

Diplomarbeit

Entwicklung und Aufbau eines neuen Mott-Polarimeters mit
austauschbaren Targets zum Nachweis von Elektronen mit
verbesserter Zeitauflösung

vorgelegt von

Alice Lieberwirth

Oktober 2011

Betreuer: Prof. Dr. J. Jacoby

Gutachter: Prof Dr. J. Jacoby

Prof. Dr. A. Schempp

*"Öffne mir die Augen, daß ich sehe die Wunder
an deinem Gesetz."*

Psalm 119,18

Inhaltsverzeichnis

Einleitung und Motivation	V
1 Physikalischer Hintergrund	1
1.1 Rutherford-Wirkungsquerschnitt	2
1.2 Quantenphysikalische Betrachtung	3
1.2.1 Radiale Quantenzahlen	6
1.2.2 Relativistische Quantenzahl: Der Spin	7
1.2.3 Pauli-Prinzip	7
1.2.4 Møller-Wirkungsquerschnitt	8
1.2.5 Bedeutung der Teilchenidentität	9
1.3 Verschränkung	11
1.3.1 Bell'sche Ungleichung	12
1.3.2 Verschlüsselung	14
1.4 Mott-Wirkungsquerschnitt	16
2 Konstruktion und Aufbau	19
2.1 Aufbau	19
2.2 Variable Targetkammer	22
2.3 Microchannel Plates	24
2.3.1 Herstellung	24
2.3.2 Elektronenvervielfachung	26
2.3.3 Totzeit	30
2.4 Signalauskopplung	31
2.4.1 Kopplungskästchen	31
2.4.2 Magic-T	32
2.5 Erfassen der Koinzidenzen	35

2.5.1 Fehlerbetrachtung	39
2.5.2 Echte vs. Zufällige Koinzidenzen	39
3 Messergebnisse und Auswertung	41
3.1 Kopplungskästchen	41
3.2 Magic-T	43
3.3 Zeitauflösung	44
3.3.1 Messung vom 3.2.2009 - Vor den MCP	45
3.3.2 Messung vom 16.10.2009 - Der erste Einsatz der MCP	46
3.3.3 Die variable Targetkammer im Einsatz - Messung vom 26.10.1010	49
3.3.4 Hohe Signalqualität und Verminderung von Reflexionen - Messung vom 8.2.2011	52
3.3.5 Messung vom 14.2.2011 - Die bisher beste Zeitauflösung	55
4 Zusammenfassung	63
Literatur	66
Danksagung	73

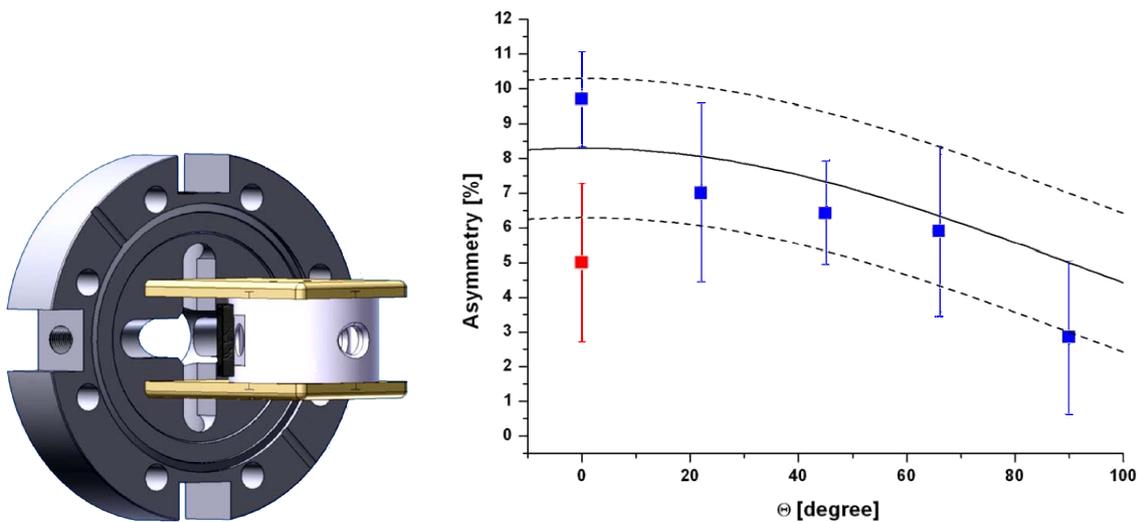
Einleitung und Motivation

Jeden Tag können wir von der Erde aus ein Plasma beobachten: Die Sonne. „Plasma“ bedeutet, dass ein Teil der Elektronen so energiereich ist, dass er sich aus seinem Atomverband gelöst hat und sich dadurch frei bewegen kann. Innerhalb dieser Freiheit kann es passieren, dass die Elektronen miteinander stoßen. Ebenso können die befreiten Elektronen mit noch gebundenen Elektronen aus anderen Atomen stoßen.

Die klassische Mechanik beschreibt den Stoß zweier Elektronen nicht anders als den Stoß zweier Kugeln: Vermutlich ändert sich die Geschwindigkeit und die Richtung einer oder beider Kugeln, wenn die Energie hoch genug ist, könnten sich die beiden Partner sogar zerstören. **Quantenmechanisch** ergeben sich jedoch für den Stoß grundlegende Regeln: Durch die rein quantenmechanische Eigenschaften von Teilchen - dem **Spin** - ist Elektronen-Streuung, bei denen die Beteiligten nicht unterscheidbar sind, verboten. Der Fall, dass die streuenden Elektronen unterschieden werden können, ist hingegen bevorzugt. (siehe Abschnitt 1.2 „Quantenphysikalische Betrachtung“, Seite 3). In dieser Diplomarbeit sollen die Ergebnisse, nicht aber die Voraussetzung dieser Regeln, überprüft werden.

Dazu wurde das Experiment von Prof. Dr. J. Jacoby und Dr. R. Berezov zur Elektron-Elektron-Streuung genutzt (unter anderem veröffentlicht in [Jac01, Ber09]). Elektronen einer nicht festgelegten Polarität werden erst auf ein Kohlenstoff-Gitter geschossen. Hier können sie zum einen mit dem Atomkern und zum anderen mit Elektronen aus der Kohlenstoff-Atomhülle stoßen. Die verschränkten Elektronen werden anschließend auf ein Gold-Gitter umgelenkt, wodurch sie durch Mott-Polarisation nach ihrem Spin sortiert werden. Durch die Verschränkung sind die Spins der Elektronen entweder parallel oder antiparallel korreliert. Die Elektronen-Paare, die koinzident in den Detektoren ankommen, werden gezählt um auch ihre Verschränkung überprüfen zu können.

Die früher in der Mott-Kammer verwendeten Magnum-Detektoren ergaben eine zu große Zeitauflösung, so dass lange Messzeiten in Kauf genommen werden mussten um den statistischen Fehler gering zu halten. Der Fehler ist in Abbildung 0.1(b) als Fehlerbalken zu erkennen. Um die Zeitauflösung des Experiments zu verbessern wurden die Magnum-Detektoren durch Micro-Channel-Plates (MCP) ersetzt. Durch die geringere Totzeit der MCP (ca 2 ns) gegenüber der Magnum-Detektoren (ca. 20 ms) kann auch die Zeitauflösung der Koinzidenzlogik gesenkt werden, wodurch die Zahl der zufälligen Koinzidenzen und damit die benötigte Messzeit verringert



(a) Aufbau der starren Mott-Kammer (b) Ergebnisse aus Messungen mit der starren Mott-Kammer

Abbildung 0.1: Bilder aus [Ber09]

werden können.

Um die Gold-Gitter durch andere, ähnlich schwere Targets ersetzen zu können, ohne dabei das Experiment durch Belüften zu unterbrechen, wurden variable Targetkammern konstruiert, fertiggestellt und getestet. Dadurch ist es ebenfalls möglich nach dem Erfassen der Koinzidenzen die instrumentelle Asymmetrie der Mott-Kammern, die im wesentlichen durch räumliche Asymmetrien verursacht wird, zu bestimmen.

In Kapitel 1 werden die physikalischen Grundlagen des Experiments erklärt. Nach einer kurzen Einführung zum Thema „Wirkungsquerschnitt“ geht es weiter mit der Erklärung der erwähnten und anderen quantenmechanischen Regeln. Anschließend wird das Problem der Verschränkung und dessen Anwendung (Verschlüsselung) aufgegriffen. Zum Schluss des Kapitels wird die Theorie der Mott-Streuung, die in den variablen Targetkammern passiert, erklärt.

In Kapitel 2 wird der Aufbau des Experiments und dessen Bauteile erklärt. Es wird versucht im besonderen Maße auf die MCP, sowie auf die Bauteile, die zur Verbesserung der Signalqualität nötig sind, einzugehen. Das Kapitel befasst sich weiterhin näher mit dem Thema „Messung von Koinzidenzen“.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden diverse Messungen durchgeführt um die Änderungen am Experiment beurteilen zu können. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Kapitel 3 dargestellt.

Kapitel 4 bildet die Zusammenfassung über die vorliegende Arbeit und einen abschließenden Ausblick auf mögliche nächste Ziele des Experiments.

1 Physikalischer Hintergrund

Bei der Wintersportart "Curling" geht es darum, den Stein des Gegners soweit wie möglich vom Zielpunkt in der Mitte weg zu stoßen. Der Physiker bezeichnet solche Stöße als elastisch, weil hier nur Geschwindigkeit und Richtung der Objekte, nicht aber ihre Form, geändert wird. Ein geübter Spieler versucht nun den eigenen Stein so übers Eis zu schieben, dass der Stein des Gegners seitlich weggekickt wird. Dazu müssen sich die Steine an den rosa markierten Kanten treffen (siehe Abbildung 1.1, Seite 1). Dieser Bereich stellt also den differentiellen Wirkungsquerschnitt dar: Er bezeichnet den Teil eines Raumbereichs, auf dem eine gewünschte Reaktion mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit abläuft. Damit hat der Wirkungsquerschnitt die Dimension einer Fläche. Im Fall des roten Steins liegt der Raumbereich zwischen 271° und 359° , für den gelben Stein zwischen 91° und 179° .¹ Die Wahrscheinlichkeit, dass der rote Spieler den Stein des gelben Spielers soweit wie möglich von der Mitte entfernen kann, ist nun abhängig davon, in welchem Winkel genau sich die Steine treffen.

In diesem Fall liegt der optimale Punkt genau in der Mitte der markierten Bereiche (135° bzw. 315°). Bei gleich schweren Massen sollten sich die beiden Massen bei so einem Stoß aufgrund des Cosinus-Satzes im 90° -Winkel voneinander entfernen (siehe Infobox 1 auf Seite 2).

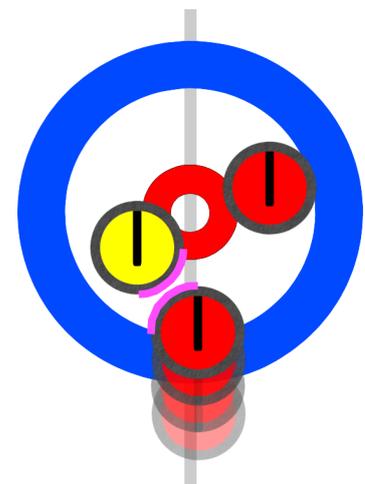


Abbildung 1.1: Curling

¹Wer nicht gleich darauf kommt: Man stelle sich eine Kompassrose auf jedem Stein vor, dann wird der rote Stein genau in Richtung Norden geschoben.

Infobox 1: cos-Satz

$$\vec{p}_{\text{vorher}} = \vec{p}_{\text{nachher}}$$

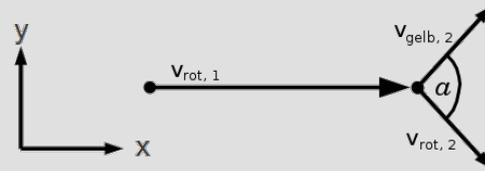
$$m_{\text{rot}} \vec{v}_{\text{rot},1} = m_{\text{rot}} \vec{v}_{\text{rot},2} + m_{\text{gelb}} \vec{v}_{\text{gelb},2}$$

$$m_{\text{rot}} = m_{\text{gelb}}, \vec{v}_{\text{gelb},1} = 0$$

$$\begin{pmatrix} v_{\text{rot},x,1} \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_{\text{rot},x,2} \\ v_{\text{rot},y,2} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} v_{\text{gelb},x,2} \\ v_{\text{gelb},y,2} \end{pmatrix}$$

$$v_{\text{rot},1}^2 = v_{\text{rot},2}^2 + v_{\text{gelb},2}^2$$

$$c^2 = a^2 + b^2 - 2ab \cos \alpha \stackrel{\alpha=90^\circ}{=} a^2 + b^2$$



Natürlich funktioniert dieses Prinzip auch, wenn die Curling-Steine nur noch halb so groß sind. Oder wenn sie $\frac{1}{4}$ so groß sind, oder $\frac{1}{10}$, $\frac{1}{100}$, $\frac{1}{1000}$ und so weiter, sogar in einem Bereich, in dem die Physik ihren klassischen Charakter verliert: in der Quantenmechanik. Hier werden die Materie-Teilchen unter dem Begriff "Fermionen" zusammengefasst. Die stabilsten Angehörigen dieser Gruppe sind die Elektronen, die Protonen, sowie die Neutronen. Die erstaunlichsten Vertreter sind dabei wohl die Elektronen, die im Elektronen-Streuxperiment von Joachim Jacoby und Rustam Berezov untersucht werden. Sie sind so klein, dass man sie als punktförmig, ohne Ausdehnung und damit ohne Oberfläche beschreiben muss! Doch wie können solche Objekte einen Wirkungsquerschnitt besitzen? Diese Frage wurde von 1911 Ernest Rutherford beantwortet.

1.1 Rutherford-Wirkungsquerschnitt

Jedes Elektron stellt eine elektrische Ladung dar, daher befindet sich um jedes Elektron ein elektromagnetisches Feld. Die Ausdehnung und damit die Oberfläche des Feldes ist abhängig vom Radius r . [Stö04]

$$U(r) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (1.1)$$

Darin ist e die Elementarladung, ϵ_0 die elektrische Feldkonstante und r der Radius des Feldes. Es wird schnell klar, dass ab einem Radius von 500 nm um das Elektron herum das Feld verschwindend klein wird.²

²Nimmt man zum Vergleich den Bohrschen Atomradius ($r_B \approx 50\text{nm}$), entspricht die Größe des Feldes ab 500 nm nur noch einem Tausendstel.

1.2. QUANTENPHYSIKALISCHE BETRACHTUNG

Richtet man Elektronen nun auf ein dünnes Target, zum Beispiel eine Metallfolie, werden die negativen Teilchen, sobald ihr Feld mit dem Feld der Atomkerne in der Folie in Berührung kommt, von den positiven Atomkernen angezogen. Dadurch ändert sich ihre Flugbahn um ein paar Grad. 1911 konnte Rutherford mit Hilfe einer Goldfolie den nach ihm benannten Wirkungsquerschnitt für kleine Projektile an großen Zielkörpern formulieren. Im SI-System gilt: [PR06]

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Rutherford} = \frac{(zZe^2)^2}{(4\pi\epsilon_0)^2(4E_{kin})^2 \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (1.2)$$

Die Formel ist von der Bewegungsenergie E_{kin} und der Ladungszahl Z der Teilchen, nicht aber von deren Ruhemasse abhängig. Sie gilt somit für alle geladenen Teilchen³. θ gibt den Streuwinkel an. Im cgs-System sieht die Formel wie folgt aus: [FH95]

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Rutherford} = \frac{4Z^2\alpha^2(\hbar c)^2 E'^2}{|\vec{q}c|^4} \quad (1.3)$$

Darin bedeuten E' die gesamte Energie des Teilchens und q die Differenz der Impulse vor und nach der Streuung (Impulsübertrag). Daher ist der Streuwinkel θ im Impulsübertrag versteckt.

Da die Messung sehr präzise verlief, erbrachte Rutherford mit ihr den Beweis, dass Protonen und Elektronen nicht diffus im Atom verteilt sind. Die Protonen sind im Kern auf einen sehr kleinen Raum komprimiert und die Elektronen bilden die Hülle, die 99% des Atomvolumens bildet.

1.2 Quantenphysikalische Betrachtung

Anders als in der klassischen Physik, werden in der Quantenmechanik nicht direkt die leicht zu begreifenden Größen wie Richtung und Masse von Teilchen betrachtet. Sie werden unter dem Begriff "Zustand" eines Teilchens versteckt. Durch Erfahrungen aus optischen Experimenten beschloss Heisenberg Zustände von Photonen durch eine Wellenfunktion zu beschreiben. [Hei25]

$$|\phi(\vec{x}, t)\rangle = e^{-\frac{i}{\hbar}(\vec{k}\vec{x} - \omega t)} \quad (1.4)$$

³Einschränkungen hier zu folgen in Abschnitt 1.4 „Mott-Wirkungsquerschnitt“, Seite 16

Infobox 2: Kopenhagener Deutung vs. Vielwelten-Theorie

In den 1930er Jahren entwickelten Bohr, Heisenberg und andere Wissenschaftler in Briefen und Artikeln, die zum großen Teil in Kopenhagen verfasst wurden, Grundprinzipien für die Quantenphysik. Ihre größten Bedenken bestanden in der **Vereinbarkeit** der klassischen Physik, die bis dahin in allen beobachteten Prozessen wiedergefunden werden konnte, und der Quantenmechanik, die bis dahin zum größten Teil noch Theorie oder gänzlich unbekannt war. Ihrer Meinung nach mussten quantenmechanische Messergebnisse auch auf klassischem Weg zu beschreiben sein. Ein Prozess, dem ein Quant unterliegt, könnte jedoch nicht exakt vorhergesagt, sondern nur mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit berechnet werden. Das Ergebnis muss real sein, jeglicher Imaginärteil der Wellenfunktion muss also verschwinden. Dies wird erreicht indem man Gleichung (1.4) komplex quadriert.

$$|\phi(x, t)|^2 = \phi^*(x, t) \cdot \phi(x, t)$$

Das Wahrscheinlichkeitskonzept der Messergebnisse führte Erwin Schrödinger 1935 ad absurdum durch das Gedankenexperiment über "Schrödingers Katze" [Sch35]: Hier sitzt das Tier in einer Box, zusammen mit einem tödlich radioaktiven Quant. Solange man nicht in die Box hineinschaut - und damit den Zustand der Katze misst - könnte die Katze **sowohl** lebendig **als auch** tot sein. Ob die Katze die Verstrahlung überlebt würde sich also erst im Moment der Messung entscheiden.

Eine weitere interessante und etwas modernere Interpretation der Wahrscheinlichkeitsbedingung ist 1994 von Leonard Susskind und Lárus Thorlacius veröffentlicht worden. [ST94] In einer Diskussion über die Eigenschaften Schwarzer Löcher mit Stephen Hawking und John Preskill entstand die Frage, was mit den Informationen von akkretierter Masse passiert. Wenn die Informationen - und nicht nur die Masse, die die Informationen enthält - verloren gehen würden, sobald sie in ein Schwarzes Loch gesaugt werden, müsste man genauso davon ausgehen, dass im Laufe der Zeit auch andere Informationen verloren gegangen sind, wodurch die Kausalität - also die Reihenfolge von Ursache und Wirkung - aufgegeben werden müsste. Susskind und Thorlacius beschrieben diesen Effekt durch eine Person, die in ein Schwarzes Loch gezogen wird: Am Ereignishorizont würden sämtliche Informationen thermisch auf die Akkretionsscheibe reflektiert werden und die Person würde - wie die Katze - sowohl tot als auch lebendig sein.

