
Bestimmung und Optimierung der Zeitauflösung von Detektoren

Jörg Voigtsberger

Diplomarbeit
am Institut für Kernphysik
der Goethe-Universität
Frankfurt am Main

14. September 2009

Ich versichere hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst, keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet und sämtliche Stellen, die benutzten Werken im Wortlaut oder dem Sinne nach entnommen sind, mit Quellen- bzw. Herkunftsangaben kenntlich gemacht habe.

Frankfurt am Main, September 2009

Meiner Familie.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalische Grundlagen	7
2.1	Detektor-System	7
2.1.1	MCP-Detektoren	7
2.1.2	Photo-Multiplier-Tubes	11
2.1.3	Verwendete Elektronik	13
2.2	Laser	15
2.2.1	Laser-Puls-Generator	15
2.2.2	Lasersystem	17
2.2.2.1	Prinzip eines Lasers	17
2.2.2.2	Der Oszillator	17
2.2.2.3	Der Amplifier	19
2.3	Höhere Harmonische Strahlung	21
2.3.1	Keldysh-Theorie	22
2.3.2	Multi-Photon-Ionization und Above-Threshold-Ionization	23
2.3.3	Tunnelionisation und Over-Barrier-Ionization	26
2.3.4	Der Laserfokus	29
3	Experimenteller Aufbau	31
3.1	Messungen mit Laserdiode und Photo-Multiplier-Tube	31
3.2	Messungen mit Laser und MCP-Detektor	32
4	Ergebnisse und Interpretation	37
4.1	Messungen mit Photo-Multiplier-Tube	37
4.2	Messungen mit offenen MCP-Detektoren	49

5 Zusammenfassung und Ausblick	65
Literatur	67
A Danksagung	73

1. Einleitung

Zur Beobachtung und Interpretation eines Experimentes muss das Geschehene zuerst sichtbar gemacht werden. Dazu werden in der modernen Atom- und Molekülphysik verschiedenste Arten von Detektoren eingesetzt. Die Wahl ist speziell auf die für das Experiment nötigen Bedürfnisse abgestimmt und hängt oft zuletzt auch vom finanziellen Spielraum ab.

Doch was sind diese Bedürfnisse im Speziellen? Ein idealer Detektor sollte sowohl die nachzuweisenden Teilchen identifizieren, als auch deren Auftreffort möglichst exakt bestimmen. Zudem sind Informationen über Auftreffzeitpunkt und Energie des detektierten Teilchens von Interesse.

Da es jedoch zum heutigen Zeitpunkt keinen Detektor gibt, der all diese Informationen mit beliebiger Genauigkeit gleichzeitig bestimmen kann, muss der Experimentator die für seinen Versuch wichtigsten Informationen bestimmen und den passenden Detektor dazu auswählen. Er muss somit oft einen Kompromiss eingehen.

Einige der im Folgenden besprochenen Detektoren bestimmen nur einen Teil dieser Informationen direkt. Informationen, die durch den Detektor nicht direkt aufgezeichnet werden, können jedoch teilweise aus den gemessenen unter Zuhilfenahme anderer Mittel rekonstruiert werden, worauf später noch eingegangen wird.

Teilchen und Photonen können durch eine Methode nachgewiesen werden, bei der sie durch Materie gelenkt werden und die darin befindlichen Atome ionisieren. Auf diese Weise hinterlassen sie eine Spur, die sie wie ein Fingerabdruck identifiziert. Dieses Prinzip wurde früher bei Nebel- und Blaskammern ausgenutzt. Hier ionisieren die einfallenden Teilchen Atome, an

denen sich dann Wassertröpfchen oder Gasblasen bilden. Wird diese Kammer mit einem Magnetfeld überlagert, verlaufen die so hinterlassenen Spuren auf Kreisbahnen, deren Radius und Länge Aufschluss über Art und Energie des Teilchens geben. Das Prinzip der Nebel- und Blaskammer hat jedoch den Nachteil, dass es eine geringe Energieauflösung besitzt. Es ist für niederenergetische Teilchen nicht geeignet, da die Ionisationsenergien im Bereich mehrerer 10 eV liegen. Aus diesem Grund finden sie heute kaum noch Einsatz. [Gert01]

Nach einem ähnlichen Prinzip funktionieren auch Halbleiterdetektoren. Sie bestehen aus zwei Schichten einer Halbleitersubstanz (z.B. Silizium) mit verschiedenen Dotierungen. Eine Schicht ist so dotiert, dass mehr positive Ladungsträger (Löcher), die andere so, dass mehr negative Ladungsträger (Elektronen) vorhanden sind. Diese zwei Schichten werden durch eine ladungsfreie Zone in der Mitte getrennt. Tritt nun ein Teilchen in den Detektor ein, so erzeugt es in dieser Zone Paare von Elektronen und Löchern, wodurch ein Strom nachgewiesen werden kann. Die hierfür benötigte Energie beträgt nur ungefähr 1 eV. Wie viele Elektron-Loch-Paare entstehen hängt ausschließlich von der Energie des einfallenden Teilchens ab, wodurch der entstehende Strom proportional zur Energie ist. Auf diese Weise erhält man einen Detektor mit sehr guter Energieauflösung, jedoch ohne räumliches Auflösungsvermögen. Einen Detektor mit räumlichen Auflösungsvermögen erhält man nur, indem man mehrere kleine Halbleiterdetektoren zu einer Matrix anordnet, wobei die Auflösung durch die Größe der einzelnen Detektoren beschränkt ist. Ein weiteres Problem kann durch das Auftreffen von Teilchen mit sehr hohen Energien entstehen. Diese können, besonders bei kleinen Halbleiterdetektoren, nicht ihre gesamte Energie in einem einzigen deponieren. Das würde dann eine 3-dimensionale Matrix sehr vieler Detektoren verlangen, was oft jedoch alleine aus Kostengründen nicht möglich ist. [Gert01]

Will man eine noch genauere Energieauflösung erhalten, so bietet sich die Magnetspektroskopie an. Diese bietet besonders bei hochenergetischen Elektronen, bei denen andere Detektorsysteme an ihre Grenzen stoßen, eine Alternative. Hierbei wird die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Lorentz-Kraft ausgenutzt. Die in einer Reaktion entstandenen geladenen Teilchen werden durch ein konstantes Magnetfeld auf Kreisbahnen gezwungen. Je nach Impuls des Teilchens haben diese einen anderen Radius und werden so räumlich getrennt. Nun können sie mit verschiedensten Detektoren nachgewiesen werden. Eine der einfachsten Realisierungen dieses Prinzips ist es, als Detektor ein Geiger-Müller-Zählrohr zu verwenden. Bringt man vor diesem eine kleine Loch- oder Schlitzblende an, so wird immer nur ein kleiner Detektionsbereich

in das Zählrohr gelassen, was einem kleinen Impulsbereich entspricht. Hiermit ist eine Energieauflösung garantiert, die direkt durch die Größe der Blende gesteuert werden kann. Hier liegt jedoch auch der größte Nachteil dieses Systems. Eine höhere Energieauflösung geht immer mit einem geringeren Detektionsbereich einher. Ein weiterer Nachteil ist, dass man die Richtung der Teilchen zu Beginn der Reaktion wissen muss. Nur wenn alle Reaktionsprodukte gerichtet entstehen, funktioniert dieses Messprinzip. Diese Einschränkungen machen das Prinzip der Magnetspektroskopie für viele Experimente nahezu unbrauchbar. [Lan04]

Einer der wichtigsten Detektortypen in der heutigen Atomphysik ist wahrscheinlich der Microchannel Plate (MCP) Detektor. Ihn gibt es in verschiedenen Varianten, wobei das MCP meist die Rolle eines Sekundärelektronenvervielfachers hat und zusätzlich noch zur Bestimmung des Auftreffzeitpunktes dienen kann. Der Unterschied der verschiedenen Bauarten liegt in der Methode zur Bestimmung des Auftreffortes. Gemeinsam haben diese Detektoren jedoch, dass nur Auftreffzeitpunkt und -ort bestimmt werden. Informationen über Art des Teilchens und Impuls müssen anders gewonnen werden. Mehr hierzu jedoch später.

Ein weit verbreiteter Detektortyp ist das MCP mit CCD-Kamera (Charge-coupled Device) Auslese, bei dem das MCP einzig als Elektronenvervielfacher dient. Das detektierte Teilchen schlägt aus dem MCP Elektronen aus, welche wiederum Sekundärelektronen erzeugen. Diese am Ende des MCPs austretende Elektronenwolke wird mit Hilfe eines Phosphorschirms in ein Lichtsignal umgewandelt und von der Kamera aufgenommen. Auf diese Weise kann das System eine sehr gute Ortsauflösung garantieren. Probleme entstehen jedoch bereits durch eine nicht homogene MCP-Verstärkung, welche ein inhomogen helles Bild zur Folge hätte. Ein Resultat hiervon könnte das Überleuchten dunkler Regionen durch hellere sein. Das größte Problem besteht jedoch in der Zeitauflösung des Systems. Eine normale CCD-Kamera hat eine Aufnahmezeit von 50 Hz, was einer Auflösung von 20 ms entspricht. Aufgrund dieses Nachteils eignen sich diese Detektoren nur für Experimente mit niedriger Zählrate, da man hier die intrinsische Zeitauflösung des MCPs nutzen kann (mehr als 7 Größenordnungen besser). Diese kann man aber nur den entsprechenden Teilchen zuordnen, wenn höchstens eines pro Aufnahme der Kamera detektiert wurde. Für einige Anwendungen (z.B. Velocity Imaging von Molekülaufbrüchen oder Elektronenimpulsverteilungen) stellen diese Nachteile jedoch kein Problem dar.

Um jedoch sowohl genaue Orts- als auch Zeitangaben zu erhalten, muss ein anderes Konzept verwendet werden. Es muss den Auftreffort schneller bestimmen, um diesen mit dem Zeitsignal des MCPs verbinden zu können. Dabei darf jedoch kein Präzisionsverlust bei der Ortsbestimmung entstehen. Hierfür werden der Phosphorschirm und die Kamera durch eine elektrische Anode ersetzt. Diese hat die Aufgabe, den Auftreffort in ein elektrisches Signal umzuwandeln, welches die Ortsinformationen beinhaltet.

Die einfachste Umsetzung dieses Gedankens ist die Pixel-Anode [Jag09]. Sie besteht aus vielen kleinen Anodensegmenten, die separat ausgelesen werden. Die räumliche Auflösung ist hierbei die Größe der einzelnen Pixel. Um eine adäquate Auflösung zu erreichen, sind jedoch sehr viele Pixel nötig. Damit einhergehend ist ein sehr hoher Aufwand bei der Auslese erforderlich. Somit findet diese Technik heutzutage nahezu keine Anwendung.

Eine Verbesserung dieser Idee stellt die "Charge Dividing Anode" dar [Jag09]. Sie benötigt lediglich wenige Anodensegmente, erreicht aber eine deutlich bessere Auflösung als die Größe eines einzelnen Segments. Dies gelingt, indem die aus dem MCP kommende Ladungswolke auf mehrere Segmente aufgeteilt wird. Jedes Segment misst nun, ob ein Signal auf ihm entstanden ist und wie hoch dieses ist. Durch eine geschickte Anordnung und Form der einzelnen Segmente kann man, über die Verteilung einer Ladungswolke auf sie, den Auftreffort durch Schwerpunktbildung berechnen. Für dieses Ausleseprinzip benötigt man jedoch einen gewissen Abstand zwischen MCP und Anode, in dem die Elektronenwolke sich verbreitern kann. Nur wenn diese breit genug ist alle Segmente zu treffen, kann eine genaue Bestimmung des Schwerpunktes durchgeführt werden. Dieser Abstand macht das System jedoch sehr anfällig für Störungen durch externe Felder. Ein weiterer Nachteil ist die sehr aufwendige Fertigung der Anodensegmente. Nur wenn diese mikrometergenau hergestellt wurden, ist eine genaue Ortsbestimmung möglich.

Dieses Problem umgehen die nachfolgend beschriebenen zwei Detektoren. Beide werden in Funktionsweise und Aufbau im Hauptteil dieser Diplomarbeit noch genauer erläutert.

Als erstes soll hier das Prinzip des Photo-Multiplier-Tubes mit Bildladungsanode erläutert werden [Czas07]. Dieser Detektor besitzt den Vorteil, dass die Bestimmung des Auftreffortes außerhalb der Vakuumkammer geschehen kann, bzw. dass er überhaupt keine benötigt. Die aus dem MCP kommende Elektronenwolke wird auf einen hochohmigen (ca. 10 M Ω) Schirm geleitet. Dieser befindet sich zusammen mit den MCPs in einem kleinen versiegelten Vakuumbehälter. Außerhalb dieses Behälters wird nun eine "Delay-Line-

Anode“ angebracht. Sie bestimmt den Auftreffort des Teilchens, indem der Laufzeitunterschied des Signals zu den zwei Enden der Anode gemessen wird. Den Nachteil dieses Prinzips stellt die speziell für großflächige Detektoren sehr komplizierte Herstellung der vakuumierten MCP-Behälter mit Schirm an der Rückwand dar. Sie sind nur als Spezialanfertigungen erhältlich. Aus Kostengründen werden sie daher üblicherweise nur als kleinflächige Detektoren eingesetzt.

Will man eine größere Detektionsfläche haben, so muss man zu offenen MCP-Systemen übergehen. Diese befinden sich nicht in einem evakuierten Behälter sondern sind "offen" in einer Vakuumkammer. Nach aktuellem Stand führt auch hier das Prinzip der "Delay Line Anode" zur besten Ortsauflösung. Hier kann auch das Prinzip der Bildladungsanode angewendet werden. Üblicher ist jedoch eine andere Anodenform, bei der die aus dem MCP kommende Ladungswolke direkt auf die Anode gesaugt wird. Diese besteht aus helisch um einen Kern gewickelten Drähten, auf denen das Signal in beide Richtungen propagiert. Nun kann wieder der Laufzeitunterschied zwischen den zwei Enden des Drahtes ermittelt werden, welcher Rückschluss auf den Auftreffort gibt. Trifft die Ladungswolke auf mehrere parallele Wicklungen, so kann über Schwerpunktbildung eine deutlich höhere Auflösung erreicht werden als der Abstand zweier Wicklungen. [Jag09]

Um jedoch mit diesen Detektoren auch den Impuls eines Teilchens zu bestimmen, muss man sie zusammen mit einem Spektrometer einsetzen. Dieses in Frankfurt entwickelte Detektorsystem nennt sich COLTRIMS (COLd Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy). Hier wird ein Gastarget durch eine Düse geleitet, so dass es sich mit einer Überschallexpansion in die Vakuumkammer ausbreitet. Diese Expansion hat zur Folge, dass die Gasatome und Moleküle stark abkühlen, was bedeutet, dass sie nahezu nur einen Impuls in Strahlrichtung besitzen. Hierdurch entsteht ein schmaler Strahl mit hoher Dichte, welcher als Target genutzt werden kann. Überlagert man diesen mit einem Photonen- oder Ionenstrahl, so resultiert eine kleine Reaktionszone. Die bei der Reaktion entstehenden Ionen und Elektronen werden nun über das im Inneren des Spektrometers herrschende E-Feld auf die Detektoren geleitet. Damit die leichten und damit sehr schnellen Elektronen die Detektorfläche noch treffen, wird oft zusätzlich ein äußeres B-Feld angelegt, welches sie auf Kreisbahnen zwingt. Weiß man nun den Zeitpunkt der Reaktion und den Auftreffort und -zeitpunkt auf dem Detektor, so lässt sich hieraus unter Kenntnis der wirkenden Kräfte die Trajektorie des Teilchens und sein Anfangsimpuls bestimmen. Die Energieauflösung dieses Systems ist abhän-

gig von der Energie der zu detektierenden Teilchen und kann bis in den μeV Bereich gehen.[Doer00]

Da die Elektronen, wie eben bereits erwähnt, jedoch sehr schnell sind, haben sie auch eine sehr kurze Flugzeit. Dies hat zur Folge, dass Elektronen mit verschieden großen Anfangsimpulsen auch nur einen sehr geringen Unterschied in der Flugzeit haben. Demnach ist es erstrebenswert, gerade für die Elektroseite des Systems eine sehr gute Zeitauflösung des Detektors zu haben. Gerade hier ist das für eine adäquate Energieauflösung nötig. Um anderen Systemen gegenüber hierbei einen größeren Vorsprung zu erlangen, beschäftigt sich folgende Diplomarbeit mit der Verbesserung der Zeitauflösung von Delay Line MCP-Detektoren.

Um die Zeitauflösung des Detektor-Systems zu bestimmen muss man den exakten Zeitpunkt eines Ereignisses wissen. Nun kann man betrachten wie genau die Messwerte diesen Zeitpunkt wiedergeben und daraus die Zeitauflösung des Systems bestimmen. Da in dieser Diplomarbeit jegliche Ereignisse durch direkte Bestrahlung des Detektors mit Laserlicht entstanden, kann der exakte Zeitpunkt eines Ereignisses auch durch den Laser gegeben werden. Dies geschah im ersten Teil dieser Diplomarbeit durch einen in der Laserdiode integrierten Trigger, im zweiten Teil durch eine Photodiode, welche eine deutlich höhere Genauigkeit besitzt als der MCP-Detektor. Über den zeitlichen Versatz dieser Signale kann nun auf die Zeitauflösung des Detektors und der verwendeten Elektronik geschlossen werden.

Ähnliche Messungen mit MCP Photo-Multiplier-Tubes wurden bereits 2004 von M. Akatsu [Aka04] veröffentlicht. Hier wurden vier verschiedene MCP-Photo-Multiplier-Tubes, mit und ohne überlagertes magnetisches Feld, mit einer gepulsten Laserdiode belichtet und auf ihre Verstärkung und Zeitauflösung untersucht. Offene MCP-Detektoren wurden von A. Vredenburg [Vre08] 2008 betrachtet. Er bestimmte die Flugzeit von Elektronen mit einer Zeitauflösung von etwa 42 ps. Hierfür wurden spezielle MCPs mit einem Porendurchmesser von $5\ \mu\text{m}$ verwendet. Als Elektronik wurde ein TAC (Time-to-Amplitude-Converter) eingesetzt. In der Diplomarbeit von Marcus Schefel [Sche99] wurde mit einem Laser auf eine Cäsium-Jodid-Folie geschossen und mit den so entstandenen Elektronen u.a. die Zeitauflösung des MCP-Detektors bestimmt. Mit dem in Heidelberg entwickelten Aufbau wurde mit Hilfe eines Constant Fraction Discriminators eine Zeitauflösung von bis zu 130 ps ermittelt. Theoretische Berechnungen zum Verhalten von MCPs sind der Arbeit von G. W. Fraser [Fra90] zu entnehmen.

2. Physikalische Grundlagen

In diesem Kapitel soll ein Überblick über die wichtigsten physikalischen Grundlagen gegeben werden, die nötig sind, um diese Diplomarbeit zu verstehen.

2.1 Detektor-System

Der MCP-DelayLine-Detektor (MCP-DLD)[Roe08] besteht aus zwei funktionellen Einheiten, dem MCP (Microchannel Plate) und der Delay-Line-Anode. Hierbei hat das MCP die Aufgabe des Teilchennachweises und der Zeitmessung, die Anode die der Ortsmessung. Auf beide Teile wird im Weiteren nun näher eingegangen.

2.1.1 MCP-Detektoren

Das Microchannel Plate ist eine kreisrunde Scheibe von etwa 1 mm Dicke und 40 bis 120 mm Durchmesser. Es besteht aus einem speziell beschichteten Blei-Glas, welches schon beim Auftreffen von Teilchen mit sehr geringen Energien eine Elektronenemission ermöglicht. Diese Beschichtung kann zum Beispiel aus Materialien wie Cäsiumjodid, Magnesiumfluorid oder Kupferjodid sein [Cza99]. Die genaue Zusammensetzung der Beschichtung ist jedoch ein Geheimnis des Herstellers. Diese Platte ist bei den verwendeten MCPs mit Kapillaren von 12,5 oder 25 μm Durchmesser durchsetzt, welche einen Abstand von ca. 15 bzw. 32 μm von Mitte zu Mitte benachbarter Kapillaren

haben (siehe Abb. 2.1). Um zu verhindern, dass ein ankommendes Teilchen einfach durch eine solche Kapillare hindurchfliegt, sind diese um einen Winkel von $5 - 15^\circ$ geneigt [Dro06]. Hierdurch trifft es bereits weit vorne in der Kapillare auf eine Wand, wo es bei ausreichend hoher Geschwindigkeit Elektronen herausschlägt. Zwischen Vorder- und Rückseite des MCPs wird eine Spannung von 800-1200 V pro MCP angelegt. Durch diese werden die Elektronen durch den Kanal zur hinteren Seite des MCPs beschleunigt, dem MCP-Back, wobei sie kaskadenförmig an den Wänden weitere Sekundärelektronen herausschlagen (siehe Abb. 2.1 rechts). Auf diese Weise entsteht eine Verstärkung von etwa 10^3 . Da diese jedoch oft nicht ausreichend ist, werden meist zwei (Chevron Anordnung) oder drei (Z-Stack Anordnung) MCPs aufeinander gestapelt. Dieser MCP-Stack hat dann eine Verstärkung von etwa 10^6 bis 10^7 . Beim Stapeln ist darauf zu achten, dass die MCPs möglichst um 180° verdreht aufeinander gelegt werden. Da ihre Kapillaren nun in einem Winkel von etwa 160° aufeinanderstehen, ist es völlig unmöglich, dass ein Teilchen den MCP-Kanal entlangfliegt ohne an einer Wand Elektronen auszulösen. Ein weiterer Vorteil dieser Verdrehung ist, dass hierdurch auch der räumliche Versatz, welcher durch die Neigung der Kanäle entsteht, wieder aufgehoben wird. Somit verlässt das Teilchen den MCP-Stack an der selben Stelle an der es ihn zuerst getroffen hat. Der letzte positive Effekt dieser Verdrehung ist die Reduktion des "Ion-Feedbacks". Bei diesem entstehen Ionen in den Kanälen. Eine mögliche Ursache hierfür kann das Auslösen von Ionen aus der Kanalwand oder die Ionisation von Restgas sein. Die so entstandenen Ionen werden durch das angelegte Potential zur Front des MCPs beschleunigt. Ist ihre freie Wegstrecke lang genug um eine ausreichende kinetische Energie zu erlangen, so kann ihr nächstes Auftreffen auf eine Wand eine weitere Elektronenlawine auslösen. Sind die MCPs gegeneinander verdreht, so verringert sich die freie Wegstrecke und damit auch das Ion-Feedback. [Stau05] Besonders bei neuen MCPs ist dieser Effekt aufgrund von verunreinigten MCP-Kanälen verstärkt zu beobachten.

Gehalten wird der MCP-Stack von zwei Keramikringen. Diese haben eine metallene Kontaktierung mit der das MCP auf Spannung gesetzt werden kann. Vier am Rand angebrachte Klammern verhindern ein Auseinanderrutschen. Dieser Stack kann nun über der Anode auf dem sogenannten Holder befestigt werden.

Durch eine weitere Potentialdifferenz zur Anode (vgl. Abb.2.1 rechts) verlässt die Elektronenwolke das MCP, das daraufhin positiv geladen ist. Der Ladungsausgleich erfolgt, indem Elektronen aus dem Leiter nachrücken, welcher das MCP auf Potential setzt. Dieses Nachrücken ist als kurzzeiti-

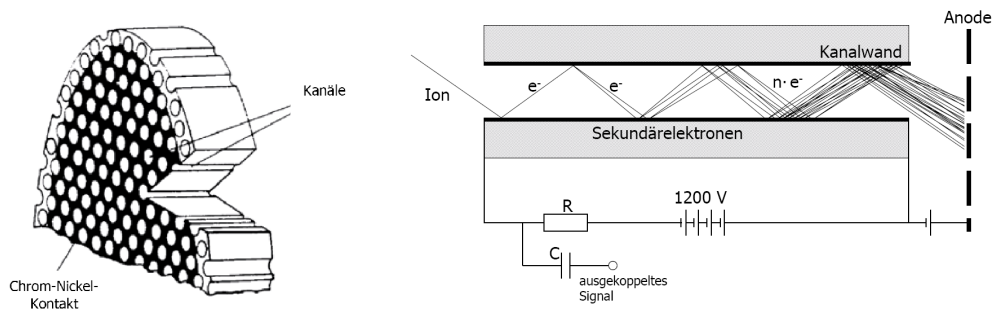


Abbildung 2.1: Schematische Abbildung eines MCPs (links) und Entstehung der Sekundärelektronenlawine (rechts)[Scho02]

ge Spannungsschwankung über die periphere Elektronik nachzuweisen, wodurch man den Zeitpunkt des Ereignisses bestimmen kann.

Die Nachweiseffizienz eines MCPs liegt etwa bei 60% und ist im Wesentlichen abhängig von dem Anteil der Kapillaren an der Oberfläche und der Quanteneffizienz. Diese ist eine Funktion, mit der berechnet wird, wie hoch die Wahrscheinlichkeit für das erste Auslösen eines Elektrons ist. Sie hängt nicht, wie zu erwarten wäre, von der Energie eines ankommenden Teilchens ab, sondern von dessen Geschwindigkeit und der Art des Teilchens[Stau00][Jag09].

