and Cherenkov light detection.		
Description :	Window :	Material :	borosilicate glass
		Photocathode :	bi-alkali
		Refr. index at 420 nm :	1.48
	Multiplier :	Material :	antimonied CuBe
		First dynode :	high gain
		Structure :	linear focused
		Nb of stages :	8
	Mass :		34 g

Photocathode characteristics

Spectral range :				270-650	nm
	Maximum sensitivity at :			420	nm
Sensitivity ① :					
<input checked="" type="checkbox"/>	Luminous :		typ.:	85	µA/lm
	Blue :	min.:	9	typ.:	11 µA/lmF
	Radiant, at 400 nm :		typ.:	85	mA/W

Characteristics with voltage divider A

Gain slope (vs supp. volt., log/log) :				6	
For an anode sensitivity of :				10	A/lmF
Typical gain :				9.1x10 ⁵	
<input checked="" type="checkbox"/>	Supply voltage :	max.:	1500	typ.:	1350 V
		min.:	1100		
<input checked="" type="checkbox"/>	Anode dark current ② :	max.:	10	typ.:	2 nA
	Pulse height resolution ¹³⁷ Cs ③ :			typ.:	7.7 %
	Mean anode sensitivity deviation ④ :				
	long term (16 h) :			typ.:	1 %
	after change of count rate :			typ.:	1 %
	vs temperature between 0 and +40 °C at 400 nm :			typ.:	-0.2 %/K
	Gain halved for a magnetic field of :				
	perpendicular to axis "n" :			0.2	mT
	parallel to axis "n" :			0.1	mT
	parallel to tube axis :			0.3	mT

Characteristics with voltage divider :

A

For a supply voltage of :				1350	V
Gain :				9.1x10 ⁵	
Linearity (2%) of an. current up to :				40	mA
Anode pulse ⑤ :					
	Rise time :			1.8	ns
	Duration at half height :			2.9	ns
	Transit Time :			19	ns
Capacitance	anode to all dynodes :			5	pF

photomultiplier tubes product specification

XP2960

Recommended voltage divider

Type A for maximum gain

K	D1	D2	D3	D4	D5	D6	D7	D8	A	
2	1	1.5	1	1	1	1	1	1		(total : 10.5)

Limiting values

Anode luminous sensitivity :		max.:	25	A/lmF		
Supply voltage :		max.:	1600	V		
Continuous anode current :		max.:	0.2	mA		
Voltage between :						
	D1 and photocathode :	min.:	120	max.:	350	V
	consecutive dynodes :			max.:	250	V
	anode and D8 :	min.:	30	max.:	300	V
Ambient temperature :						
	short operation (< 30 mn) :	min.:	-30	max.:	+80	°C
	continuous operation & storage :	min.:	-30	max.:	+50	°C

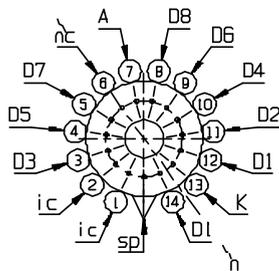
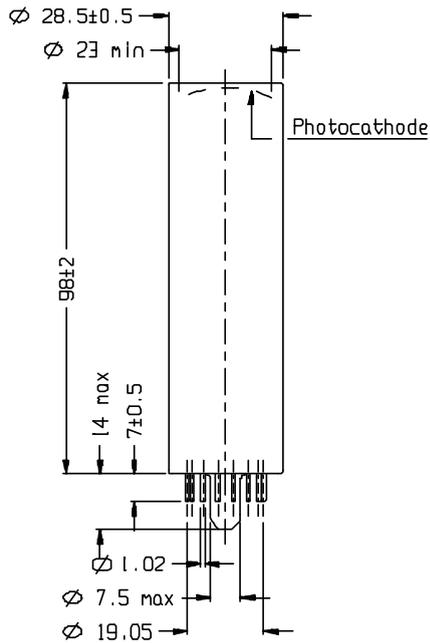
Notes

Characteristic measured and mentioned on the test ticket of each tube.