1.2. QUANTENPHYSIKALISCHE BETRACHTUNG

Zukünftige Zustände können - im Gegensatz zum klassischen Fall - nicht exakt bestimmt werden. Stattdessen müssen Wahrscheinlichkeiten berechnet werden, indem man die Zustandsfunktion quadriert (siehe Infobox 2 auf Seite 5). Das ist natürlich sehr schön, weil dadurch zuvor für unmöglich gehaltene Ereignisse nun als lediglich sehr unwahrscheinlich vorhergesagt werden können. Das kennt man im Allgemeinen von Wettervorhersagen: Auch bei einer Regenwahrscheinlichkeit von 5% muss es nicht unbedingt trocken bleiben.

Auch für unsere Elektronen kann eine solche Wellenfunktion definiert werden. In Interferenz-Experiment ([Jön61]) konnte nachgewiesen werden, dass sie - genauso wie Photonen - gleichzeitig Teilchen und Welle sein müssen. (siehe Abbildung 1.2, Seite 5).

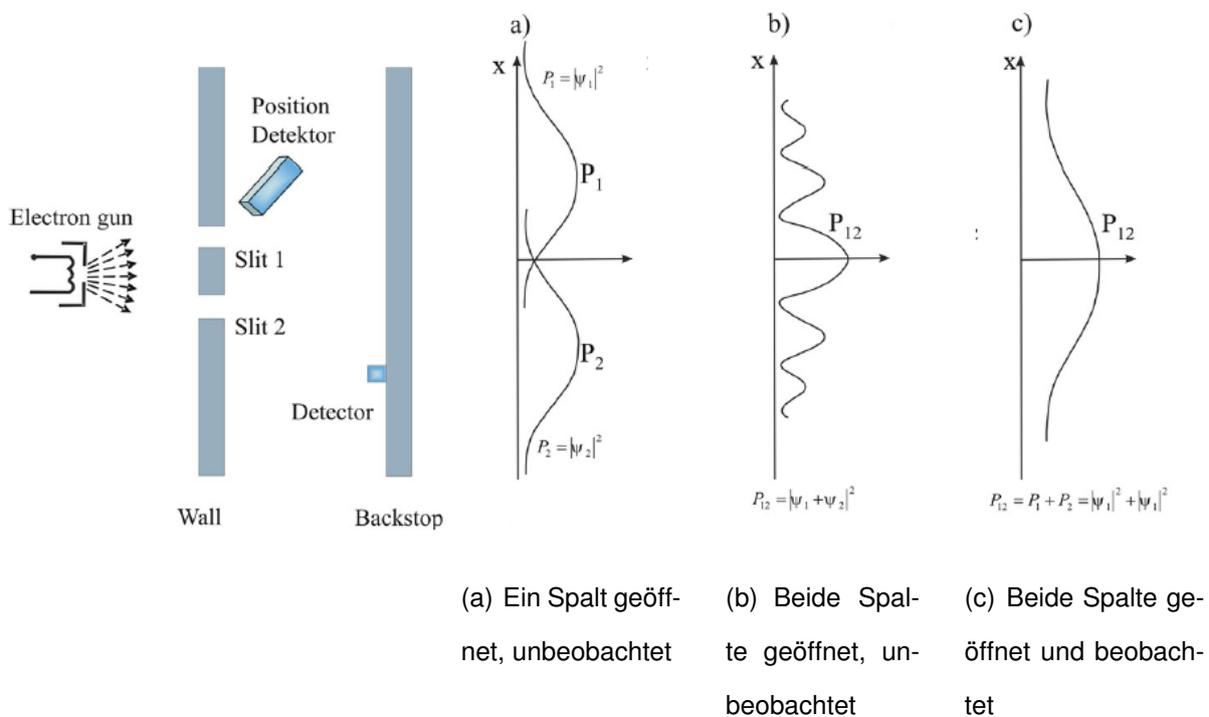


Abbildung 1.2: Doppelspalt-Experiment (nach [F⁺92])

Unterschiedliche Szenarien sind hier möglich:

Spalt 1 oder 2 geöffnet, Positionsdetektor aus: Werden die Elektronen durch nur einen einzigen Spalt geschickt, ergibt sich auf dem Detektorschirm (abhängig von der Position des geöffneten Spalts) eine Gaußkurve. Das bedeutet, dass die Auftreffwahrscheinlichkeit auf dem Schirm mit zunehmendem Abstand zum Spalt sinkt. Wenn wir einen zweidimensionalen Detektor hätten, würden wir einen runden Fleck mit diffusem Rand erkennen, so als hätten wir einen Farbball (also Materie) gegen eine Wand geworfen.

Spalte 1 & 2 geöffnet, Positionsdetektor aus: Können Elektronen durch beide Spalte fliegen, beginnen sie wie Photonen oder Wasserwellen zu interferieren. In der Mitte werden die meisten Elektronen detektiert. Mit größer werdendem Abstand zur Mitte sinkt die Auftreffwahrscheinlichkeit insgesamt nach wie vor, wir erhalten jedoch Minima, die unsere erwartete Gauß-Kurve zu einer Welle einschneiden. Im Zweidimensionalen hätten wir also mehrere Schalen mit einem diskreten Abstand, anstelle eines einzigen Kreises.

Spalte 1 & 2 geöffnet, Positionsdetektor an: Selbst wenn je nur ein Elektron durch die beiden Spalte fliegen würde und selbst dann, wenn nur ein einziges der beiden Elektronen durch den Detektor beobachtet werden würde, verschwindet das Interferenzmuster und eine einheitliche Gaußkurve ist auf dem Detektorschirm zu erkennen. Wir erhalten im Zweidimensionalen also den bereits vorher erwarteten einheitlichen „Materie-Fleck“.

Erst die Beobachtung zerstört also die Möglichkeit die Quantenmechanik zu erforschen - ein wahres Dilemma! Klassisch fällt es schwer sich vorzustellen, dass für ein Objekt scheinbar vollkommen unterschiedliche Zustände gleichzeitig zutreffen. In der Quantenmechanik fühlt man sich daher schnell wie ein „Pferdedoktor“⁴: Man hat ein „ ϕ “ (Aussprache: [fi]) vor sich und glaubt darüber alles besser zu wissen.

1.2.1 Radiale Quantenzahlen

Die Charakterisierung von Quantenzuständen erfolgt durch insgesamt vier Freiheitsgrade.

Hauptquantenzahl n : gibt das Energieniveaus an, in dem sich der betrachtete Zustand befindet. $n = 0$ gibt also die Grundzustandsenergie wieder, in die darauf folgende Zustände gelangt man durch Zählen in natürlichen Schritten ($n = 0, 1, 2, 3, \dots, \infty$).

Nebenquantenzahl l : gibt die Form des Orbitals an. Sie ist ganzzahlig und muss immer kleiner sein als n ($l = 0, 1, 2, 3, \dots, n - 1$).

magnetische Quantenzahl m_l : gibt die Ausrichtung des Orbitals an (also x, y, z oder eine Überlagerung davon). Um die räumliche Symmetrie zu bewahren kann sie auch negative Werte annehmen, damit ist $-l \leq m \leq +l$.

Diese Quantenzahlen geben den radialen Anteil einer Wellenfunktion wieder und gelten sowohl für nicht-relativistische (z.B. ruhende) Quanten, als auch für relativistische.

⁴Dies soll keinesfalls eine Beleidigung gegenüber Veterinären sein, sondern lediglich das alte Vorurteil ausnutzen.

1.2.2 Relativistische Quantenzahl: Der Spin

Sobald sich ein Quant mit mindestens 10% der Lichtgeschwindigkeit bewegt, kann seine Bewegung als relativistisch betrachtet werden. Damit wird die vierte Quantenzahl - der Spin s - ausschlaggebend. Er besitzt kein klassisches Analogon, kann aber als „Drehsinn“ aufgefasst werden, weil eine Raumspiegelung des Objekts ein symmetrisches, aber auch ein antisymmetrisches Ergebnis ergeben kann.⁵ Mathematisch gibt der Spin die Quantelung der Wellenfunktion wieder und damit die Abhängigkeit zum Planck'schen Wirkungsquantum \hbar .

$$s \sim \pm \frac{\hbar}{2} \quad (1.5)$$

Er kann damit die Werte $+\frac{\hbar}{2}$ oder $-\frac{\hbar}{2}$ haben, was auch gerne mit Pfeilen für „up“ $|\uparrow\rangle$ und „down“ $|\downarrow\rangle$ abgekürzt wird.

Die Zustandsfunktion kann nun also in zwei Teile unterteilt werden: einen radialen Anteil $|\psi(\vec{x})\rangle$, in dem n , l und m_l wirken, und einen Spin-Anteil $|\psi(\vec{s})\rangle$, der hauptsächlich für relativistische Fälle ausschlaggebend ist.

$$|\Psi(\vec{x}, \vec{s})\rangle = |\psi(\vec{x})\rangle |\psi(\vec{s})\rangle \quad (1.6)$$

1.2.3 Pauli-Prinzip

Ein Helium-Atom besitzt eine Hülle aus zwei Elektronen. Tauschen die beiden Elektronen den Ort, sollte sich ihr jeweiliger Zustand eigentlich nicht ändern. Durch Untersuchungen von Atompektren konnte Wolfgang Pauli aber herausfinden, dass Elektronen, ebenso wie alle anderen Fermionen, einen halbzahligen Spin besitzen. Daher können sie nicht symmetrisch ihre Plätze vertauschen. Elektronen im gleichen Energiezustand müssen sich deshalb voneinander in einer anderen Quantenzahl unterscheiden.

Es kann niemals zwei oder mehrere äquivalente Elektronen im Atom geben, für welche [...] die Werte aller Quantenzahlen [...] übereinstimmen. Ist ein Elektron im Atom vorhanden, für das diese Quantenzahlen [...] bestimmte Werte haben, so ist dieser Zustand besetzt. [Pau25]

⁵Das ist ungefähr so, als würde man seine Hand im Spiegel betrachten und an Stelle des Spiegelbilds eine Kopie der Hand betrachten.

1.2. QUANTENPHYSIKALISCHE BETRACHTUNG

Zwei Elektronen dürfen also niemals die selbe Konfiguration an Quantenzahlen besitzen. Durch dieses Prinzip konnte der Aufbau der Elemente erklärt und in das Periodensystem einsortiert werden: Jedes weitere Element besitzt ein weiteres Proton (und im Allgemeinen eine bestimmte Zahl weiterer Neutronen) im Vergleich zum vorherigen Element. Damit das Atom neutral ist, muss die Hülle durch die gleiche Anzahl Elektronen ergänzt werden. Durch das Pauli-Prinzip müssen Atome mit höherer Kernladungszahl also auch eine größere Atomhülle besitzen, was sich nur bis zu einer bestimmten Größe stabil realisieren lässt.

1.2.4 Møller-Wirkungsquerschnitt

Beschießt man eine Metall-Folie mit Elektronen, so können sie zum einen mit dem Atomkern stoßen (siehe Abschnitt 1.1 „Rutherford-Wirkungsquerschnitt“, Seite 2) und zum anderen mit der metalltypischen Elektronen-Wolke. Im Gegensatz zur Rutherford-Streuung ist in (1.2) bzw. (1.3) $Z = -1$, da **ein** Elektron mit **einem** anderen stößt. Da nicht unterschieden werden kann, ob das Elektron ein Projektil ist oder vom Metall kommt, müssen zwei mögliche Pfade berücksichtigt werden. Somit müssen beide Streu-Amplituden betrachtet werden. Der Wirkungsquerschnitt ist

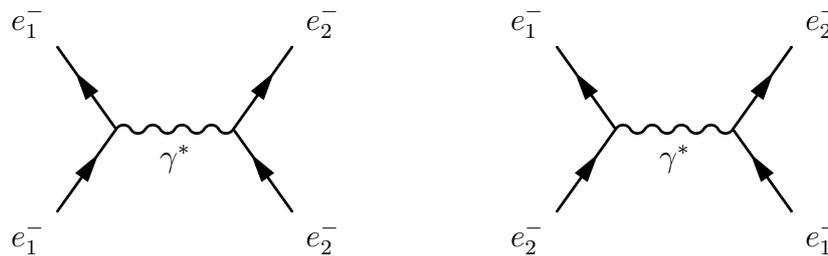


Abbildung 1.3: Møller-Streuung: mögliche Prozesse

wie in (1.3) quadratisch proportional zur Feinstruktur-Konstanten $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$ [FH95]

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Møller} = \frac{\alpha^2}{E^2} (\hbar c)^2 f(\theta) \approx \frac{e^2}{E^2} \quad (1.7)$$

Dem aufmerksam Leser fällt vermutlich auf, dass hier die Energie nicht mit E_{kin} , sondern mit E abgekürzt wurde. Dies liegt daran, dass in die Møller-Streuung die gesamte Energie E einfließt, die aus der kinetischen Energie E_{kin} **und** der Ruheenergie E_{pot} besteht. Elektronen sind nicht nur klein, sondern auch sehr leicht, die Ruheenergie kann in natürlichen Einheiten ausgedrückt werden und beträgt dann $E_{pot,e} = 511keV$, was 5% der Ruheenergie eines einzelnen Protons entspricht. Wird nun also einerseits ein System aus zwei Elektronen und andererseits ein System aus einem Elektron und einem Proton betrachtet, kann die Ruheenergie der Elektronen

1.2. QUANTENPHYSIKALISCHE BETRACHTUNG

vernachlässigt werden. In einem Vergleich zwischen Rutherford- und Møller-Streuung muss daher nur noch die kinetische Energie betrachtet werden.

Ob ein Teilchen nach Rutherford (Gleichung (1.3)) oder nach Møller (Gleichung (1.7)) streut ist also abhängig von der Ladungszahl des Targets

$$\frac{\sigma_{Møller}}{\sigma_{Rutherford}} = \frac{1}{Z^2} \quad (1.8)$$

Die Møller-Streuung ist damit für die meisten Targets eigentlich sehr unwahrscheinlich. Da es sich aber um einen elastischen Stoß⁶ zweier gleich schwerer Teilchen handelt, können einige grundlegende Regeln genutzt werden:

- Der cos-Satz gilt (siehe Infobox 1 auf Seite 2), die Elektronen fliegen also mit gleich großem, aber senkrecht zueinander stehenden Impuls voneinander weg. Sie besitzen damit die gleiche Geschwindigkeit.
- Die Energie bleibt - als kinetische Energie - erhalten. Wegen des cos-Satzes und der entsprechend gleich großen Geschwindigkeit, teilt sich die Energie auf beide Partner zu gleichen Teilen auf.
- Die Elektronen in einem Atom oder einem Metall verteilen sich auf ein sehr viel größeres Volumen als die Protonen im Kern. Nach [Stö04] hat das kleinste Atom - nämlich das Wasserstoffatom - einen Radius von $r_A = 10^{-10}$ m und der Kern $r_K = 10^{-15}$ m. Vergleicht man die Querschnittsfläche der Atomhülle mit der des Atomkerns erhält man eine mindestens 10^{10} -fach größere Fläche für die Hülle als für den Kern. In anderen Atomen ist das Verhältnis ähnlich.

Wenn die eingestrahlten Elektronen die Energie E_0 haben, müssen die Møller-gestreuten Elektronen also jeweils die Energie $\frac{E_0}{2}$ besitzen [FH95]. Damit sollten sich die Møller-gestreuten Elektronen von Rutherford-gestreuten bzw. Mott-gestreuten Elektronen trennen lassen.

1.2.5 Bedeutung der Teilchenidentität

Lässt man zwei Teilchen miteinander elastisch stoßen, die durch irgendeine Eigenschaft voneinander zu unterscheiden sind, so lässt sich auch der Weg, den sie bis zum Stoß gegangen sind, nachvollziehen. Eventuell ist das eine Teilchen ein Neutron und das andere ein Proton,

⁶Es werden also nur der Impuls und die Energie der beiden Teilchen geändert, es kommt zu keiner Verformung

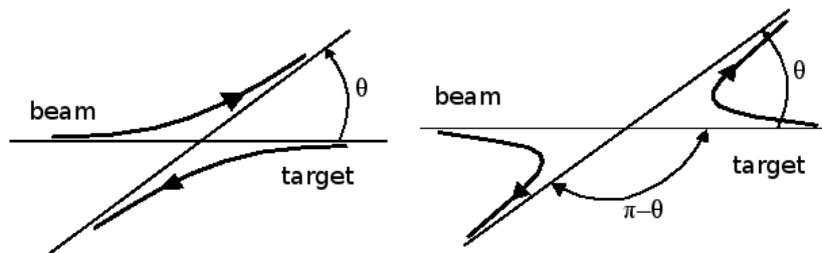


Abbildung 1.4: Mögliche Wege bei elastischer Streuung (aus [Jac01])

dann kann nur das Proton durch Anlegen einer (negativen) Spannung in eine Richtung beschleunigt werden. Das Neutron bleibt vom elektrischen Feld unberührt, da es selbst keine Ladung trägt. Solange der Ort des Stoßes bekannt ist, steht also auch der Weg des Protons fest. Im Schwerpunktsystem müssen die Teilchen, wenn sie sich (hier) aufeinander zubewegen, nach dem Stoß orthogonal zueinander wegfliegen. Es ergibt sich ein Winkel θ zwischen ursprünglicher Flugbahn des Projektils und einer der beiden Teilchenbahnen, sowie ein Winkel $180^\circ - \theta = \pi - \theta$ zwischen der ursprünglichen Projektilflugbahn und der Flugbahn des anderen Teilchens⁷. Angenommen wir kennen den Winkel θ (siehe Abbildung 1.4) und stellen entsprechend an den richtigen Orten Detektoren auf. Da die Teilchen unterscheidbar sind, ist hier die Wahrscheinlichkeit für eines der beiden Teilchen detektiert zu werden nach [F⁺92]

$$P_{\text{unterscheidbar}} = |\psi(\theta)|^2 + |\psi(\pi - \theta)|^2 \quad (1.9)$$

Obwohl hier die Amplitudenquadrate der Wellenfunktion erscheinen, entsteht die Gleichung aus rein klassischen Überlegungen: Das Teilchen fliegt entweder in den einen oder in den anderen Detektor, also ist die Gesamtwahrscheinlichkeit detektiert zu werden eine Addition aus der Wahrscheinlichkeit im einen oder im anderen Detektor zu landen.

Sind die Teilchen jedoch nicht unterscheidbar, lässt sich auch der Weg, den sie nach der Streuung gegangen sind, nicht nachvollziehen und es kann zur Interferenz kommen. Die Interferenz wird zerstört, sobald eines der Teilchen konkret verfolgt wird um den Weg zu bestimmen. Daher liegt die Vermutung nahe, dass die Heisenberg'sche Unschärferelation der Grund ist, warum die Interferenz nicht mehr beobachtet werden kann. Dies konnte bisher aber nicht einwandfrei nachgewiesen werden, es gibt sogar Rechnungen, nach denen der Impulsübertrag bei der Ortsmessung keine Rolle spielt [Eng96].

⁷Solange es sich nur um Coulomb-Streuung handelt braucht nur der Polarwinkel θ betrachtet zu werden, die Streuung in Azimuth-Richtung ist beinahe vollständig unterdrückt [F⁺92]

Die Streuwahrscheinlichkeit eines der nicht unterscheidbaren Teilchen zu detektieren ergibt sich aus der Interferenz der Streuung [F⁺92]

$$P_{\text{nicht unterscheidbar}} = |\psi(\theta) \pm \psi(\pi - \theta)|^2 \quad (1.10)$$

Das „+“-Zeichen wird für ununterscheidbare Bosonen genutzt. Fermionen vertauschen jedoch asymmetrisch, das heißt bei Austausch des Anfangs- und Endzustands erfolgt ein Vorzeichenwechsel. Diese Tatsache folgt aus dem Pauli-Prinzip (siehe Abschnitt 1.2.3 „Pauli-Prinzip“, Seite 7). Deshalb benutzt man für Fermionen das „-“-Zeichen.