Die Delay-Line-Anode besteht aus mehreren speziell bearbeiteten Kupferdrähten. Diese werden paarweise um einen metallenen Kern (Holder genannt) gewickelt, der an den Seiten Keramikklippen zur Isolation besitzt. Pro Ebene sind so zwei parallele Drähte helisch um den Holder gewickelt. Geläufig ist diese Art der Anode als Quad-Anode (zwei Ebenen und ein quadratischer Aufbau) und als Hex-Anode (drei Ebenen und sechseckiger Aufbau).

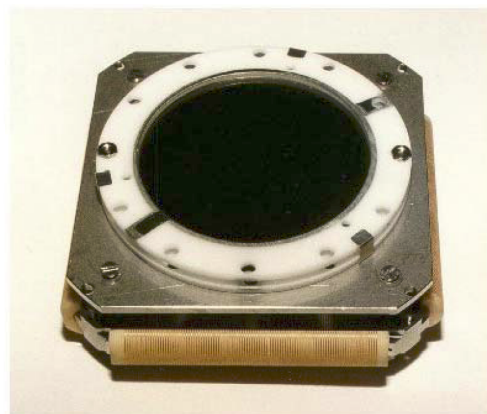
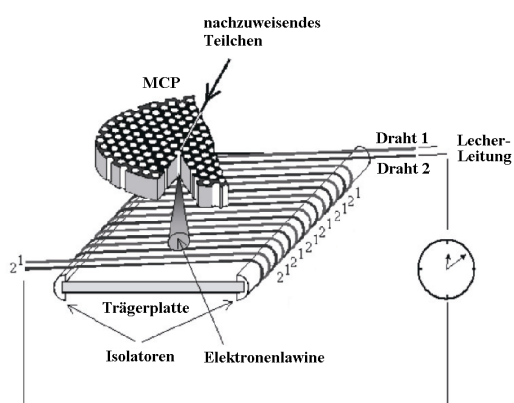


Abbildung 2.2: Darstellung des Aufbaus einer Ebene einer Anode (links)[Hes07] und Bild eines DLD40-Detektors (rechts)[Scho02]

Pro Ebene werden zwei Drähte parallel gewickelt und zwischen diesen etwa 50 V Spannungsdifferenz erzeugt, was zur Folge hat, dass die aus dem MCP kommende Elektronenwolke nur auf den positiveren der zwei Drähte gelangt. Er wird demnach als Signaldraht, der andere als Referenzdraht bezeichnet. Dieses Leitungsprinzip wird Lecher-Leitung genannt und bewirkt eine dispersionsarme Leitung der Signale selbst über eine große Distanz. Auf dem Referenzdraht entsteht hierbei eine im Vorzeichen umgekehrte Spiegelladung [Spi01]. Dieses Ladungspaar wandert nun vom Auftreffort in beide Richtungen auf den Drähten. Kommt es an den beiden Enden der Anodenwicklungen an, kann man über den Laufzeitunterschied auf den Ort zurückschließen. Nach diesem Prinzip ist es mit zwei Drahtebenen möglich, eine 2-dimensionale Ortsauflösung zu erreichen. Bei mehreren gleichzeitigen Ereignissen gleichzeitig können über die Summe der Laufzeiten oft die jeweils zueinander gehörigen Signale ermittelt werden. Ein weiterer Vorteil der Doppeldrahtleitung ist, dass durch Differenzbildung von Signal und Referenz von außen aufgeprägte Störsignale herausgefiltert werden, da diese auf beiden Drähten identisch vorliegen sollten.

Die Ortsauflösung dieser Anode ist deutlich besser als der Abstand zweier Signaldrähte und liegt im Bereich von unter 100 μm . Da die Elektronenwolke sich schon zwischen den einzelnen MCPs auf mehrere Kanäle ausgeweitet hat und auch nach Verlassen des MCP-Stacks sich noch verbreitert, trifft sie auf der Anode mehrere Drähte gleichzeitig. Über eine Schwerpunktbildung der so entstandenen Signale ist diese gute Ortsauflösung zu erreichen.

Der komplette Detektor muss zum Betrieb in einer Vakuumkammer angebracht werden. Erst nachdem er sich mindestens eine halbe Stunde in einem Vakuum besser als 10^{-5} mbar befunden hat, ist es sicher, eine Spannung anzulegen. Würde man dies vorher tun, so könnte sich noch Luft in den Kapillaren befinden. Dieses Restgas könnte zur Zündung eines Plasmas und der daraus resultierenden Zerstörung des Kanals führen. Bei Atmosphärendruck ist dieser Effekt jedoch nicht vorhanden. Hier erfordert die Zündung eines Plasmas eine höhere Spannung. Ein Betrieb im Vakuum ist jedoch nötig, da sonst die freie Weglänge der zu detektierenden Teilchen zu gering wäre.

Sowohl bei den MCPs als auch bei der Anode liegen die Signale bei ihrer Entstehung auf einem hohen Potential. Für das Experiment ist jedoch nur der hochfrequente Wechselstrom, das eigentliche Signal, von Interesse. Auch die weiterführende Elektronik würde durch die hohe Gleichspannung auf der sich das Signal befindet, zerstört werden. Daher muss der Wechselstrom erst von dem hohen Potential getrennt werden. Man nennt dies Auskoppeln. Hierzu

wird in der Regel ein außerhalb der Vakuumkammer befindliches RC-Glied benutzt. Der Widerstand in diesem Bauteil ist für die angelegte Gleichspannung kein Hindernis, wohingegen die schnelle Wechselfrequenz an ihm reflektiert wird. Genau umgekehrt verhält sich die Kapazität. Sie ist für das schnelle Signal komplett unsichtbar und für die Gleichspannung eine unüberwindbare Barriere. Auf diese Weise kann man per RC-Glied die Signale vom angelegten Potential trennen und nur diese zur weiterführenden Elektronik senden.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde eine neue Methode die Signale zu entkoppeln entwickelt und getestet. Hierbei befindet sich das RC-Glied im Vakuum direkt am MCP. Es besteht aus einer ringförmigen Kaptonfolie, die auf beiden Seiten mit Kupfer beschichtet ist, wodurch sie als Plattenkondensator wirkt. Die Unterseite dieses Kondensators wird direkt auf das MCP unter den Keramikring gelegt. Nun kann sie über einen Widerstand kontaktiert werden, um das MCP auf eine Spannung zu legen. Die Oberseite des Rings sieht diese Spannung nicht. Auf ihr ist über eine weitere Kontaktierung nur das Signal abzugreifen, äquivalent zum Auskoppelkondensator im beschriebenen Fall.

2.1.2 Photo-Multiplier-Tubes

Will man einzelne Photonen nachweisen, welche nicht genug Energie haben, um in einem MCP eine Elektronenlawine auszulösen, so verwendet man hierzu Photo-Multiplier-Tubes (PMT). Diese basieren zwar auch auf der Verstärkung via MCP-Stack, jedoch befindet sich vor dem MCP eine Photokathode, welche das einfallende Licht in Elektronen umwandelt, so dass auch eine Detektion von Infrarot-Photonen möglich ist.

Das Besondere an diesen Detektoren ist, dass sie im Gegensatz zu den bereits beschriebenen MCP-Detektoren nicht in einer Vakuumkammer betrieben werden müssen. Die MCPs und die Photokathode befinden sich hierbei bereits in einem verschlossenen Vakuumbehälter. Dieser Aufbau hat jedoch auch den Nachteil, dass nach der Entscheidung für ein Design nachträglich keine Änderung möglich ist.

Aufgrund dieser fehlenden Flexibilität haben sich zwei Varianten durchgesetzt. Zum einen mit einer gewickelten Delayline-Anode innerhalb des Vakuumbehälters, wie sie bereits im vorigen Kapitel beschrieben wurde [Cza07], zum anderen die Variante mit einem hochohmigen Schirm hinter den MCPs.

Da die Variante mit der Delayline-Anode schwieriger und damit kostenspieleriger in der Herstellung ist wurde letztere für diese Diplomarbeit verwendet und nachfolgend genauer beschrieben.

Von außen wird der Detektor von einem aus Keramik, Glas und Metall bestehenden Gehäuse ummantelt. Dieses stellt für den Detektor die "Vakuumkammer" dar, und muss daher zu 100% luftdicht sein. Mit steigender Größe und steigender Anzahl an Durchführungen ist dies natürlich immer schwieriger zu realisieren. Hier liegt auch ein großer Nachteil der Ausführung mit integrierter Delay-Line-Anode, da diese viel Platz und zudem für jede Ebene der Anode vier Durchführungen benötigt. Bei der verwendeten Variante befindet sich die Anode dagegen außerhalb des Gehäuses und braucht daher keine Vakuumdurchführungen. Es bleiben hier also nur zwei Durchführungen zum MCP und eine zur Photokathode.

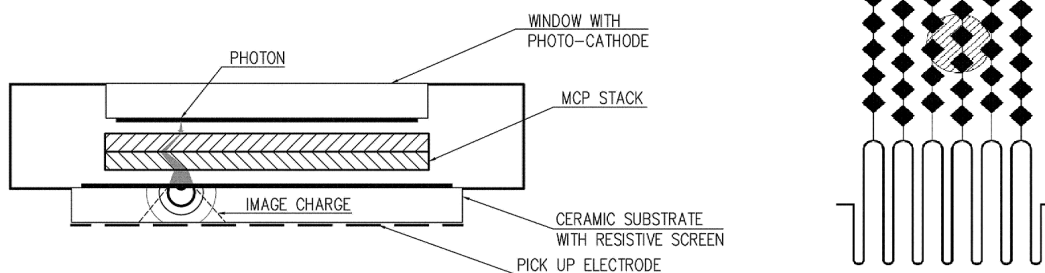


Abbildung 2.3: Schematischer Aufbau eines PMT (links) und einer Bildladungsanode (rechts) [Jag09]

Von oben betrachtet ist das Gehäuse mit einem Fenster bestückt, welches genau den Maßen der sensitiven Fläche des MCPs entspricht. Direkt hinter diesem Fenster befindet sich im Unterschied zum "normalen" MCP-Detektor die Photokathode. Diese wandelt einfallende Photonen in Photoelektronen um, welche über eine Spannungsdifferenz auf das MCP gesaugt werden. Hierbei wird der Auftreffort des Photons beibehalten. Im MCP-Stack findet, wie schon im vorigen Kapitel beschrieben, die Verstärkung statt, so dass an dessen Ende eine Elektronenlawine emittiert wird. Diese wird über einen weiteren Potentialsprung auf den z.B. aus Germanium bestehenden hochohmigen Schirm geleitet. Er befindet sich direkt an der hinteren Wand des Gehäuses. Außerhalb befindet sich die Anode direkt hinter dieser Wand. Auf der Anode bildet sich eine Spiegelladung zu der auf dem Schirm aufgesammelten. Die Anode ist von einer komplett anderen Bauform als die Drahtgewickelte (siehe Abbil-

dung 2.3), funktioniert jedoch nach dem selben bereits beschriebenen Prinzip. [Cza07]

Mit dieser Anordnung lassen sich einzelne Photonen mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 75% nachweisen. [Cza07]

2.1.3 Verwendete Elektronik

Da die aus dem Detektor ausgekoppelten Signale zu niedrig sind, werden sie zuerst von einem Verstärker auf eine Signalhöhe von etwa 500 mV bis 1 V verstärkt. Dies geschieht bei dem verwendeten Aufbau mit einem bipolaren Fast Amplifier (FAmp) der Firma Roentdek. Diese 1-, 4- oder 8-Kanal-Geräte besitzen eine einstellbare Verstärkung bis zu einem Faktor von 55 und einer maximalen Ausgangsamplitude von etwa 1,5 V. Jeder Kanal besitzt einen invertierenden und einen nicht-invertierenden Ausgang, was aufgrund der verschiedenen Polaritäten von Anoden- und MCP-Signalen für die weiterführende Elektronik nötig ist. Aufgrund seiner 2-250 MHz Bandbreite ist der Verstärker besonders gut geeignet, die hochfrequenten Signale eines MCP-Detektors zu verstärken. [Fam09]

Vom FAmp gelangt das Signal zum Constant Fraction Discriminator (CFD). Dieser hat die Aufgabe, ein genormtes, digitales Signal aus dem verstärkten Puls zu erzeugen. Dieses NIM-Signal (Nuclear Instrumentation Method) soll jedoch zeitlich unabhängig von der Höhe des einlaufenden Pulses sein. Würde es nur bei einer einstellbaren Höhe auf die vordere Flanke des Pulses triggern (Leading Edge Discriminator), so wäre dies nicht der Fall, da diese bei einem großen Puls weiter vom Maximum entfernt ist, als bei einem kleinen. Um diesen Fehler zu umgehen, spaltet das CFD den einlaufenden Puls in einem wählbaren Verhältnis (Fraction Ratio) auf und invertiert eine Hälfte. Der nicht invertierte, und normalerweise größere Teil, wird dann durch ein variables Delay geschickt. Dieses setzt sich aus einem internen Delay von 0,25 ns und einem zwischen 2 Lemo-Buchsen angebrachten Kabel zusammen. Auf diese Weise ist ein minimales Delay von 0,75 ns erreichbar. Nun werden der invertierte Teil und der zeitlich versetzte wieder zusammenaddiert. Auf diese Weise entsteht ein analoges Signal, welches einen S-förmigen Verlauf hat. Der so entstandene Puls fällt zuerst zu negativen Spannungen ab, kreuzt dann die Nulllinie und steigt weiter ins Positive, bevor er wieder auf der Nulllinie endet. Bei diesem Verfahren ist nun die Position des mittleren Nulldurchlaufs unabhängig von der ursprünglichen Pulshöhe und nur noch

abhängig von dessen Breite. Da die Breite jedoch nur vom angelegten Potential und dem Abstand der Anode zum MCP, bzw. dem Abstand MCP-Front und MCP-Back abhängt, kann man sie als konstant voraussetzen [Fou08]. Ist nun der einlaufende Puls groß genug, um bei einem ebenfalls im Gerät integrierten Leading Edge Discriminator die einstellbare Schwelle (Threshold) zu überschreiten, so öffnet sich ein Zeitfenster, in dem der eben beschriebene Nulldurchgang liegen muss, um ein NIM-Signal zu generieren. Nach diesem Prinzip kann der mit einer Bandbreite von 350 MHz operierende CFD Signale mit einer Anstiegsflanke von nur 1 ns verarbeiten und damit eine Genauigkeit von unter 100 ps erreichen. Die Breite der NIM-Signale kann auf 4-200 ns eingestellt werden. [CFD09]

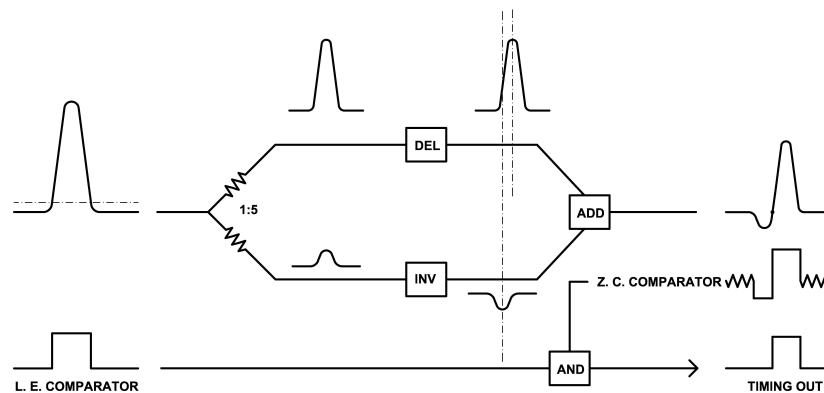


Abbildung 2.4: Funktionsweise eines Constant Fraction Discriminators [CFD09]

Diese NIM-Signale werden dann von einer Time-to-Digital-Converter-Karte (TDC) in den Computer eingelesen. Jeder Kanal des verwendeten TDC8HP hat eine Zeitauflösung von 25 ps. Die TDC-Daten werden dann an die zugehörige Cobold-PC-Software weitergeleitet. Es kann hierbei ein maximaler Durchfluss von ca. 500 000 Events/s verarbeitet werden, wobei die Totzeit bei einem Doppelereignis niedriger als 10 ns ist. Das Aufnahmezeitfenster der TDC-Karte kann hierbei zwischen $-209 \mu\text{s}$ und $209 \mu\text{s}$ zum Trigger eingestellt werden. Mit dieser Hardware ist eine Zeitauflösung von unter 100 ps zu erreichen. [TDC09]

Ein weiteres Gerät, welches im Verlauf des Experiments zum Einsatz kam, ist ein CATSA (Charge and Time sensitive Amplifier). Dieses wurde verwendet, um die Höhe des jeweiligen MCP-Pulses zu bestimmen. Hierfür integriert das Gerät die Ladung im Puls, welche proportional zu seiner Höhe ist. Nun erzeugt das Gerät einen steil ansteigenden und danach langsam exponentiell abfallenden Puls, dessen Höhe sich aus dem eben ermittelten Wert

ergibt. Eine an die TDC-Karte angeschlossene Analog-to-Digital-Converter-Karte (ADC) triggert nun auf einen festen Zeitpunkt kurz nach dem Anfang des exponentiellen Abfalls. Der so ermittelte Wert wird von der Software aufgenommen und gibt an, wie hoch der ursprüngliche MCP-Puls war.

2.2 Laser

2.2.1 Laser-Puls-Generator

Der Laser-Puls-Generator (LPG1) der Firma Photek ist eine speziell für den Test zeitauflösender Detektoren entwickelte Laserdiode. Sie emittiert gepulstes Licht einer Wellenlänge von 650 nm und hat eine variable Pulslänge von 50 bis 800 ps. Die Repetitionsrate lässt sich per externem Trigger zwischen 0 Hz und 300 kHz variieren, was zu Pulsenergien zwischen 8 und 125 pJ führt. Zu jedem ausgesandten Puls erzeugt der Puls-Generator noch einen Trigger in Form eines TTL-Pulses (Transistor-Transistor-Logic). Eine eingebaute Linse kann den entstehenden Laserstrahl auf die Detektorfläche aufweiten. [Pho08]

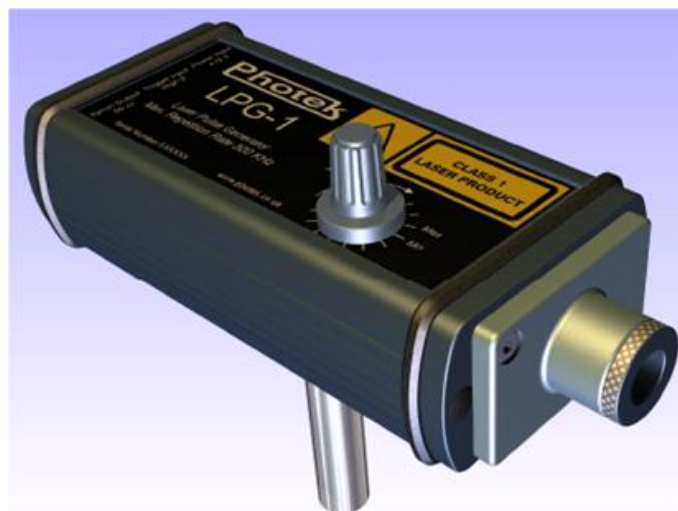


Abbildung 2.5: Bild des verwendeten Laser-Puls-Generators [Pho08]

Die Funktionsweise des Gerätes basiert auf einer Laserdiode, gepulst durch eine Sperrschaltdiode (Step-Recovery-Diode, SRD). [Mil08]

Die Sperrschaltdiode ist ein Spezialfall der normalen Diode und besteht im Gegensatz zu ihr aus einem p-i-n-Übergang (anstelle eines p-n-Übergangs).

Hier befindet sich zwischen der negativ dotierten Kathode und der positiv dotierten Anode noch eine nicht dotierte Schicht. Diese ist ohne ein angelegtes Feld wegen fehlender freier Ladungsträger nicht leitend. Aufgrund der ortsfesten Ladungsträger herrscht in ihr ein konstantes elektrisches Feld. Legt man nun einen Strom in Durchlassrichtung an, so wird dieses E-Feld kompensiert und die i-Schicht leitend. Legt man den Strom jedoch in Sperrrichtung an, so wird das E-Feld nur weiter verstärkt und die Diode bleibt nicht leitend. Das Besondere an der Sperrschaltdiode ist, dass aufgrund der erhöhten Lebenszeit der freien Ladungsträger in der i-Schicht die Diode auch bei einem schnellen Wechsel der angelegten Spannung von Durchlassrichtung auf Sperrrichtung noch kurzzeitig leitend bleibt. Erst wenn die freien Ladungsträger aufgebraucht sind, wandelt sich die mittlere Schicht der Diode schlagartig von einem nahezu idealen Leiter zu einem Isolator, an dem innerhalb kürzester Zeit hohe Spannungen anliegen. [Kir99] Mit Hilfe dieses Effektes lassen sich Pulse im Bereich von unter 100 ps erzeugen. [Tan91]

Kommen wir nun jedoch zur eigentlichen Laserdiode. Sie besteht aus einem p-n-Übergang und funktioniert prinzipiell nach dem selben Prinzip wie die Sperrschaltdiode. Zwischen den beiden dotierten Schichten befindet sich der Übergangsbereich, welcher ohne einen angelegten Strom nicht leitend ist. Legt man nun einen Strom in Durchlassrichtung an, so bilden sich in dieser Schicht freie Ladungsträger. Man spricht bei Dioden im allgemeinen von freien Elektronen und Löchern. Wenn solch ein Paar rekombiniert, so kommt es bei einer Laserdiode zur Aussendung eines Photons, dessen Wellenlänge nur vom Material der Diode abhängt. Das emittierte Photon wird von den Kanten des Kristalls reflektiert, so dass sich eine stehende Welle ausbildet. Die Kanten formen einen Resonator. Ist nun eine Besetzungsinversion, in diesem Fall an Löchern und Elektronen, vorhanden, so kann es zu einer überwiegend stimulierten Emission kommen. Diese Besetzungsinversion bildet sich beim Anlegen eines ausreichend hohen Stromes, des sogenannten Schwellenstroms. Das so entstandene Licht verlässt den Kristall bei den meisten Laserdioden an der Kante senkrecht zum Stromfluss (Kantenstrahler). [Gert01]

Um möglichst kurze Pulse zu erzeugen, sollte der angelegte Strom selber nur ein kurzer Puls sein und auch nur geringfügig oberhalb des Schwellenstroms liegen. Auf diese Weise lassen sich mit dem verwendeten LPG1 Pulse einer Länge von 50 ps erzeugen.

2.2.2 Lasersystem

Das für die Messung an offenen MCPs verwendete Lasersystem besteht aus zwei grundlegenden Einheiten. Die Basis bildet der Oszillator, welcher aus einem kontinuierlichen Laserstrahl einen gepulsten erzeugt. Dieser wird dann zur zweiten Einheit weitergeleitet, welche den Puls verstärkt und daher Amplifier genannt wird.

2.2.2.1 Prinzip eines Lasers

Zuerst soll hier jedoch auf allgemeine Eigenschaften eines Lasers eingegangen werden. Von einem Laser (Light amplification by stimulated emission of radiation) ist, wie der Name sagt, die Rede, wenn Licht durch induzierte Emission entsteht. Hierfür muss zunächst im optisch aktiven Medium (Gas, Flüssigkeit oder Festkörper) eine Besetzungsinversion entstehen. Dies ist ein Zustand, bei dem sich nahezu alle Atome gleichzeitig in einem energetisch angeregten Niveau befinden. Damit das möglich ist, sollte es sich um ein Mehrniveausystem (Ti:Sa ist ein 3-Niveausystem) handeln, bei dem die Verweildauer im mittleren Niveau deutlich länger ist als die im oberen. Hierdurch ist es möglich, durch Pumpen, z.B. mit einem kontinuierlichen Laser (cw-Laser) kürzerer Wellenlänge, die Atome im Kristall auf das obere Niveau zu heben. Von hier aus fallen sie spontan in das langlebige mittlere Niveau, in dem sie eine gewisse Zeit verweilen. Aufgrund dieses metastabilen Zustandes kann durch das kontinuierliche Pumpen eine Besetzungsinversion erzeugt werden.