- ① Luminous sensitivity is measured with a tungsten filament lamp with a colour temperature of 2856 ± 5 K. The blue radiant blue sensitivity expressed in A/lmF ("F" as filtered) is measured with a tungsten filament lamp with a colour of 2856 ± 5 K transmitted through a blue filter Corning Cs N°5-58, polished to half stock thickness.
- ② Dark current is measured at ambient temperature, after the tube has been in darkness for approximately 1 min. Lower values can be obtained after a longer stabilisation period in darkness (approx. 30 min.).
- ③ Pulse amplitude for ^{137}Cs is measured with NaI(Tl) cylindrical scintillator with a diameter of 25 mm and a height of 25 mm. The count rate used is $\sim 10^4$ cps.
- ④ The mean pulse amplitude deviation is measured by coupling a NaI(Tl) scintillator to the window of the tube. Long term (16h) deviation is measured by placing a ^{137}Cs source at a distance from the scintillator so that the count rate is $\sim 10^4$ cps, corresponding to an anode current of ~ 300 nA. The mean pulse amplitude deviation after change of count rate is measured with a ^{137}Cs source at a distance from the scintillator so that the count rate can be changed from 10^4 to 10^3 cps corresponding to an anode current of ~ 1 μA and 0.1 μA respectively. Both tests are carried out according to ANSI-N42-9-1972 of IEEE recommendations.
- ⑤ Measured with a pulse light source, with a pulse duration (FWHM) of approximately 1 ns., the cathode being completely illuminated. The rise time is determined between 10 % and 90 % of the anode pulse amplitude. The signal transit time is measured between the instant at which the illuminating pulse of the cathode becomes maximum, and the instant at which the anode pulse reaches its maximum. Rise time, pulse duration and transit time vary with respect to high tension supply voltage V_{ht} as $(V_{ht})^{-1/2}$.

photomultiplier tubes
product specification

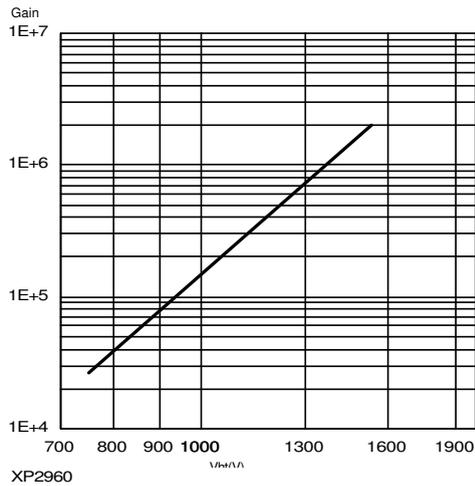
XP2960



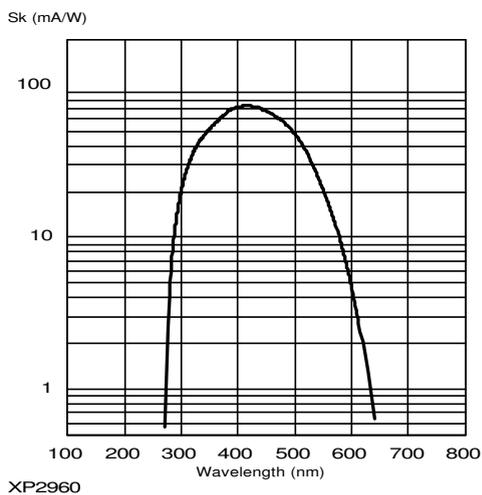
- ref.: 99901948
- sp: short pin
- nc: not connected
- ic: internal connection
- n: plane of symmetry of the multiplier

- K: cathode Dn: dynode
- A: anode

Typical gain curve



Typical spectral characteristics



Accessories

- Socket for wires: FE1114
- Socket for PCB: FE3114
- Mu-metal shield: MS179
- Voltage divider: VD189