Entsprechend ergeben sich für den Fall symmetrischer Streuung ($\theta = \frac{\pi}{2}$) interessante Konsequenzen (Tabelle 1.2). Im Experiment schafft man Bedingungen, dass die untersuchten Elektro-

Tabelle 1.2: Streuwahrscheinlichkeiten für $\theta = \frac{\pi}{2}$

Teilchenart		Wahrscheinlichkeit P
Bosonen	unterscheidbar	$4 \psi(\frac{\pi}{2}) ^2$
Fermionen	unterscheidbar	$4 \psi(\frac{\pi}{2}) ^2$
Bosonen	nicht unterscheidbar	$2 \psi(\frac{\pi}{2}) ^2$
Fermionen	nicht unterscheidbar	0

nen die gleiche Energie besitzen. Ob die Teilchen unterschieden werden können, wird daher mit Hilfe der Mott-Streuung durch Bestimmung des Spins entschieden (siehe Abschnitt 1.4 „Mott-Wirkungsquerschnitt“, Seite 16). Da die eingestrahlten Elektronen keine feste Ausrichtung besitzen, also unpolarisiert sind, muss der Streuquerschnitt als Durchschnitt aus unterscheidbaren und nicht unterscheidbaren Teilchen erfolgen. Laut [Jac01] gilt

$$\sigma_{\text{Durchschnitt}}^{\text{Bosonen}} \left(\theta = \frac{\pi}{2} \right) = 4 \cdot \frac{s_{\text{Boson}} + 1}{2s_{\text{Boson}} + 1} \left| \psi\left(\frac{\pi}{2}\right) \right|^2 \quad (1.11)$$

$$\sigma_{\text{Durchschnitt}}^{\text{Fermionen}} \left(\theta = \frac{\pi}{2} \right) = 4 \cdot \frac{s_{\text{Fermion}}}{2s_{\text{Fermion}} + 1} \left| \psi\left(\frac{\pi}{2}\right) \right|^2 \quad (1.12)$$

1.3 Verschränkung

Wenn zwei Fermionen elastisch miteinander stoßen, können ihre Wellenfunktionen einen Verbund eingehen.

$$|\psi_1\rangle + |\psi_2\rangle \rightarrow |\psi_{1+2}\rangle \quad (1.13)$$

Nach dem Stoß gehen die Elektronen auseinander. Klassisch müsste man vermuten, dass sich dann auch die Wellenfunktionen wieder voneinander trennen. Tatsächlich bleiben die Wellenfunktionen miteinander als $|\psi_{1+2}\rangle$ verbunden, man nennt sie von nun an verschränkt. Misst man nach dem Stoß die Eigenschaften beider Elektronen separat, ist das also so, als würde man den Verbund der Elektronen mit einer einzigen Messung messen: Das Ergebnis ist das gleiche. Das bedeutet zwar einerseits, dass der Zustand des zweiten Teilchens vom Zustand des ersten Teilchens abhängt, andererseits würde das Ergebnis der Messung erst **im Moment** der Messung festgelegt werden. Vor der Messung wäre der Zustand beider Teilchen variabel. In den Kopenhagener Briefen diskutierten die Wissenschaftler Pauli, Bohr, Heisenberg, Einstein und andere darüber, ob solch ein Ergebnis überhaupt durch die klassische, also empirische Physik beschrieben werden könne [Pau01]. Wenn die Eigenschaften der gemessenen Teilchen nämlich bis zum Zeitpunkt der Messung unbestimmt wären, müssten sich die beiden Parteien **beim** Zeitpunkt der Messung gegebenenfalls mit Überlichtgeschwindigkeit darüber unterhalten, für welchen Zustand sie sich entschieden haben. Einstein, Podolsky und Rosen nannten dies "spooky action" [EPR35] und schlugen versteckte Variablen vor um eine solche Verletzung der Lokalität zu vermeiden. John Bell konnte für diese Idee einen ersten souveränen Lösungsvorschlag bieten.

1.3.1 Bell'sche Ungleichung

John Bell stellte 1964 eine Ungleichung auf um das Einstein-Podolsky-Rosen-Paradox zu lösen [Bel64]. Seine Argumentation stützte sich darauf, dass bei einem Stern-Gerlach-Experiment Silber-Ionen (siehe Infobox 3 auf Seite 13) - und damit allgemein für Fermionen⁸ - das Ergebnis der Messung auch im Vorfeld schon exakt beschrieben werden können müsste.

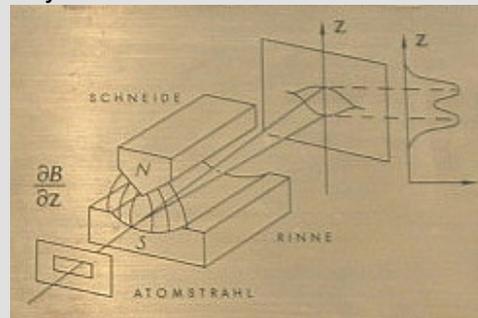
⁸Laut [Kes85] können *freie* Elektronen jedoch nicht mit Stern-Gerlach-Magneten polarisiert werden. Für die Wahrscheinlichkeitsrechnung von Bell sollte dieser Tatbestand aber keinen Unterschied machen.

Infobox 3: Stern-Gerlach-Experiment

Das berühmteste Frankfurter Physik-Experiment wurde 1922 von Otto Stern und Walther Gerlach durchgeführt. Sie erhitzten Silber (chemisches Zeichen: Ag) bis es einfach ionisiert wurde. Die Ag^+ -Ionen wurden durch ein inhomogenes Magnetfeld auf einen Photoschirm geleitet. Ohne die Quantenmechanik sollte sich auf dem Schirm ein homogenes Muster zeigen, ähnlich wie beim Interferenzexperiment (siehe Abbildung 1.2(a), Seite 5). Stern und Gerlach fanden jedoch ein diskretes Muster. Damit wiesen sie die Richtungsquantelung (letztlich die

Abhängigkeit zwischen dem Drehimpuls des Atoms und der Quantenzahl und m) nach und bewiesen somit Teile der Quantenmechanik. Hierfür erhielten sie 1943 den Nobelpreis. [Mes10]

Das Bild zeigt einen Abriss des Experiments. Die Plakette hängt vor dem Physikalischen Verein in Frankfurt.



Eine versteckte, nicht messbare Variable könnte den Zustand eines Teilchens bei jeder Wechselwirkung festlegen, unterschiedliche Messergebnisse wären dann nur noch statistische Schwankungen der versteckten Variable. Mathematisch gehorcht das Prinzip einer Ungleichung, für die Erwartungswerte A_1 , A_2 , B_1 und B_2 einer Messung gilt [Fin04]

$$|\langle A_1 B_1 \rangle + \langle A_2 B_1 \rangle + \langle A_1 B_2 \rangle - \langle A_2 B_2 \rangle| \leq 2 \quad (1.14)$$

Durch Setzen von Bedingungen für die Messung können manche Ergebnisse bereits im Vorfeld ausgeschlossen werden. So kann man zum Beispiel mit einer blau getönten Brille die Farbe „Blau“ nicht mehr wahrnehmen⁹. Die Wahrscheinlichkeit, dass diese Ergebnisse auftreten, ist also 0 %. Rein statistisch müssen die ausgeschlossenen Ergebnisse jedoch berücksichtigt werden, wodurch die Gesamtwahrscheinlichkeit der anderen Ergebnisse sinkt.

Mittlerweile konnte jedoch festgestellt werden, dass vorallem verschränkte Zustände (1.14) verletzen (z.B. [LRM76], [TBZG98], [Ber09]), die linke Seite von (1.14) ist größer als klassisch vorausgesagt. Man sagt, die Erwartungswerte sind miteinander korreliert, was wiederum bedeutet, dass das gesamte Teilchensystem verschränkt ist ([Fin04]). Es kann also keine versteckten Va-

⁹Das fällt nur deswegen nicht auf, weil die Konturen eines blauen Objekts nach wie vor sichtbar sind.

riablen geben, die den Zustand eines (verschränkten) Teilchensystems bereits vor der Messung festlegt. Damit müssen verschränkte Systeme entweder gegen die Prinzipien der **Realität** oder gegen die Prinzipien der **Lokalität** verstoßen. Bei einer Verletzung der Realität würde das Ergebnis einer Messung erst während der Messung festgelegt werden¹⁰. Die Eigenschaften der zu messenden Objekte wären vor ihrer Messung also unbestimmt, geradezu willkürlich und die uns bekannten Prinzipien der Physik würden für ungemessene, sowie freie Teilchen nicht gelten¹¹. Darum tendieren die meisten Wissenschaftler eher dazu das Prinzip der Lokalität aufzugeben. Eine Kraft hätte dann also nicht unbedingt eine lokal beschränkte Auswirkung. Dieser Ansatz wurde bereits in vielen Varianten diskutiert und ausgeschmückt. So sind Vertreter der Viel-Welten-Theorie der Ansicht, jedes physikalisch mögliche Messergebnis wird stattfinden, aber jedes in einer eigenen Welt. Eine weitere These bildet die Chaos-Theorie, dessen Vertreter meinen, dass ein Schmetterling, der in den USA mit dem Flügeln schlägt, in Japan einen Hurricane auslösen kann.

1.3.2 Verschlüsselung

Unabhängig davon welche Ursachen die Verschränkung hat, besitzt sie durchaus praktische Folgen. Die Kryptografie oder auch „Verschlüsselung“ profitiert wohl am meisten vom Prinzip der Verschränkung.

Durch einen **Schlüssel** werden sensible Daten und Nachrichten in einen unlesbaren „Kauderwelsch“ umgeschrieben oder die kodierte Nachricht wieder entschlüsselt. Die bekannteste Form der Verschlüsselung ist der Public Key mit RSA-Verschlüsselung ([Bru03]). Hier wird eine große Zahl $N = p \cdot q$ öffentlich bekannt gegeben, die aus den Primzahlen p und q multipliziert wurde. Die Primzahlen müssen Sender und Empfänger einander möglichst geheim mitteilen. Im Allgemeinen wird für N eine Zahl genommen mit 1024000 Stellen genommen, dies entspricht einer Datengröße von 1024 kBit. Um solche eine Zahl N in die Zahlen q und p zu zerlegen bräuchten 1.4 Milliarden (klassische) Computer 2 Monate Rechenzeit. Deshalb gilt die Verschlüsselung nach RSA als sicher.

Peter Shor entwickelte 1994 einen auf der Quantenphysik basierenden Algorithmus um die Primzahlzerlegung von N wesentlich zu beschleunigen, wodurch die Entschlüsselung von kodierten Nachrichten nur mit Kenntniss der Zahl N mit Quantencomputern zu erreichen ist (näheres dazu in [Bru03]).

¹⁰Bell nahm beim Formulieren seiner Ungleichung jedoch an, dass das Prinzip der Realität in jedem Falle gilt.

¹¹Wenn im Wald ein Baum fällt und keiner ist da um ihn zu hören, gab es dann wirklich ein Geräusch?

Diese Tatsache lenkt das Problem der Verschlüsselung auf die Übergabe des Schlüssels: Solange der Schlüssel nicht geheim übertragen werden kann, ist auch der Inhalt einer verschlüsselten Nachricht nicht mehr geheimzuhalten. Zwar zerstört die Quantenmechanik einerseits die Sicherheit des bisher bestehenden Systems, sie bietet andererseits aber auch einen Ausweg: Wenn ein verschränkter Zustand bestehend aus zwei Wellenfunktionen - ein Bell-Zustand - erzeugt wird und sowohl Sender als auch Empfänger einer geheimen Botschaft je einen Teil des Zustands erhalten, können sie durch Messen des Zustands einen Schlüssel erzeugen, der von Spionen nicht abgehört werden kann. Praktisch sieht das so aus:

Eine Quelle erzeugt verschränkte Quanten entweder in horizontaler ($|\uparrow\rangle$ und $|\downarrow\rangle$) oder in vertikaler Polarisation ($|\leftarrow\rangle$ und $|\rightarrow\rangle$). Die Hälfte davon wird an den Sender A übertragen, die andere an den Empfänger B. Beide messen ihren Teil in einer Basis ihrer Wahl (horizontal oder vertikal). Wenn A ein Quant der Polarisation $|\uparrow\rangle$ in horizontaler Basis misst, erhält er als Ergebnis eine „1“, bei einem $|\downarrow\rangle$ würde er eine „0“ erhalten und so weiter. Da die Quelle verschränkte Quanten ausgibt, kann Empfänger B seine Apparatur so einstellen, dass er für jede „1“ von A eine „0“ erhält und anders herum. Die beiden sollten also - wenn sie in der gleichen Basis messen - das gleiche Ergebnis erhalten.

A und B messen also eine gewisse Anzahl an Quanten in einer zufällig gewählten Basis und erhalten dadurch eine Zahl aus Einsen und Nullen. Nach der Messung unterhalten sie sich - auf klassische Weise - darüber, in welcher Reihenfolge an Basen sie gemessen haben ohne dabei Ergebnisse der Messung auszutauschen. Die Stellen, an denen A und B nicht in der gleichen Basis gemessen haben, werden gestrichen. Dadurch erhalten sie einen gemeinsamen Code.

Ein Spion, der versucht die Schlüsselübertragung abzufangen, in dem er zum Beispiel den Kanal zwischen der Quelle und B abhört, hat nur eine Chance von 25 % nicht dabei entdeckt zu werden. Dies liegt daran, dass abgefangene Quant bei der Messung zerstört wird. Der Spion hat aber selbst nur eine 50%-Chance die richtige Basis für die Messung zu erwischen und dadurch den Zustand des Quants zu erfassen. Vorausgesetzt er wählt die richtige Basis und erzeugt das richtige Quant um es an B weiter zu schicken, dann müsste er weiterhin hoffen, dass auch B die richtige Basis zur Messung wählt, so dass die Stelle zum Schlüssel beiträgt. Deshalb ist die Verschlüsselung durch quantenmechanische Verschränkung sicherer als die klassische Variante.

1.4 Mott-Wirkungsquerschnitt

Der Rutherford-Wirkungsquerschnitt (siehe Abschnitt 1.1 „Rutherford-Wirkungsquerschnitt“, Seite 2) kann allgemein für alle elektromagnetischen Teilchen angewandt werden, die auf ein Target mit Ladung Z treffen. Für spinlose Teilchen ist dieser Wirkungsquerschnitt der exakteste, den wir kennen. Hat ein Target nun aber einen Spin der nicht Null ist ($s \neq 0$), muss die Formel zur Mott-Formel erweitert werden.

Wenn Elektronen mit einer Geschwindigkeit \vec{v} auf das Target zufliegen, gelangen sie in das elektrische Feld \vec{E} der Target-Atomkerne. Dadurch entsteht nach den Maxwellschen Beziehungen ein Magnetfeld

$$\vec{B} = -\vec{v} \times \vec{E} \quad (1.15)$$

Das elektrische Feld des Atomkerns hängt von dessen Ladungszahl Z ab und ist entsprechend durch

$$\vec{E} = \frac{Ze}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\vec{r}}{r^3} \quad (1.16)$$

definiert. Durch die entstehende Rotation bekommt das Elektron einen äußeren Drehimpuls

$$\begin{aligned} \vec{L}_e &= \vec{r} \times \vec{p} = \vec{r} \times m_e \cdot \vec{v} \\ \frac{\vec{L}_e}{m_e} &= \vec{r} \times \vec{v} \\ \Rightarrow -\frac{\vec{L}_e}{m_e} &= \vec{v} \times \vec{r} \end{aligned} \quad (1.17)$$

Das Magnetfeld (1.15) hat mit Hilfe von (1.17) also die Form

$$\begin{aligned} \vec{B} &= -\vec{v} \times \frac{Ze}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\vec{r}}{r^3} \\ &= -\frac{Ze}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r^3} \cdot \vec{v} \times \vec{r} \\ \Rightarrow \vec{B} &= \frac{Ze}{4\pi\epsilon_0 \cdot m_e r^3} \vec{L}_e \end{aligned} \quad (1.18)$$

Das magnetische Moment der Elektronen wechselwirkt nun gyromagnetisch mit dem Magnetfeld, wodurch ein Spin-Orbit-abhängiges Potential beschrieben werden kann. [Dun94]

$$V_{s.o.} = -\vec{\mu}_S \cdot \vec{B} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 \cdot m_e^2 r^3} \vec{s} \cdot \vec{L} \quad (1.19)$$

Dieses Potential muss sich nun auch auf den Wechselwirkungsquerschnitt des Elektron-Atomstoßes auswirken. Allgemein wird der Wechselwirkungsquerschnitt nach Rutherford (1.3) (Seite

3) beschrieben. Durch die hervorgerufene Drehung in Gleichung (1.19) kommt hier jedoch eine Winkelabhängigkeit dazu. [PR06]

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \frac{4Z^2\alpha^2(\hbar c)^2 E'^2}{|\vec{q}c|^4} \left(1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}\right) \quad (1.20)$$

Wobei E' zu $E' + V_{s.o.}$ wird.

Der Spin der Elektronen, die im Experiment als Projektile genutzt werden, besitzt keine feste Ausrichtung. Die Elektronen besitzen damit keine **Polarisation** von 100%. Kessler beschreibt in [Kes85] den Mott-Wirkungsquerschnitt als abhängig von der Ausrichtung der Elektronenspins:

$$\sigma(\theta) = I(\theta)(1 + S(\theta)\vec{P}\hat{n}) \quad (1.21)$$

Darin ist \vec{P} der Polarisationsvektor der Elektronen, $S(\theta)$ die Sherman-Funktion, die die Spin-abhängige Asymmetrie angibt, und \hat{n} der Vektor senkrecht zur Streuebene. $I(\theta)$ ist der eingestrahelte Elektronen-Strom. Durch den Spin-Term $S(\theta)\vec{P}\hat{n}$ wird der Wirkungsquerschnitt von Elektronen an Gold maximal für einen Rückstoß-Winkel von 120° . Dies ist in Abbildung 1.5 (Seite 18) für verschiedene Elektronenenergien verdeutlicht.