Dieser Zustand ermöglicht nun eine induzierte Emission. Ein bereits vorhandenes Photon (z.B. durch spontane Emission entstanden) löst ein weiteres gleicher Wellenlänge, Phase und Polarisation aus. Da beide Photonen in die gleiche Richtung propagieren, kann so eine sehr hohe Strahlqualität erzeugt werden. Wenn sich das Lasermedium, wie eben beschrieben, in einer Besetzungsinversion befindet, entsteht so eine Photonenlawine. Durch eine geschickte Anordnung von Spiegeln kann dieser Vorgang noch unterstützt werden, indem jedes Photon das Medium mehrfach durchläuft. [Lex99]

2.2.2.2 Der Oszillator

Der Oszillator besteht aus zwei Hohlspiegeln, die um einen mit Titan dotierten Saphirkristall (Ti:Sa) angeordnet sind und so eine Kavität bilden. Hier von ist einer hochreflektierend, während der andere für das grüne Licht des

Pumplasers durchlässig ist. Von einem dieser Spiegel wird das Licht weiter zu einem Prismenpaar geleitet, hinter dem ein hochreflektierender Spiegel steht. Hinter dem zweiten Hohlspiegel befindet sich ein weiterer Spiegel. Dieser ist zu einem gewissen Prozentsatz (in dem von uns verwendeten System 10%) transparent und dient zur Auskopplung der Pulse (Ausgangskoppler). [Rud07]

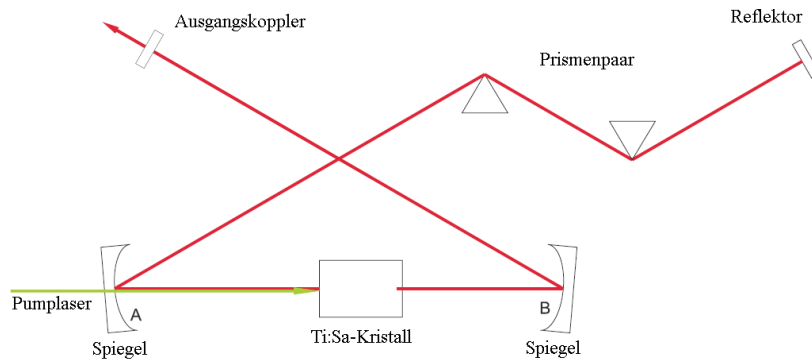


Abbildung 2.6: Strahlengang des Oszillators [Pet07]

Aufgrund der Dotierung des Kristalls liegt dessen Emissionsspektrum ungefähr zwischen 650 und 1100 nm. Dies hat zur Folge, dass sich sehr viele (etwa 10^6) verschiedene stehende Wellen oder auch Moden in der Kavität ausbilden können (jede durch stimulierte Emission entstanden). Die Heisenbergsche Unschärferelation sagt, dass zur Erzeugung eines kurzen Pulses ein breites Frequenzspektrum nötig ist. Je mehr Moden also in einem Kristall entstehen, desto besser ist dieser geeignet, kurze Pulse zu erzeugen. Dies sorgt jedoch noch nicht für gepulstes Licht. Erst durch eine kleine Störung des Systems (z.B. Wackeln an einem Prisma) entsteht eine zufällige Phasenbeziehung zwischen den Moden. Diese führt zu konstruktiver Interferenz in einem kleinen Bereich, währenddessen sich die restlichen Wellen nivellieren. [Ulr05]

Der kurzzeitige Puls bleibt nur aufgrund des Kerr-Effekts bestehen. Dies ist eine nichtlineare Änderung des Brechungsindex des Kristalls in Abhängigkeit der Intensität des E-Feldes des Lichts. Da der Puls eine höhere Intensität hat als das kontinuierliche Licht (genannt cw-Licht), wird er im Kristall stärker gebrochen und daher auch effektiver verstärkt. Stellt man nun hinter den Kristall eine Iris, so kann der cw-Teil des Lichts durch sie effektiv herausgefiltert werden, während der stärker gebrochene Puls hindurch kann. Anstatt

einer Iris kann dies auch durch den Pumplaser und mit ihm durch den Bereich der Besetzungsinversion geschehen.

Neben der räumlichen Fokussierung tritt durch den Kerr-Effekt auch eine zeitliche Änderung des Pulses auf. Diese äußert sich darin, dass die Flanken des zeitlich gaußförmigen Pulses schneller durch den Kristall propagieren als die stärker gebrochene Mitte. Hieraus resultiert ein verändertes Strahlprofil, was nach der Fourier-Theorie auf eine veränderte Zusammensetzung der Moden schließen lässt. Der Puls verändert demnach im Kristall die Frequenzen, aus denen er zusammengesetzt ist. Dieser Effekt wird Self-Phase-Modulation (SPM) genannt.

Ein weiterer Effekt, der im Kristall unabhängig von der Intensität des Pulses auftritt, ist die Gruppengeschwindigkeits-Dispersion (GGD) oder auch Group-Delay-Dispersion. Sie beschreibt, dass verschiedene Wellenlängen sich verschieden schnell durch ein Medium ausbreiten. Genau wie bei der SPM entsteht auch hier eine Verschiebung der Frequenzanordnung im Puls (positiver Chirp). Hierbei ist die Pulsfront rotverschoben, wohingegen sein Schwanz blauverschoben wird. [Cos07]

Sowohl die SPM als auch die GGD tragen beide zur Bildung eines Pulses bei. Sobald jedoch ein Puls vorhanden ist, würden sie für seine rasche Dispersion sorgen. Um dies zu verhindern und den Puls kurz zu halten, werden sie durch ein Prismenpaar kompensiert. Dieses sorgt für einen negativen Chirp, indem die verschiedenen Wellenlängen des Pulses unterschiedliche Wegstrecken zurücklegen müssen.

Auf diese Weise entstehen im Oszillator Pulse von ca. 15 fs Länge, welche jedoch noch zu niederenergetisch (Nanojoule-Bereich) sind und daher noch verstärkt werden müssen.

2.2.2.3 Der Amplifier

Bei dem verwendeten System werden die aus dem Oszillator kommenden Pulse in einem Multipass-Amplifier verstärkt. Er basiert anders als ein regenerativer Verstärker nicht auf dem Prinzip einer Kavität, sondern auf dem mehrfachen Durchlaufen des Verstärkermediums. Der Vorteil hiervon ist, dass verstärkte spontane Emission (Amplified Spontaneous Emission, ASE) besser verhindert und gleichzeitig mehr Energie pro Durchgang des Pulses aufgenommen werden kann (ca. Faktor 10). Der Nachteil dieses Systems ist jedoch,

dass der Pumpvorgang des Kristalls nicht überlappend mit dem Laserstrahl erfolgen kann, sondern zeitlich versetzt geschehen muss. [Bac97]

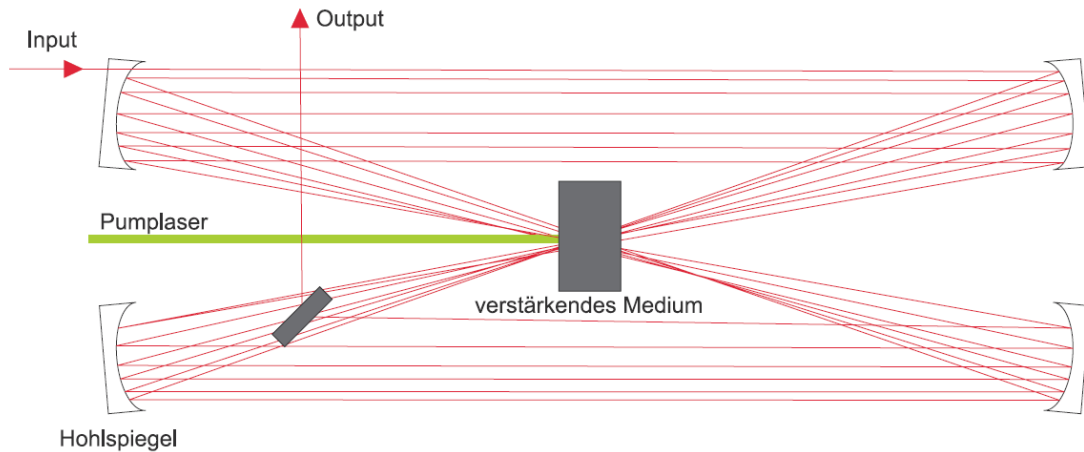


Abbildung 2.7: Strahlengang des Verstärkers [Noe07]

Als Verstärkermedium hat sich aufgrund seiner positiven Eigenschaften auch hier mit Titan dotierter Saphir durchgesetzt. Hierzu zählen seine hohe thermische Leitfähigkeit von 46 W/mK bei 300 K , welche zusammen mit einer Heliumkühlung auf 65 K unerwünschte thermische Effekte minimiert. Des Weiteren hat Ti:Sa eine Energiespeicherdichte von ungefähr 1 J/cm^2 , was eine höhere Verstärkung pro Durchlauf ermöglicht. Eine weitere positive Eigenschaft ist die relativ hohe Schadensschwelle von $8\text{-}10 \text{ J/cm}^2$. [Bac97] Da diese jedoch für das direkte Verstärken noch zu niedrig ist, wird, um Schäden am Kristall zu vermeiden, das Prinzip der Chirped Pulse Amplification (CPA) verwendet. Diese aus der Radartechnik kommende Idee verlängert den Puls erst vor dem Verstärken dispersiv und reduziert hierdurch die im Kristall auftretenden Intensitäten um etwa drei Größenordnungen. [Str85] Vor dem Verlassen des Amplifiers wird der Puls in einem Kompressor wieder in die Nähe seiner ursprünglichen Länge gebracht. Dies geschieht, genau wie die Dispersion, über eine Anordnung von Linsen und Gittern (siehe Abbildung 2.8). Hierbei laufen die verschiedenen Wellenlängen unterschiedliche Wegstrecken, was zu positiver bzw. negativer Dispersion führt.

Bevor der verlängerte Puls jedoch in den Verstärker gelangt, wird mit Hilfe einer Pockels-Zelle die Repetitionsrate auf die des Pumplasers abgestimmt. Dies geschieht, indem unter Ausnutzung des linearen Pockels-Effekts sich beim Anlegen einer Spannung die Polarisation des Laserpulses um 90° dreht, so dass der Puls einen Polarisationsfilter passieren kann. [Pet07]

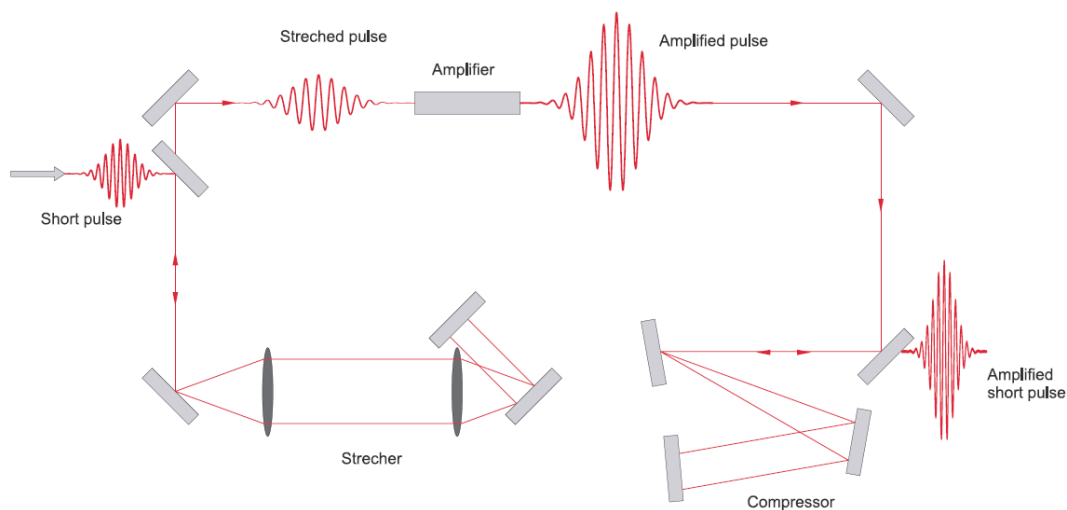


Abbildung 2.8: Funktionsweise der Chirped Pulse Amplification [Noe07]

Gepumpt wird der Verstärkerkristall von einem durch ein Q-Switch gepulsten frequenzverdoppelten Nd:YAG Laser der Firma Lee Laser (LDP-200MQG). Dieser emittiert Licht bei einer Wellenlänge von 532 nm und einer Leistung von 100 W. Seine Repititionsrate liegt bei 8 kHz.

2.3 Höhere Harmonische Strahlung

Als höhere harmonische Strahlung bezeichnet man die Photonen, welche bei Interaktion von Licht mit einzelnen Atomen, Molekülen bzw. Materie entstehen. Dieses Phänomen führt zu Strahlung mit ganzzahligen Vielfachen der ursprünglichen Photonenfrequenz. Aufgrund der Symmetrie des Atompotentials und Dipol-Auswahlregeln werden nur ungerade Vielfache der ursprünglichen Frequenz erzeugt. Mit sehr hohen Intensitäten von einigen 10^{19} W/cm² lassen sich auch höhere Harmonische aus Festkörpern gewinnen. Diese sollen bis zur 60. Ordnung auftreten und aufgrund des anders geformten Festkörperpotentials sowohl gerade als auch ungerade Vielfache beinhalten. [Pro96]

Durch Fokussierung eines Laserpulses in ein Heliumgas wurde schon höhere Strahlung bis zur 37. Ordnung [Pre96] beobachtet, in anderen Gasen sogar noch höherer Ordnung [Hui93]. Nach diesem Prinzip lassen sich aufgrund der Kohärenz der Harmonischen sogenannte Attosekunden-Pulse erzeugen. Ein weiteres Anwendungsgebiet ist die Produktion von XUV- und weicher Röntgenstrahlung, z.B. zur Spektroskopie von Biomolekülen. [Pro96]

Im weiteren Teil dieses Kapitels soll nun auf zwei Beschreibungen eingegangen werden, die zur Entstehung von höheren Harmonischen führen können.

Beide stellen jedoch nur eine Beschreibung des selben Mechanismus dar und weichen im Übergangsbereich zu hohen Intensitäten von den experimentellen Daten ab. Die von Keldysh 1965 entwickelte Theorie vereint die zwei Modelle und liefert einen Parameter, der die Wahl des richtigen Bildes ermöglicht.

2.3.1 Keldysh-Theorie

L.V. Keldysh präsentierte im Mai 1965 eine Veröffentlichung [Kel65] über die verschiedenen Methoden, ein Atom mit Licht zu ionisieren. Hierbei stellte er einen Zusammenhang zwischen Frequenz des Lichtes und der Möglichkeit einer Tunnelionisation fest. Nur wenn die Länge eines Zyklus des E-Feldes länger ist als die Zeit, die das Elektron zum Tunneln benötigt, ist diese Ionisation möglich. Bei höheren Frequenzen kann nur durch eine Absorption mehrerer Photonen eine Ionisation geschehen.

Ist wie z.B. bei einem Ti:Sa Laser die Frequenz zur Tunnelionisation gegeben, so hängt deren Wahrscheinlichkeit nur von der Intensität des elektrischen Feldes und der Art des Potentials ab. Gleichzeitig kann hier jedoch auch eine Wahrscheinlichkeit zur Absorption mehrerer Photonen und der daraus resultierenden Ionisation existieren (Multi Photon Ionization, MPI).

Keldysh stellte erstmals eine Formel auf, welche beide Bilder vereint und zeigt, dass sie dem selben Mechanismus unterliegen. Für ein gegebenes kurzreichweitiges Potential ergibt sich eine Ionisationswahrscheinlichkeit w , die durch folgende Formel beschrieben werden kann:

$$w = A\omega \left(\frac{I_0}{\hbar\omega} \right)^{3/2} \left(\frac{\gamma}{(1 + \gamma^2)} \right)^{5/2} S \left(\gamma, \frac{I_0}{\hbar\omega} \right) \cdot \exp \left\{ -\frac{2I_0}{\hbar\omega} \left[\sinh^{-1}(\gamma) - \gamma \frac{(1 + \gamma^2)^{1/2}}{1 + 2\gamma^2} \right] \right\} \quad (2.1)$$

Hierbei ist $S(\gamma, \hbar\omega)$ eine sich langsam mit der Frequenz ändernde Funktion (näheres siehe [Kel65]).

In dieser Formel kommt auch der Parameter γ vor, der Aufschluss darüber gibt, welche Beschreibung für gegebene Frequenz ω und Feldstärke E besser geeignet ist.

Dieser Adibasie- oder auch Keldysh-Parameter liefert als Ergebnis einen Zahlenwert. Ist γ deutlich kleiner als 1, so ist die Tunnelionisation das bessere Bild, ist er größer als 1, so beschreibt die MPI besser was geschieht. Er berechnet sich nach folgender Formel:

$$\gamma = \frac{\omega\sqrt{2mI_P}}{eE} \quad (2.2)$$

Wie zu erwarten, geht auch Formel 2.1 für den Grenzwert von hohen Frequenzen und niedrigen Intensitäten ($\gamma > 1$) in die aus der Störungsrechnung niedrigster Ordnung bekannte Formel für MPI über. Für niedrige Frequenzen und hohe Intensitäten hingegen ergibt sich die Formel der Tunnelionisation. [Kel65]

Hier sollen nun noch einige Beispielwerte für gegebenes Potential, Frequenz und Intensität gegeben werden [Rud07]:

	Xe	Kr	Ar	Ne	O ₂	N ₂
I = 10 ¹⁴ W/cm ² , λ = 800 nm	1,008	1,083	1,149	1,344	1,004	1,143
I = 10 ¹⁵ W/cm ² , λ = 800 nm	0,319	0,343	0,363	0,425	0,318	0,361
I = 10 ¹⁴ W/cm ² , λ = 400 nm	2,017	2,167	2,299	2,689	2,008	2,286
I = 10 ¹⁵ W/cm ² , λ = 400 nm	0,638	0,685	0,727	0,85	0,635	0,723

Tabelle 2.1: Beispiele des Keldysh-Parameters bei verschiedenen Intensitäten I und Wellenlängen λ

2.3.2 Multi-Photon-Ionization und Above-Threshold-Ionization

Schon bevor Keldysh seine Theorie zur Ionisation von Atomen aufstellte, wurde über die Störungstheorie niedrigster Ordnung erfolgreich die Ionisation durch gleichzeitige Absorption mehrerer niederenergetischer Photonen beschrieben. Die Ionisationsrate w konnte hierbei erfolgreich berechnet werden und gehorcht folgendem Gesetz:

$$w_n = \sigma_n I^n \quad (2.3)$$

Hierbei ist σ der generalisierte Wirkungsquerschnitt, I die Intensität und n die Anzahl der benötigten Photonen um ein Elektron ins Kontinuum zu heben (bis $n=22$ bestätigt von [Lom77]). [Pro96]

Dieser Ansatz versagte jedoch für Intensitäten höher als 10^{13} W/cm². Hierfür sind zwei Effekte verantwortlich. Zum einen ist es nicht mehr zu vernachlässigen, dass sich bereits angeregte oder ionisierte Atome im Laserfokus befinden. Hierdurch haben wir Atome bzw. Ionen, welche ein vollkommen anderes Ionisationspotential und damit auch einen anderen Wirkungsquerschnitt haben. Dies führt bei noch höheren Energien bis hin zur Sättigung, dem Zustand bei dem bereits alle Atome ionisiert sind. Man nennt die hierfür nötige Intensität Sättigungsintensität.

Der zweite Effekt, der zum Tragen kommt, ist der durch das Laserfeld induzierte AC-Stark-Shift. Dieser bewirkt durch Kopplung des Laserfeldes an das Atompotential, dass sich besonders die äußeren Energieniveaus des Atoms stark verschieben und hierdurch auch die benötigte Ionisationsenergie beeinflusst wird.

In diesem Intensitätsbereich liefert die Störungstheorie keine adäquate Beschreibung der beobachteten Ionisationsraten mehr. Auch wenn atomare Resonanzen auf Mehrfache der Photonenenergie fallen, versagt der Ansatz per Störungsrechnung. Für nähere Informationen zu den hierfür benötigten Lösungsansätzen sei jedoch an dieser Stelle nur auf die Fachliteratur verwiesen, wie etwa [Fai86].

Ein Spezialfall der MPI ist die Above-Threshold-Ionization (ATI). Hierbei wird nicht, wie bisher angenommen, nur die minimal nötige Anzahl von Photonen absorbiert, sondern eine größere Menge. Dies hat zur Folge, dass das emittierte Elektron eine um $n \cdot \hbar\omega$ höhere Energie besitzt. Das Interessante an dieser Beobachtung von Agostini et al (1989) [Ago89] ist, dass das Elektron, nachdem es eigentlich schon ionisiert wurde und demnach ein freies Elektron sein müsste, noch weitere Photonen absorbiert. Dies funktioniert nur, wenn es noch über das Coulomb-Potential in "Kontakt" mit dem Mutterion steht. Andernfalls würde eine Paritätsverletzung vorliegen. Formel 2.3 verändert sich dann zu folgendem Verhältnis:

$$w_{n+s} \propto I^{n+s}, \quad (2.4)$$

wobei s die Anzahl zusätzlich absorbiertener Photonen ist.

Nach dieser Formel, berechnet durch Störungsrechnung niedrigster Ordnung, wäre eine schnelle Abnahme der höheren Elektronenergien zu erwarten. Hier stößt der verwendete Ansatz jedoch bereits an seine Grenzen.

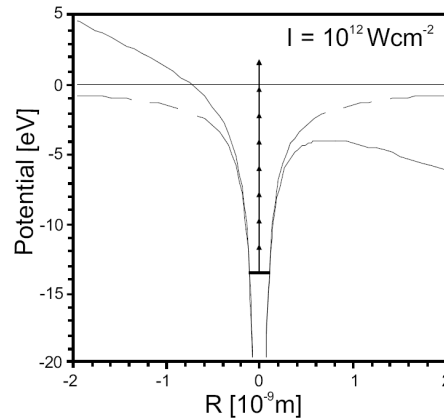


Abbildung 2.9: Darstellung des Wasserstoff Atompotentials bei einer Überlagerung mit einem $1 \cdot 10^{12} \text{W/cm}^2$ starken E-Feldes und Ionisation durch viele niederenergetische Photonen (MPI und ATI) [Ulr05]

In Messungen wurde beobachtet, dass höhere Photoelektron-Energien überproportional häufig vorkommen. Es bildet sich nach einer anfänglichen Abnahme der Häufigkeit ein Plateau aus, welches bei einer “cut-off” Energie endet. Bei höheren Feldenergien stellte man fest, dass die Häufigkeit des ersten Photoelektrons unterdrückt ist. Grund hierfür ist der oben bereits erwähnte AC-Stark-Shift. Durch ihn werden die äußeren Rydbergzustände des Atoms stark angehoben, während die kernnahen Niveaus kaum beeinflusst werden. Hierdurch benötigt man, je nach Intensität des Laserpulses, mehr Photonen zur Ionisation, was die Unterdrückung des ersten Peaks erklärt. Die Verschiebung der äußeren Niveaus kann dabei bis zur Größenordnung der Ponderomotiven Energie U_p liegen. Dies ist die Schwingungsenergie eines freien Elektrons in einem externen oszillierenden Feld E und berechnet sich nach:

$$U_P = \frac{1}{m_e} \left(\frac{eE}{2\omega} \right)^2 \quad (2.5)$$

Der Bereich, in dem dieser Effekt beobachtet wird, kann jedoch nicht mehr mit Störungsrechnung niedrigster Ordnung exakt beschrieben werden.

Über diese Modellvorstellung lässt sich auch ein einfaches Bild für die Erzeugung von Höheren Harmonischen (High Harmonic Generation, HHG) entwi-

ckeln [Sho87]. Es wird angenommen, dass ein Atom mehrere Photonen absorbiert und so in einen Kontinuums- oder in einen angeregten Zustand übergeht. Das Atom kann von hier wieder in den Grundzustand zurückkehren. Dabei wird die freiwerdende Energie in einem einzigen Photon abgegeben. Je nach Anzahl der absorbierten Photonen hat es die n -fache der ursprünglichen Energie. Dieser Prozess findet jedoch nur bei niedrigen Laserintensitäten statt.

Die durch die Störungsrechnung niedrigster Ordnung erwarteten Intensitäten der Höheren Harmonischen stimmen für niedrige Harmonische auch gut mit den Messdaten überein. Erst bei hohen Harmonischen und höherer Laserintensität weichen sie hiervon ab. Grund für die mögliche Abregung in den Grundzustand sind durch das Feld des Lasers induzierte Kontinuumszustände, welche genau ein Vielfaches der Photonenenergie besitzen. [Li89]

Dieser Prozess findet jedoch, wie jegliche HHG, nur bei linear polarisiertem Licht statt. Seine Wahrscheinlichkeit ist stark erhöht, sobald atomare Niveaus resonant mit einem Vielfachen der Laserfrequenz sind.

2.3.3 Tunnelionisation und Over-Barrier-Ionization

Die Tunnelionisation (TI) stellt ein alternatives Bild zur MPI dar. Sie greift für hohe Intensitäten auf das klassische Wellenbild zurück, was aufgrund der hohen Photonendichte in diesem Intensitätsbereich adäquat ist. Ab Intensitäten von mehr als 10^{13} W/cm^2 stellt sie daher das besser geeignete Bild dar. Hier wird das Atompotential durch das elektrische Feld des Laserpulses stark verformt, wodurch der Ansatz per Störungsrechnung niedrigster Ordnung nicht mehr angebracht wäre. Durch diese Verformung kann nun ein Elektron durch die abgesenkte Potentialbarriere tunneln und sich so vom Atom lösen (siehe Abb. 2.11). Die Theorie [Cor93] geht hiernach von einem freiem Elektron aus, welches mit einer Geschwindigkeit von 0 in einem gewissen Abstand vom Kern "geboren" wird. Dieses Elektron verhält sich nun wie ein klassisches Teilchen in einem externen Feld. Man kann hierfür über die Lorentz-Kraft die Newtonschen Bewegungsgleichungen aufstellen. Geht man von einem oszillierenden Feld aus, so erhält man Zeitpunkte, zu denen das Elektron wieder zum Mutterion zurückkehrt. Hier kann es mit dem Ion rekombinieren und in seinen ursprünglichen Zustand übergehen, wobei es seine kinetische Energie in einem einzigen Photon abgibt. Man spricht hierbei vom "recollision Picture", welches auf der Theorie des Simpleman Ansatzes von van Linden [Lin88] und Gallagher [Gal88] beruht.