Literaturverzeichnis

- [1] S. A. Abel, M. D. Goodsell, J. Jaeckel, V. V. Khoze, A. Ringwald *Kinetic mixing of the photon with hidden $U(1)$ s in string phenomenology.*,
Journal of High Energy Physics, 7(July), 124.
- [2] J. Jaeckel, A. Ringwald *The Low-Energy Frontier of Particle Physics.*,
Annual Review of Nuclear and Particle Science, 60, 405437.
- [3] M. Ahlers, J. Jaeckel, J. Redondo, A. Ringwald *Probing hidden sector photons through the Higgs window.*,
Phys. Rev. D, 78(7), 075005.
- [4] M. Goodsell, J. Jaeckel, J. Redondo, A. Ringwald *Naturally light hidden photons in LARGE volume string compactifications.*,
Journal of High Energy Physics, 11(Nov.), 27.
- [5] B. Holdom *Searching for ϵ charges and a new $U(1)$.*,
Physics Letters B, 178, 65-70.
- [6] B. Holdom *Two $U(1)$'s and ϵ charge shifts.*,
Physics Letters B, 166, 196-198.
- [7] S. Troitsky *Solar paraphotons.*,
arXiv:1112.5276 [hep-ph], 2011
- [8] M. Meyer *The Opacity of the Universe for high and very high energy γ -rays.*,
Dissertation, Universität Hamburg, 2013
- [9] M. Ahlers, H. Gies, J. Jaeckel, J. Redondo, A. Ringwald *Light from the hidden sector: Experimental signatures of paraphotons.*,
Phys. Rev. D, 76(11), 115005
- [10] H. S. Zechlin *Einschränkung der Mischungsparameter verborgener Photonen durch Analyse sehr hochenergetischer Gamma-Spektren des Krebsnebels.*,
Diplomarbeit, Universität Hamburg, 2009

- [11] M. Meyer *Modellierung des Spektrums des Krebsnebels und Suche nach Oszillationseffekten verborgener Photonen in Röntgendaten.*,
Diplomarbeit, Universität Hamburg, 2009
- [12] R. Horvat, D. Kekez, M. Krmar, Z. Krecak, A. Ljubici *Constraining solar hidden photons using HPGe detector.*,
Physics Letters B 721 (2013), pp. 220-223, arXiv:1210.1043 [hep-ex], 2013
- [13] H. An, M. Pospelov, J. Pradler *Dark Matter Detectors as Dark Photon Helioscopes.*,
Phys. Rev. Lett. 111, 041302 (2013), arXiv:1304.3461 [hep-ph], 2013
- [14] T. Beranek, M. Vanderhaeghen *Study of the discovery potential for hidden photon emission at future electron scattering fixed target experiments.*,
arXiv:1311.5104 [hep-ph], November 2013
- [15] C. Giunti, C. W. Kim *Coherence of neutrino oscillations in the wave packet approach.*,
Phys. Rev. D, 58(1), 017301.
- [16] C. Giunti, C. W. Kim, U. W. Lee *When do neutrinos really oscillate? Quantum mechanics of neutrino oscillations.*,
Physical Review D, 44, 3635-3640, 1991.
- [17] C. W. Kim, A. Pevsner *Neutrinos in Physics and Astrophysics.*,
1. Auflage, Harwood Academic Publishers, 1993.
- [18] S. Nussinov *Solar neutrinos and neutrino mixing.*,
Physics Letters B, 63(July), 201203, 1976
- [19] D. Cadamuro, J. Redondo *Hidden Photons from the sun.*,
Patras 2010, arXiv:1010.4689v1 [hep-ph], 2010
- [20] J. Redondo *The sun in Hidden Photons.*,
MPP-2012-47, arXiv:1202.4932 [hep-ph], 2012
- [21] H. An, M. Pospelov, J. Pradler *New stellar constraints on dark photons.*,
Physics Letters B, Volume 725, 2013, Pages 190-195, arXiv:1302.3884 [hep-ph], 2013
- [22] J. Redondo, G. Raffelt *Solar constraints on hidden photons re-visited.*,
MPP-2013-110, 2013, arXiv:1305.2920 [hep-ph]
- [23] H. An, M. Pospelov, J. Pradler *Dark Matter Detectors as Dark Photon Helioscopes.*,
Phys. Rev. Lett. 111, 041302 (2013), 2013