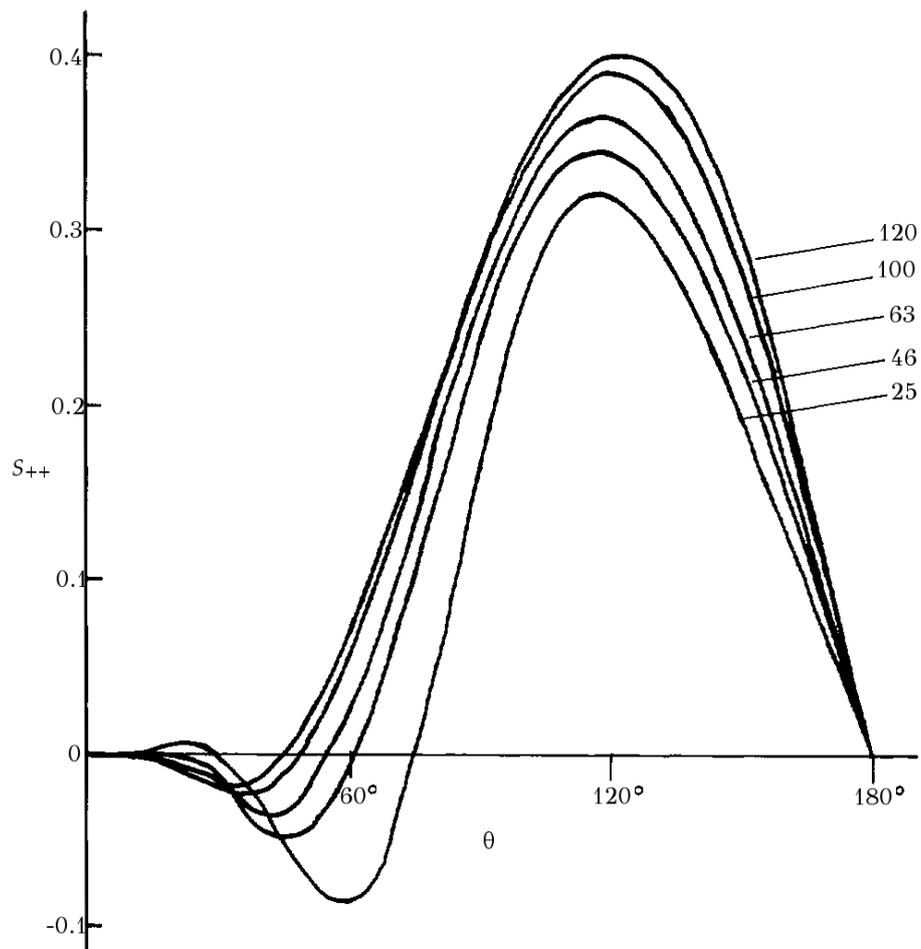


Abbildung 1.5: Abhängigkeit der Sherman-Funktion S vom Streuwinkel θ aus [CHLO85], die verschiedenen Kurven bilden Abhängigkeiten für verschiedene kinetische Energien zwischen 25 keV und 120 keV. Ein signifikantes Maximum ist für $\theta = 120^\circ$ zu erkennen.

2 Konstruktion und Aufbau

2.1 Aufbau

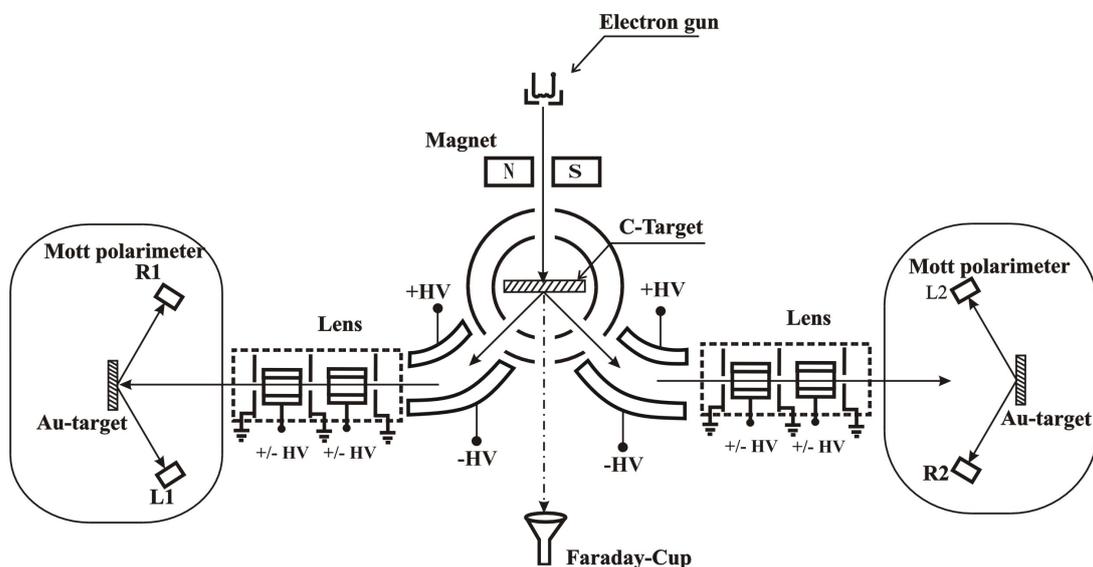


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau des Experiments

Wie bereits in „Møller-Wirkungsquerschnitt“ (Seite 9) erwähnt, nehmen die Elektronen in einem Atom ein größeres Volumen ein als der Atomkern. Diese Tatsache wird vom Experiment ausgenutzt um an einem Atomgitter Møller-Streuung zu erzeugen.

Die eingestrahelten Elektronen dafür kommen aus einer Kathode aus Tantal, eingebaut in einer Elektronenkanone der Firma Kimball Physics (siehe Abbildung 2.2, Seite 20). Von ihr kann Strom von $10 \mu\text{A}$ bis $100 \mu\text{A}$ mit einer Spannung bis 50 kV geliefert werden. Bei einer angelegten Spannung von 50 kV haben die Elektronen eine kinetische Energie von 50 keV . Der Strahl wird durch eingebaute magnetostatische Deflektoren auf bis zu 0.5 mm fokussiert. Durch eine zusätzlich eingebaute Blende kann der Strom auf 200 nA reduziert werden¹.

¹Das entspricht $1.2 \cdot 10^{12}$ Elektronen pro Sekunde



Abbildung 2.2: Kimball-Physics e-Gun

Tabelle 2.1: Kenndaten e-gun

Strom	10 bis 100 μA
Spannung	0 bis 50 kV

Ziel der ersten Streuung ist das Herauslösen von Sekundärelektronen aus der Atomhülle. Nach Gleichung (1.8) kann die Wahrscheinlichkeit dafür im Vergleich zur Rutherford- (siehe Abschnitt 1.1 „Rutherford-Wirkungsquerschnitt“, Seite 2) bzw. zur Mott-Streuung (siehe Abschnitt 1.4 „Mott-Wirkungsquerschnitt“, Seite 16) erhöht werden, in dem man ein Element mit relativ geringer Kernladungszahl Z benutzt. Darum wurde hier als Target² Kohlenstoff gewählt, die Target-Dicke beträgt etwa $d \approx 30$ nm. Im günstigsten Fall teilen sich die beiden Møller-gestreuten Elektronen die ursprünglich eingestrahlte Energie zu gleichen Teilen auf, so dass sie sich symmetrisch voneinander trennen (90° im Schwerpunktssystem, 45° im Laborsystem), beide besitzen nun die gleiche Energie, ihre Impulse zeigen aber in verschiedene Richtungen (siehe Infobox 1 auf Seite 2).

Nach dem Kohlenstofftarget werden die Elektronen im entsprechenden Winkel durch elektrostatische Deflektoren (siehe Abbildung 2.3) aufgefangen. Die positive Spannung $U_+ = +HV$ ist auf beiden Seiten des Targets gleich groß, sie zieht die Elektronen an, so dass sie um weitere 45° abgelenkt werden. Die negative Spannung $U_- = -HV$ stößt die Elektronen zusätzlich von der ursprünglichen Flugbahn in der Mitte des Experiments ab. Diese Spannung kann für jeden der Deflektoren separat eingestellt werden.



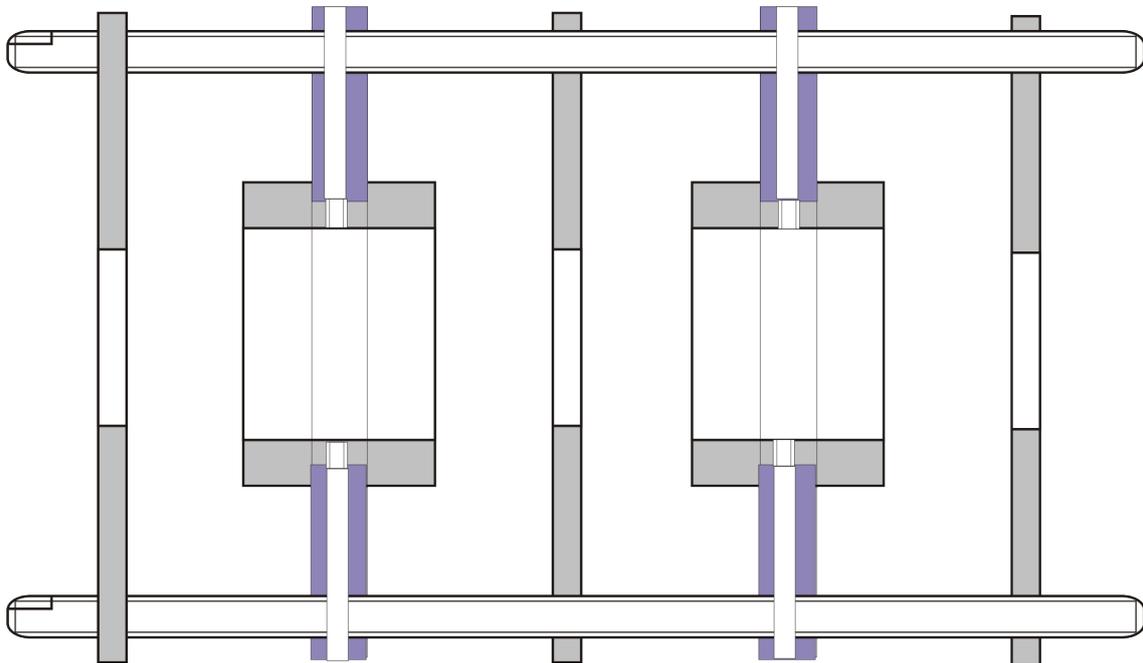
Abb. 2.3: Foto der Deflektoren

Die Elektronen werden anschließend durch Doppelrohrlinsen noch einmal fokussiert und schließlich in die Mottkammer gelenkt (siehe Abbildung 2.4, Seite 21).

²englisch für „Ziel“



(a) Foto der Doppelrohrlinsen



(b) schematischer Aufbau

Abbildung 2.4: Doppelrohrlinsen. Die metallischen Zylinder können auf ein beliebiges negatives Potential gelegt werden, welches abstoßend auf die Elektronen wirkt. Dadurch wird der Elektronenstrahl zusätzlich fokussiert.

2.2 Variable Targetkammer

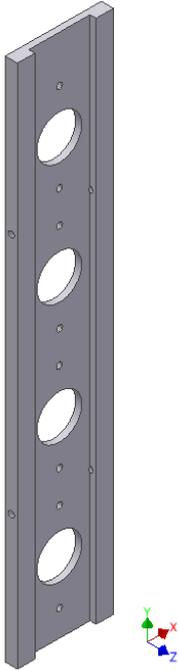


Abb. 2.5: Targethalterung

Die alten Mott-Kammern ([Ber09]) erwiesen sich beim Wechseln der Streutargets als unhandlich, weil dafür jedes mal das Experiment belüftet werden musste. Darum wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit eine neue Kammer konstruiert und von der Werkstatt gebaut. In einem CF100-T-Stück befindet sich ein großer Zylinder aus Aluminium (siehe Abbildung 2.8, Seite 23) als Befestigung für die Detektoren (dazu mehr in „Microchannel Plates“, Seite 24). Ein kleinerer Zylinder, ebenfalls aus Aluminium, dient zur Montage der Streutargets (siehe Abbildung 2.7, Seite 23). Er kann auf eine positive Spannung gelegt werden, wodurch die Elektronen eine Beschleunigung aufs Target erfahren. Innerhalb des Zylinders lassen sich bis zu vier Targets montieren und er kann durch eine Dreh-/Lineardurchführung von Pfeiffer in den größeren Zylinder hineingeschoben werden. In der Targethalterung sind zwei Gold-Folien (Flächendichten: $200 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$ und $100 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$) und eine Aluminium-Folie (Flächendichte: $200 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$) montiert. Die letzte Halterung wurde frei gelassen um

als Vergleichsmessung den Untergrund messen zu können.

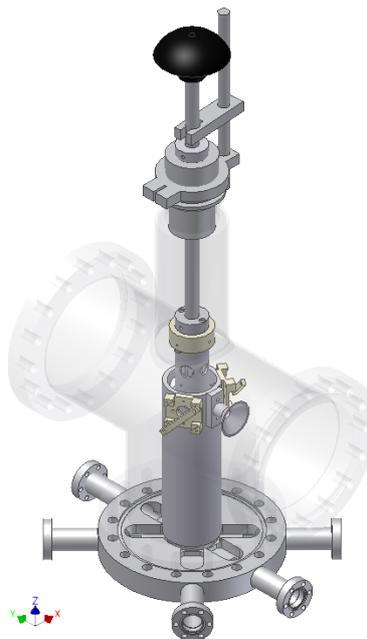


Abbildung 2.6: Schematischer Aufbau der variablen Targetkammer

Treffen die Elektronen auf die Metallfolien, kommt es zur oben erwähnten Mott-Streuung (siehe Abschnitt 1.4 „Mott-Wirkungsquerschnitt“, Seite 16). Die Fermionen werden hier - abhängig von ihrem Spin - polarisiert, also ausgerichtet. Der Grad der Polarisation ist abhängig von der Sherman-Funktion S , die wiederum abhängig ist vom Streuwinkel, der Ladungszahl des Targets und der Energie, mit der die Elektronen auf die Folie treffen ([Kes85]).

$$P = S(\theta, Z, E) \quad (2.1)$$

Die Forschergruppe um D. M. Campbell konnte herausfinden, dass die Sherman-Funktion - und damit die Polarisation - für die von uns benutzten Energien ein ausgeprägtes Maximum für einen Schwerpunktswinkel von $\theta = 120^\circ$ besitzt ([CHLO85], siehe Abbildung 1.5, Seite 18). Daher wurden die MCP zur Elektronendetektierung jeweils mit einem Winkel von 60° rückseitig zur Target-Folie an die äußeren Zylinder angebracht (siehe Abbildung 2.6, Seite 22).

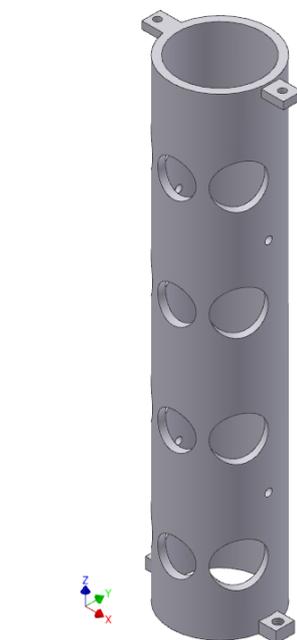
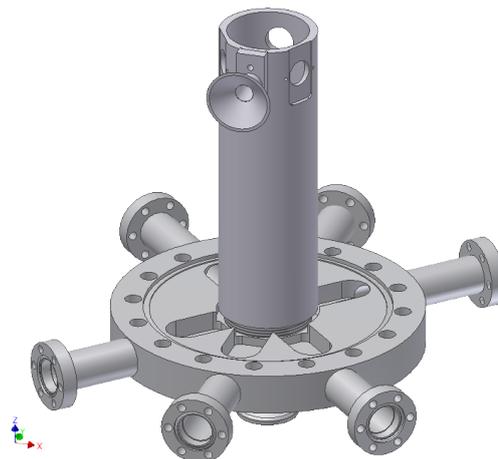


Abb. 2.7: Kleiner Zylinder

Abbildung 2.8: Großer Aluminium-Zylinder als MCP-Montage. Der mit abgebildete Aufsatz dient zur Abschirmung der Detektoren vor den einfallenden Elektronen.

Auch der Gütefaktor - die Figure of Merit - hängt stark von der Sherman-Funktion ab. Sie entspricht dem Inversen Quadrat des statistischen Fehlers ΔN ([Ber09]). Die Funktion gibt an,

wieviele Elektronen pro Sekunde I im entsprechenden Winkel (indirekt angegeben durch S^2) von einem eintreffenden Strom I_0 gestreut werden.

$$FOM = \left(\frac{I}{I_0} \right) \cdot S^2 \quad (2.2)$$

Die Rate I ist die Zahl der Elektronen, die pro Sekunde am entsprechenden MCP ankommt, die Rate I_0 wird durch Photomultiplier hinter den Mott-Targets erfasst.

Wenn wir die Elektronen mit der maximalen Energie von $E = 50$ keV auf das Kohlenstofftarget schießen, haben sie nach der Møller-Streuung jeweils eine Energie von etwa $E = 25$ keV (siehe Seite 9). Abhängig von der an den Mott-Targets angelegten Beschleunigungsspannung können wir mit Hilfe der Abbildung 1.5 (Seite 18) den Wert der Sherman-Funktion S abschätzen mit etwa $S_{theoretisch} \approx 0.3$. Damit lässt sich eine obere Grenze FOM_{max} für die Figure of Merit abschätzen und durch den Zusammenhang mit ΔN einen minimalen statischen Fehler ΔN_{min} für unsere Messungen.

$$FOM \sim \frac{1}{\Delta N^2} \Rightarrow \Delta N_{min} \approx \frac{1}{\sqrt{FOM_{max}}} \approx 3.33 \sqrt{\frac{I_0}{I}} \quad (2.3)$$

An den Kammerausgängen sind die MCP mit mehreren elektronischen Bauteilen verbunden um die Signalqualität zu verbessern (siehe Abschnitt 2.4 „Signalaukopplung“, Seite 31)

2.3 Microchannel Plates

Zur Detektierung und Verstärkung des Signals wurden Microchannel Plates (MCP) eingebaut. Sie werden seit 1959 in der Detektor Physik eingesetzt und funktionieren durch Elektronenvervielfachung. Ursprünglich wurden sie zur Verbesserung von Bilddetektoren entwickelt, da sie - Einstein sei Dank - durch den Photoeffekt auch Lichtsignale verstärken können.

2.3.1 Herstellung

Zur Herstellung der MCP werden Röhren aus Bleiglas genutzt. Um das Glas während des Prozess nicht zu beschädigen, sind die Röhren mit einem anderen Glas „gefüllt“, das sich in einem Säurebad auflösen kann (allgemein: „core glass“). Die Glasröhren werden lang gezogen, bis sie einen Durchmesser im Bereich von 10 - 100 μm haben. Anschließend werden sie aneinander gepresst und versiegelt. Sie erreichen dadurch eine Querschnittsfläche im Bereich von einigen cm^2 . Der dadurch entstehende Zylinder wird in Plättchen von einigen mm Dicke geschnitten, dabei können die Scheiben orthogonal zu den Röhren geschnitten werden oder in einem Winkel,

Schematic Structure of MCP

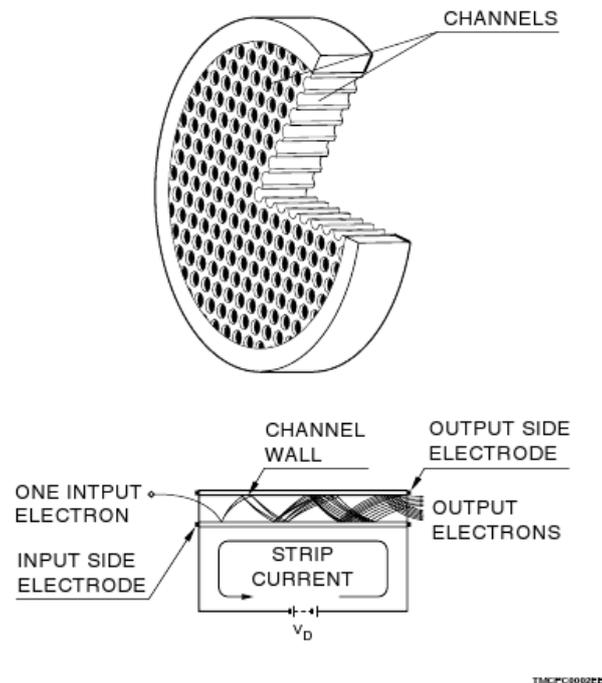
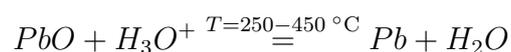


Abbildung 2.9: Aufbau eines Micro-Channel-Plates [HAM01]

üblicherweise 8° , der später als Eintrittswinkel nützlich ist. Anschließend werden die Plättchen auf einer Seite - der späteren Eintrittsseite für die Signale - poliert. Damit nun aus den Glasröhren auch Kanäle werden, werden die MCP in eine Säurebad gelegt, wodurch sich das „core glass“ auflöst und für die Säure den Weg zum Bleiglas freigibt.