Nach diesem frühen Ansatz ließ sich auch schon die maximale Energie E_c der höheren Harmonischen (Cut-off) bestimmen. Sie hängt nur vom Ionisations- und dem Ponderomotiven Potential ab, und berechnet sich wie folgt:

$$E_c \cong I_P + 3,17U_P \quad (2.6)$$

Die Tunnelrate ist nur abhängig von der Intensität des Laserfeldes. Je größer das Feld ist, desto niedriger die Potentialbarriere. Demnach ist ein Tunneln am Feldmaximum (180°) am wahrscheinlichsten.

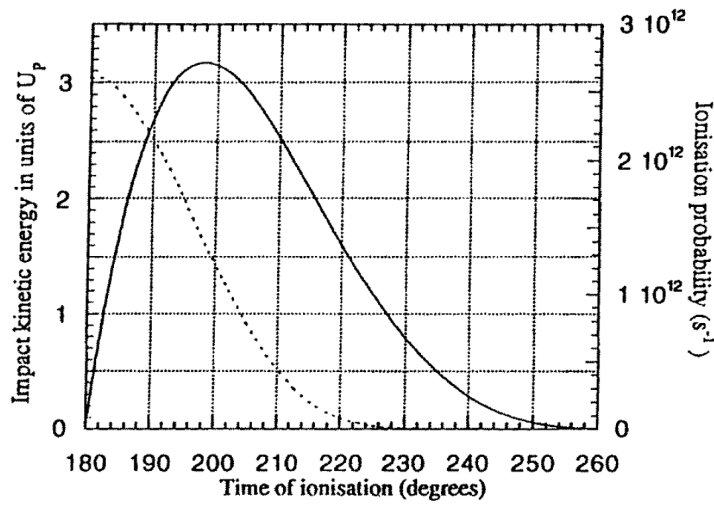


Abbildung 2.10: Darstellung der Ionisationsrate eines Wasserstoff-Atoms (gepunktete Linie) und die daraus resultierende Energie der zurück beschleunigten Elektronen (durchgezogene Linie) in Abhängigkeit vom Tunnelzeitpunkt [Pro96]

Um eine genaue Rate zu berechnen, bedient man sich der ADK-Theorie (Amosov, Delone, Krainov [Amm86]). Da das Tunneln in einem Bruchteil eines optischen Zyklus geschieht, kann das Laserfeld als quasistationär angenähert werden. Die Ionisationsrate w ergibt sich demnach als:

$$W = \omega_s |c_{n^*l^*}|^2 G_{lm} (4\omega_s/\omega_t)^{2n^*-m-1} \exp(-4\omega_s/3\omega_t) \quad (2.7)$$

mit:

$$\omega_s = I_P/\hbar \quad (2.8)$$

$$\omega_t = e\epsilon/(2mI_P)^{1/2} \quad (2.9)$$

$$n^* = (E_s^n / I_P)^{1/2} \quad (2.10)$$

$$G_{lm} = (2l + 1) (l + |m|)! (2^{-|m|}) / |m|! (l - |m|)! \quad (2.11)$$

$$|c_{n^*l^*}|^2 = 2^{2n^*} [n^* \Gamma(n^* + l^* + 1) \Gamma(n^* - l^*)]^{-1} \quad (2.12)$$

Mit dem Ionisationspotential von Wasserstoff E_s^n , der Drehimpulsquantenzahl l , der magnetischen Quantenzahl n und der Amplitude des Laser E-Feldes ϵ .

Da dieser Ansatz jedoch auf einigen Vereinfachungen beruht, liefert er keine exakten Ergebnisse. Um bessere Resultate zu erlangen müssen kompliziertere Lösungsmechanismen genutzt werden, auf die an dieser Stelle nicht eingegangen werden soll. Eine quantenmechanische Betrachtung kann in den Veröffentlichungen von W. Becker [Bec97] und M. Yu. Kuchiev und V. N. Ostrovsky [Kuc99] nachgelesen werden.

Ein Spezialfall der Tunnelionisation ist die Over-Barrier-Ionization (OBI) welche bei noch höheren Intensitäten auftritt (je nach Medium ca. bei 10^{15} W/cm^2). Bei ihr wird das Atompotential so stark verformt, dass die äußeren Elektronenniveaus bereits über der Potentialbarriere liegen. Hierdurch können die Elektronen ungestört das Atom verlassen. Dies kann bis zur vollständigen Ionisation eines Atoms führen.

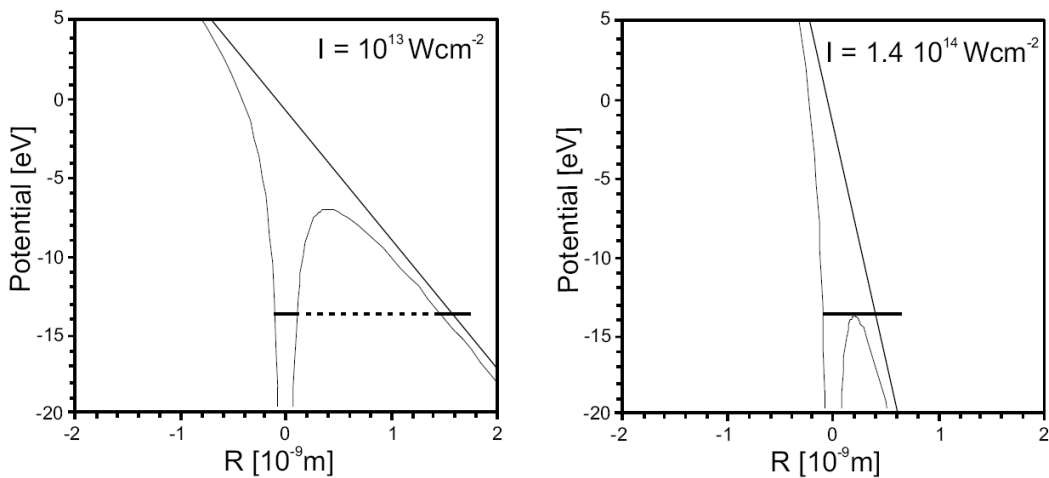


Abbildung 2.11: Darstellung des Wasserstoffatom-Potentials bei einer Überlagerung mit einem $1 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ (links) bzw. $1,4 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ (rechts) starken E-Feld und daraus resultierender Tunnelionisation bzw. Over-Barrier-Ionisation [Ulr05])

Die OBI tritt jedoch nur bei kurzen Laserpulsen auf. Ist der Puls zu lang, so werden die Atome bereits an der ansteigenden Flanke durch die schon beschriebenen Prozesse (MPI und TI) ionisiert. Dieser Effekt sollte jedoch bei den heutigen Femtosekunden-Lasern zu vernachlässigen sein. [Pro96]

2.3.4 Der Laserfokus

Nach dieser theoretischen Betrachtung der verschiedenen Intensitätsregimes, die zur Erzeugung höherer Harmonischer führen können, ist es natürlich auch von Interesse zu wissen, in welchem das Experiment durchgeführt wurde. Hierzu ist eine Berechnung der im Fokuspunkt herrschenden Intensität nötig.

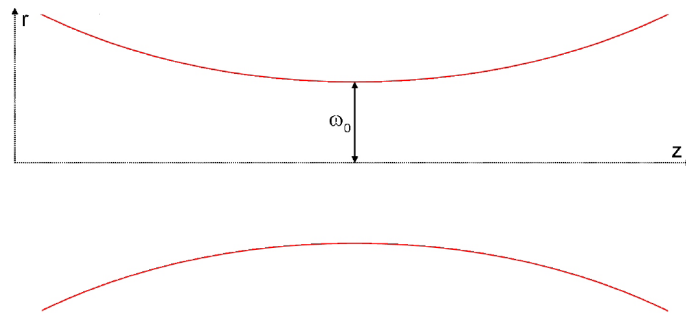


Abbildung 2.12: Skizze eines fokussierten Gauß'schen Strahles mit w_0 = Strahltaile, r = Strahlradius und z = Strahlachse [Cos07]

Bei modernen Femtosekundenlasern ist von einem Gauß'schen Strahlprofil auszugehen. Dieses hat eine der folgenden Formel gehorchende Intensitätsverteilung:

$$I(r, z) = \frac{2E}{\tau\pi w(z)^2} \cdot e^{-2\frac{r^2}{w(z)^2}}. \quad (2.13)$$

Hierbei ist r der Abstand zum Strahlzentrum, z die Entfernung zum Brennpunkt, E die Energie des Pulses, τ die Pulsdauer und $w(z)$ der Strahlradius.

Da der Strahl keine scharfe Grenze besitzt, betrachtet man den Bereich in dem seine Intensität auf den $1/e^2$ Teil abgefallen ist.

Die Größe des Fokuspunktes w_0 ist eine Funktion der Wellenlänge λ , des Strahldurchmessers d und der Brennweite f der verwendeten Linse, bzw. des Hohlspiegels. Sie berechnet sich folgendermaßen:

$$w_0 = \frac{2\lambda f}{\pi d_{\text{Strahl}}} \quad (2.14)$$

Für die im Experiment verwendete Linse mit einer Brennweite von 40 cm ergibt dies ein w_0 von 4,07 μm .

Setzt man dieses w_0 (w für Waist) nun in die obige Gleichung ein, so erhält man die maximale Intensität im Fokus:

$$I_{\text{max}} = \frac{\pi E \cdot d_{\text{Strahl}}^2}{2 \tau \lambda^2 f^2} \quad (2.15)$$

Leider bestand während des Experimentes nicht die Möglichkeit, den Strahldurchmesser und die exakte Pulsdauer zu messen. Es muss daher eine grobe Abschätzung genügen. Geht man von einer Pulsdauer von 40 fs und einem Stahldurchmesser von 0,5 cm aus, so ergibt sich eine Intensität von $4,2 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ im Fokus.

Wie Tabelle 2.1 zu entnehmen ist, liegt diese für viele Atome und Moleküle deutlich oberhalb der Schwelle zur Tunnelionisation. Wie im Experiment zu beobachten war, wurde eine viel zu hohe Rate für das Detektorsystem an höheren Harmonischen gemessen. Zur Regulation kam eine Iris zum Einsatz, um den Strahl zu beschneiden, bevor er durch die Linse fokussiert wurde. Dies stellt natürlich die Annahme eines Gauß'schen Strahlprofils und die darauf aufbauenden Überlegungen in Frage. Aufgrund der Beobachtungen während des Experimentes ist dennoch von einer ausreichend hohen Intensität zur Tunnelionisation auszugehen. [Stau05][Ulr05][Mec06]

3. Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel soll auf die Aufbauten zur Durchführung der Experimente eingegangen werden. Wie auch die Auswertung der Ergebnisse wird dieses Kapitel zweigeteilt sein. Zuerst soll auf die Messungen mit dem PMT eingegangen werden, danach auf die mit Laser, welche den Hauptteil dieser Diplomarbeit ausmachen.

3.1 Messungen mit Laserdiode und Photo-Multiplier-Tube

Für die Messungen mit Laserpuls-Generator und Photo-Multiplier Tube wurde, wie bereits erwähnt, keine Vakuumkammer benötigt, da sich die MCPs bereits in einem evakuierten Behälter befinden. Daher besteht der Aufbau hier auch nur aus einer Schiene, auf der der Laserpuls-Generator befestigt wird (siehe Abb. 3.1). Von ihm aus geht ein von innen mit einem samtartigen Stoff verkleideter Wellbalg zum Photo-Multiplier Tube, welcher sich in einem metallenen Rohrstück befindet. Der verwendete Stoff in der Röhre hat die Eigenschaft, besonders wenig Licht zu reflektieren.

Um möglichst wenig Licht von außen in die Apparatur und damit auf den PMT fallen zu lassen, waren während der Messung sämtliche Verbindungen zwischen den einzelnen Teilen mit Gummidichtungen bestückt.

Der PMT besitzt drei Vakuumdurchführungen, über die MCP-Front, -Back und Photokathode auf ein Potential gesetzt werden. Direkt außerhalb ist die kapazitive Auskopplung angebracht. Sie trennt die Signale vom angelegten Potential und leitet sie zur weiterführenden Elektronik.

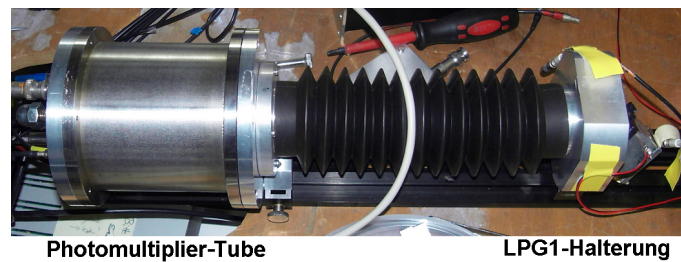


Abbildung 3.1: Verwendeter Aufbau zur Bestimmung der Zeitauflösung des PMTs

Wie bereits im vorigen Kapitel beschrieben, befindet sich die Anode außerhalb des Vakuumgehäuses. Sie muss auf keine Spannung gelegt und daher auch nicht per RC-Glied entkoppelt werden.

Der verwendete PMT besteht aus MCPs mit einem Kanaldurchmesser von 10 μm und einer etwa 40 mm durchmessenden Detektionsfläche.

3.2 Messungen mit Laser und MCP-Detektor

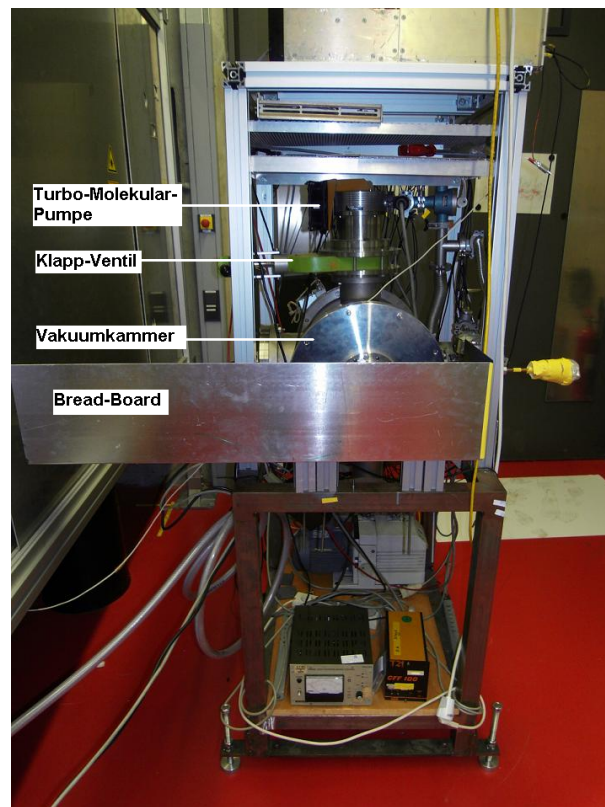


Abbildung 3.2: Bild der Messkammer

Im Gegensatz zum eben beschriebenen Aufbau, wurde für die Messungen mit Laser eine Vakuumkammer verwendet. Vor dieser ist ein 90×20 cm großes Breadboard angebracht, auf dem mehrere Laseroptiken montiert sind. Nachdem der Laserpuls den eigentlichen Lasertisch, auf welchem sich die Photodiode zur Referenzzeitmessung befindet, verlassen hat, trifft er auf der gegenüberliegenden Seite des Boards auf einen 1 inch (25,4 mm) großen Silberspiegel. Dieser reflektiert den Strahl diagonal über das Breadboard auf einen zweiten, doppelt so großen Spiegel (siehe Abb. 3.3). Aufgrund dieses Z-förmigen Strahlengangs ist es möglich, den letzten Abschnitt des Laserstrahls vor der Kammer immer identisch einzustellen. Hierdurch sollte eine Reproduzierbarkeit der Ergebnisse gewährleistet sein. Zur Kontrolle dieses Abschnittes dienen zwei Irisblenden. Werden diese mittig getroffen, ist der Strahlengang richtig eingestellt.

Hinter der ersten Iris befindet sich eine Linse mit einer Brennweite von 40 cm, in deren Fokuspunkt die höhere harmonische Strahlung entsteht. Nach dem Brennpunkt besteht das Laserlicht nun zusätzlich zum Infrarot-Anteil auch aus Ultraviolettem Licht.

Hinter der zweiten Iris befindet sich ein Harmonic Separator. Dieser ist eine Art Spiegel, der jedoch nur einen bestimmten Wellenlängenbereich reflektiert, während er das restliche Licht durchlässt.

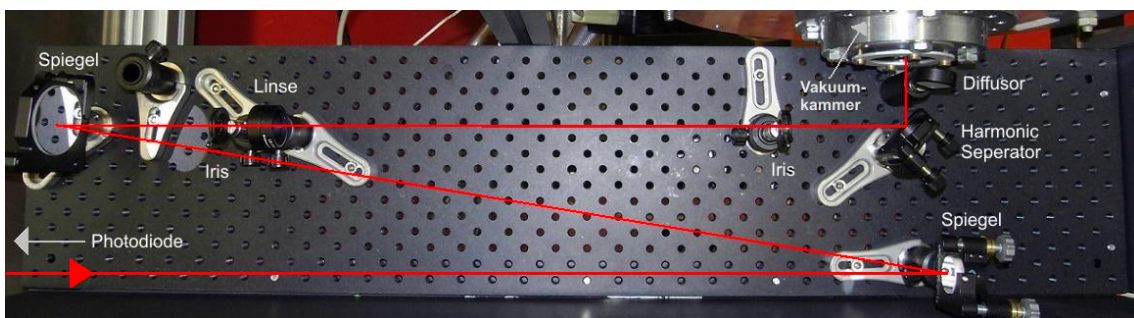


Abbildung 3.3: Bild des Strahlengangs vor der Kammer

Auf diese Weise werden die dritten Harmonischen mit einer Wellenlänge von 266 nm durch einen Fused-Silica-Sichtflansch in die Kammer gelenkt.

Optional kann man vor den Sichtflansch noch einen Diffusor platzieren, um die komplette Detektorfläche homogen auszuleuchten. Dieser besteht aus einem trüben Glas in dem das Laserlicht stark gestreut wird.

Die verwendete Vakuumkammer stellt in diesem Versuchsaufbau ein reines Vakuumbehältnis für den Detektor dar. Um MCP-Detektoren jeglicher Größe einbauen zu können, bildet ein ca. 50 cm langes und 30 cm dickes Rohrstück die Basis.

Dieses hat zur Front einen Flansch mit einem 1 inch großen Sichtfenster aus Fused-Silica-Glas. Dieses quarzartige Glas hat die Eigenschaft, für UV-Licht transparent zu sein.

Die Rückseite des Rohres wird durch eine Kaskade von Adapterflanschen geschlossen, an die der jeweilige Detektor angeschlossen werden kann. Während der beschriebenen Messungen wurde jedoch ausschließlich eine Hex-80 Hexanode mit verschiedenen MCPs verwendet.

Seitlich angebracht sind mehrere kleine Durchführungen, an denen Vakuummesszellen, ein Bypass zum Vorvakuumssystem und ein Belüftungsventil angeschlossen sind. Des Weiteren wurde eine Dreh-Schiebe-Durchführung als Halterung für eine α -Strahlungsquelle installiert.

Über Kopf hängt eine Turbomolekularpumpe, welche durch ein Klappventil von dem Rest der Kammer getrennt werden kann. Dies hat den Vorteil, dass beim kurzzeitigen Belüften der Kammer nicht jedes Mal die Pumpe abgestellt werden muss. Gerade bei kurzen Detektortests führt dies zu einer immensen Zeitersparnis.

Angebracht ist diese Kammer auf einem fahrbaren Metallgestell. Um die auf dem Breadboard platzierten Optiken auf die Höhe des Strahlengangs zu bringen, ist das Gestell zusätzlich mit höhenverstellbaren Füßen ausgestattet.

Oberhalb der Kammer ist auf einem Flexlink-Gestell die verwendete Elektronik angebracht, damit man zu ihrer Bedienung nicht die Strahlhöhe mit den Augen kreuzen muss.

Als weiterer Sicherheitsaspekt sind rund um das Breadboard metallene Schutzwände angebracht worden, von innen mit einer matt-schwarzen Farbe angestrichen, um Reflektionen zu vermeiden.

Während der durchgeführten Messungen wurden die Detektorsignale nach folgendem Schaltbild elektronisch verarbeitet:

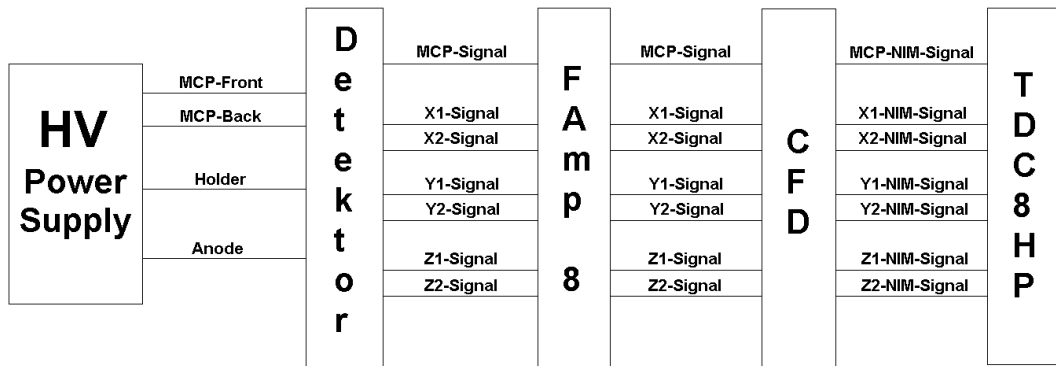


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der verwendeten Elektronik

Die hiermit gewonnen Daten wurden mit der zur TDC-Karte gehörigen Cobold-PC Software aufgenommen. Zur Datenanalyse wurde das am CERN entwickelte Root verwendet.

4. Ergebnisse und Interpretation

Ziel dieser Auswertung ist es, die Zeitauflösung der verwendeten Detektoren zu bestimmen, festzustellen wovon diese abhängt und mögliche Verbesserungen aufzuzeigen.

4.1 Messungen mit Photo-Multiplier-Tube

Um die Zeitauflösung des verwendeten Photo-Multiplier-Tubes zu bestimmen, benötigen wir nicht nur einen Lichtpuls, der in ihm ein Signal erzeugt, sondern zusätzlich auch die Information, wann dieser Puls auf ihm auftraf, bzw. wann er in einer konstanten Entfernung entstand. Diese Information liefert uns der verwendete LPG1 anhand einer integrierten Triggerelektronik, welche zur Entstehung eines jeden Pulses ein TTL-Signal aussendet. Die Zeitauflösung ergibt sich nun, wenn man für jedes Detektorsignal die Zeitdifferenz zwischen ihm und dem aus dem LPG1 kommenden Trigger berechnet. Trägt man diesen Wert nun für viele Ereignisse in ein Histogramm ein, so ergibt sich eine Verteilung, deren Breite nur von der Genauigkeit des Detektors, der verwendeten Elektronik und des Triggers abhängt. Da letzterer jedoch, genau wie der Laserpuls, direkt aus dem Puls der Sperrschichtdiode generiert wird, ist von einer ausreichenden Genauigkeit auszugehen. Um sicher zu gehen, wurde in einer Vergleichsmessung mit einer Photodiode die Genauigkeit auch experimentell getestet. Im Vergleich zu den Messungen mit PMT wurde eine etwa um den Faktor 3 höhere Genauigkeit ermittelt (siehe Abb. 4.15). Die gemessene Halbwertsbreite von ca. 42 ps liegt nahe dem Auflösungsvermögen des TDCs. Da zur Ermittlung der Halbwertsbreite zwei TDC-Kanäle mit einer Auflösung von je 25 ps verglichen werden, liegt das Auflösungsvermögen

des Geräts nach der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung bei 35,4 ps. Aufgrund der geringen Abweichung dieser zwei Werte kann von einer ausreichenden Genauigkeit des Triggers ausgegangen werden.

Die im Folgenden betrachteten Messungen sind alle mit dem MCP-Signal getriggert worden. Dies bedeutet, dass nur bei einem detektierten MCP-Signal die Informationen aller TDC-Kanäle notiert werden. Hierbei werden alle Zeitinformationen als Differenz zum Trigger dargestellt, der die Zeit Null repräsentiert.

Der verwendete Photo-Multiplier-Tube hat eine aktive Detektionsfläche von 40 mm. In ihm befindet sich ein Chevron-Stack, bei dem die MCPs einen Kanaldurchmesser von 10 μm haben.

Zuerst ist von Interesse, sicherzustellen, dass wirklich der komplette Detektor homogen ausgeleuchtet wird, um für jeden Bereich Aussagen treffen zu können. Hierfür muss einfach nur das Ortsbild einer getätigten Messung betrachtet werden (Abb. 4.1).