- [24] J. Redondo, *Atlas of solar hidden photon emission*, MPP-2014-33, arXiv:1501.07292 [hep-ph], 2015
- [25] J. Redondo *Solar hidden photon flux in the visible.*, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 2014
- [26] M. Schwarz *et al. Results from the Solar Hidden Photon Search (SHIPS).*, arxiv:1502.04490 [hep-ph], 2015
- [27] T. Mizumoto *et al. Experimental search for solar hidden photons in the eV energy range using kinetic mixing with photons.*, JCAP07(2013)013, arXiv:1302.1000 [astro-ph.SR], 2013
- [28] K. Zioutas *et al. First Results from the CERN Axion Solar Telescope.*, Physical Review Letters, 94(12), 121301 -1-5. (CAST Kollaboration), 2005
- [29] K. Zioutas *et al. Results of the CERN Axion Solar Telescope (CAST).*, Journal of Physics Conference Series, vol. 65. IOP Publishing, for 3rd Symposium on Large TPCs for Low Energy Rare Event Detection. (CAST Kollaboration), 2007
- [30] M. Kuster *Axions - theory, cosmology, and experimental searches.*, Springer, Berlin 2008, ISBN 978-3-540-73517-5, 2008
- [31] L. B. Okun *Limits on electrodynamics: paraphotons?*, Sov. Phys. JETP, 56, 502-505
- [32] V. Popov *On the experimental search for photon mixing.*, Turkish Journal of Physics, 23, 943-950.
- [33] J. Redondo *The low energy frontier: probes with photons.*, 43th rencontres de Moriond, 1-8 March 2008, La Thuile, Italien. arXiv:0805.3112.
- [34] D. F. Bartlett, S. Lögl *Limits on an Electromagnetic Fifth Force.*, Physical Review Letters, 61, 2285-2287.
- [35] J. Dunkley *et al. Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations: Likelihoods and Parameters from the WMAP Data.*, The Astrophysical Journal Supplement Series, 180, 306-329.
- [36] J. Jaeckel, J. Redondo, A. Ringwald *Signatures of a hidden cosmic microwave background.*, Phys.Rev.Lett.101:131801, arXiv:0804.4157 [astro-ph], 2008

- [37] E. Komatsu *et al.* *Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation.*,
Astrophys. J .Suppl. 180:330-376, 2009
- [38] J. Jaeckel *et al.* *The Physics Case for Axions, WIMPs, WISPs and Other Weird Studies.*,
4th Patras Workshop on Axions, WIMPs and WISPs., DESY, Hamburg, 18-21 June 2008. arXiv:0809.3112.
- [39] A. Mirizzi, J. Redondo, G. Sigl *Microwave Background Constraints on Mixing of Photons with Hidden Photons.*,
2009, arXiv:0901.0014
- [40] G. G. Raffelt, D. S. P. Dearborn *Bounds on hadronic axions from stellar evolution.*,
Physical Review D, 36, 2211-2225, 1987
- [41] J. Redondo *Helioscope bounds on hidden sector photons.*,
Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 7, 1-23, 2008
- [42] H. Vogel, J. Redondo *Dark Radiation constraints on minicharged particles in models with a hidden photon.*,
JCAP 02 (2014) 029, arXiv:1311.2600 [hep-ph], 2013
- [43] S. P. Mikheyev, A. Y. Smirnov *Resonant amplification of ν oscillations in matter and solar-neutrino spectroscopy.*,
Il Nuovo Cimento C, 9(1):17-26, 1986.
- [44] L. Wolfenstein *Neutrino oscillations in matter.*,
Physical Review D, 17(9):2369, 1978
- [45] M. Schwarz *et al.* *Solar Hidden Photon Search.*,
Patras Workshop 2011, (http://www-library.desy.de/preparch/desy/proc/proc11-04/schwarz_matthias.pdf), 2011
- [46] J. Redondo *A Hidden Microwave Background ? - signatures of photon-WISP oscillations in the CMB.*,
Patras Workshop 2009, (http://dx.doi.org/10.3204/DESY-PROC-2009-05/redondo_javier_2), 2009
- [47] J. Redondo *A SHIPS primer.*,
DESY, (<http://www.hs.uni-hamburg.de/DE/Ins/Ships/inc/SHIPSprimer.pdf>), 2009