An der Oberfläche der Kanäle ist nun Bleioxid entstanden. Durch den starken Kapillar-Effekt bleiben auch Säure-Rückstände zurück. In einem Hochofen werden lokal die letzten Verunreinigungen vom Blei entfernt. Es bildet sich ein Gemisch aus Blei und Bleiglas, die Oberfläche wird dadurch halbleitend.



(Gleichungen mit Hilfe von [HW95])

Zur weiteren Steuerung der MCP, zum Beispiel zum Anlegen von Spannung oder zum Weiterleiten von Signalen, werden Nickel-Chrom-Elektroden angebracht. [Wiz79]

2.3.2 Elektronenvervielfachung

Wenn ein Elektron sich auf eine unter Spannung $U_0 > 0$ stehende MCP zubewegt, besitzt es die Energie

$$W = eU = \frac{1}{2}mv^2 \quad (2.4)$$

und hat damit eine Flugzeit von

$$t = d\sqrt{\frac{m}{2eU}} \quad (2.5)$$

U entspricht darin der Spannung, die durch das Elektron induziert wird, nicht zu verwechseln mit der Spannung U_0 , die am Kanal anliegt.

Das Elektron wird vom elektrischen Feld des Zylinder angezogen

$$F = eE_{||} = ma$$

und mit $a = \frac{eE_{||}}{m}$ beschleunigt. Damit legt es die Strecke

$$s = \frac{1}{2}at^2 = \frac{1}{2}\frac{eE_{||}}{m}t^2 \quad (2.6)$$

zurück. Die Elektronenenergie (2.4) löst bei jedem der n Stöße mindestens ein Sekundärelektron aus:

$$\begin{aligned} W_{||} &= nW_c \\ eU_0 &= neU_c \\ E_{||}s &= nE_{||}x \\ \Rightarrow n &= \frac{s}{x} = \frac{U_0}{U_c} \end{aligned} \quad (2.7)$$

Darin ist W_c die Energie zum Herauslösen von Elektronen durch n Kollisionen, U_c ist die entsprechend wirkende Spannung. Diese ist demzufolge proportional zu $U_c = \frac{E_{||}s}{n}$ und deshalb für

ein einziges Elektron ($n = 1$):

$$U_c = \frac{E_{||} s}{1} \quad |(2.6)$$

$$= \frac{1}{2} E_{||}^2 \frac{e}{m} t^2 \quad |(2.5)$$

$$= \frac{1}{2} E_{||}^2 \frac{e}{m} d^2 \frac{\pi}{2eU}$$

$$= \frac{1}{4} E_{||}^2 \frac{d^2}{U} \frac{s^2}{s^2} \quad |1 = \frac{s^2}{s^2}$$

$$= \frac{1}{4} \frac{1}{U \alpha^2} \underbrace{E_{||}^2 s^2}_{=U_0^2} \quad |\alpha = \frac{s}{d}$$

$$\Rightarrow U_c = \frac{U_0^2}{4U \alpha^2} \quad (2.8)$$

Diese Energie hängt also direkt vom Verhältnis Länge zu Durchmesser (α) der MCP ab. Dieses Verhältnis ist in Abbildung 2.10 (Seite 28) verdeutlicht.

Gleichung (2.7) wird durch (2.8) zu

$$n = \frac{U_0}{U_c} = \frac{4U \alpha^2}{U_0} \quad (2.9)$$

Die Zahl herausgelöster Elektronen wird durch den Faktor k berücksichtigt:

$$\delta = kU_c = k \frac{U_0^2}{4U \alpha^2} \quad (2.10)$$

Bei jedem Aufprall eines geladenen Teilchens an der Kanalwand wird ein Elektron aus der Bleischicht herausgeschlagen und in Richtung Anode beschleunigt. Der Prozess ist permutativ, die Verstärkung $G = \delta^n$ damit abhängig vom Stoßfaktor n . [AM66, Wol81]

$$G = \left(\frac{kU_0^2}{4U \alpha^2} \right)^{\frac{4U \alpha^2}{U_0}} \quad (2.11)$$

Typische Werte liegen bei $G = 10^4 - 10^9$. Die Dunkelzählraten für MCP sind durch die hohe Ionisierungsenergie von Bleiglas äußerst gering, laut [Wiz79] liegen sie bei 1 Elektron pro cm^2 und Sekunde.

Die erreichbare Verstärkung (2.11) ist jedoch nur der Idealfall. Sie wird beeinflusst durch [AM66, Wiz79, Wol81]:

Ionic Feedback: Neben den Elektronen können sich auch positiv geladene Blei-Ionen (Pb^+) aus den Kanalwänden lösen, ebenso können Restgase, die sich in den Kanälen befinden, ionisiert werden. Letzteres tritt vorallem bei einem Kammer-Luftdruck von $p \geq 10^{-6}$ mbar auf ([Wiz79]). Die Ionen werden von der Spannung am Kanalende abgestoßen und

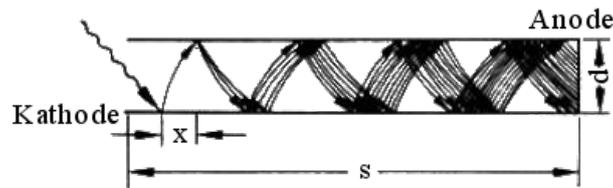


Abbildung 2.10: Schema der Elektronenvervielfachung, nach [Wol81]

an den Kanal Anfang beschleunigt. Auf dem Weg dorthin können sie zwar weitere Elektronen herausschlagen und dadurch die Verstärkung erhöhen, tatsächlich kommt es aber durch die Ionen zu Instabilitäten des elektrischen Feldes innerhalb der Röhren, wodurch es vor allem in gerade geformten Kanälen zu einer Sättigung der Verstärkung G kommt (siehe Abbildung 2.11, Seite 28). In Kanälen mit einer Krümmung ist Ionic Feedback unterdrückt, anscheinend sorgt hier die Trägheit der schweren Ionen für ein schnelles Stoppen noch innerhalb der Kanäle.

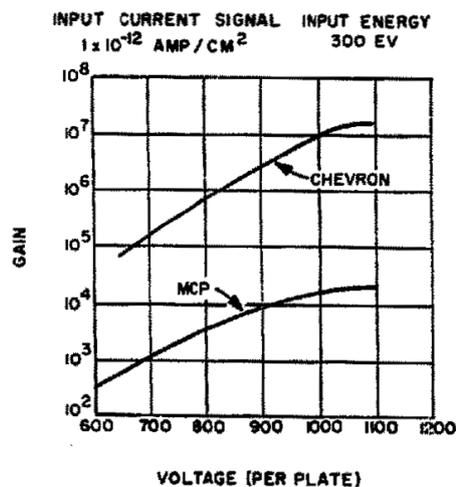
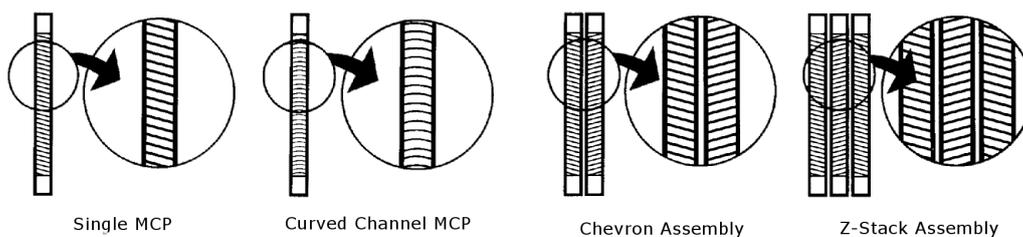


Abbildung 2.11: Sättigung, [Wiz79]

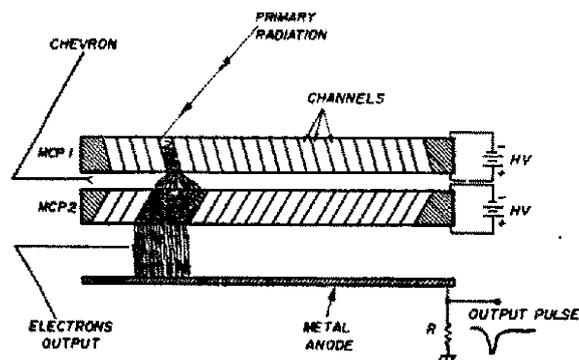
Raumladungseffekte: Die herausgelösten Elektronen stoßen sich gegenseitig durch ihre gleichpolige Ladung ab. Daher bildet sich am Ende der Kanäle - wo die maximale Zahl an Elektronen vorliegt - eine Raumladungswolke, welche die positive Spannung abschirmt und abschwächt. Dadurch wird G - vor allem in gekrümmten Kanälen - begrenzt. Je höher die Energie der einfallenden Elektronen ist, desto stärker wirkt die Abschirmung durch Raumladung. Die Wahrscheinlichkeit Elektronen mit einer Energie von 2 bis 50 keV zu messen liegt nur zwischen 10 und 60 %. Elektronen mit Energien bis 2 keV können zu 50 % oder

sogar zu 85 % detektiert werden ([Wiz79]).

Anordnung mehrerer MCP hintereinander Da es technisch schwierig ist, Glasrohre mit einer Länge von 1 mm zu krümmen, verwendet man einen Trick: Man setzt zwei oder mehr MCP spiegelsymmetrisch mit einem Abstand zwischen 15 und 150 μm hintereinander (siehe Abbildung 2.12(a), Seite 29). Hier ist der in 2.3.1 „Microchannel Plates - Herstellung“ (Seite 24) genannte Einfallswinkel von Vorteil: Durch ihn können Elektronen aus der ersten MCP in der zweiten MCP gleich mehrere Kanäle erreichen (siehe Abbildung 2.12(b), Seite 29), wodurch die Verstärkung bis $G = 10^8$ erhöht werden kann. Eine Beschleunigungsspannung zwischen den Platten kann diese Aufweitung und damit die Verstärkung senken, die Signale können dadurch aber schneller übertragen werden. Die Signalstärke sinkt in diesem Fall also zu Gunsten der zeitlichen Auflösung.



(a) verschiedene Anordnungen im Überblick, [Bar09]



(b) Seitenansicht der Chevron-Konfiguration, [Wiz79]

Abbildung 2.12: Ausnutzen der Platten-Anordnung

die begrenzte Lebensdauer der MCP Die durchfliegenden Elektronen sind in der Lage die Oberfläche der Mikrokanäle zu zerkratzen. Später einfallende Elektronen können eventuell nicht mehr sauber von der Wand abprallen sondern bleiben in den erzeugten Ecken

und Kanten stecken. Die entstehenden Oberflächenladungen senken die erreichbare Verstärkung ab deponierten Ladungen von 0.13 Coulomb pro cm^2 um bis zu 20% ([Wiz79]).

Einige Daten zu den verbauten MCP sind in Tabelle 2.2(a) (Seite 30) dargestellt. Daneben ist die Zusammensetzung des Bleiglasses aus [Wiz79] genannt.

Tabelle 2.2: Kenndaten zu MCP

(a) Herstellerangaben zu den verbauten MCP [HAM01]		(b) Elementarer Aufbau von Bleiglas, Dichte $\rho = 4.0 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ (nach [Wiz79])		
effektive Glasfläche (Durchmesser)	$\text{Ø}14.5 \text{ mm}$	Z	Element	Gewichtsprozent
Anordnung	2 stage MCP	82	Blei	47.8
Dicke	0.48 mm	8	Sauerstoff	25.8
Kanaldurchmesser	$12 \mu\text{m}$	14	Silizium	18.2
Verstärkung, durchschnittlich	$5 \cdot 10^7$	19	Kalium	4.2
Ansprechzeit (FWHM)	455 ps^3	37	Rubidium	1.8
Auflösung eines PHD, maximal	50 %	56	Barium	1.3
Dunkelzählrate, maximal	$3 \frac{\text{Hz}}{\text{cm}^2}$	33	Arsen	0.4
geschätzter Widerstand R	200 $\text{M}\Omega$	55	Cäsium	0.2
		11	Natrium	0.1

2.3.3 Totzeit

Auch die früher verwendeten Magnum-Detektoren detektierten die Elektronen und vervielfachten das eintreffende Signal, hier jedoch nur durch einen einzigen Kanal. Ein einzelner Kanal kann jedoch nur ein Elektron detektieren, direkt anschließend eintreffende Elektronen werden in die entstehende Elektronenlawine mitaufgenommen und gehen so im vorher eingehenden Signal unter. Der Kanal gilt nach Eintreffen eines Elektrons daher als „geladen“, bis die Elektronenlawine den Kanal wieder verlässt. Die Zeit, in der die Röhre keine weiteren Elektronen erfassen kann, wird **Totzeit** genannt. Laut [Wiz79] kann diese Zeit bei bekanntem Widerstand R und bekannter elektrischer Kapazität C ähnlich wie die Abklingzeit eines Kondensators mit

$$d_{\text{geladen}} = R \cdot C \quad (2.12)$$

berechnet werden. Hierfür erhält man für einen einzigen Kanal - also egal ob für Magnum-Detektoren oder für MCP - eine Zeit von etwa 20 ns. Dieser Wert kann als obere Grenze angenommen werden, andere Autoren gehen abhängig vom Widerstand R von Totzeiten zwischen 1 ms ([AM66]) und 4 μ s ([Wol81]) aus. Betrachtet man nur einen Kanal eines MCP, lässt sich also kein vorteilhafter Unterschied zu den Magnum-Detektoren verwenden. Die Fokussierung eines Teilchenstrahls ist jedoch nie so genau, dass nur ein einziger, 12 μ m großer Kanal getroffen wird. Man kann also davon ausgehen, dass unser Strahl von Elektronen mehrere „Mirco Channels“ hintereinander trifft.

Der Vorteil der MCP - und damit der Grund dieser Diplomarbeit - liegt also in der Verminderung der Totzeit. Je schlechter die Fokussierung unmittelbar vor dem MCP ist desto mehr Kanäle können hintereinander getroffen werden. Wie in Tabelle 2.2 angegeben besitzen die von uns benutzten MCP eine effektive Fläche von 14.5 mm mit einem Kanaldurchmesser von 12 μ m. Dies ergibt fast 1.5 Millionen Kanäle⁵, die nacheinander Elektronen detektieren können. Bei einer geschätzten Totzeit von $d_{geladen} \approx 30$ ns pro Kanal können also pro MCP Totzeiten von 2 ns erreicht werden.

2.4 Signalauskopplung

2.4.1 Kopplungskästchen

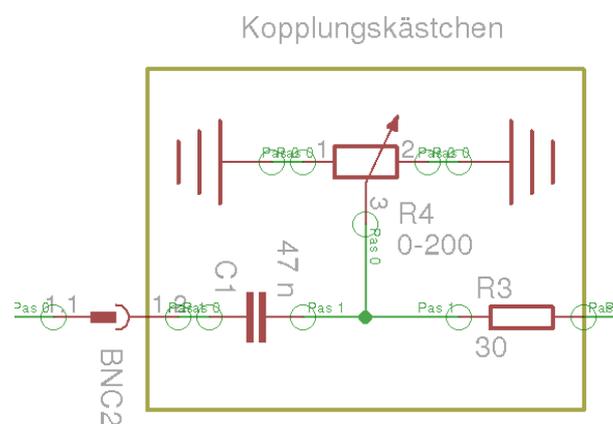


Abbildung 2.13: Aufbau der Kopplungskästchen nach [CJ09]

⁵Tatsächlich gilt diese Zahl nur bei einer Single MCP (siehe Abbildung 2.12(a), Seite 29). Da die Chevron Anordnung die Elektronenlawine an mehrere Kanäle aus der dahinterliegenden Platte gibt, kann es zu Überkreuzungen der Elektronenbahnen zwischen den Platten kommen, wodurch die Totzeit wieder erhöht wird.

Wie in Abschnitt 2.3 („Microchannel Plates“, Seite 24) bereits erwähnt, wird jedes eintreffende Elektron von den MCP bis zu 10^9 -fach verstärkt. Zusammen mit der Differenz zwischen Kammer-Vakuum und „normalem“ Luftdruck außerhalb der Targetkammer, sorgt diese Elektronenlawine für einen enormen Impedanzsprung, die beiden Seiten des Signalausgangs sind dadurch nicht angepasst. Die ankommenden Signale lassen sich nicht sauber auskoppeln und werden zwischen MCP-Anode und Signalausgang bis zum Abbau des Signals hin und her reflektiert. Nach Anleitung von Dr. A. Czasch⁶ [CJ09] ließen wir von Iljas Müller „Kopplungskästchen“ (siehe Abbildung 2.13, Seite 31) bauen. So erfahren die Signale am Ausgang direkt eine höhere, dem im Vakuum vorliegende ähnlichere Impedanz. Weitere Reflexionen, die im Kabel entstehen können, werden durch den eingebauten Kondensator abgefangen und sauber weitergegeben. [CJ09]

2.4.2 Magic-T

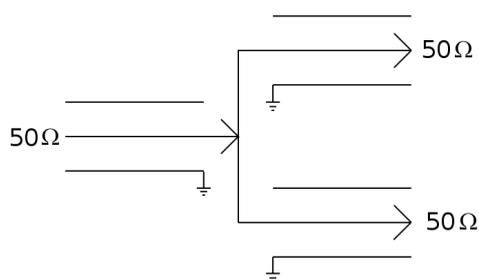


Abbildung 2.14: Aufspaltung eines Kabels durch ein gewöhnliches T-Stück, Schema

Die Erfassung der Koinzidenzen erfolgt in diesem Experiment durch ein Oszilloskop. Darin wird die Hälfte der MCP-Signale direkt gezählt, die andere Hälfte wird als Summe erfasst (mehr dazu in 2.5, „Erfassen der Koinzidenzen“, Seite 35). Dazu muss die erste Hälfte durch ein T-Stück geteilt und später durch ein weiteres T-Stück mit der zweiten Hälfte wieder verbunden werden.

Ähnlich wie durch einen Impedanzsprung können an üblichen Kabel-T-Sücken Reflexionen auftreten. Die benutzten Standard-Kabel haben einen Widerstand von 50Ω . Muss sich nun ein Signal aus einem Kabel auf zwei Kabel aufteilen (siehe Abbildung 2.14, Seite 32), erfahren die Signale **in den parallel liegenden Kabeln** eine Impedanz von jeweils 25Ω , also der Hälfte. Durch diese Fehlanpassung kommt es zur Reflexion. Dabei reduziert sich das Signal um den

⁶Vielen Dank geht hiermit an die Arbeitsgruppe Dörner, Institut für Kernphysik Frankfurt (IKF)

Faktor [Sch03]

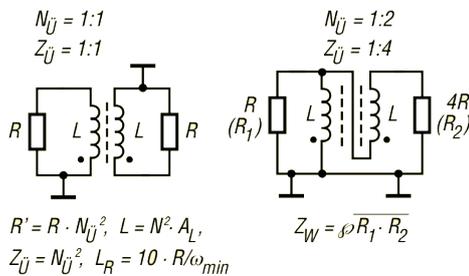
$$r = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} = \frac{50\Omega - 25\Omega}{50\Omega + 25\Omega} = \frac{1}{3} \quad (2.13)$$



Abb. 2.15: Magic-Tee ZX10R-14+, [Cir]

Nur zwei Drittel des Signals werden also tatsächlich weitergegeben, ein Drittel wird an den Ursprung zurückreflektiert. Da das reflektierte Signal aber nicht in die Kammer zurück kann, wird es an der Signalauskopplung wieder in Vorwärtsrichtung gespiegelt und kann dadurch mit anderen Signalen aus den restlichen MCP zusammenfallen. Sämtliche Reflexionen erhöhen also die Wahrscheinlichkeit falsche Koinzidenzen zu messen (siehe Abschnitt 2.5 „Erfassen der Koinzidenzen“, Seite 35). Als Ausweg wurden uns von Iljas Müller

„Magic-Tee“-Bauelemente von Mini Circuits empfohlen [Mül09]. Ähnlich wie ein Transformator werden hier die Signalamplituden per Induktion von einem auf zwei Kabel übertragen, alternativ lassen sich so Signale aufsummieren, wenn sie statt als Splitter als Combiner verwendet werden.