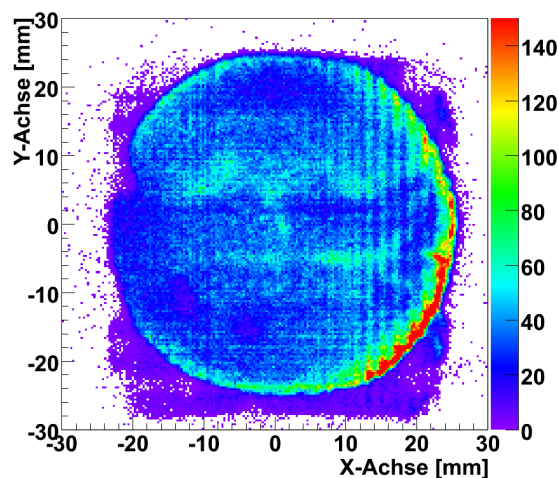


Abbildung 4.1: Ortsbild der Messung mit einer CFD-Schwelle des MCP-Kanals von -600 mV

Abgesehen von einer stark erhöhten Zählrate am rechten Rand des Detektors kann von einer ausreichend homogenen Ausleuchtung ausgegangen werden. Diese erhöhte Zählrate am Rand stellt jedoch keine Probleme für die spätere Analyse der Daten dar. Zum einen handelt es sich hierbei nicht um "echte" Signale, sondern um durch die angelegte Spannung erzeugte Durchschläge oder Störsignale. Zum anderen kann dieser direkte Randbereich einfach ignoriert werden, da er bei Experimenten normalerweise nicht genutzt wird. Die physikalisch interessanten Ereignisse werden über angelegte Felder und geschickte Anordnung der Detektoren bevorzugt nahe dem Mittelpunkt der Detektionsfläche gelegt.

Eine weitere Beobachtung ist, dass auch außerhalb der Detektionsfläche Ereignisse zu sehen sind. Hierbei kann es sich nicht um echte Ereignisse handeln, da dort keine Elektronenlawine das MCP verlassen haben und auf die Anode getroffen sein kann. Man muss von durch Rauschen entstandenen, falschen Signalen ausgehen. Diese können hier wie auch bei späteren Messungen ignoriert werden, da sie nichts mit der eigentlichen Messung zu tun haben.

Bei der ersten getätigten Messung wurden die Auswirkungen verschiedener Einstellungen des CFD-Walks auf die Zeitauflösung verglichen. Der Walk ist die Größe, welche angibt, bei welchem Spannungspegel des analogen CFD-Signals das digitale NIM-Signal erzeugt werden soll (vergl. Kap. 2.1.3). Der Theorie des CFDs nach sollte hier ein Wert von 0 mV die höchste Genauigkeit liefern. Bei ihm kann jedoch jedes durch elektronisches Rauschen verursachte Schwanken der Nulllinie ein NIM-Signal erzeugen. Hierfür muss dieses nur kurz vor dem eigentlichen Puls und damit in dem vom Leading Edge Discriminator geöffneten Fenster liegen. Daher ist ein Wert knapp oberhalb von 0 mV zu präferieren. Bei den getätigten Messungen mit einem Walk von 8 mV und 26 mV konnte jedoch kein signifikanter Unterschied festgestellt werden.

Eine weitere variable Größe des CFDs ist sein Threshold, d.h. die Schwelle, ab der er Signale registriert und sie in ein digitales NIM-Signal umwandelt. Bei gleichem Walk von 8 mV wurden zwei Vergleichsmessungen getätigt mit einem Threshold von -150mV und -600mV. Hierbei wurden folgende Histogramme aufgenommen:

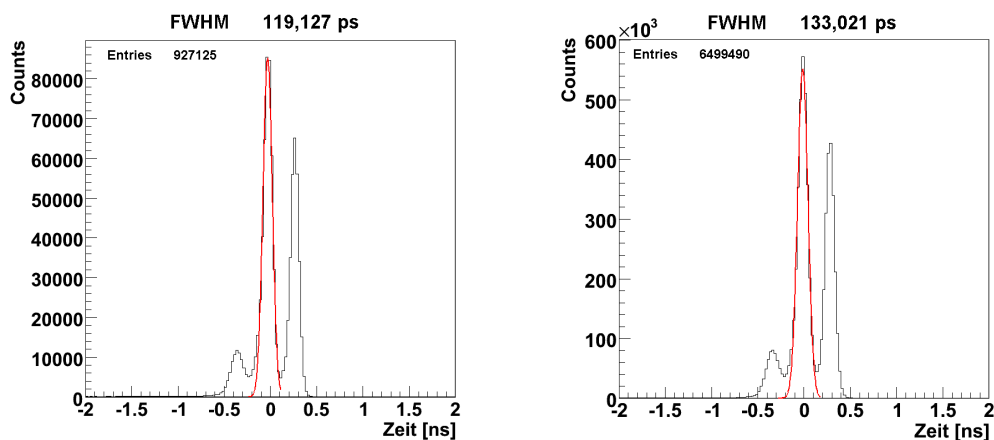


Abbildung 4.2: Zeitauflösung der Messungen mit einer Schwelle von -600 mV (links) und -150 mV (rechts). Hierbei gibt die FWHM die Halbwertsbreite der angefitzten Verteilung an.

Anders als zu erwarten war, sind in den Histogrammen nicht ein Peak, sondern gleich drei zu sehen. Diese waren bei jeder mit dem Laser-Puls-

Generator getätigten Messung immer mit dem gleichen Abstand vorhanden. Aufgrund dieser Tatsache, und der, dass sie unabhängig von der verwendeten Elektronik erschienen, ist davon auszugehen, dass es sich um echte Signale handelt. Diese sind wohl, aufgrund ihres Abstandes, auf Reflektionen in der Apparatur zurückzuführen, was jedoch nicht der Tatsache widerspricht, dass auch der rechte Peak zur Bestimmung der Zeitauflösung genutzt werden kann. Hier nun die Zeitauflösung der hinteren Peaks bei den gleichen Messungen:

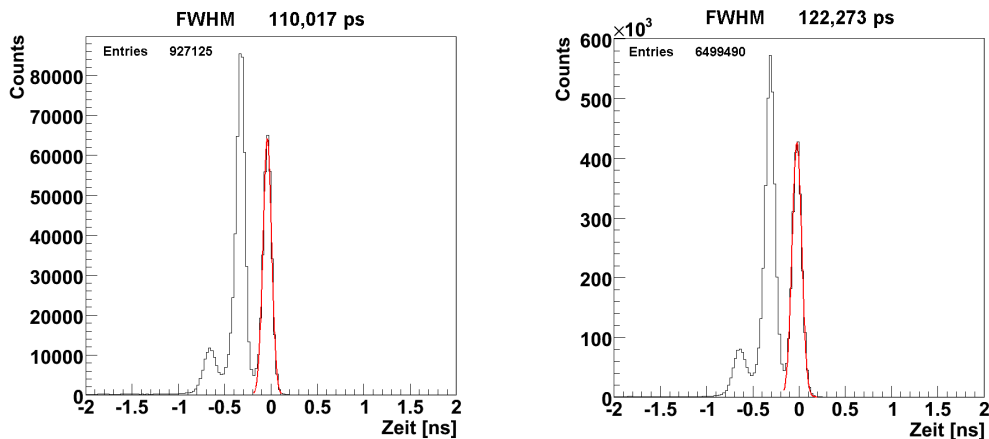


Abbildung 4.3: Zeitauflösung der Messungen mit einer Schwelle von -600 mV (links) und -150 mV (rechts) mit der FWHM für den hinteren Peak.

Wie zu sehen, scheint der PMT zu einer besseren Zeitauflösung als der des mittleren Peaks imstande zu sein. Sie liegt integriert über die komplette Detektorfläche bei einem Wert von etwa 110 ps.

Eine interessantere Aussage für das Experiment würde jedoch die lokale Zeitauflösung darstellen. Da während eines Experimentes immer nur einzelne Teilchen detektiert werden, ist auch jeweils nur die Zeitauflösung für den speziellen Auftreffort von Interesse. Um diese zu ermitteln, könnte man nur die Events eines bestimmten Detektorausschnitts betrachten und das gleiche Histogramm wie oben für ihn erstellen. Eine andere, praktischere Betrachtungsmöglichkeit ist es, dies gleich für den kompletten Detektor zu tun. Hierfür wurde der Detektor in 30×30 "Pixel" unterteilt und für jedes die Full Width Half Maximum (FWHM) der Verteilung farblich dargestellt (Abb. 4.4).

In dieser Darstellung sind über die Detektorfläche Unterschiede in der Zeitauflösung zu erkennen. Diese schwankt etwa zwischen 90 ps und 130 ps. Da jedes dieser Pixel eine deutlich geringere Statistik enthält als die oben betrachteten Histogramme, ist jedoch auch von einer größeren statistischen Schwankung auszugehen. Um diesen Fehler in Grenzen zu halten, wurde bei

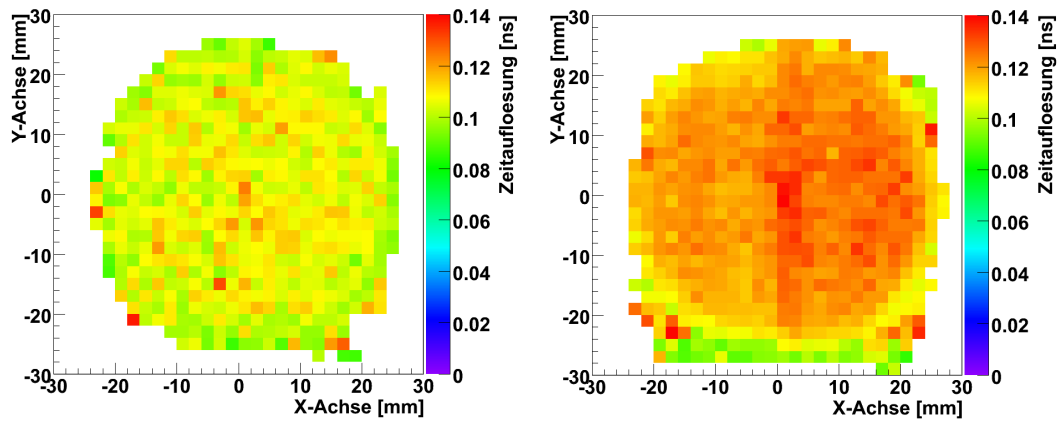


Abbildung 4.4: Farbcodierte Zeitauflösung in ns der Messungen mit einer Schwelle von -600 mV (links) und -150 mV (rechts) gegen den Ort auf dem Detektor

der Auswertung eine Bedingung auf mehr als 300 Events pro Pixel gesetzt. Dies sollte die Annahme einer Normalverteilung und Annäherung per Gauß-Fit rechtfertigen.

Eine weitere Verschlechterung der Zeitauflösung kann durch die zeitliche Summation aller Ereignisse auftreten. Ist die Position der Verteilung nicht während der gesamten Messzeit an einer konstanten Stelle, so verbreitert sich die Normalverteilung und verfälscht somit die mögliche Zeitauflösung des Detektors. Um zu sehen, ob das der Fall ist, wurde ein Histogramm angefertigt bei dem auf der X-Achse die Messzeit und auf der Y-Achse die zu Anfang dieses Kapitels erklärte Verteilung abgebildet ist.

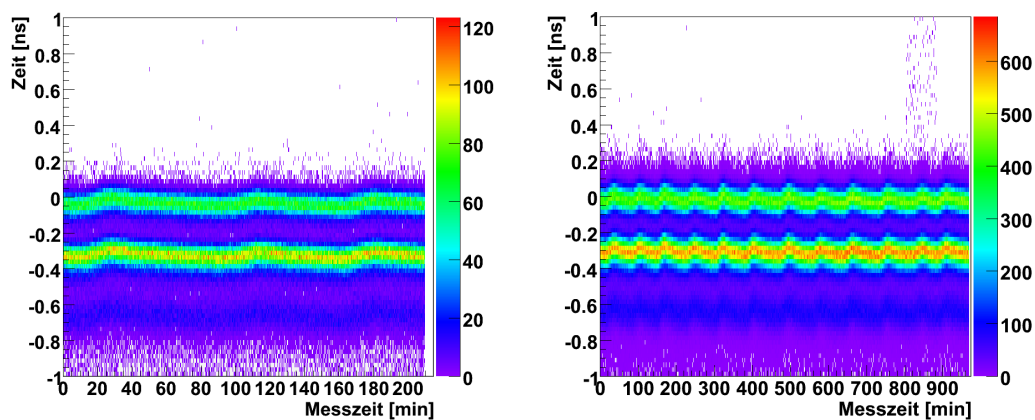


Abbildung 4.5: Zeitlicher Verlauf der Zeitauflösungsspektren für die Messungen mit einer Schwelle von -600 mV (links) und -150 mV (rechts)

Im Idealfall wären diese drei Linien eben und die Zeitauflösung damit unabhängig von der Messzeit. Leider ist jedoch eine wellenförmige Struktur zu sehen, die bei einer Summation über die Zeit, wie in den ersten Spektren geschehen, zu einer Verbreiterung der Verteilungen führt.

Die Erklärung für diesen Effekt ist aber nicht im Detektor zu finden, sondern in der verwendeten Elektronik. Diese ist in ihrer Funktionsweise temperaturabhängig. Da die getätigten Messungen im Sommer in einem schlecht klimatisierten Labor stattfanden, ist in den Messdaten genau der Temperaturverlauf dieses Raumes zu erkennen. Hierbei ist das Aufheizen des Raumes als ein Abfallen des Verlaufes zu sehen. Hat der Raum eine bestimmte Temperatur erreicht, so schaltet sich die Klimaanlage an und kühlt ihn und damit auch die Elektronik auf eine eingestellte Temperatur hinunter. Dies ist als Anstieg des Verlaufes zu erkennen. Möchte man diesen Effekt eliminieren, so muss man in der Datenauswertung eine Bedingung auf die Zeit setzen. Theoretisch sollte diese Bedingung einen möglichst kleinen Zeitraum umfassen. Hieraus würde jedoch eine zu geringe Statistik folgen. Es ist daher am besten, sich im zuvor betrachteten Driftspektrum einen möglichst großen Bereich zu suchen, in dem keine große Änderung der Peak-Positionen zu erkennen ist. Hier würde sich im obigen Histogramm der Bereich zwischen 55 min und 100 min (linkes Spektrum) bzw. der Bereich zwischen 425 min und 475 min (rechtes Spektrum) anbieten. Für diesen Bereich ergeben sich folgende Histogramme für die Zeitauflösung:

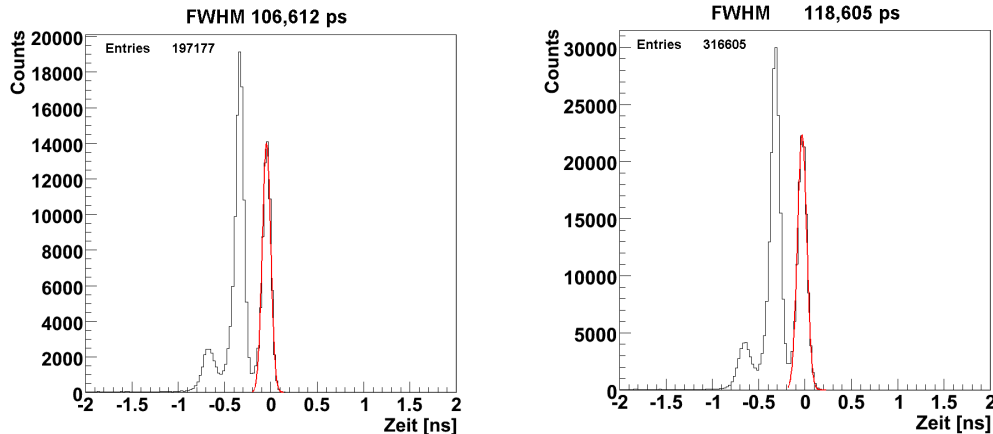


Abbildung 4.6: Zeitauflösung der Messungen mit einer Schwelle von -600 mV (links) und -150 mV (rechts) beschränkt auf ein kurzes Messzeitintervall

Für eine zusätzliche Betrachtung mit Ortsinformationen fehlt hierbei jedoch leider die ausreichende Statistik. Um diese zu erlangen, kann man zusätzlich zum eben beschriebenen Bereich auch noch den zwischen 140 min und 165 min (linkes Spektrum) bzw. die Bereiche zwischen 525 min und 560 min sowie zwischen 615 min und 640 min (rechtes Spektrum) in die Analyse integrieren. Hierdurch erhält man die folgende Abbildung:

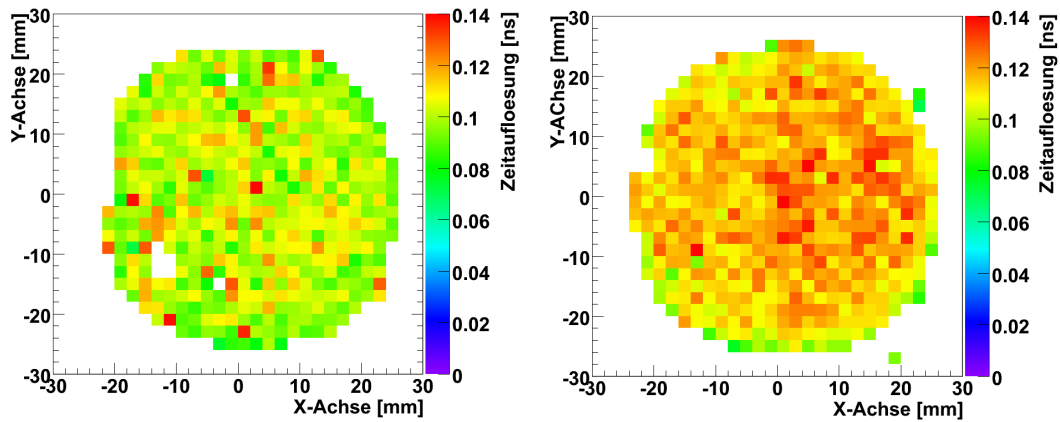


Abbildung 4.7: Zeitauflösung der Messungen mit einer Schwelle von -600 mV (links) und -150 mV (rechts) gegen den Ort auf dem Detektor mit Beschränkung auf kurze Messzeitintervalle

Aufgrund einer zu geringen Statistik sind einige Pixel in der Detektorfläche noch ungefüllt. Daher sind die teilweise starken Abweichungen innerhalb des Bildes wohl auch auf statistische Fehler zurückzuführen.

Eine weitere Information, die man aus den Messungen gewinnen kann, ist der zeitliche Drift des Signals über die Detektorfläche. Da der Signalabgriff nur an einer Stelle erfolgt, muss ein Signal, welches weit weg von diesem Punkt entsteht, eine weitere Strecke zurücklegen als das Signal, das direkt daneben entsteht. Demnach sollte es, besonders bei großflächigen MCPs, möglich sein, die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Signale über das MCP zu sehen. Dies wird versucht, indem diesmal nicht die Breite, sondern die Mitte der Normalverteilung gegen den Ort aufgetragen wird. Auch hierfür wurde der Detektor in 30×30 Pixel unterteilt und die Ereignisse jedes einzelnen getrennt analysiert, sowie die obige Bedingung auf die Messzeit gesetzt. Für die zwei betrachteten Messungen ergibt sich hierbei folgendes Bild:

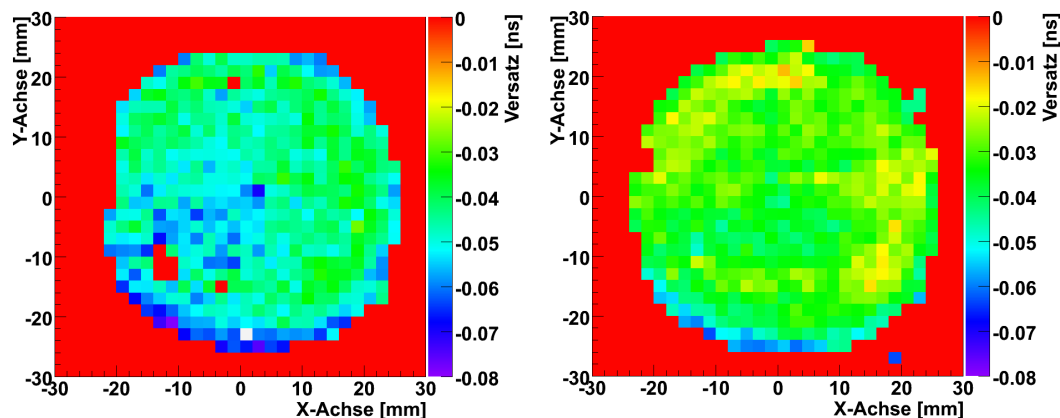


Abbildung 4.8: Zeitlicher Versatz der MCP-Signale gegen den Ort für die Messungen mit einer Schwelle von -600 mV (links) und -150 mV (rechts) mit Beschränkung auf kurze Messzeitintervalle

Obwohl beide Messungen mit dem gleichen Detektor getätigt wurden, ergibt sich hier trotzdem ein unterschiedliches Bild. Eine gemeinsame Struktur ist nur zu erahnen. In der rechten oberen Ecke des Detektors und von dort sichelförmig am Rand verlaufend ist eine Tendenz zu einem geringeren Zeitversatz zu erkennen, wohingegen Mitte und untere linke Ecke zu größeren Unterschieden tendieren. Diese Struktur würde bei einem Experiment zu einer Verschlechterung der Zeitauflösung führen. Würde man jedoch für den verwendeten Detektor den charakteristischen Verlauf wissen, so könnte dieser Effekt im Nachhinein in der Analyse berücksichtigt und kompensiert werden. Ob diese Beobachtung jedoch mit der Position des Signalabgriffes zu verbinden ist kann bei dieser Messung nicht festgestellt werden, da seine Position vom Hersteller des PMTs nicht angegeben wurde.

Eine weitere wichtige Größe im Experiment stellt die Zeitsumme dar. Trifft ein Teilchen auf das MCP und löst dort eine Elektronenlawine aus, dann wird sie durch das MCP auf die Anode gesaugt. Dort wandern die Elektronen in beide Richtungen bis zu den Enden der Anode. Da diese Strecke durch das MCP und über die Anode immer gleich lang ist, muss auch die Zeit, die die Elektronen hierfür benötigen konstant sein. Die Zeitsumme des X-Layers berechnet sich demnach nach folgender Formel:

$$\text{Zeitsumme} = \text{Zeit } X_1 + \text{Zeit } X_2 - 2 \cdot \text{Zeit } MCP \quad (4.1)$$

Wichtig ist sie, da man aus ihr einzelne fehlende, nicht detektierte Anodensignale rekonstruieren kann. Eine weitere Anwendung ist die Zuweisung von Signalen bei Multi-Hit-Experimenten. Dabei werden mehrere Teilchen gleichzeitig nachgewiesen. Die zusammengehörenden Anodensignale zur Ortsbestimmung können hier nur über die Zeitsumme zugeordnet werden.

Als Darstellungsform der Zeitsumme wird auf der X-Achse die Messzeit aufgetragen und gegen die Summe der beiden Anodensignale des X- bzw. Y-Layers dargestellt. Diese Grafik ist in Abbildung 4.9 für die Messung mit einem Threshold von -600 mV zu sehen.

Es sind zwei Effekte zu beobachten: Zum einen ist die Zeitsumme des Y-Layers deutlich unschärfer als die des X-Layers. Dies ist mit dem Aufbau der Anode zu erklären. Die Signale verlassen das MCP und werden auf einen hochohmigen Schirm gesammelt. Auf der Anode bildet sich eine hierzu im Vorzeichen umgekehrte Bildladung. Da der X-Layer der Anode deutlich näher an dem Schirm liegt, entsteht dort auch eine größere Bildladung. Diese ist einfacher und damit auch genauer nachzuweisen. Beim Y-Layer sind die

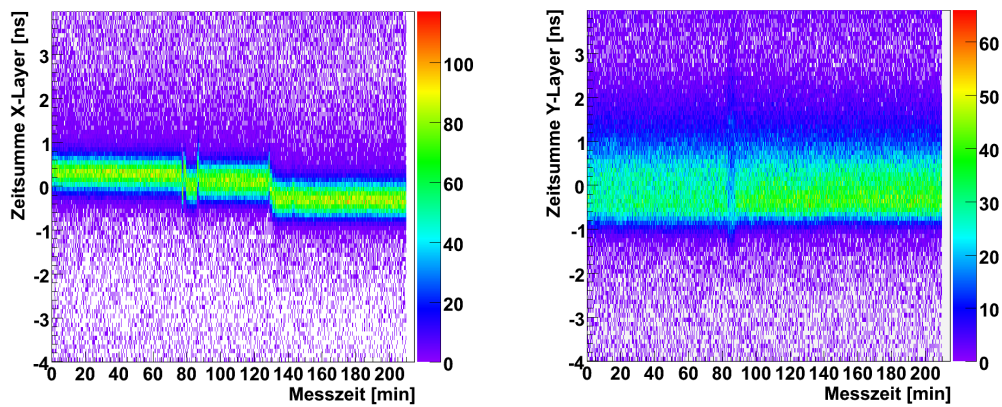


Abbildung 4.9: Zeitsumme des X-Layers (links) bzw. des Y-Layers (rechts) gegen die Zeit bei der Messung mit einer Schwelle von -600 mV.