- [48] J. Redondo *Helioscopic bounds on hidden sector photons.*,
JCAP0807:008, arXiv:0801.1527 [hep-ph], 2008
- [49] J. Redondo *The sun in Hidden Photons. (dont need cream or sun glasses for these...)*,
<http://www.hs.uni-hamburg.de/DE/Ins/Ships/science.html> MPP München,
Scientific Talk, 6.6.2010
- [50] J. Dreyling-Eschweiler, D. Horns, F. Januschek, A. Lindner *Detecting an infrared Photon within an Hour – Transition-Edge Detector at ALPS-II.*,
arXiv:1309.5024 [physics.ins-det], DESY 13-167, 2013
- [51] J. Dreyling-Eschweiler *A superconducting microcalorimeter for low-flux detection of near-infrared single photons*,
Dissertation, Deutsches Elektronen-Synchrotron, Hamburg, 2014
- [52] *Datenblatt des CCD47-10 AIMO Back Illuminated Compact Pack High Performance Sensors von e2V.*,
(http://www.ccd.com/pdf/ccd_47.pdf)
- [53] *Photomultiplier Tubes Construction and Operating Characteristics Connections to External Circuits*,
HAMAMATSU PHOTONICS K.K., Electron Tube Center, HAMAMATSU PHOTONICS K.K., Electron Tube Center, 1998
- [54] *Photomultiplier Tubes.*,
HAMAMATSU PHOTONICS K.K., Basics and Applications, 3rd edition, Hamamatsu, 2007
- [55] N. J. Harrison *Photomultiplier Manual.*,
Electronic Components, RCA Corporation, 1970
- [56] *Photomultiplier Handbook.*,
BURLE and BURLE INDUSTRIES, INC., Supersedes PMT-62, 8-80, 1980
- [57] V. Lozza *Low Energy Low Background Photon Counter for WISP Search Experiments.*,
Dissertation, Universität Triest, 2009
- [58] *Understanding Photomultipliers.*,
ET Enterprises Limited, www.et-enterprises.com, 2011
- [59] ASTR 511/OConnell Lec 7
Uvoir Flux Measurements And Signal-To-Noise Ratios,
(<http://www.astro.virginia.edu/class/oconnell/astr511/lec7-f03.pdf>)

- [60] *Photon Counting / Using Photomultiplier Tubes.*,
HAMAMATSU PHOTONICS K.K., Electron Tube Division, 2005
- [61] *Datenblatt des 9893/350B Photomultipliers von ET Enterprises.*,
(http://my.et-enterprises.com/pdf/9893_350B.pdf)
- [62] *Datenblatt des 863 Quad Timing Filter Amplifier von ORTEC.*,
(<http://www.ortec-online.com/download/863.pdf>)
- [63] Homepage des am Paul Scherrer Institut entwickelten DRS4 Evaluation Board
(<http://www.psi.ch/drs/evaluation-board>)
- [64] Homepage des Herstellers der bei TSHIPS verwendeten Vakuumröhre in
Wölbstrukturfertigung
(<http://www.woelbstruktur.de>)
- [65] Z. Eskandarian *Characterization Of The Large Fresnel Lens Used In Solar Hidden
Photon Search (SHIPS).*,
Masterarbeit, Universität Hamburg, 2012
- [66] *Datenblatt des XP2960 Photomultipliers von HZC Photonics.*,
(<http://hzcphotonics.com/products/XP2960.pdf>)
- [67] *NHQ x1x Precision NIM High Voltage Supply NHQ LOW COST series Operator
Manual.*,
(<http://www.physical-instruments.fr/wp-content/uploads/Module-haute-tension-NHQ-Low-Cost-RS232.pdf>)
- [68] D. Groom *Cosmic rays and other nonsense in astronomical CCD imagers.*,
Lawrence Berkeley National Laboratory
- [69] *On the Rates of Radiation Events in ESO CCDs.*,
(<https://www.eso.org/sci/publications/messenger/archive/no.47-mar87/messenger-no47-49-50.pdf>)
- [70] *Particle Physics Booklet.*,
Particle Data Group (PDG), Particle Physics Booklet, Jul. 2010
- [71] P. R. Bevington, D. K. Robinson *Data Reduction and Error Analysis for the
Physical Sciences.*,
3rd Edition McGra Higher Education, 2003
- [72] Homepage des Herstellers der GM4000-Montierung
(<http://10micron.de/products/gm-4000-hps-en/gm-4000-hps-goto-mount-1454010/>)

- [73] Homepage der Hamburger Sternwarte - Hamburger Meridiankreis
(<http://www.hs.uni-hamburg.de/DE/Oef/Stw/meridian/meridian.html>)
- [74] G. J. Feldman, R. D. Cousins *A Unified Approach to the Classical Statistical Analysis of Small Signals*,
arXiv: physics/9711021, Phys.Rev.D57:3873-3889, 1999

Danksagungen

Mein Dank geht an Prof. Wiedemann, welcher mich bereits in meiner Diplomarbeitszeit auf das Projekt aufmerksam gemacht hat, welches thematisch hinter dieser Dissertation steht, und der dafür entsprechendes Interesse weckte. Ich bedanke mich sehr für die gute Zusammenarbeit in all den Jahren und für die Unterstützung, durch die ich in weniger positiven Zeiten und Phasen des Projekts nie den Mut verloren habe. Die Art und Weise der Zusammenarbeit hat viel Spaß gemacht und lassen mich viele wertvolle Erfahrungen mitnehmen. Ihm als Betreuer dieser Promotion, der immer ein offenes Ohr für Sorgen und Probleme hatte, sich für diese stets Zeit nahm, gilt mein herzlicher Dank.