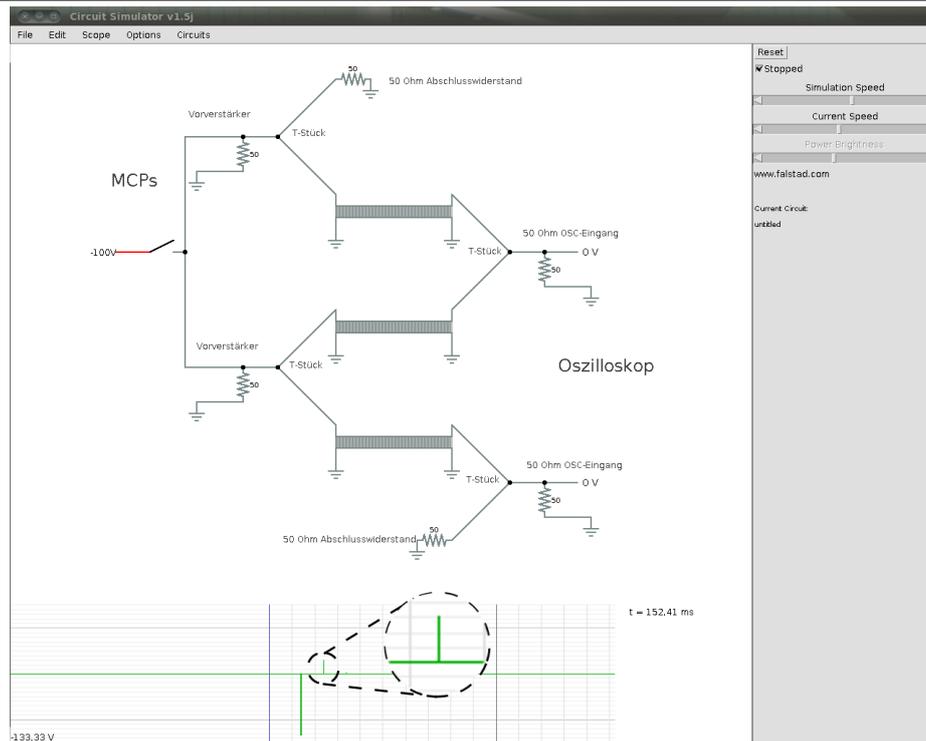


(a) Übertragungsfaktor $Z = 1 : 4$, links: Schaltung eines konventionellen, rechts: Schaltung eines Leitungs-Übertragers
 (b) Praktischer Aufbau eines modifizierten 3-dB Power-Splitter; rechts daneben bifilar bewickelte Ringkerne

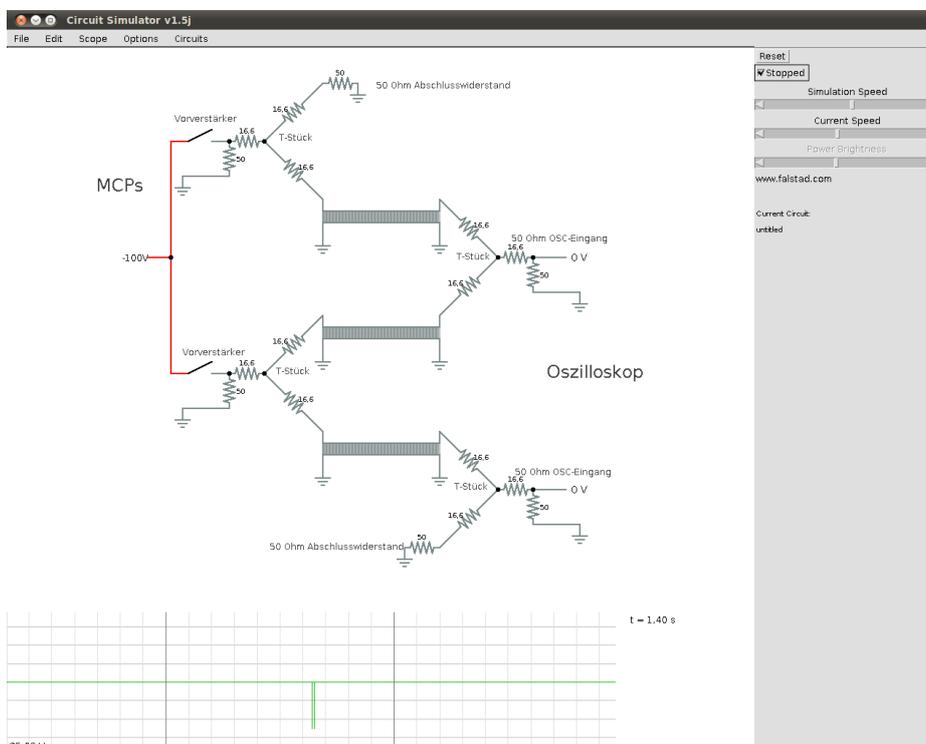
Abbildung 2.16: Aufbau von Magic-T-Splitttern, Bilder aus [Sch03]

Der Unterschied der benutzten Bauteile wurde im Vorfeld mit Hilfe eines frei verfügbaren Java-Applets simuliert, die Ergebnisse sind in Abbildung 2.17(a), Seite 34, und in Abbildung 2.17(b), Seite 34, zu sehen. Für 2.17(b) wurde an Stelle der induktiv arbeitenden Magic-Tee ein vereinfachtes Schema mit ohmschen Widerständen aus [Leo93] benutzt.

2.4. SIGNALAUSKOPPLUNG



(a) Simulation zweier gleichzeitig einlaufender Signale, die Reflexionen durch die normalen T-Stücke sind deutlich zu erkennen.



(b) Simulation der Verkabelung mit Magic-Tees, die Reflexionen werden vollständig unterdrückt

Abbildung 2.17: Vergleich der verschiedenen Kabel-Splitter mit Hilfe eines Java-Applets von [Fal10]

2.5 Erfassen der Koinzidenzen

Gleichzeitig eintreffende Signale werden **koinzident** genannt. Die Gleichzeitigkeit solcher Ereignisse hat eine gewisse endliche Auflösung (siehe Abbildung 2.18, Seite 35). Zur Vereinfachung wurden die Signale als Rechteckimpulse dargestellt. Die Dauer der beiden Signale wird τ_1 bzw.

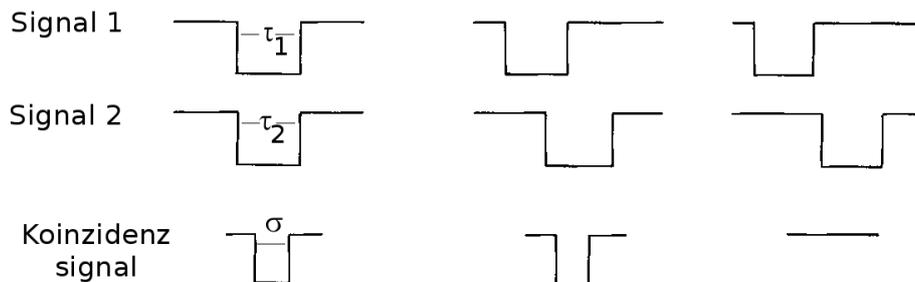


Abbildung 2.18: Koinzidenzlogik, nach [Leo93]

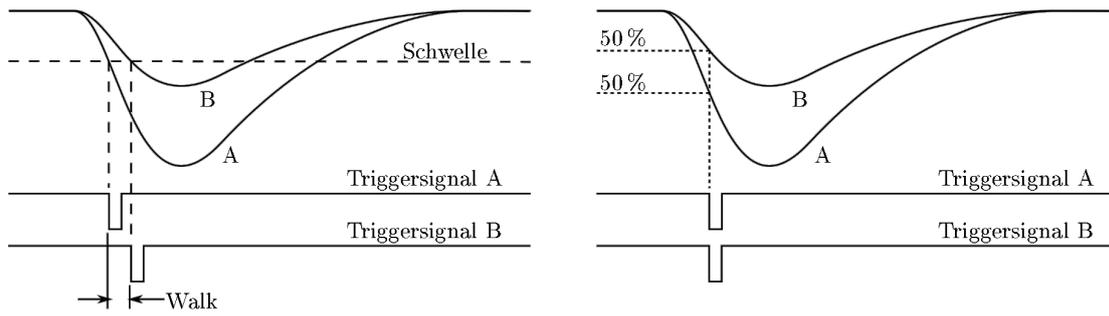
τ_2 genannt und bestimmt die Zeitauflösung, die Summe aller Zeitauflösungen ergibt die absolute Zeitauflösung σ der Koinzidenzen.

$$\sigma \leq \sum_i \tau_i$$

Der Zeitpunkt der Signalmessung ist also entscheidend. Treffen Signal 1 und Signal 2 nicht innerhalb des Zeitfensters σ in den Detektoren ein, wird von der benutzten Koinzidenzlogik keine Koinzidenz erkannt.

Weiterhin lassen sich mehrere Trigger-Methoden unterscheiden. Während bei der „Leading Edge“-Variante durch einen festgelegten absoluten Schwellenwert der Signalspannung die Messung ausgelöst wird, nutzt der „Constant Fraction“-Trigger den Zeitpunkt, an dem das jeweilige Signal auf einem bestimmten Bruchteil seiner maximalen Amplitude steht (siehe Abbildung 2.19, Seite 36). Für den Constant-Fraction-Trigger müssen also alle auf die Detektoren einfallenden Daten gespeichert werden um sie im Nachhinein auswerten zu können. Es wird also mehr Speicherkapazität benötigt und die Trigger-Methode ist gegebenenfalls langsamer als der Leading-Edge-Trigger. Dafür jedoch wird hier der sogenannte „Walk“ verhindert, der die absolute Zeitauflösung vergrößern würde.

Wie bereits erwähnt, steht σ für das Zeitfenster, in dem zwei oder mehr Detektoren einfallende Ereignisse koinzident erfassen können. Dummerweise ist nicht jede Koinzidenz, die gemessen wird, eine gewünschte Koinzidenz. Durch Streueffekte innerhalb der Kammer oder auch durch



(a) Leading-Edge-Trigger: Durch den entstehen- (b) Constant-Fraction-Trigger: Der Walk tritt hier den Walk wird die absolute Zeitauflösung vergrößert. nicht auf, dafür müssen sämtliche Messdaten gespeichert und im Nachhinein ausgewertet werden.

Abbildung 2.19: Vergleich verschiedener Triggervarianten (aus [Sch10], nach [Leo93])

einfallende Teilchen aus der Umgebung (z.B. Mott-gestreute Teilchen vom Kohlenstofftarget, an der Kammerwand rückgestreute Elektronen oder auch hochenergetische Photonen aus der natürlichen Hintergrundstrahlung) können auch zufällig Koinzidenzen entstehen. Die gemessenen Ereignisse teilen sich also auf in Echte und Zufällige:

$$N_{total} = N_{true} + N_{Random} \quad (2.14)$$

Da es unmöglich ist ein Experiment einerseits zu 100% von der Umgebung zu isolieren - geschweige denn einen einzigen Prozess innerhalb des Experiments - und andererseits am Experiment Messungen durchzuführen, werden in der Teilchenphysik zufällige Ereignisse und Koinzidenzen statistisch abgeschätzt. Hierbei gilt, dass auch die Aufnahme eben dieser zufälligen Koinzidenzen durch die vorliegende Zeitauflösung begrenzt wird. Werden während einer Messung der Zeitspanne t in Detektor 1 R_1 und in Detektor 2 R_2 Ereignisse registriert, dann ist die Rate der zufälligen Koinzidenzen laut [Leo93]

$$R_{Random} = R_1 \cdot R_2 \cdot \sigma \quad (2.15)$$

R_1 ergibt sich aus der Zahl der in Detektor 1 einfallenden Ereignisse geteilt durch die gesamte Messzeit $T_{measurement}$. Solange wir am Experiment während der Messung keine Änderungen vornehmen, gehen wir von einer gleichmäßigen Physik aus. Damit wird die ursprüngliche Frequenz R_1 zu der Wahrscheinlichkeit, die angibt wieviele Ereignisse innerhalb einer bestimmten Zeit t zu erwarten sind. Die gleichen Überlegungen gelten für Detektor 2 und die Rate R_2 . Gleichung (2.15) lässt sich nun so erklären, dass es eine gewisse Wahrscheinlichkeit für $\sigma \cdot R_2$

Teilchen in Detektor 2 zu jedem Signal R_1 aus Detektor 1 gibt ([Sch10]). Die Zahl echter Koinzidenzen lässt sich also mit Hilfe von (2.14) und (2.15) berechnen.

$$N_{true} = N_{total} - R_1 \cdot R_2 \cdot \sigma \cdot T_{measurement} \quad (2.16)$$

Je kleiner also die Zeitauflösung τ_i der Detektoren - und damit die absolute Zeitauflösung σ - ist, desto weniger zufällige Koinzidenzen müssen von den gemessenen abgezogen werden. Bis 2009 wurden im Experiment Magnum-Detektoren verwendet mit einer Zeitauflösung von etwa 4-5 ns ([Ber09]). Durch den Einbau der MCP mit einer Zeitauflösung von 0.5-1 ns sollte die Zahl zufälliger Koinzidenzen also auf ein Zehntel reduziert werden können.

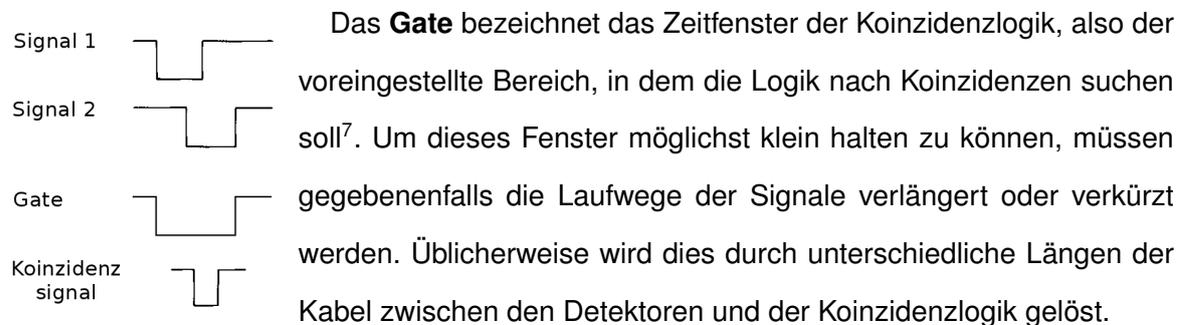


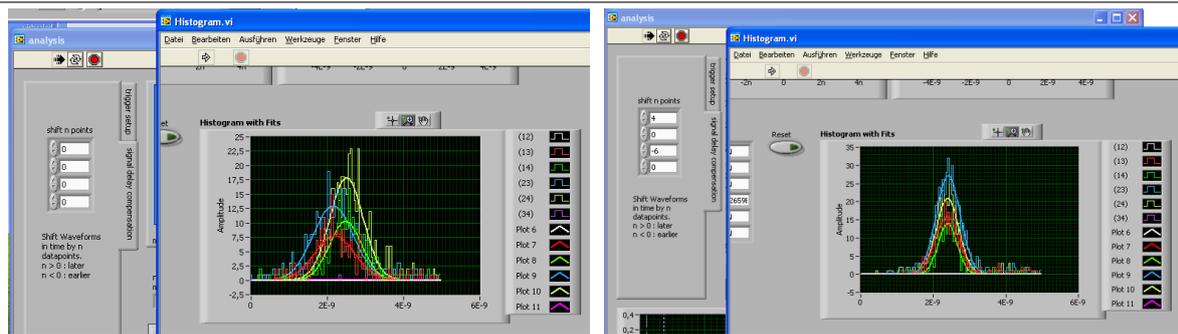
Abb. 2.20: Darstellung Gate (nach [Leo93])

Durch die von Julian Schunk entwickelte Software ist es uns jedoch möglich, die Signale auch nach ihrer Erfassung durch die MCP früher oder später zusammenfallen zu lassen. In der Software können die Signale um Vielfache von 40 ps nach vorne oder hinten versetzt werden. Ein Vergleich ist in Abbildung 2.21 (Seite 38) gezeigt.

Die Signale aus den MCP werden durch ein Oszilloskop DPO 70404 der Firma Tektronix gezählt. Im Rahmen seiner Diplomarbeit wurde von Julian Schunk eine Software zur Messung der gleichzeitig einfallenden Ereignisse entwickelt. Die Koinzidenzen zwischen MCP A und MCP B werden direkt am Oszilloskop-Eingang CH2 als Summe gemessen, ebenso die Koinzidenzen zwischen MCP C und MCP D an CH4 (siehe Abbildung 2.22, Seite 38). Die eintreffenden Signale aus MCP B und MCP D werden durch jeweils einen virtuellen Kanal aus den Differenzen aus CH2 und CH1 sowie CH4 und CH3 berechnet. Sämtliche Messdaten werden also ohnehin in

⁷Das Gate ist nicht zu verwechseln mit der Zeitauflösung. Ein Vergleich: Das menschliche Auge nimmt etwa 60 Bilder pro Sekunde wahr ($f = 60$ Hz). Die zeitliche Auflösung ist der Kehrwert dieser Frequenz ($\tau = \frac{1}{60}$ s). Bei einem Münzfernrohr hingegen wird ein Gate vorgegeben, abhängig von der Zahl eingeworfenen Münzen kann man kürzer oder länger in die Ferne schauen.

2.5. ERFASSEN DER KOINZIDENZEN



(a) Ohne Signal Delay Compensation

(b) Mit Signal Delay Compensation

Abbildung 2.21: Mit Hilfe der Funktion „Signal Delay Compensation“ in OscAr REX (entwickelt durch [Sch10]) liegen die Maxima der Koinzidenzkurven übereinander

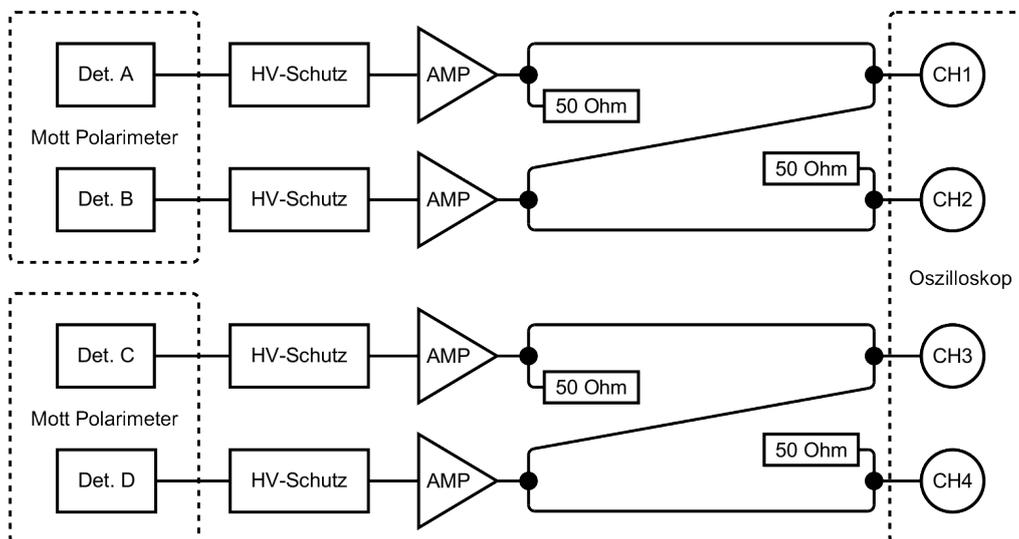


Abbildung 2.22: Verschaltung der Detektoren, aus [Sch10]

Tabellen gespeichert, so dass sich die Messdaten im Nachhinein auf Koinzidenzen auswerten lassen. Innerhalb der Auswerte-Software OscAr REX kann sowohl der Leading-Edge-, als auch der Constant-Fraction-Trigger für eine Messreihe ausgewählt werden.