Signale kleiner und breiter, womit auch das Signal-To-Noise-Ratio und die Ortsschärfe schlechter ist. Dies sorgt dafür, dass man die Verstärkung des Amplifiers sehr hoch stellen muss, um ausreichend hohe Signale zu erhalten. Das wiederum bedeutet, dass das Rauschen ebenfalls sehr verstärkt wird, was zu einer Verschlechterung der Zeitauflösung führt.

Die zweite Beobachtung sieht man nur auf dem X-Layer. Hier ist an mehreren Stellen im Histogramm ein Sprung zu sehen. Dieser könnte verschiedene Ursachen haben. Eine mögliche Erklärung für einen Sprung könnte ein schneller Temperatursprung im Raum sein, zum Beispiel verursacht durch Öffnen einer Tür oder eines Fensters. Wäre dies der Fall, so müsste man diesen Sprung jedoch in beiden Layern erkennen. Eine weitere mögliche Erklärung wäre eine externe Störung des Experiments. Hier könnte eine Person die laufende Messung nicht bemerkt haben und Einstellungen an der Elektronik verändert oder einfach nur ungünstig an einem Kabel gewackelt haben. Der genaue Grund ist jedoch im Nachhinein nicht mehr zu klären.

Wäre dies bei einem Experiment geschehen, so könnten die über die Zeitsumme rekonstruierten Orte genau um deren Sprung verschoben sein. Dies hätte demnach auch Auswirkungen auf den Impuls bzw. die Energie der gemessenen Teilchen und damit auch auf die beobachtete Physik. Ist dieser Effekt jedoch bekannt, so stellt es kein Problem dar, ihn in der Auswertung des Experimentes zu kompensieren. Praktischer wäre jedoch ein Algorithmus, der automatisch dem Verlauf der Zeitsumme folgt und einen auftretenden Sprung sofort kompensiert.

Als nächster Schritt wurde zum Vergleich ein Test mit unterschiedlicher Elektronik durchgeführt. Die bisherigen Messungen wurden mit einem Famp8 sowie CFD8b der Firma RoentDek getätigt. Zum Vergleich wurde nun ein von

Wolfgang Arnold gebauter CFD genutzt. Anders als der bis dahin verwendete CFD8b war dies jedoch kein eigenständiges Gerät, sondern nur eine Aufsteckplatine. Diese wird auf einen speziellen Verstärker gesteckt und bildet so eine ATR19, eine Kombination aus CFD und Famp in einem Gerät. Es stellt eine kostengünstigere Alternative zu dem bisher verwendeten System dar, ist jedoch in seiner Leistung leicht unterlegen. Als Verstärker wurden bei diesen Tests jedoch nicht die im Gerät integrierten Platinen verwendet, sondern externe Prototypen eines neuen Famp1 Verstärkers. Diese bewirkten jedoch weder eine Verbesserung noch eine Verschlechterung der verstärkten MCP-Pulse und daher auch keine Änderung in der Zeitauflösung.

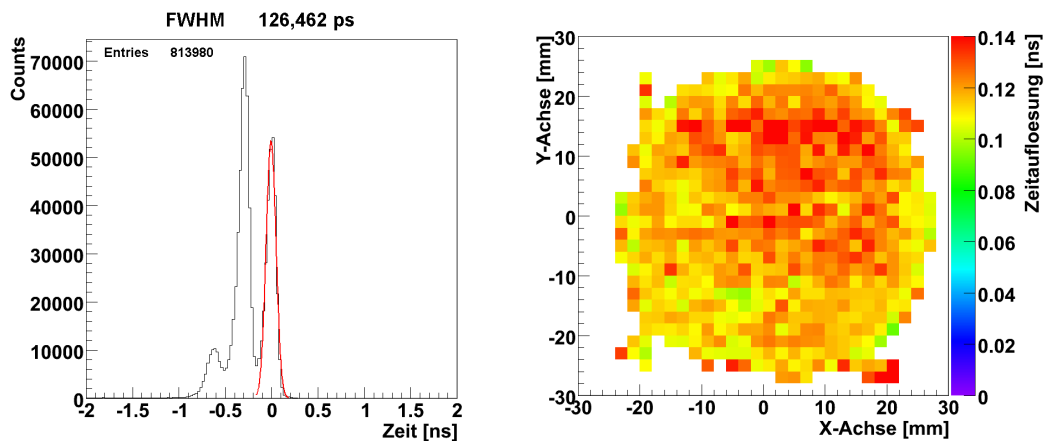


Abbildung 4.10: Zeitauflösung der Messung mit CFD von Wolfgang Arnold (links) und Betrachtung der Zeitauflösung gegen den Ort (rechts)

Wie zu sehen, ist bei diesem Gerät die bestmögliche Zeitauflösung mit 126 ps minimal schlechter als bei den zuvor durchgeführten Messungen. Gegen den Ort sieht man demnach auch ein leicht schlechteres Bild. Betrachtet man hier jedoch den zeitlichen Drift des Spektrums, so kann man einen Vorteil im Vergleich zu den bisherigen Messungen erkennen:

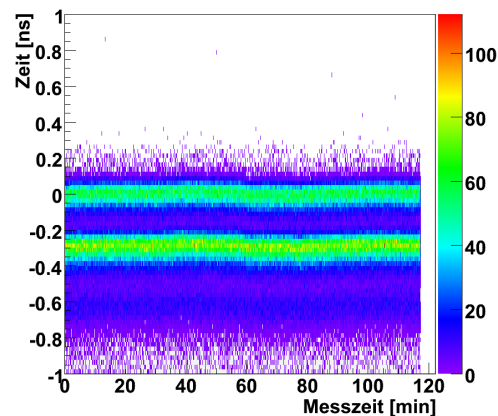


Abbildung 4.11: Zeitlicher Drift der Zeitauflösung während der Messung mit dem CFD von Wolfgang Arnold

Hier ist nur noch eine minimale Temperaturabhängigkeit zu erkennen. Demzufolge treten auch bei der Betrachtung eines kleineren Zeitintervalles keine großen Veränderungen auf.

Auch eine Modifikation dieses Constant Fraction Discriminators brachte keinerlei Änderungen an diesen Beobachtungen. Nun stellte er eine Kombination aus der von RoentDek verwendeten Elektronik und der von Wolfgang Arnold gebauten dar.

Da nun die Auswirkungen von der Elektronik auf die Zeitauflösung bekannt waren, bestand der nächste Schritt in der Änderung des Detektors. Die MCPs befinden sich bei einem PMT in einem vakuumierten Behälter, so dass an ihnen keine Variationen möglich sind. Die Entkopplung der Signale befand sich bei dem verwendeten PMT direkt hinter den Vakuumdurchführungen und war bereits optimal. Hinter den Kondensatoren wurden die Signale jedoch nur von einer unabgeschirmten Leitung übertragen. Die einzig mögliche Verbesserung bestand demnach in dem Austausch dieser Kabel gegen abgeschirmte 50 Ohm Lemo-Kabel. Diese basieren aufgrund von Außen- und Innenleiter auf dem Prinzip einer Lecherleitung. Die Folge ist, dass weniger Dispersion und Strahlungsverluste auftreten und daher die Signale mit einem besseren Signal-To-Noise-Ratio an der Elektronik ankommen. Ein weiterer Vorteil ist es, dass kein Impedanzsprung von nicht-50 Ohm auf 50 Ohm Leitung stattfindet. An diesem könnten Reflektionen auftreten, was eine weitere Verschlechterung der Signale zur Folge hat. Bei den mit neuer Verkabelung und CFD8b getätigten Testmessungen wurden folgende Resultate ermittelt:

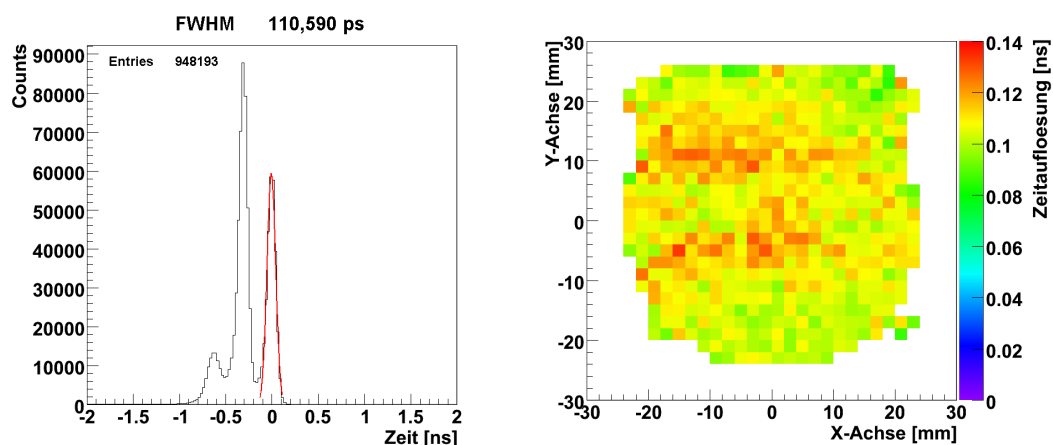


Abbildung 4.12: Zeitauflösung der Messung mit neuer Verkabelung (links) und Betrachtung der Zeitauflösung gegen den Ort (rechts)

Für den Drift über die Detektorfläche ergab sich das in Abbildung 4.13 links abgebildete Spektrum:

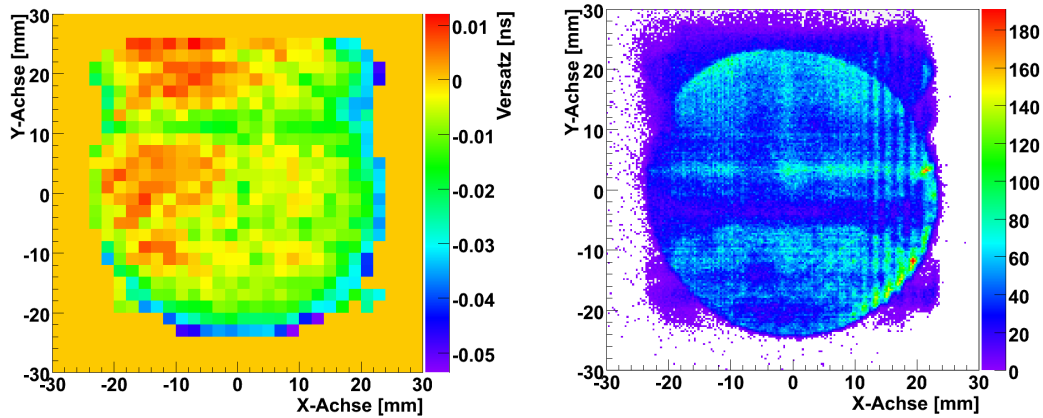


Abbildung 4.13: Zeitlicher Versatz des MCP Signals über die Detektorfläche (links) und das zugehörige Ortsbild (rechts)

Bei dieser Messung sieht die Struktur deutlich anders aus als bei den zuvor durchgeführten. Eine mögliche Erklärung hierfür könnte natürlich im Umbau des Detektors liegen. Hierbei scheint die Anode, welche keine feste Verbindung zum Rest des PMTs hat, nicht richtig montiert worden zu sein. Das könnte auch eine Ursache für die in der oberen Hälfte des Detektors auftretende eckige Form sein. Diese Vermutung wird auch durch das ähnlich geformte Ortsbild bestätigt.

Festzustellen ist jedoch, dass allein durch die Veränderung der Verkabelung keine deutlich bessere Zeitauflösung erreicht wurde. Hierbei ist zu beachten, dass bei dem oben abzulesenden Wert von 110 ps noch nicht der durch Temperaturschwankungen entstandene Drift abgezogen wurde. Führt man diese Korrektur zusätzlich durch, so ergibt sich ein Wert von ca. 106 ps:

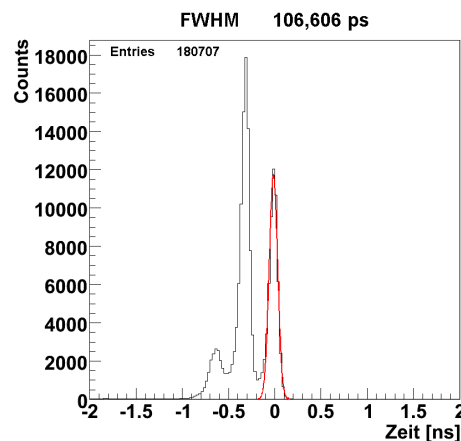


Abbildung 4.14: Zeitlicher Versatz des MCP Signals über die Detektorfläche

4.2 Messungen mit offenen MCP-Detektoren

Die im Folgenden verwendeten offenen MCP-Detektoren finden eine weit größere Verwendung in der modernen Atom- und Molekülphysik. Daher ist die Bestimmung und Verbesserung ihrer Zeitauflösung auch von größerem Interesse als die der eben beschriebenen PMTs. Die Messung beruht jedoch auf dem gleichen Prinzip. Neben dem MCP-Signal wird ein Referenzsignal benötigt, welches eine deutlich bessere Genauigkeit als das MCP-Signal besitzt. Diese zwei Signale werden für jedes Ereignis voneinander subtrahiert, was eine Verteilung mit charakteristischer Breite ergibt.

Bei den getätigten Messungen wurde dieses Referenzsignal durch eine Photodiode gegeben, die den Zeitpunkt des Laserpulses bestimmt. Diese stand im Aufbau vor dem vor der Vakuumkammer befestigten Breadboard.

Um das Laserlicht auf dem Detektor abzubilden, war die Erzeugung höherer harmonischer Strahlung nötig. Dies geschah durch Fokussierung des Laserstrahls an Luft und der daraus resultierenden Zündung eines Plasmas. Die hierfür verwendete Linse hatte eine Brennweite von 40 cm und war auf dem Breadboard befestigt. Von den erzeugten Harmonischen wurden die dritten mit einer Wellenlänge von 266 nm durch einen Harmonic Separator in die Kammer und auf das MCP gelenkt.

Zur Sicherstellung einer ausreichenden Genauigkeit der Photodiode wurde, wie oben bereits erwähnt, eine Testmessung getätigt. Hierfür ist mit dem LPG1 auf die Diode geschossen und ein Spektrum angefertigt worden. In diesem sind jeweils die Differenz zwischen Triggersignal des LPG1 und dem Photodioden-Signal für jedes Event eingetragen worden. Die Breite dieser Verteilung ist ein Maß für die Genauigkeit der beiden Geräte. Hierfür ergab sich folgendes Histogramm:

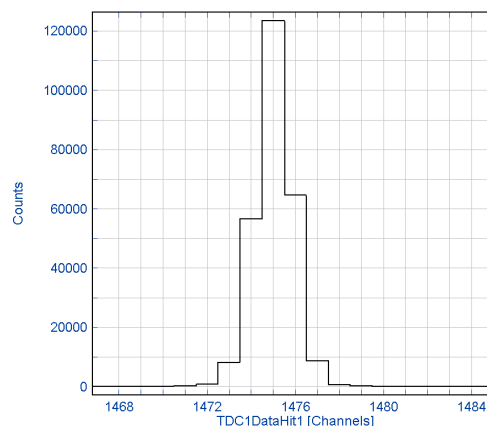


Abbildung 4.15: Test der Zeitauflösung der Photodiode mit Hilfe des LPG1

Auf der X-Achse ist die Zeit in TDC-Einheiten aufgetragen, von denen eine 25 ps groß ist. Bei einer solch schmalen Breite war es leider nicht möglich in Cobold eine Annäherung per Gauß Fit zu machen. Mit den in Origin exportierten Daten ergab sich eine Halbwertsbreite von etwa 42 ps. Diese Genauigkeit von Photodiode und LPG1 ist mehr als einen Faktor 2 besser als die Zeitauflösung des bisher getesteten Detektors, wodurch die Photodiode als Trigger geeignet ist.

Eine weitere Frage, die sich vor den ersten Messungen stellte, war, ob die Erzeugung höherer Harmonischer überhaupt bzw. in ausreichendem Maße durch Fokussierung des Laserstrahls an Luft funktionierte. In ersten Messungen wurde diese Frage jedoch positiv beantwortet, was folgendes Ortsbild beweist, in dem das Strahlprofil mit einer stark erhöhten Zählrate zu erkennen ist:

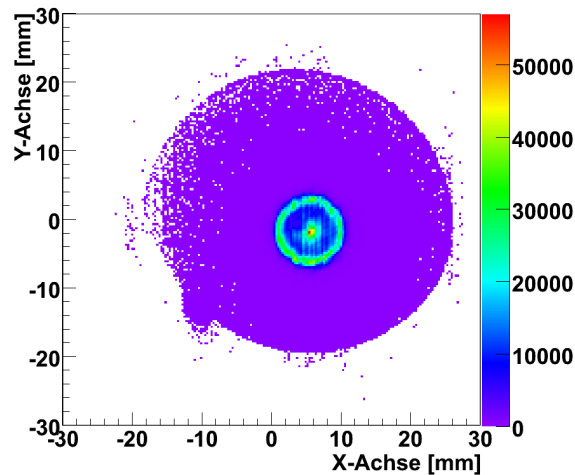


Abbildung 4.16: Strahlprofil der erzeugten höheren harmonischen Strahlung

Für nachfolgende Messungen sollte der Detektor jedoch homogen ausgeleuchtet sein, wofür ein Diffusor hinter den Harmonic Separator gestellt wurde. Dies führte zu dem in Abbildung 4.17 dargestellten Ortsbild.

In diesem Bild ist zu erkennen, dass die komplette Detektorfläche ausreichende Statistik erhält. Eine weitere Beobachtung ist die linienartige Struktur im Ortsbild. Diese Linien haben genau einen Winkel von 60° , was dem Winkel zwischen den einzelnen Anodenebenen einer Hexanode entspricht. Grund hierfür ist zum einen der sogenannte "Cross-Talk" im CFD. Hierbei werden Signale des einen Kanals in den nebenliegenden induziert, was zur sichtbaren Linienstruktur führt. Zum anderen liegt die Erklärung in der Schaltung auf der CFD-Platine. Deren Analogteil kann anfangen zu schwingen und auf

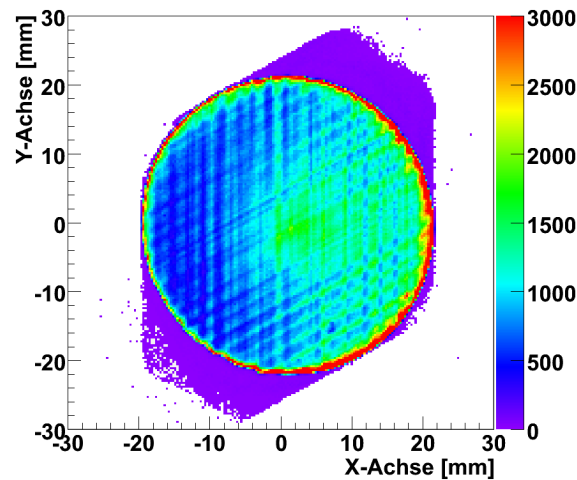


Abbildung 4.17: Ortsbild mit Diffusor zur homogenen Beleuchtung des Detektors

sich selbst ein zweites, zeitlich versetztes Signal erzeugen. Die zu beobachtende Struktur war bei allen Messungen in unterschiedlichem Maße sichtbar. Bei den ersten Tests wurde integriert über die komplette Detektorfläche eine Zeitauflösung von ca. 169 ps bestimmt, siehe Abb.4.18:

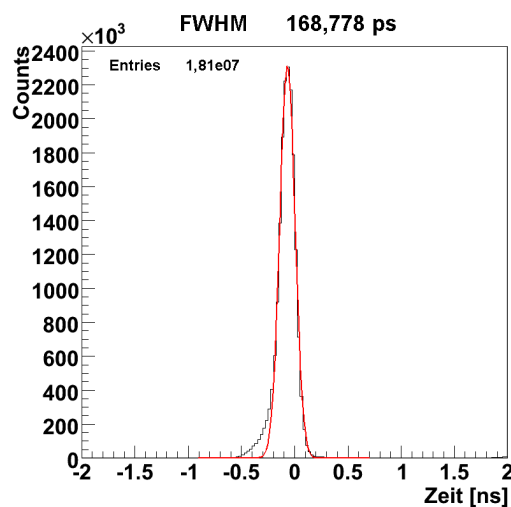


Abbildung 4.18: Zeitauflösung der ersten Messung mit einem offenen MCP-Detektor

Diese Messung wurde mit einer Aufnahmezeit von 2500 Hz getätigt. Die an MCP-Front über einen Kaptonring entkoppelten Signale wurden von einem Famp8 vorverstärkt und in einem CFD8b in digitale Signale umgewandelt. Die Schwelle des MCP-Kanals des CFDs lag bei etwa -400 mV und der Walk bei 10 mV. Eine weitere Einstellungsmöglichkeit am CFD ist das Fraction-Ratio, das Verhältnis in dem invertierter und verzögerter Puls geteilt werden. Laut Theorie sollte etwa 30 zu 70 ein idealer Wert hierfür sein. Da die verwendeten 40er MCPs mit einem Porendurchmesser von $12,5 \mu\text{m}$ der Firma

Photonis jedoch sehr schmale Pulse (3,5 ns von Fuß zu Fuß) erzeugen, lieferte der CFD mit einem Fraction-Ratio nahe Null die besten Ergebnisse. In dieser Einstellung fungiert er nahezu als Leading Edge Discriminator. Dies ist zu erklären, da bei einem so schmalen Puls die vordere Flanke sehr geringe Fluktuationen aufweist und daher der CFD-Algorithmus keine Verbesserungen bewirkt.

Bei dieser Messung wurde zudem die Abhängigkeit der Zeitauflösung von Pulshöhe der einzelnen der MCP-Signale untersucht. Hierfür wurde aus dem Verstärker (Famp8b), der einen invertierenden und einen nicht-invertierenden Ausgang besitzt, auch der zweite Ausgang genutzt. Dessen Signal wurde durch einen Passive-Inverter in seiner Polarität umgedreht und in einen weiteren CFD-Kanal geführt. An diesem wurde eine Schwelle von -950 mV eingestellt. Nun war es möglich, auch für diesen CFD-Kanal das oben abgebildete Spektrum zu erstellen. Nimmt man nun die Differenz dieser 2 Spektren, so erhält man eine Verteilung bei der sowohl die kleinsten als auch die größten Pulse aussortiert wurden. Es ergibt sich hierfür folgendes Histogramm mit einer FWHM von etwa 158 ps:

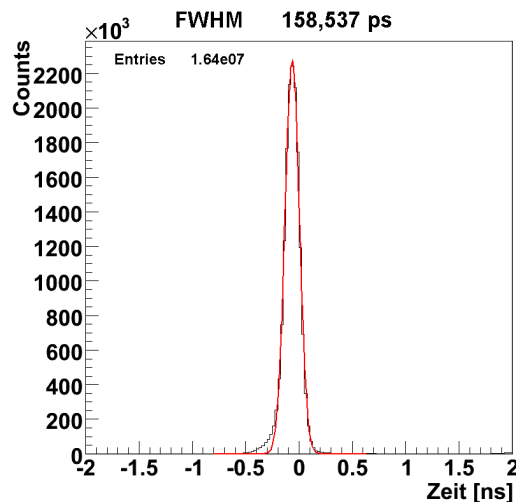


Abbildung 4.19: Zeitauflösung der ersten Messung mit einem offenen MCP-Detektor nach Abzug der 10% höchsten Pulse

Es ist ein Unterschied von etwa 10 ps zwischen den beiden Spektren zu erkennen. Die Schwelle des zweiten CFD-Kanals wählte man so, dass etwa die 10% höchsten MCP-Pulse aussortiert wurden.

Betrachtet man wieder die Zeitauflösung gegen den Ort, so ergibt sich ein vergleichbares Bild zu den Messungen mit Photo-Multiplier-Tube:

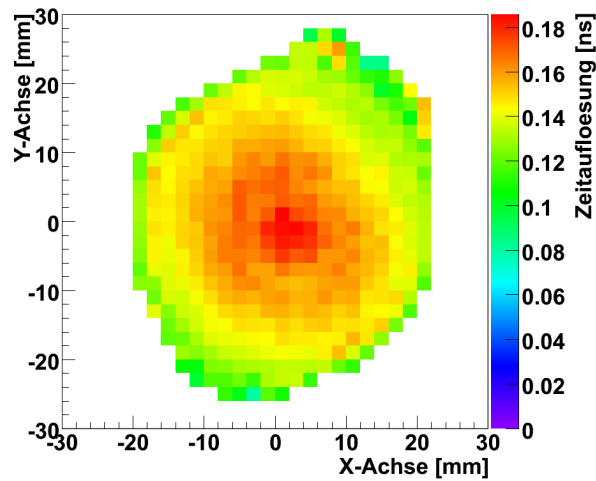


Abbildung 4.20: Zeitaufloesung des Detektors in Abhängigkeit vom Ort

Eine weitere Korrektur, die bei dem PMT nötig war, ist die des zeitlichen Signaldrifts während der Messzeit. Um zu sehen, ob dies auch bei dieser Messung notwendig ist, wird, wie zuvor, das Histogramm mit der Messzeit auf der X-Achse und der Zeitaufloesungsverteilung auf der Y-Achse betrachtet:

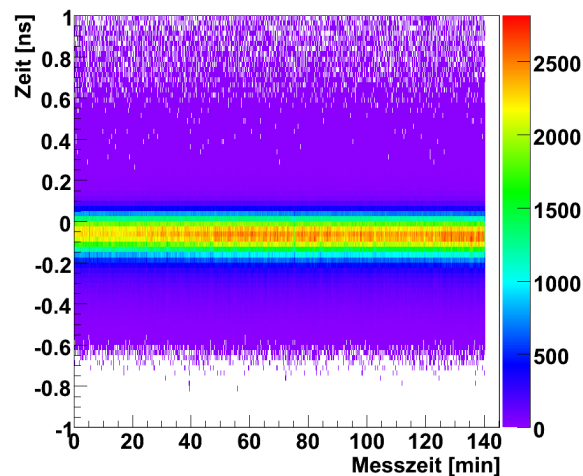


Abbildung 4.21: Zeitlicher Verlauf des Zeitaufloesungsspektrums

Da diese Messungen in einem anderen Labor stattfanden, in dem eine deutlich bessere Klimaanlage installiert ist (Temperaturschwankungen von $\pm 0,1$ °C), sind hier auch keine temperaturbedingten Drifts zu erkennen und die Korrektur daher nicht nötig.