Ferner danke ich allen weiteren, direkt am SHIPS-Projekt beteiligten Personen, die zum Gelingen dieses schönen Astroteilchen-Experiments beigetragen haben. Die Stimmung im Team und die gemeinsame Umsetzung des Vorhabens habe ich immer als sehr angenehm empfunden und erinnere mich gerne daran zurück. Magnus Schneide, Jaroslav Susol, Andreas Ringwald, Axel Lindner, Javier Redondo, Axel Knabbe sowie Cornelius Martens und Ernst-Otto Saemann sei hier ganz herzlich gedankt. Insbesondere Magnus und Jarek gilt mein Dank, deren Einsatz vor Ort an der Sternwarte - speziell bei Detektorfragen oder im Programmierbereich - ausschlaggebend war für die tolle Umsetzung von SHIPS.

Ich danke weiterhin Anna-Lea Lesage für die überaus angenehme Zusammenarbeit am Foveon X3-Senor zu den Zeiten meiner Diplomarbeit, die maßgeblich Einfluss darauf hatte, dass rückblickend dem daran anschließenden Vorhaben der Promotion der Weg geebnet werden sollte. Vielen Dank für die schöne Zeit und die entsprechende Hilfe.

Lieber Dank geht auch an Amelie Büttner, Angelika Kleinoth, Walter Mardfeld und Hubert Olbricht, die meine Jahre an der Sternwarte nicht nur zu einer sehr schönen Zeit gemacht haben, sondern die mit ihrer stets sehr angenehmen Zusammenarbeit vieles erst ermöglicht oder beschleunigt haben. Besonders Walter und Hubert sei an dieser Stelle ganz herzlich gedankt für die hilfsbereite Unterstützung bei der Fertigung

und Konstruktion diverser Bauteilen und Komponenten für TSHIPS, die ohne ihre Hilfe deutlich beschwerlicher gewesen wären.

Ich danke Wladimir Hain, Ulrich Kötz und Rayk Nachtigall für ihre Unterstützung beim sehr aufwändigen Troubleshooting mit dem letztendlich vom Hersteller ausgetauschten Photomultiplier bzw. für die Unterstützung und Hilfeleistung mit technischem Equipment bei den Vorabtests des PMT.

Mein Dank gilt auch Yorck Holler von DESY, der freundlicherweise Equipment in Form der Hochspannungsversorgung und des NIM-Crate für das SHIPS-Projekt zur Verfügung gestellt hat.

Ein ganz spezieller Dank gebührt der Werkstattleitung der Feinmechanischen Werkstatt der Hamburger Sternwarte. Das Engagement, mit dem Aufträge für das Experiment unterstützt sowie die Art, wie das Gelingen und die Umsetzung von Projekten der universitären Forschung stets ins Auge gefasst wurden, sind beispiellos.

Ganz lieben Dank an Illemie, Felix, Margret und Stefan für das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Ferner möchte ich meinen Eltern sehr herzlichen danken, die mich in der ganzen Zeit des Studiums unterstützt und mir die Möglichkeiten gegeben haben, meinen Weg frei und in dieser Form zu gehen. Ein großes Dankeschön auch an Flori und Frau Bergmann, die moralisch unterstützt, motiviert und auf diese Weise mitgewirkt haben und vielen Dank an Marcel für den Aspekt des Spaßes und der Erlebnisse jenseits der Sternwarte.

Ich danke weiterhin allen Personen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, aber nicht gesondert erwähnt wurden.

Abschließend möchte ich ganz großen Dank an Stefan Dahmke richten. Obwohl nicht direkt am Projekt beteiligt, war sein Mitwirken bei SHIPS doch grundlegend, weshalb ihm ein besonderer Dank gebührt. Vom Korrekturlesen meiner Talks, dieser Arbeit oder von Veröffentlichungen, über das Beheben von Software-, OS- und allerlei anderer Verrücktheiten bis hin zu den sonstigen Bereichen des wissenschaftlichen Alltags war seine Unterstützung präsent und seine Hilfe immer herausragend. Die sowohl menschliche als auch kollegiale Art hat in vielen Problemzeiten sehr nachhaltig geholfen und das Abschließen der Promotion befördert.

Stefan, vielen Dank!