Weiterhin wird die Zeitauflösung und damit die Zahl der zufälligen Koinzidenzen direkt durch die Software ermittelt: Während der Messung wird der Zeitpunkt, in dem ein Signal aufgenommen wird, notiert. Die Differenzen der Zeitpunkte ergeben somit die vorliegende Zeitauflösung.

Wie bereits erwähnt können auch die Signal-Laufwege mit OscAr REX verändert werden. Dies hat gegenüber der mechanischen Methode den Vorteil, dass die Laufwege auch durch empirisches „Herumprobieren“ optimal aufeinander abgestimmt werden können.

Näheres hier zu, siehe [Sch10].

2.5.1 Fehlerbetrachtung

Natürlich können die Prozesse des Experiments nicht unendlich genau erfasst werden. Zum einen existiert die zeitliche Auflösung der Ereignisse bzw. der Koinzidenzen. Diese Größe wird von den verwendeten MCP wiedergegeben und beträgt

$$\tau \approx 0.5 - 1 \text{ ns} \Rightarrow \sigma \leq 1 \text{ ns} \quad (2.17)$$

Zum anderen kann die Figure Of Merit (siehe Abschnitt 2.2 „Variable Targetkammer“, Seite 22) bzw. können die Zählraten aus den Photomultipliern und den MCP genutzt werden um durch (2.3) eine untere Schranke für den Fehler der Ereignisse N zu berechnen.

$$\Delta N_{min} \approx 3.33 \sqrt{\frac{I_0}{I}} \quad (2.3)$$

Weiterhin kann der Fehler statistisch abgeschätzt werden. Dabei beträgt der Fehler für die gemessenen Koinzidenzen

$$\Delta N_{coinc} = \sqrt{N_{coinc}} \Leftrightarrow \frac{\Delta N_{coinc}}{N_{coinc}} = \frac{\sqrt{N_{coinc}}}{N_{coinc}} \quad (2.18)$$

Um die Messung mit einer Genauigkeit von 1% durch zu führen, müssen also 10000 echte Koinzidenzen erfasst werden. Die Zahl der erfassten Koinzidenzen pro Zeit hängt aber wiederum von der zeitlichen Auflösung (2.17) ab. Laut [Ber10] lässt sich die nötige Messdauer bei einer Rate gemessener Koinzidenzen $C_{measured}$, der Rate R in den MCP und einer zeitlichen Auflösung τ abschätzen durch

$$T_{measurement} = \frac{N_{total}}{C_{measured} - R^2 \cdot 2\tau} \quad (2.19)$$

Dies ist der Grund, warum im Rahmen dieser Diplomarbeit die Magnum-Detektoren (zeitliche Auflösung $\tau \approx 5 - 10 \text{ ns}$) durch MCP ersetzt wurden. Damit sollten sich die Messzeiten auf 10 bis 20 % reduziert werden.

2.5.2 Echte vs. Zufällige Koinzidenzen

Durch (2.14) ergibt sich als charakterische Größe für die Zeitauflösung das Verhältnis von echten zu zufälligen Koinzidenzen.

$$\frac{N_{true}}{N_{random}} = \frac{N_{total}}{N_{random}} - 1 \quad (2.20)$$

2.5. ERFASSEN DER KOINZIDENZEN

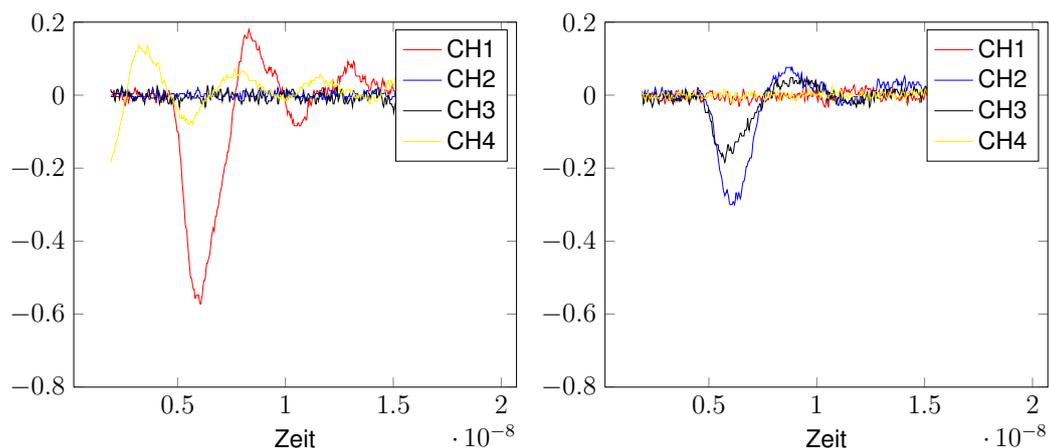
Die gesamte Zahl an Koinzidenzen N_{total} wird vom Oszilloskop erfasst, die zufälligen Koinzidenzen N_{random} werden abhängig vom eingestellten Gate von OscAr REx berechnet.

3 Messergebnisse und Auswertung

3.1 Kopplungskästchen

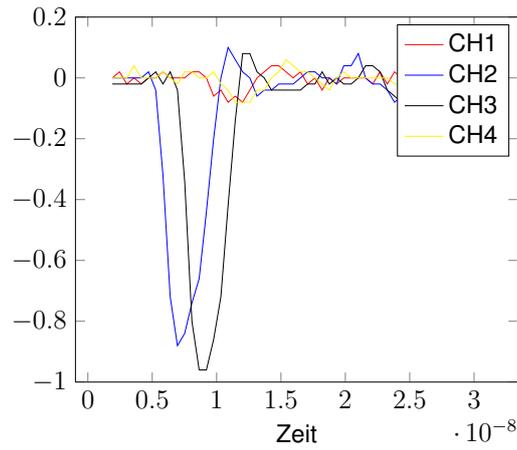
Durch die in 2.4.1 „Signalauskopplung“ genannten Kopplungskästchen (siehe Abbildung 2.13, Seite 31) konnten die Reflexionen auf ein Niveau reduziert werden, das sie im Rauschen untergehen lässt. Abbildung 3.1 zeigt einen Vergleich zweier Messungen: In 3.1(a) ist ein durchschnittliches Signal vom September 2010 zu sehen. Zu diesem Zeitpunkt waren die variablen Targetkammern (siehe Abschnitt 2.2 „Variable Targetkammer“, Seite 22) bereits installiert. Nach einigen Testläufen werden Kopplungskästchen seit dem 3.2.2011 an allen Detektorausgängen genutzt. Das entsprechende Signal ist in 3.1(b) zu sehen. Zwar ist die Signalstärke durch den eingebauten Widerstand insgesamt gesunken, dafür werden die Reflexionen von der Trigger-Software nicht mehr wahrgenommen.

Um einen Vergleich zu den Magnum-Detektoren zu zeigen dient Abbildung 3.2 (Seite 42).

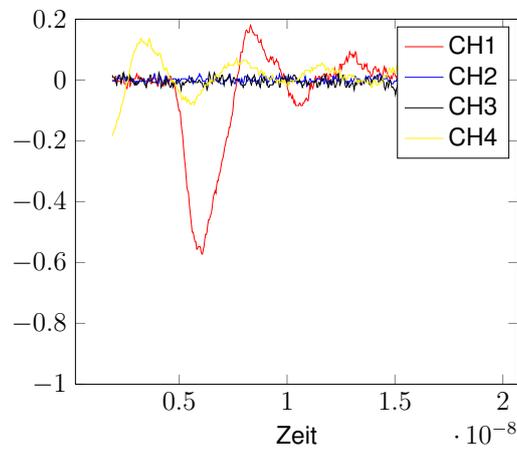


(a) Messung vom 27.09.2010, ohne Kopp- (b) Messung vom 03.02.2011, mit Kopp-
lungskästchen lungskästchen

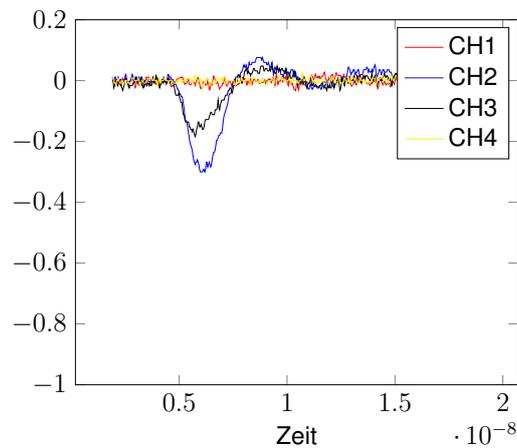
Abbildung 3.1: Signalverbesserung nach Einbau der Kopplungskästchen



(a) Messung vom 03.02.2009, Magnum-Detektoren



(b) Messung vom 27.09.2010, MCP ohne Kopplungskästchen

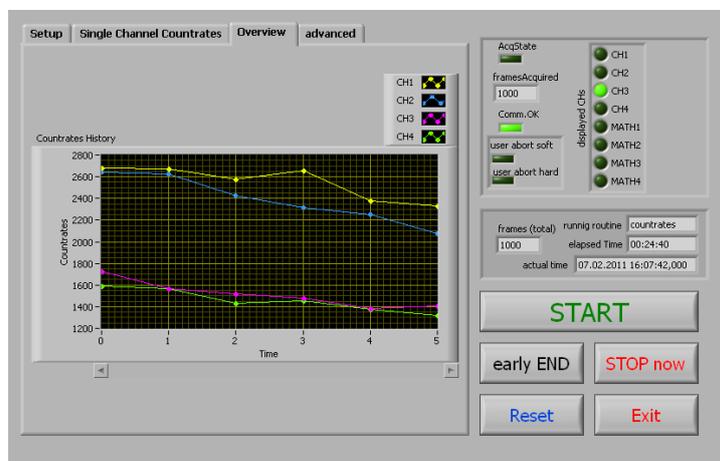


(c) Messung vom 03.02.2011, MCP mit Kopplungskästchen

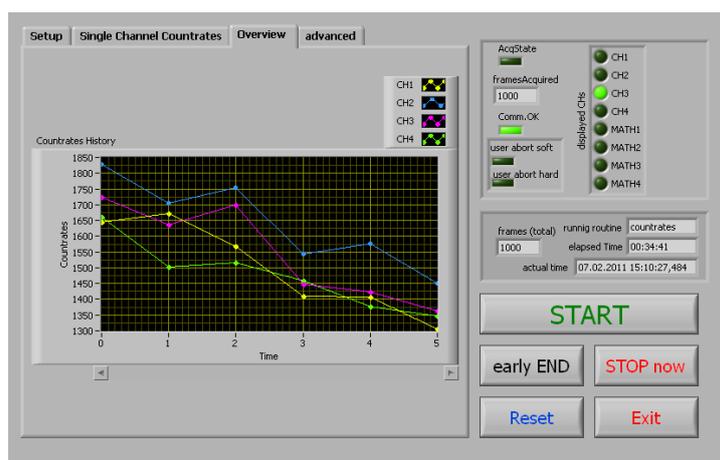
Abbildung 3.2: Vergleich der Signale aus Magnum und MCP (nicht angepasst und angepasst)

3.2 Magic-T

Es konnte nachgewiesen werden, dass die Zählraten durch Verwenden der Magic-Tees (siehe Abschnitt 2.4.2 „Magic-T“, Seite 32) und entsprechende Reduzierung der Signal-Reflexionen um fast 40% herabgesetzt werden konnten (siehe Abbildung 3.3). Dafür wurde folgender Maßstab vorgegangen: Die Magic-T wurden zunächst an allen Kabel-Kreuzungen eingesetzt und die Spannungen an den MCP wurden so eingestellt, dass die Zählraten zu Beginn der Messung etwa gleich hoch waren. Die Messung der Zählraten ist in Abbildung 3.3(b) dargestellt. Anschließend wurde die linke Hälfte des Experiments wieder mit ordinären T-Stücken bestückt, wodurch mehr Reflexionen zugelassen wurden. Dies ist in Abbildung 3.3(a) zu sehen.



(a) Magic-Tee nur an der Hälfte der Kabelsplittungen bzw. nur an an den Kanälen CH3 und CH4.



(b) Magic-Tee an allen Kabelsplittungen.

Abbildung 3.3: Die Magic-Tee setzen die Gesamtzählrate um bis zu 38% herab, was einer Reduzierung der Signal-Reflexionen entspricht.

3.3 Zeitauflösung

Das ursprüngliche Ziel dieser Diplomarbeit bestand in der Verkleinerung der Zeitauflösung, so dass nach (2.19) die zufälligen Koinzidenzen reduziert werden. Dadurch sollten nach (2.19) Koinzidenzen in einer kürzeren Messzeit als mit den Magnum-Detektoren erfasst werden.

Die Zeitauflösung lässt sich wieder finden als volle Breite auf halber Höhe der Koinzidenzkurve - auch **FWHM** (vom englischen „Full Width Half Maximum“) genannt. Da sich diese Kurve einer Gaußkurve nähert (Abbildung 3.4, rechts), wird der Fehler der Zeitauflösung durch die Standardvarianz σ berechnet. Für diese gilt

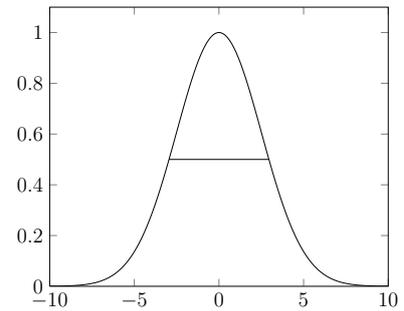


Abb. 3.4: Gaußkurve mit FWHM

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2\right) \Rightarrow \sigma = \frac{\frac{1}{2} \cdot b}{\sqrt{2 \ln(2)}} \quad (3.1)$$

Darin bezeichnet b die FWHM.

Die Genauigkeit der insgesamt gezählten Koinzidenzen wird statistisch durch (2.18) berechnet.

$$\Delta N_{coinc} = \sqrt{N_{coinc}} \quad (2.18)$$

Soweit die Messraten der Photomultiplier bekannt sind, werden die Fehler der Echt-zu-Zufällig-Verhältnisse damit abgeschätzt. Dafür werden die Fehler der gezählten Events pro eingebautem MCP mit Hilfe von (2.3) berechnet und durch die insgesamt gezählten Events der Messreihe geteilt. Dieser relative Fehler gilt genauso für das Echt-zu-Zufällig-Verhältnis pro MCP. Ein Beispiel dazu: Die gesamte Event-Zahl sei 1000, die Photomultiplier erfassen Teilchen mit einer Rate von 500 und 750 kHz. Die Rate in MCP 1 sei 3 kHz, das Verhältnis Echt-zu-Zufällige Koinzidenzen zwischen MCP 2 und 3 sei 5.25. Dann ist der Fehler

$$\Delta N_{min} = \frac{10}{3} \cdot \sqrt{\frac{500 \text{ kHz}}{3 \text{ kHz}}} \approx 50 \hat{=} 5\% \Rightarrow \Delta \left(\frac{N_{true}}{N_{random}} \right)_{23} = 0.26 \approx 0.3$$

Die Fehler werden grundsätzlich auf die erste signifikante Stelle aufgerundet um die Qualität der Messung nicht künstlich zu verbessern. Um den tatsächlichen Fehler zu ermitteln müssen die Fehler ΔN_{min} jedes MCP-Kanals berechnet und aufsummiert werden.

3.3.1 Messung vom 3.2.2009 - Vor den MCP

Im Rahmen der Dissertation von Rustam Berezov [Ber09] wurde das Experiment zur Elektron-Elektron-Streuung aufgebaut. Darin wurden die Elektronen mit Hilfe von Magnum-Detektoren erfasst, welche in kompakten Mott-Kammern eingebaut waren. Der Nachteil dieser Kammern lag vorallem im umständlichen Wechseln der Mott-Targets, weil dafür das Vakuum und damit die Bedingungen der Messungen unterbrochen werden mussten. Die Magnum-Detektoren hatten eine zeitliche Auflösung von 3-5 ns, wodurch zusätzlich nach (2.19) die Zahl der zufälligen Koinzidenzen die Zahl der echten Koinzidenzen übersteigt. Auch dem eingestellten Gate während der Auswertung mit OscAr REx waren Grenzen auferlegt: Wegen der schlechten zeitlichen Auflösung der Magnum-Detektoren konnten bei einem Gate von 1 ns bei Leading-Edge-Triggerung lediglich 1455 Koinzidenzen von insgesamt 19000 gemessenen Events gezählt werden, bei Constant-Fraction-Triggerung sogar nur 12 Koinzidenzen. Im letzteren Fall war durch die wenigen Koinzidenzen die Koinzidenzkurve zu flach um die Zeitauflösung vernünftigt messen zu können.

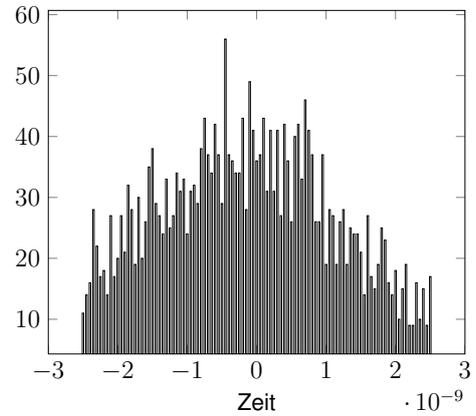


Abb. 3.5: FWHM: (4 ± 2) ns

Tabelle 3.1: Messung vom 3.2.2009, total events: 19000, Messzeit: 20620.7 s, Gate: 1 ns

(a) Leading-Edge-Triggerung		(b) Constant-Fraction-Triggerung	
total coinc	1460 ± 40	total coinc	12 ± 4
FWHM	(4 ± 2) ns	FWHM	Bestimmung nicht möglich

$\frac{N_{true}}{N_{random}}$		$\frac{N_{true}}{N_{random}}$	
MCP 1 und 3	3.372	MCP 1 und 3	Bestimmung nicht möglich
MCP 1 und 3	4.805	MCP 1 und 3	Bestimmung nicht möglich
MCP 2 und 3	5.139	MCP 2 und 3	Bestimmung nicht möglich
MCP 2 und 4	3.143	MCP 2 und 4	Bestimmung nicht möglich

3.3.2 Messung vom 16.10.2009 - Der erste Einsatz der MCP

Am 14.10.2009 wurden die MCP erfolgreich in die starren Mott-Kammern eingebaut. Nach dem Aufbau des Vakuums bis zu einem Luftdruck von etwa $2.5 \cdot 10^{-6}$ mbar wurde eine Messung über 2000 Events durchgeführt. Die Daten zur Bestimmung von ΔN_{min} und entsprechend dem Fehler der Echt-zu-Zufällig-Verhältnisse sind in Tabelle 3.2 rechts aufgeführt.