Betrachtet man bei diesem 40 mm durchmessenden MCP den zeitlichen Versatz des MCP-Signals gegen den Ort, so ist folgendes Bild zu sehen:

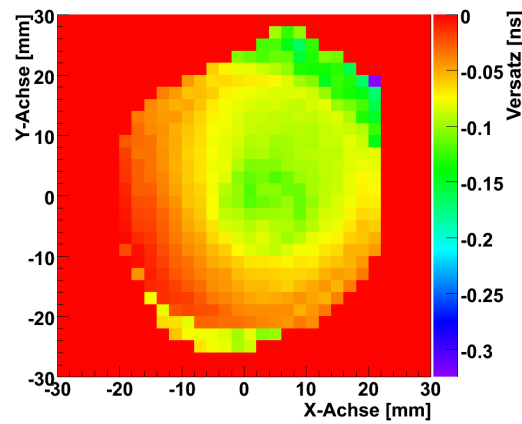


Abbildung 4.22: Zeitlicher Verlauf des MCP-Signals in Abhängigkeit vom Ort

Hier sind zwei Strukturen zu erkennen. Wie bereits bei den Messungen mit PMT zu erahnen war, ist hier ein deutlicher Zeitversatz hin zu einer Ecke zu erkennen. Wiederum liegt hier die Vermutung nahe, dass dieser mit der Position des Signalabgriffes zu erklären ist. Den Beweis hierfür lieferte jedoch erst eine spätere Messung (siehe Abb. 4.28 links). Es ist zusätzlich noch eine andere Struktur zu erkennen. In diesem Spektrum ist deutlich die Ringform des Laserstrahls zu sehen. Eine mögliche Erklärung hierfür ist, dass sich bei vorigen Tests ohne Diffusor, das Strahlprofil in den Detektor "eingebrennt" hat. Hierbei scheint es die Eigenschaften des MCPs beeinflusst zu haben. Bei genauer Betrachtung ist diese Struktur auch im FWHM gegen Ort-Spektrum zu erahnen (Abb. 4.20).

Bei einer Vergleichsmessung wurde ein Quad CFD 454 der Firma Camberra verwendet. Hierbei ermittelte man nach Abzug der 10% höchsten MCP-Pulse folgendes Spektrum mit einer FWHM von 170 ps:

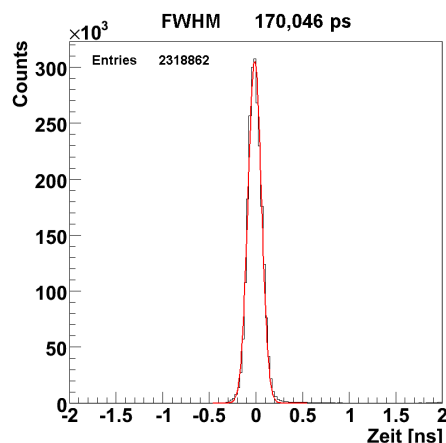


Abbildung 4.23: Zeitauflösung der Messung mit einem CFD der Firma Camberra nach Abzug der 10% höchsten Pulse

Wie zu erkennen, ist die Leistung dieses Gerätes geringer als die des CFDs der Firma RoentDek. Ein möglicher Grund hierfür könnte das Fraction Ratio sein. Während man es beim CFD von RoentDek kontinuierlich einstellen kann, ist es bei dem der Firma Camberra ein konstanter Wert. Dieser kann nur verändert werden, indem das Gerät geöffnet und eine Aufsteckplatine getauscht wird. Bei Tests mit einem Fraction-Ratio von 1:9, 2:8, 4:6 und 8:2 wurde die beste Zeitauflösung mit einer Aufteilung von 20% zu 80% (2:8) ermittelt. Aufgrund dieser mangelnden Flexibilität und der schlechteren Ergebnisse wurden alle weiteren Messungen mit dem CFD der Firma RoentDek getätigt.

Auch bei diesen Messungen war in den Spektren der Zeitauflösung sowie des zeitlichen Drifts gegen den Ort das Strahlprofil zu erkennen (siehe Abb. 4.24). Dies bestätigt die oben aufgestellte These einer Veränderung der MCP-Eigenschaften:

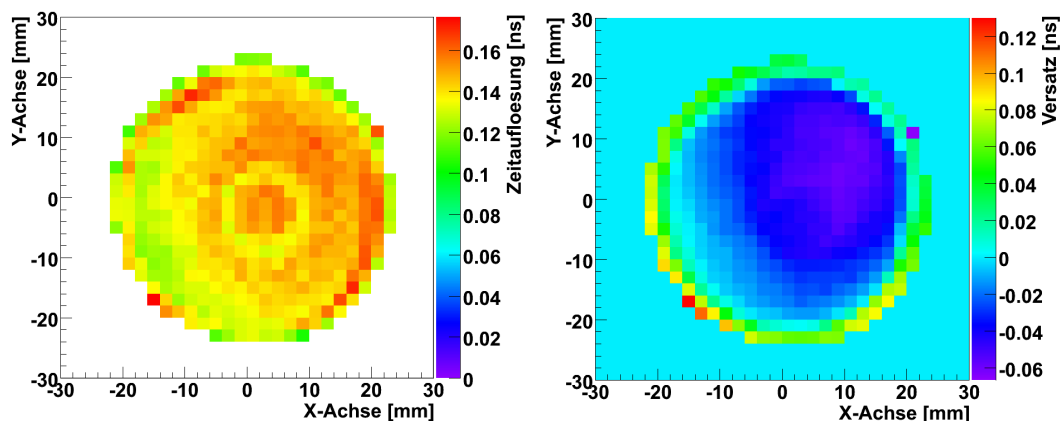


Abbildung 4.24: Zeitauflösung gegen den Ort (links) und zeitlicher Versatz der Signale gegen den Ort (rechts) mit CFD der Firma Camberra

Bei einer weiteren Messung mit einem CFD8 mit ähnlichen Einstellungen für Schwelle, Walk und Fraction Ratio wie die der vorigen Messung wurde das in Abbildung 4.25 dargestellte Histogramm mit einer FWHM von 171 ps aufgenommen.

Der einzige Unterschied, der die verschlechterte Zeitauflösung erklären kann, ist die erhöhte Aufnahmezeit. Diese lag nicht bei 2500 Hz wie bei den vorigen Messungen, sondern bei 3000 Hz. Hierdurch könnte es zu einer erhöhten Anzahl an Doppelhits kommen, die diese Verschlechterung erklären könnte. Theoretisch sollte jedoch auch bei dieser Rate die Wahrscheinlichkeit eines doppelten, gleichzeitigen Events ausreichend gering sein. Betrachtet man jedoch nicht nur die Anzahl der durch das TDC detektierten Events, sondern

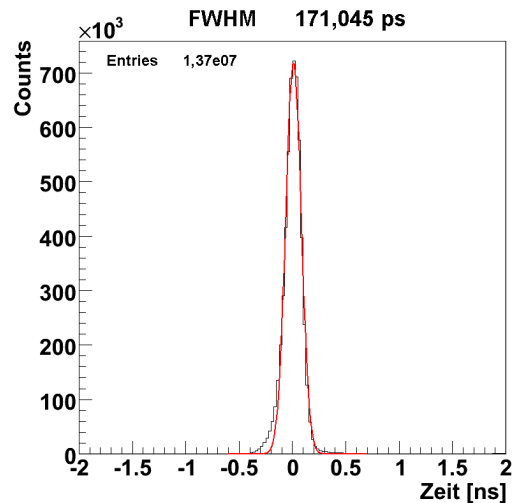


Abbildung 4.25: Zeitauflösung der Messung mit einem CFD der Firma RoentDek nach Abzug der 10% höchsten Pulse

zusätzlich die aus der Literatur bekannte Pulshöhenverteilung von Photonen auf einem MCP, so steigt die Wahrscheinlichkeit eines Doppelhits enorm. Da Photonen eine exponentiell abfallende Pulshöhenverteilung verursachen, gibt es extrem viele Ereignisse mit einer Pulshöhe, die niedriger ist als die im CFD eingestellte Schwelle. Da diese Pulse jedoch kontinuierlich ins Rauschen übergehen, können nicht alle von ihnen detektiert werden. Die einzig sinnvolle Möglichkeit, die Wahrscheinlichkeit eines Doppeleinschlages zu verringern, ist demnach, insgesamt eine niedrigere Zählrate einzustellen. Um diese Vermutungen zu bestätigen, wurde die nächste Messung mit einer Rate von nur etwa 600 Hz durchgeführt. Hierbei ergab sich folgende Zeitauflösung von ca. 146 ps:

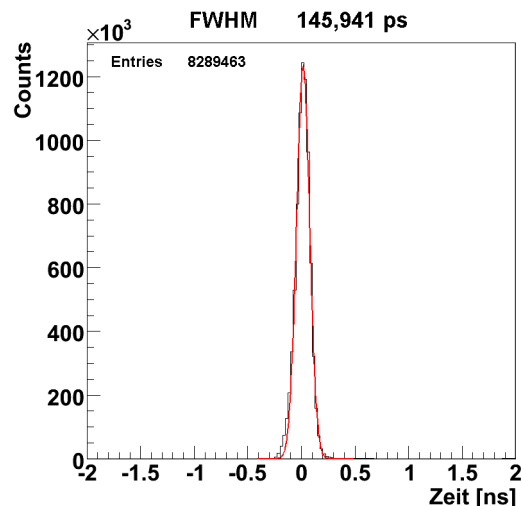


Abbildung 4.26: Zeitauflösung der Messung mit einem CFD der Firma RoentDek nach Abzug der 10% höchsten Pulse mit niedriger Rate von 600 Hz

Bei dieser Zeitauflösung von 146 ps war zusätzlich auch nahezu kein Unterschied zwischen dem Histogramm mit und ohne aussortierte hohe Pulse zu erkennen. Gegen den Ort betrachtet waren in der Mitte des MCPs bei dieser Messung Zeitauflösungen bis hin zu Werten zwischen 100 und 110 ps zu erkennen (siehe Abb. 4.27).

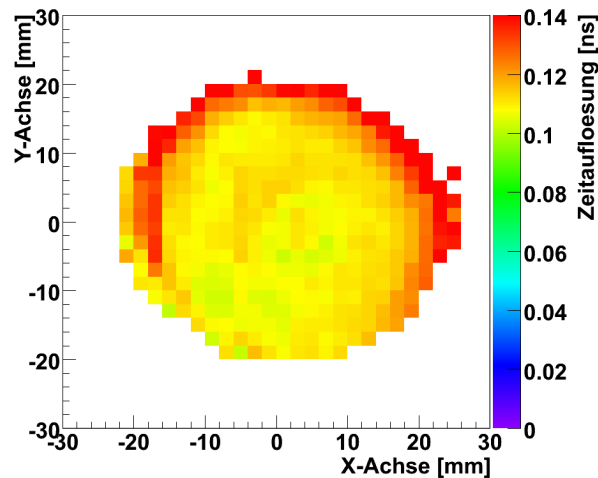


Abbildung 4.27: Zeitauflösung der Messung mit einem CFD der Firma RoentDek gegen den Ort bei niedriger Rate von 600 Hz

Da der Grund für die schlechte Zeitauflösung bei Doppelhits jedoch nicht direkt ersichtlich war, wurden hierzu noch weitere kurze Messungen getätigt. Bei diesen stellte sich heraus, dass ein Doppelleinschlag auf dem MCP bei einer niedrigen Beschleunigungsspannung am MCP keine schlechte Zeitaufklärung verursacht. Nur wenn der Doppelhit vom MCP stark verstärkt werden soll, tritt dieser Effekt auf. Da jedoch eine große Verstärkung im MCP wünschenswert ist, muss die niedrige Zählrate in Kauf genommen werden. Würde man stattdessen einfach die Verstärkung des Amplifiers vergrößern, so erhöhten sich nicht nur die wahren Ereignisse, sondern auch das Rauschen. Der Vorteil der höheren Signale würde hierdurch sofort wieder zerstört werden.

Ein weiterer Effekt, der in dieser Messung untersucht werden sollte, ist der des zeitlichen Versatzes des MCP-Signals gegen den Ort. Dieser war bei den offenen MCP-Detektoren in jeder Messung deutlich zu erkennen. Hierbei war immer die rechte obere Ecke mit dem geringsten Zeitversatz versehen. Die Vermutung bestand demnach, dass sich auch in dieser Ecke der Abgriff des Signals befinden muss. Um dies zu beweisen, wurde dieser markiert und sollte im Ortsbild als Aussparung zu erkennen sein. Abbildung 4.28 zeigt hierzu die Ergebnisse.

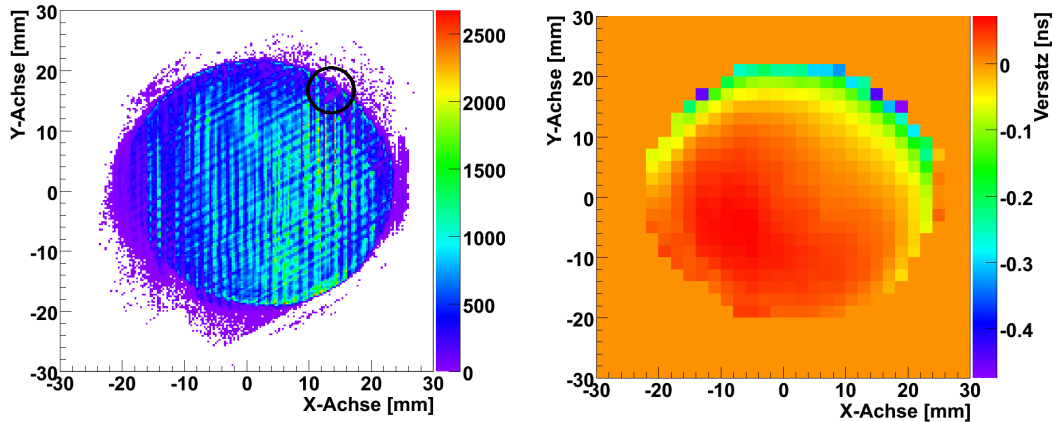


Abbildung 4.28: Ortsbild des Detektors (links) und zeitlicher Versatz der Signale gegen den Ort (rechts)

Wie in der rechten oberen Ecke zu sehen, befindet sich der Signalabgriff, wie zu erwarten war, genau an der Stelle, zu der hin der Zeitversatz kleiner wird.

Aufgrund der Beobachtung, dass die Zeitauflösung von der Aufnahmezeit und damit auch von der Pulshöhenverteilung abhängt, wurden als nächstes Tests mit verschiedenen Absaugspannungen gemacht. Da jedoch eine Änderung des Potentialsprungs zwischen MCP-Back und Anode keine Auswirkungen zeigte, wurde das MCP so umgebaut, dass zwischen den zwei MCPs eine Beschleunigungsspannung angelegt werden kann (siehe Abb. 4.29). Diese soll dann, obwohl das Signal an MCP-Front abgegriffen wird, die Pulshöhenverteilung der MCP-Signale beeinflussen.

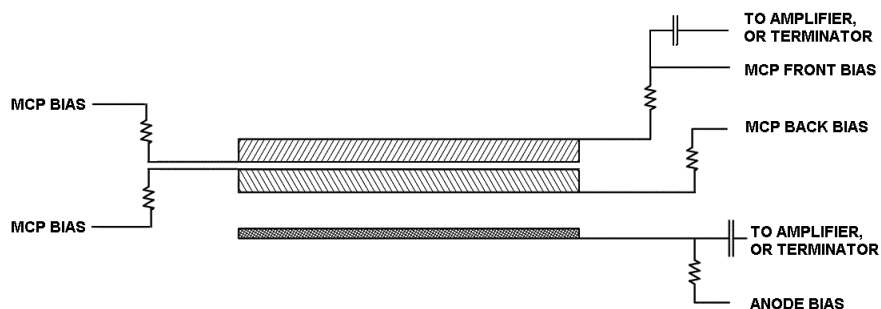


Abbildung 4.29: Umbau des Detektors zur Beeinflussung der Pulshöhenverteilung. Die MCPs liegen nicht direkt aufeinander, so dass das Anlegen einer Spannung zwischen ihnen möglich ist.

Zum Test dieses Prinzips musste erst eine Möglichkeit gefunden werden, die Pulshöhenverteilung zu messen. Hierfür wurde, wie im zweiten Kapitel bereits beschrieben, ein CATSA benutzt. Dieser integriert den MCP-Puls und erzeugt ein Signal, dessen Höhe proportional zur Fläche des MCP-Signals ist.

Dieses Signal fällt nach einer kurzen vorderen Flanke nur sehr langsam ab, wodurch eine ADC-Karte auf den höchsten Bereich triggern und damit die Höhe des MCP-Pulses bestimmen kann.

Um die Funktionsfähigkeit dieses Systems zu prüfen, sind zuerst Tests mit einer Alphaquelle getätigt worden. Hierbei wurden für verschiedene Absaugspannungen jeweils die Pulshöhenverteilungen gemessen, was in Histogrammen wie dem folgenden geschah:

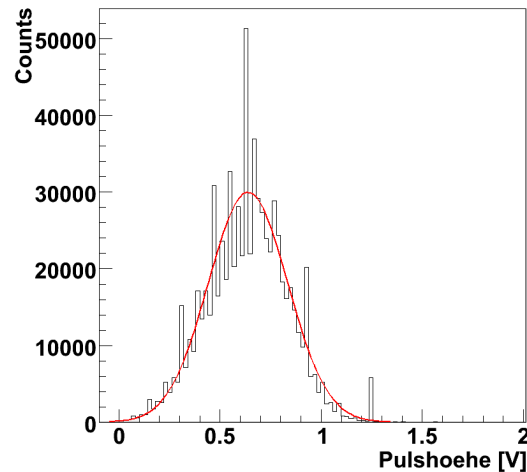


Abbildung 4.30: Pulshöhenverteilung einer Testmessung mit Alpha-Quelle bei einer Beschleunigungsspannung von 75V zwischen den MCPs

Aus dem Gauß-Fit dieser Verteilungen wurden jeweils Halbwertsbreite und Schwerpunkt ermittelt. Trägt man diese Informationen nun gegen die angelegte Beschleunigungsspannung auf, so ergeben sich die folgenden Bilder:

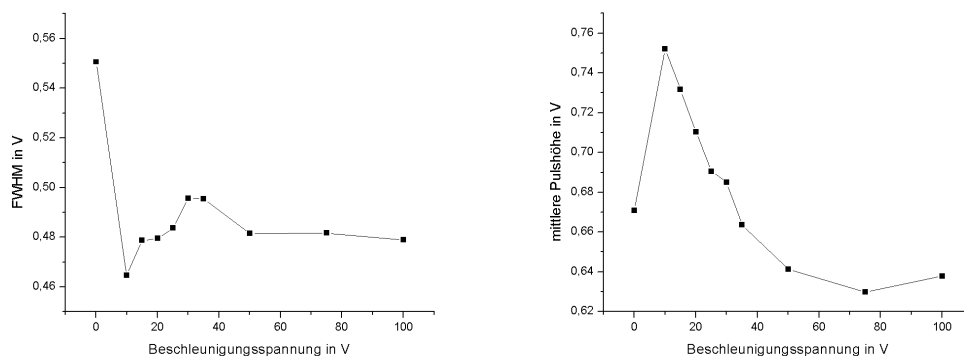


Abbildung 4.31: Abhängigkeit der Breite (rechts) und des Schwerpunkts (links) der Pulshöhenverteilung von der Beschleunigungsspannung zwischen den MCPs, bei Messungen mit einer Alpha-Quelle

In diesen Histogrammen ist eine deutliche Abhängigkeit der Pulshöhenverteilung von der angelegten Beschleunigungsspannung zu erkennen. Gerade

der Sprung von keiner angelegten Spannung auf 10 V scheint einen großen Effekt zu haben.

Der nächste Schritt bestand nach diesen Testmessungen in der Bestimmung der Pulshöhenverteilung der durch UV-Photonen erzeugten MCP-Signale. Nach gleichem Messprinzip ermittelte man folgende Verteilungen:

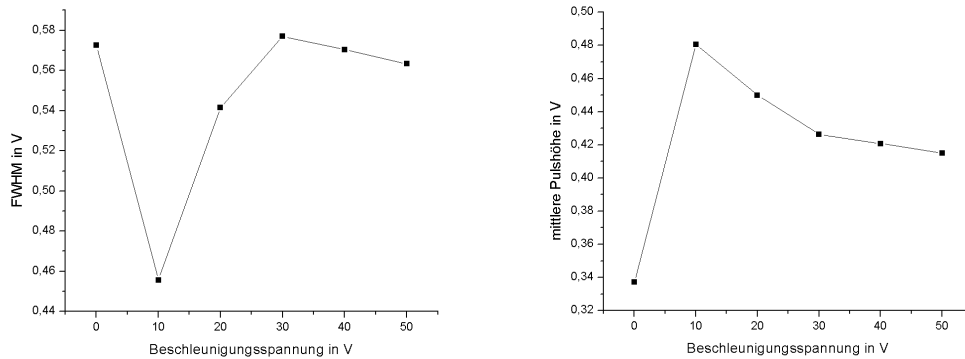


Abbildung 4.32: Abhängigkeit der Breite (rechts) und des Schwerpunkts (links) der Pulshöhenverteilung von der Beschleunigungsspannung zwischen den MCPs, bei Messungen mit UV-Photonen

Von größerem Interesse als die Auswirkungen der Beschleunigungsspannung auf die Pulshöhenverteilung sind jedoch die daraus resultierenden Konsequenzen auf die Zeitauflösung des Detektors. Das Ziel des Detektorumbaus bestand in erster Linie in einer Verbesserung der Zeitauflösung durch die Beeinflussung der Pulshöhen. Da diese funktioniert, sollte auch eine Veränderung in der Zeitauflösung erkennbar sein:

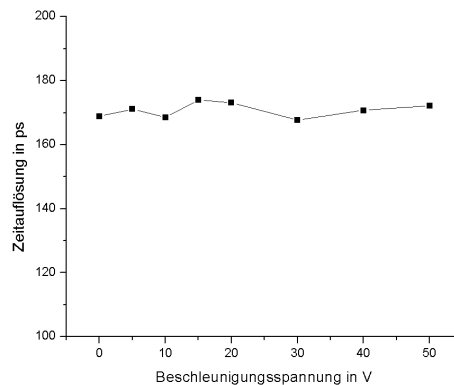


Abbildung 4.33: Zeitauflösung in Abhängigkeit von der angelegten Beschleunigungsspannung

Hier ist jedoch nicht die erhoffte Abhängigkeit festzustellen. Ein möglicher Grund hierfür ist, dass die bei den verschiedenen Beschleunigungsspan-

nungen getätigten Messungen alle mit den gleichen Einstellungen am CFD durchgeführt wurden. Bei unterschiedlichen Pulshöhenverteilungen müssten jedoch auch verschiedene Einstellungen zu optimaler Zeitauflösung führen.

Eine Beobachtung, welche weitere Untersuchungen mit verschiedenen Spannungen jedoch von geringerem Interesse werden lässt, ist die allgemeine verschlechterte Zeitauflösung. Durch das Einsetzen des Kaptonrings in der Mitte des MCPs wurden dessen Pulse so verbreitert, dass es zu einer schlechteren Zeitauflösung kam.

Eine andere Möglichkeit, die Pulshöhenverteilung zu beeinflussen, ist, anstelle des bisher verwendeten Chevron-Stacks ein Z-Stack mit drei MCPs zu verwenden. Hierbei soll das letzte MCP in Sättigung gehen, was zu einer schmaleren Pulshöhenverteilung führt. Dieser Effekt konnte auf dem Oszilloskop auch beobachtet werden. Eine Messung der Pulshöhen durch das Catsa wurde jedoch nicht getätigt.

Hierbei wurden neue MCPs der Firma Hamamatsu verwendet, welche ebenfalls einen Kanaldurchmesser von $12,5 \mu\text{m}$ hatten, jedoch nicht mehr per Kaptonring sondern per Koppelkästchen an Front entkoppelt wurden. Die Zeitauflösung dabei zeigte jedoch ein ungewöhnliches Verhalten. Während die Auflösung ohne Diffusor im Bereich von 140 ps lag, verschlechterte sie sich mit Diffusor auf über 200 ps (siehe Abb. 4.34). Dieses Verhalten war nur bei diesem MCP zu erkennen und auch durch Abtasten des Detektors mit dem nicht aufgeweiteten Strahl nicht zu erklären.

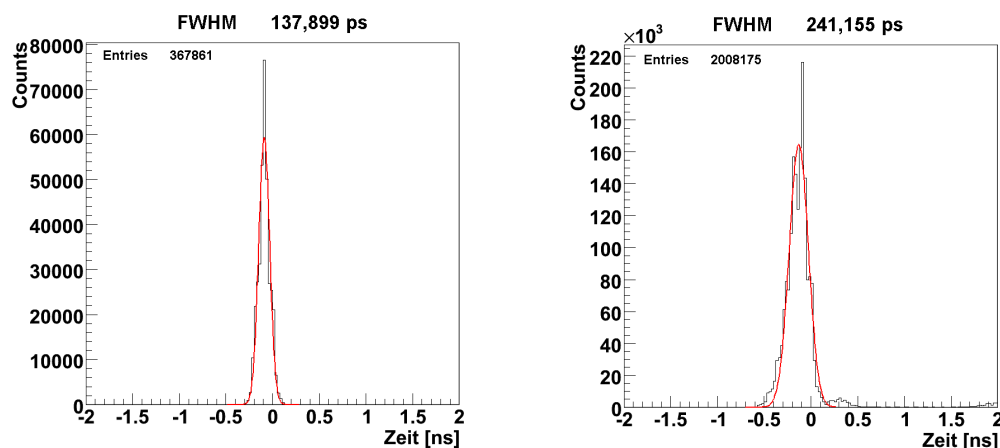


Abbildung 4.34: Zeitauflösung des Z-Stack Detektors von Hamamutso ohne (links) und mit (rechts) Diffusor

Da auch in der Betrachtung der Zeitauflösung gegen den Ort mit Diffusor ein sehr schlechter Wert zu sehen war, muss davon ausgegangen werden, dass der

Diffusor selbst eine Veränderung bewirkt, auf welche der Z-Stack besonders sensibel ist.

Zum Abschluss wurde noch die Abhängigkeit der Zeitauflösung von Kanal- und MCP-Größe getestet. Zu erwarten ist hierbei, dass größere Kanäle eine schlechtere Zeitauflösung als die bisher ermittelte liefern. Auch mit der Detektorgröße ist mit einem Anwachsen der Zeitauflösung zu rechnen.

Zuerst wurde hierzu ein Chevron-Stack 40 mm MCPs mit $25\ \mu\text{m}$ Kanaldurchmesser der Firma Burle auf der Hexanode montiert. Die Signalauskopplung fand hierbei ebenfalls an MCP-Front über ein Koppelkästchen außerhalb der Vakuumkammer statt.

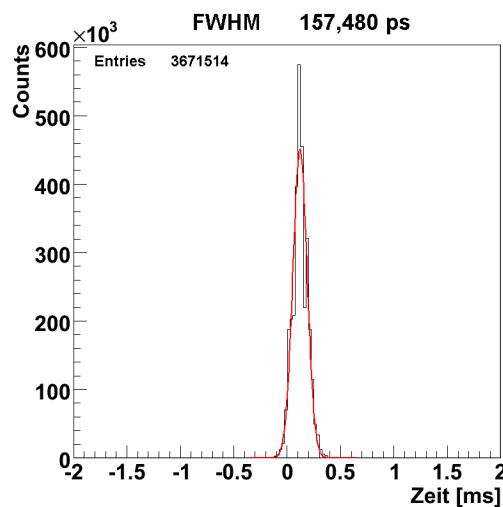


Abbildung 4.35: Zeitauflösung eines 40 mm MCPs mit $25\ \mu\text{m}$ Kanaldurchmesser der Firma Burle integriert über die komplette Detektorfläche

Im Vergleich zu den zuvor getesteten MCPs mit $12,5\ \mu\text{m}$ Kanaldurchmesser der Firma Photonis ist eine leicht schlechtere Zeitauflösung von ca. 157 ps zu erkennen (Abb. 4.35). Im Verhalten von Zeitauflösung und zeitlichem Versatz der Signale gegen den Ort ist, abgesehen von der fehlenden Ringstruktur, kein Unterschied zu den vorigen Messungen festzustellen.

Beim letzten Test kam ein 80 mm MCP mit $25\ \mu\text{m}$ Kanälen zum Einsatz. Auch hier wurden die Signale an MCP-Front abgegriffen und dieselbe Hexanode verwendet. Das erbrachte die in Abbildung 4.36 dargestellten Ergebnisse.

Aufgrund der größeren Detektionsfläche des MCPs ist die Zeitauflösung mit fast 200 ps deutlich schlechter geworden.

Interessant ist bei diesem MCP, ob die schlechtere Zeitauflösung eine lokale Eigenschaft des MCPs ist oder nur durch Integration über die größere De-

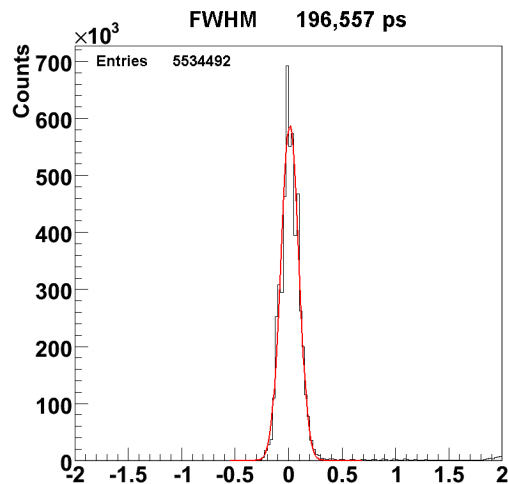


Abbildung 4.36: Zeitauflösung eines 80 mm MCPs mit $25 \mu\text{m}$ Kanaldurchmesser der Firma Burle integriert über die komplette Detektorfläche

tektionsfläche entsteht. Um diese Frage zu klären betrachten wir wieder die Zeitauflösung gegen den Ort. Hierfür ergibt sich für das 80 mm große MCP der Firma Burle folgendes Bild:

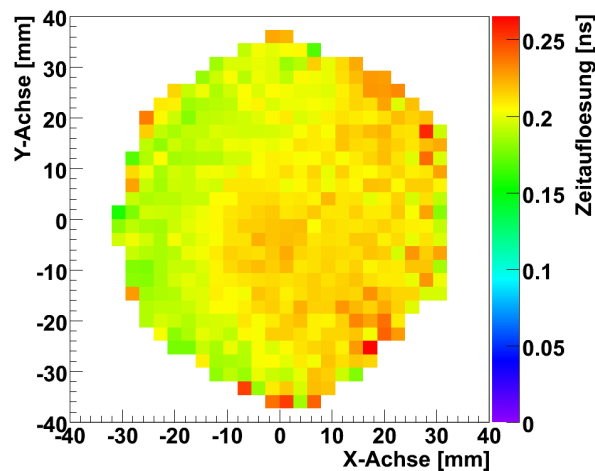


Abbildung 4.37: Zeitauflösung eines 80 mm MCPs mit $25 \mu\text{m}$ Kanaldurchmesser der Firma Burle aufgetragen gegen den Ort

Zu erkennen ist, dass die durchschnittliche Zeitauflösung schlechter ist, als die der bereits betrachteten MCPs. Nahe des linken Randes sind jedoch auch Zeitauflösungen im Bereich von 150 ps zu sehen.

5. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde eine neue Kammer konstruiert, die ideal für den Test von MCP-Detektoren jeglicher Größe geeignet ist. In Verbindung mit dem verwendeten Laser war es möglich, erstmals die Zeitauflösung der schon lange eingesetzten Detektoren exakt zu vermessen. Hierbei konnte sowohl deren Abhängigkeit vom MCP-Typen selbst als auch von der verwendeten Elektronik getestet werden. Zusätzlich ist es in dieser Kammer möglich, eine radioaktive Strahlungsquelle zu installieren und damit das Spektrum der detektierten Teilchen von Photonen auch auf Elektronen und Alpha-Teilchen zu erweitern.

Mit Hilfe dieses Aufbaus konnte festgestellt werden, dass die zu erreichende Zeitauflösung stark von Detektorgröße und Kanaldurchmesser der verwendeten MCPs abhängig ist. Für beides stellte sich heraus, dass ein kleinerer Detektor respektive kleinere Kanäle zu einer besseren Auflösung führten. Des Weiteren war eine starke Abhängigkeit von der Pulsbreite der Signale zu erkennen. Allein durch das Anbringen eines Abstandhalters zwischen den MCPs und der daraus resultierenden Verbreiterung der Pulse verschlechterte sich die Zeitauflösung um etwa 15%.

Eine weitere Beobachtung war, dass, gerade im Bereich der bestmöglichen Zeitauflösung, das System sehr sensitiv auf veränderte Einstellungen am CFD reagierte. Besonders die Wahl des richtigen Fraction Ratios schien hier eine wichtige Rolle zu spielen. Bei den verschiedenen Messungen stellte sich hierbei heraus, dass ein schmaler Puls bessere Resultate mit einem niedrigen Fraction Ratio erzielte, wohingegen ein breiter Puls ein Fraction Ratio von

etwa 30 zu 70 benötigte, um das bestmögliche Resultat zu erlangen. Diese Abhängigkeit war gerade bei schmalen Pulsen stark zu erkennen. Hier reichte das Antippen des Potentiometers, welches das Fraction Ratio einstellt, bereits für eine Veränderung der Zeitauflösung um etwa 5 ps.

Zusätzlich wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit ein System zur Bestimmung der Pulshöhen erprobt, welches auf dem oben beschriebenen Catsa beruht. Dieses System stellt eine Alternative zur Verwendung von Acqiris dar, ist jedoch gegen äußere Störungen sehr anfällig.

Ebenfalls beobachtet wurde die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Signale über das MCP. Durch die Markierung des Signalabgriffs konnte eine Struktur ermittelt werden, die eindeutig mit dieser Geschwindigkeit in Verbindung steht. Ist dieser Effekt für den verwendeten Detektor bekannt, so kann er in der späteren Analyse eines Experimentes korrigiert werden, was zu einer Verbesserung der Zeitauflösung und damit auch der Energieauflösung führt.

Aufgrund des zeitweise defekten Lasers wurden zusätzlich noch Untersuchungen mit Photo-Multiplier-Tubes getätigt. Diese bewiesen, dass eine Zeitauflösung von unter 100 ps mit der verwendeten Elektronik erreichbar ist.

Bei diesen Messungen und denen mit offenen MCP-Detektoren wurden jedoch auch Schwachstellen der verwendeten Elektronik aufgedeckt. Zum einen stellte man eine starke Temperaturabhängigkeit in der Leistung der CFDs fest, welche besonders in kleinen, schlecht klimatisierten Laboren zu einem verschlechterten Messresultat führt.

Ein weiterer negativer Effekt, der im CFD beobachtet werden konnte, ist der Cross-Talk zwischen benachbarten Kanälen. Dieser führt zusammen mit einer Schwingung auf der CFD-Platine zu einer Linienstruktur im Ortsbild. Sie tritt aufgrund der so entstandenen falschen Signale auf.

Ziel zukünftiger Untersuchungen sollte eine Lösung dieser Probleme sein ohne dabei die maximal erreichbare Zeitauflösung der Detektoren zu beeinflussen. Um dies zu erreichen, steht nun eine funktionsfähige Vakuumkammer zur Verfügung.

Literatur

- [Ago89] P Agostini, A Antonetti, P Breger, M Crance, A Migus, H G Muller and G Petite, Resonant multiphoton ionisation of xenon with high-intensity femtosecond pulses, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 22 (1971-1977), 1989
- [Aka04] M. Akatsu, Y. Enari, K. Hayasaka, T. Hokuue, T. Iijima, K. Inami*, K. Itoh, Y. Kawakami, N. Kishimoto, T. Kubota, M. Kojima, Y. Kozakai, Y. Kuriyama, T. Matsuishi, Y. Miyabayashi, T. Ohshima, N. Sato, K. Senyo, A. Sugi, S. Tokuda, M. Tomita, H. Yanase, S. Yoshino, MCP-PMT timing property for single photons, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 528 (763), 2004
- [Amm86] M V Ammosov, N B Delone and V P Krainov, *Sov. Phys.-JETP* 64 (1191), 1986
- [Bac97] Sterling Backus, Charles G. Durfee III, Margaret M. Murnane and Henry C. Kapteyn, High power ultrafast lasers, *Rev. of Scient. Instr.* Vol. 63, Number 3, 1997
- [Bec97] W Becker, A Lohr and M Kleber, A unified theory of high-harmonic generation: Application to polarization properties of the harmonics, *Phys Rev A* Vol 56, Number 1, 1997
- [CFD09] Datenblatt und Anleitung zu CFD4, CFD8 der Firma Roentdek, <http://www.roentdek.com>
- [Cor93] P B Corkum, Plasma perspective on strong-field multiphoton ionization, *Phys Rev Let* Vol 71, Number 13, 1993
- [Cos07] R. A. Costa Fraga, Untersuchung laserinduzierter Plasmen unter Verwendung eines kryogenischen H₂ Cluster- und Tröpfchentargets, Diplomarbeit, Goethe Universität Frankfurt, 2005
- [Cza99] A. Czasch, Fragmentierung diatomarer Moleküle durch langsame Stoßprozesse, Diplomarbeit, Goethe Universität Frankfurt, 1999.
- [Cza07] A. Czasch, J. Milnes, N. Hay, W. Wicking, O. Jagutzki Position- and time-sensitive single photon detector with delay-line readout *NIM A* 580 (1066-1070), 2007

- [Czas07] A. Czasch, V. Dangendorf, J. Milnes, S. Schössler, R. Lauck, U. Spillmann, J. Howorth and O. Jagutzki Position and time sensitive photon counting detector with image charge delay-line readout in "Advanced Photon Counting Techniques II", W. Becker, Editor, Proc. SPIE Vol. 6771 (67710W), 2007
- [Doer00] R. Dörner, V. Mergel, O. Jagutzki, L. Spielberger, J. Ullrich, R. Moshhammer, H. Schmidt-Böcking Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy: A 'Momentum Microscope' to View Atomic Collision Dynamics Physics Reports 330 (2000) 95-192
- [Dro06] Gleb Drobychev, Andrei Barysevich, Kirill Delendik, Anton Karneyeu, Patrick Nédélec, Daniel Sillou, Olga Voitik, Development of micro-channel plates on a basis of aluminum oxide, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 567 (290-293), 2006
- [Fai86] F. H. M. Faisal, Theory of multiphoton processes, ISBN 0-306-42317-0, 1986
- [Fam09] Datenblatt zu Famp1, Famp4, Famp8 der Firma Roentdek, <http://www.roentdek.com>
- [Fou08] L. Foucar, Auslese von Delaylinedetektoren mit Hilfe von Transientenrekordern, Dissertation, Goethe-Universität Frankfurt, 2008
- [Fra90] G. W. Fraser, The Gain, Temporal Resolution And Magnetic-Field Immunity Of Microchannel Plates, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 291 (595), 1990
- [Gal88] T F Gallagher, Above-Threshold Ionization in Low-Frequency Limit, Phys Rev Let, Vol 61, Number 20, 1988
- [Gert01] D. Meschede, Gerthsen Physik, 21. Auflage, Springer Verlag, 2001
- [Hes07] F. Hess, Design und Aufbau einer COLTRIMS Apparatur zur Untersuchung von Ion-Atomstöße, Diplomarbeit, Goethe Universität Frankfurt, 2007
- [Hui93] A. L'Huillier and Ph. Balcou, High Order Harmonic Generation in Rare Gases with a 1-ps1053-nm Laser, Phys. Rev. Let. Vol.70, Number 6, 1993
- [Jag97] O. Jagutzki, V. Mergel, K. Ullmann-Pfleger, L. Spielberger, U. Meyer, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking Fast Position and Time Resolved Read-out of Micro-Channelplates with the Delay-Line Technique for Single Particle and Photon Detection in: Imaging Spectroscopy IV, Proceedings of International Symposium on Optical Science Engineering and Instrumentation, Proc. SPIE Vol 3438, pp 322-333, 1998 Eds. M. R. Descour, S.S. Shen
- [Jag09] Ottmar Jagutzki, Private Kommunikation, 2009

- [Kel65] L. V. Keldysh, Ionization in the field of a strong electromagnetic wave, Soviet Phys. JETP, Vol. 20, Number 5, 1965
- [Kir99] David R. Kirkby, A Picosecond Optoelectronic Cross Correlator using a Gain Modulated Avalanche Photodiode for Measuring the Impulse Response of Tissue, Chapter 5, PhD, Department of Medical Physics and Bioengineering, University College London, 1999
- [Kuc99] M Yu Kuchiev and V N Ostrovsky, Quantum theory of high harmonic generation as a three-step process, Phys Rev A Vol 60, Number 4, 1999
- [Lan04] Norbert Lang, Schwellennahe Produktion von η -Mesonen im Proton-Neutron-Stoß am Magnetspektrometer ANKE, Dissertation, Wilhelms-Universität Münster, 2004
- [Lex99] Lexikon der Physik, Band 3, Spektrum Akademischer Verlag, 1999, ISBN 3-86025-293-3
- [Li89] X F Li, A L'Huillier, M Ferray, L A Lompré and G Mainfray, Multiple-harmonic generation in rare gases at high laser intensity, Phys Rev A Vol 39, Number 11, 1989
- [Lin88] H B van Linden van den Heuvell and H G Muller, Multiphoton Processes, Cambridge University Press, p.25, 1988
- [Lom77] L. A. Lompré, G. Mainfray, C. Manus and J. Thebault, Multiphotonionization of rare gases by a tunable wavelength 30-ps laser pulse at 1.06 μm , Phys. Rev. A, Vol.5, Number 4, 1977
- [Mec06] M Meckel, Strong-Field Ionization of Aligned Oxygen, Diplomarbeit, Goethe Universität Frankfurt and Institute for Molecular Sciences, National Research Council Ottawa, 2006
- [Mil08] Email von James Milnes, Mitarbeiter der Firma Photek, 2008
- [Noe07] R. Nörenberg, Aufbau und Test einer COLTRIMS Apparatur zur Untersuchung der Ionisation von metastabilem Helium, Diplomarbeit, Goethe Universität Frankfurt, 2007
- [Pet07] N. Petridis, Anwendung eines kryogenischen Helium-Mikrojets als Target zur laserinduzierten Plasmaerzeugung, Diplomarbeit, Goethe Universität Frankfurt, 2007
- [Pho08] Datenblatt des LPG1 von Photek, <http://www.photek.com/datasheets/LPG-1.pdf>

- [Pre96] S. G. Preston, A. Sanpera, M. Zepf, W. J. Blyth, C. G. Smith, J. S. Wark, M. H. Key, K. Burnett, M. Nakai, D. Neely and A. A. Offenberger, High-order harmonics of 248.6-nm KrF laser from helium and neon ions, *Phys. Rev A*, Vol. 53, Number 1, 1996
- [Pro96] M Protopapas, C H Keitel and P L Knight, Atomic physics with super-high intensity lasers, *Rep. Prog. Phys.* 60 (389-486), 1996
- [Roe08] www.roentdek.com
- [Rud07] Zeitliche Kompression von Laserpulsen in einem Filament, Diplomarbeit, Goethe Universität Frankfurt, 2007
- [Sche99] Marcus Scheffel, Untersuchung orts- und zeitauflösender Mehrteilchendetektoren mit Laserpulsen, Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1999
- [Scho02] M. Schöffler, Entwicklung und Aufbau eines Abbildungssystems zur Messung von Elektronen jenseits niedriger Energien, Diplomarbeit, Goethe Universität Frankfurt, 2002
- [Sho87] B W Shore and P L Knight, Enhancement of high optical harmonics by excess-photon ionisation, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* 20 (413-423), 1987
- [Spi01] Uwe Spillmann, Entwicklung einer 2-dimensional ortsauflösenden Delayline-Anode nach Art der Bildladungsauslese zum Teilchennachweis in offenen MCP-basierenden und gekapselten Detektorsystemen, Diplomarbeit, Goethe Universität Frankfurt, 2001
- [Stau00] A. Staudte, D2 in ultrakurzen, hochintensiven Laserpulsen, Diplomarbeit, Goethe Universität Frankfurt, 2000.
- [Stau05] A. Staudte, Subfemtosecond Electron Dynamics of H₂ in Strong Fields or The Quest for the Molecular Clock, Dissertation, Goethe Universität Frankfurt, 2005
- [Str85] Donna Strickland and Gerard Mourou, Compression of amplified chirped optical pulses, *Optics Communications*, Vol.56, Number 3, 1985
- [Tan91] M. R. T. Tan, S. Y. Wang, D. E. Mars, J. L. Moll, A 12 psec GaAs Double Heterostructure Step Recovery Diode, Instruments and Photonics Laboratory, Hewlett Packard HPL-91-187, 1991
- [TDC09] Datenblatt zu TDC8HP der Firma Roentdek, <http://www.roentdek.com>
- [Ulr05] B. Ulrich, Pump-Probe Experimente zur Ionisation von diatomaren Molekülen - H₂, D₂, O₂, N₂ in ultrakurzen, hochintensiven Laserpulsen, Diplomarbeit, Goethe Universität Frankfurt, 2005

-
- [Vre08] Arno Vredenborg, Wim G. Roeterdink, and Maurice H. M. Janssen, A photoelectron-photoion coincidence imaging apparatus for femtosecond time-resolved molecular dynamics with electron time-of-flight resolution of $\sigma=18$ ps and energy resolution $\Delta E/E=3.5\%$

A. Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, die mir bei der Durchführung meiner Diplomarbeit durch Hilfe, Wissen oder sonstiger Unterstützung geholfen haben:

- Der erste Dank gebührt natürlich denen, ohne die diese Arbeit nicht hätte durchgeführt werden können. Hier ist in erster Linie Prof. Reinhard Dörner zu nennen. Mit seiner freundlichen Aufnahme in die Arbeitsgruppe ermöglichte er mir diese Diplomarbeit, obwohl sie ein recht ungewöhnliches Thema für seine Arbeitsgruppe darstellte. Auch Prof. Horst Schmidt-Böcking gebührt ein großes Dankeschön. Durch seine Entwicklung des COLTRIMS-Messprinzips und den ständigen Willen dieses zu verbessern und zu perfektionieren, war es mir möglich dieses Thema zu wählen.
- Das nächste Dankeschön gilt meinem Betreuer Achim Czasch, sowie der restlichen RoentDek-Crew. Trotz mehr als genug Arbeit ohne einen Diplomanten, konnte ich doch jederzeit in das Büro von Achim und Ottmar kommen und meine Fragen stellen. Für diese wurde sich dann immer ausreichend Zeit genommen, bis selbst ich die Antwort verstanden hatte.
- War aufgrund von Baby-Pause oder sonstigen Anlässen in diesem Büro niemand anzufinden, so lag meine nächste Anlaufstelle in dem in vielen Danksagungen erwähnten Kompetenzzentrum. Hier war eigentlich immer ein Ansprechpartner zu finden der meine Probleme lösen konnte. Daher auch meinen herzlichen Dank an Lothar Schmidt, Till Jahnke und Sven Schößler.
- Eine weitere Instanz ohne die diese Diplomarbeit nicht möglich gewesen wäre, stellen sämtliche Verantwortlichen für den Laser dar. Hierzu zählen Prof. Zenghu Chang, dem ich die Idee der Erzeugung von Höherer Harmonischer

Strahlung durch Fokussierung in Luft verdanke. Weitere Personen, die für die Instandsetzung sowie -haltung verantwortlich waren sind Mathias Smolarski, Kyra Cole, Abdollah Malakzadeh und Arno Vredenburg.

- Auch ohne eine ständige Weiterentwicklung der verwendeten Elektronik wäre diese Diplomarbeit so nicht möglich gewesen. Daher hier nochmal ein Danke an Lothar Schmidt, Sven Schößler und Wolfgang Arnold.

- Mein nächster Dank gehört dem Büro, in welchem ich sitzen durfte. Dank Hong-Keun, Markus und Florian herrschte hier immer eine angenehme Arbeitsatmosphäre. Musste etwas wichtiges getan werden, so war dies kein Problem, suchte man kurz etwas Ablenkung von der Arbeit, so konnte man auch diese ohne Probleme bekommen.

- Ein ähnlicher Dank gebührt auch dem Rest der Arbeitsgruppe. Sei es jeden Tag in der Uni, bei Konferenzen, Strahlzeiten oder abendlichen Aktivitäten herrschte immer eine angenehme Atmosphäre in der sowohl physikalische als auch andere Themen diskutiert werden konnten.

- Danke ebenfalls an die Schlosserei, die Feinmechanik (incl. Herr Zanger), die Verwaltung, sowie Frau Frey.

- Ein weiterer Dank an die Kommilitonen meines Semesters. Hier möchte ich mich besonders bei Bettina, Gesa, Renate, Matze, Hendrik, Jan, Steffen, Tobias, Alex und Phillip bedankenn. Ohne euch hätte das Studium deutlich weniger Spaß gemacht.

- Mein letzter Dank gebührt meinen Eltern, die mir mit ihrer ständigen Unterstützung dieses Studium überhaupt erst ermöglichten.