Wie die Messdaten in „Ergebnisse 1“ zeigen, konnten zu diesem Zeitpunkt keine wesentlichen Vorteile der MCP gegenüber den Magnum-Detektoren festgestellt werden. Die Ausbeute der Koinzidenzen ist zwar gestiegen, die Messzeit wurde jedoch nicht verkürzt, sondern sogar verlängert¹. Das Verhältnis echter zu zufälligen Koinzidenzen änderte sich kaum.

Auch durch Anwendung der Constant-Fraction-Methode änderte sich an den Verhältnissen Echt-zu-Zufällig nur wenig. Die Ausbeute der Koinzidenzen sank sogar ein wenig (siehe „Ergebnisse 2“). Auffällig ist hier die wesentlich kleinere Zeitauflösung von etwa 250 ps. Bei Betrachtung der danebenstehenden Abbildungen wird jedoch schnell klar, dass die Kurve hier sehr asymmetrisch ist und die eigentliche Zeitauflösung bei 500 ps liegen dürfte, was immernoch eine Verbesserung gegenüber der Auflösung in Abbildung 3.5 ist. Grund für die Asymmetrie bei Constant-Fraction-Triggerung bzw. für das Nicht-Auftreten der Asymmetrie bei Leading-Edge-Triggerung ist vermutlich ein auftreten der Walk (siehe Abbildung 2.19, Seite 36).

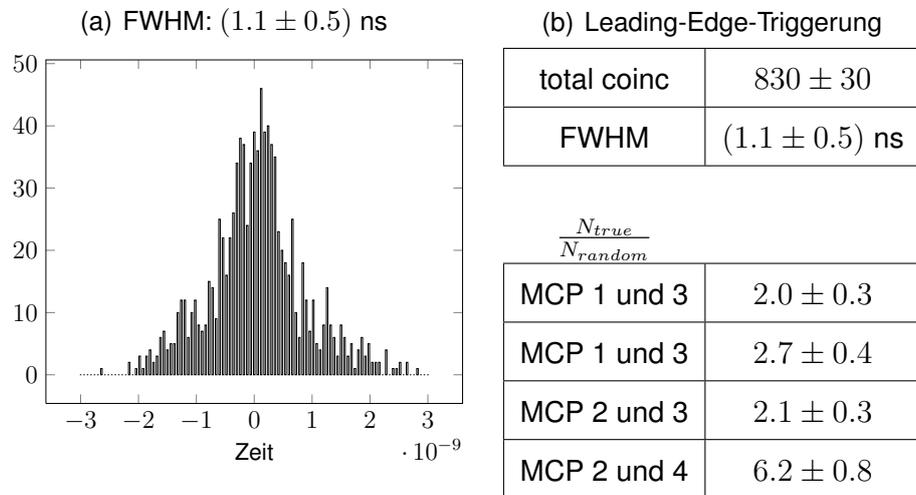
Die Umstellung in OscAR REx auf ein Gate von 100 ps brachte ebenfalls keine Verbesserung der Verhältnisse. Die zugehörigen Zeitauflösungen sind in den Abbildungen in „Ergebnisse 3“ und „Ergebnisse 4“ gezeigt. Anhand der zugehörigen Tabellen kann man sehen, dass durch Verringerung des Gate bereits doppelt so viele echte Koinzidenzen (pro zufällige Koinzidenzen) gemessen werden können als bei einem Gate von 1 ns.

Auch die Zahl der gemessenen Koinzidenzen fiel für das 100 ps-Gate zurück auf Werte vom 3.2.2009. Dass die Zahl der Koinzidenzen bei einem kleineren Gate fällt, war jedoch zu erwarten, denn nicht alle gemessenen Koinzidenzen haben einen Abstand von 100 ps oder weniger. Die hier erhaltenen Koinzidenzen liegen also dichter beieinander. Warum die Zeitauflösung nicht mitgesunken ist, konnte bisher nicht geklärt werden.

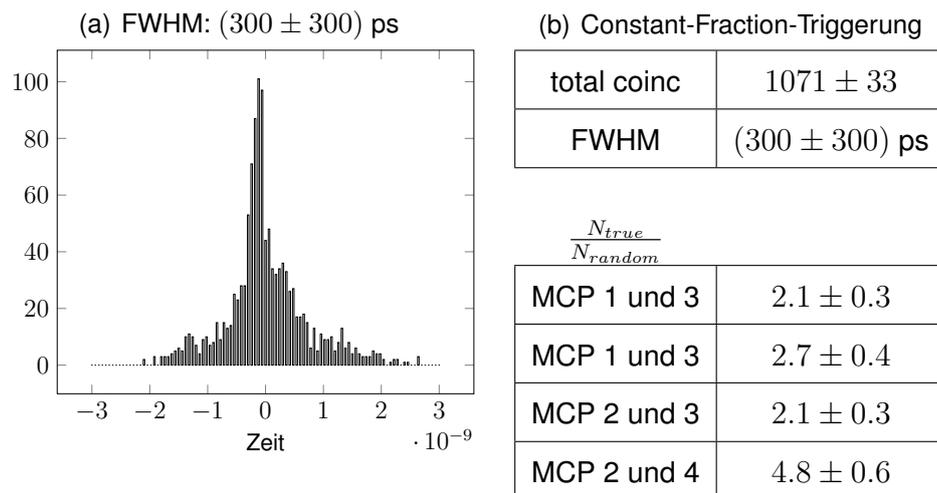
Target: Gold, 200 $\frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$		ΔN_{min}
PM1-Frequenz	600 kHz	
PM2-Frequenz	643 kHz	
Events MCP 1	1860	60
Events MCP 2	1520	70
Events MCP 3	4520	40
Events MCP 4	1920	70
	Summe	240

Tab. 3.2: Bestimmung ΔN_{min}

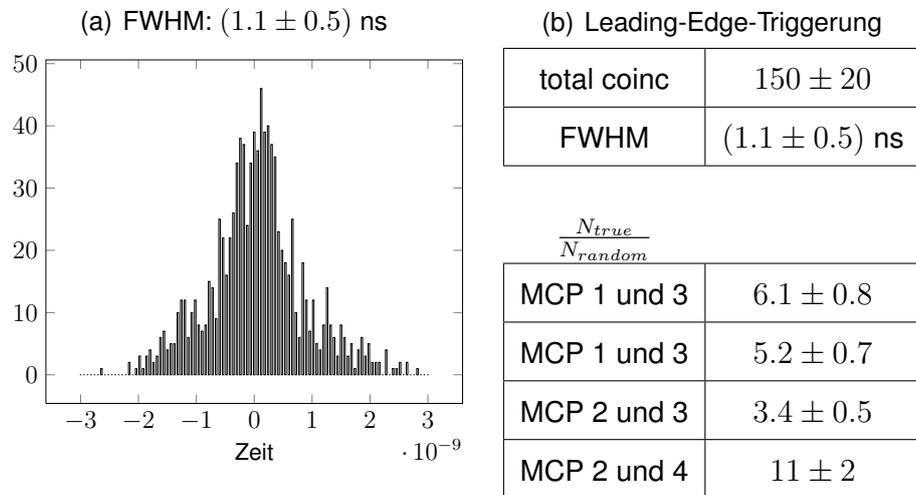
¹Es sind nur etwa 10% der Events vom 3.2.2009 gezählt worden.



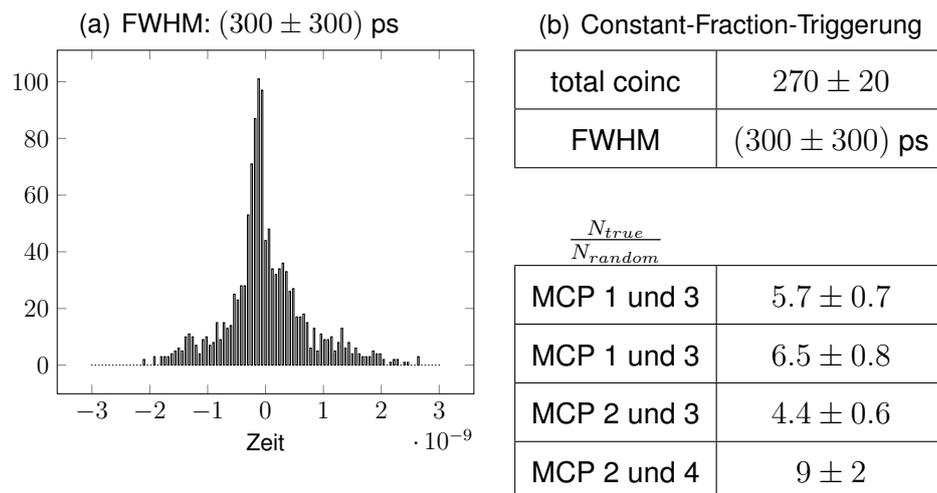
Ergebnisse 1: Messung vom 16.10.2009, Gate: 1 ns, Leading-Edge-Triggerung, total events: 2000, Messzeit: 5140 s



Ergebnisse 2: Messung vom 16.10.2009, Gate: 1 ns, Constant-Fraction-Triggerung, total events: 2000, Messzeit: 5140 s



Ergebnisse 3: Messung vom 16.10.2009, Gate: 100 ps, Leading-Edge-Triggerung, total events: 2000, Messzeit: 5140



Ergebnisse 4: Messung vom 16.10.2009, Gate: 100 ps, Constant-Fraction-Triggerung, total events: 2000, Messzeit: 5140

3.3.3 Die variable Targetkammer im Einsatz - Messung vom 26.10.1010

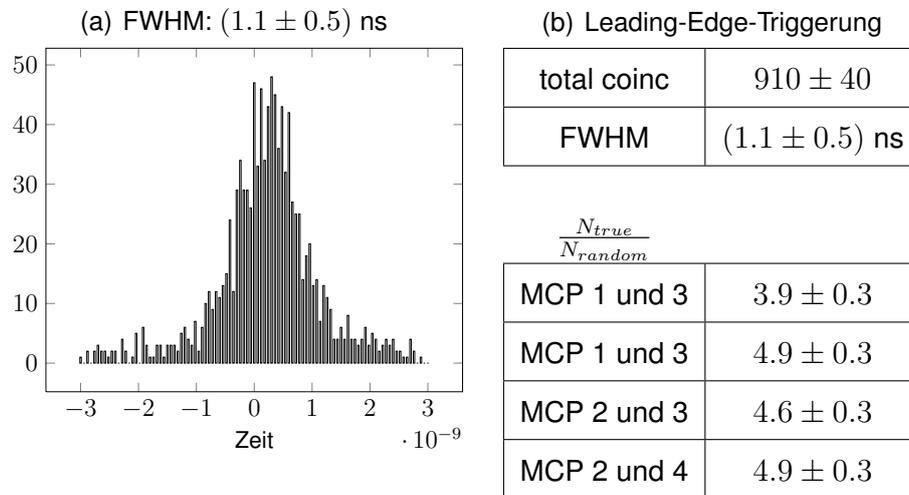
Seit Sommer 2010 befinden sich die MCP in den fertiggestellten Targetkammern (siehe Abschnitt 2.2 „Variable Targetkammer“, Seite 22). Zur gleichen Zeit wurde die neue Elektronen-Kanone (siehe Abbildung 2.2, Seite 20) installiert, wodurch frühere Schwankungen im Elektronen-Strom reduziert werden konnten. Nach unvorhergesehenen Problemen und entsprechenden Verbesserungen fand die erste nutzbare Messung am 26.10.2010 statt.

Als Mott-Target wurde hier ein Gold-Gitter mit einer Flächendichte von nur 100 statt 200 $\frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$ genommen. Dadurch sinkt indirekt der Mott-Wirkungsquerschnitt (siehe Abschnitt 1.4 „Mott-Wirkungsquerschnitt“, Seite 16), weil die Elektronen pro cm^2 weniger Gold-Kerne sehen. Es werden also weniger Elektronen in die MCP rückgestreut, was zum einen in der Zahl der Events (Tabelle 3.3, rechts) und zum anderen in der etwas längeren Messzeit deutlich wird.

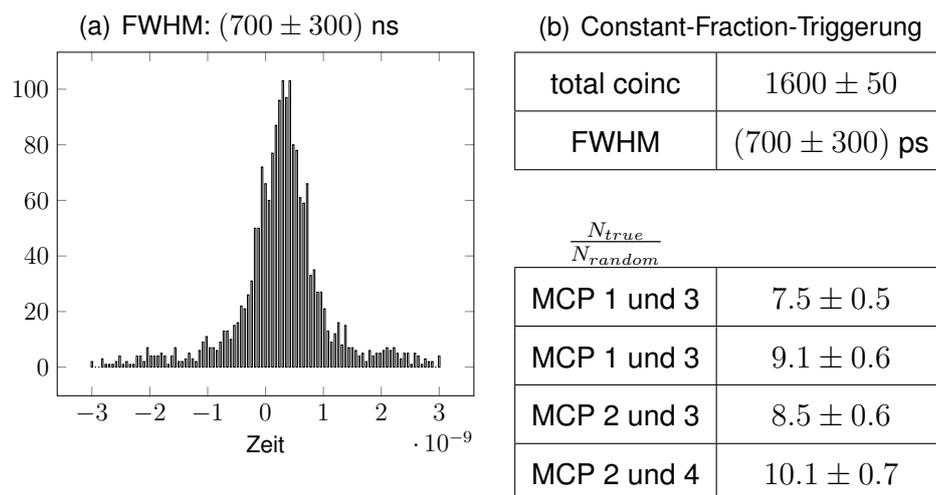
Bei Leading-Edge-Triggerung hat sich die Zahl der Koinzidenen sowie die Raten echter zu zufälligen Koinzidenzen kaum geändert („Ergebnisse 5“). Bei Constant-Fraction-Triggerung lässt sich bei der Messung jedoch eine Steigerung auf etwa das Doppelte erkennen („Ergebnisse 6“). Auch hier kann eine Verbesserung der Verhältnisse festgestellt werden, wenn das Gate auf 100 ps heruntergedreht wird („Ergebnisse 7“ und „Ergebnisse 8“).

Target: Gold, 100 $\frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$		ΔN_{min}
$\frac{I}{I_0}$ (aus PM1 und 2)	0.016	
Events MCP 1	2240	30
Events MCP 2	1970	
Events MCP 3	1640	
Events MCP 4	1610	
	Summe	120

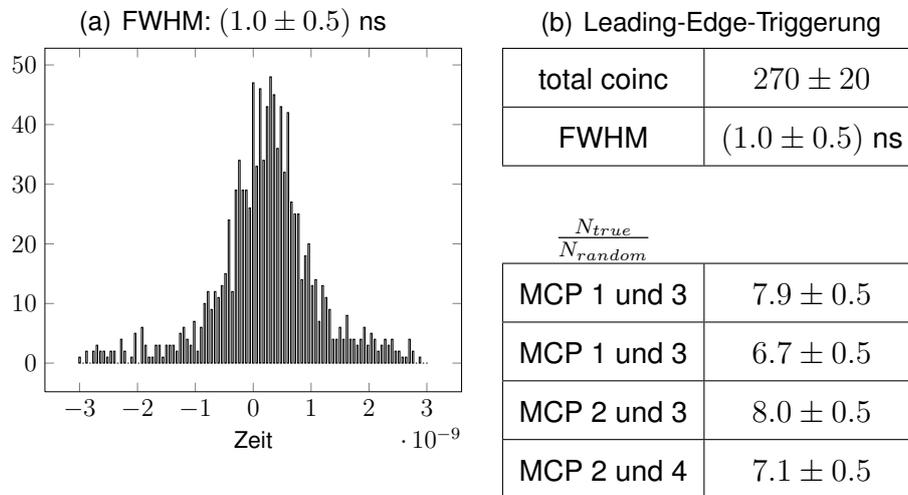
Tab. 3.3: Bestimmung ΔN_{min}



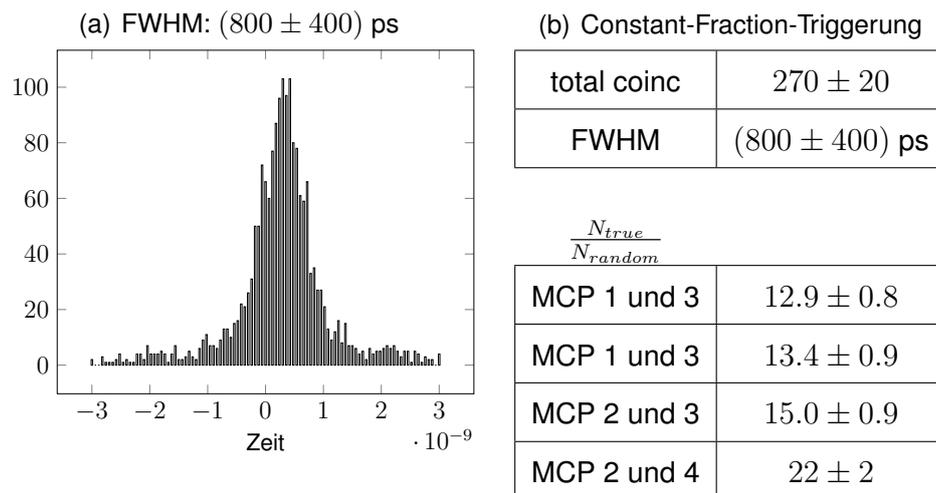
Ergebnisse 5: Messung vom 26.10.2010, Gate: 1 ns, Leading-Edge-Triggerung, total events: 2000, Messzeit: 5996 s



Ergebnisse 6: Messung vom 26.10.2010, Gate: 1 ns, Constant-Fraction-Triggerung, total events: 2000, Messzeit: 5996 s



Ergebnisse 7: Messung vom 26.10.2010, Gate: 100 ps, Leading-Edge-Triggerung, total events: 2000, Messzeit: 5996 s



Ergebnisse 8: Messung vom 26.10.2010, Gate: 100 ps, Constant-Fraction-Triggerung, total events: 2000, Messzeit: 5996 s

3.3.4 Hohe Signalqualität und Verminderung von Reflexionen - Messung vom 8.2.2011

Bis zum 8.2.2011 wurden die von Ilias Müller gebauten Kopplungskästchen (siehe Abb. 2.13, Seite 31) an allen MCP-Ausgängen angebracht. Weiterhin wurden alle Kabelkreuzungspunkte mit Magic-T-Stücken ausgestattet. Dadurch werden Reflexionen an mehreren Orten verhindert: Zum einen können durch die Kopplungskästchen die Signale den Sprung aus dem Vakuum in den Atmosphären-Luftdruck ohne Impedanzsprung schaffen, zum anderen erfahren die Signale auf dem Weg zum Oszilloskop keinen Impedanzsprung durch reines Aufteilen der Kabel (siehe Abschnitt 2.4.2 „Magic-T“, Seite 32).

Target: Gold, $200 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$		ΔN_{min}
$\frac{I}{I_0}$ (aus PM1 und 2)	0.013	
Events MCP 1	1190	30
Events MCP 2	1170	
Events MCP 3	1080	
Events MCP 4	1090	
	Summe	120

Tab. 3.4: Bestimmung ΔN_{min}

Nun lässt sich erkennen, dass die Zeitauflösung wie gewünscht gesunken ist. Während bei der Messung vom 3.2.2009 noch Zeitauflösungen von fast 4 ns festgestellt wurden, erhalten wir nun mit Leading-Edge-Trigger eine Auflösung von 800 ps, mit Constant-Fraction-Trigger erreichen wir sogar etwa 700 ps, die Koinzidenzkurven nähern sich gut einer Gaußkurve an, was die Auswertung voller Breite auf halber Höhe zulässig macht.

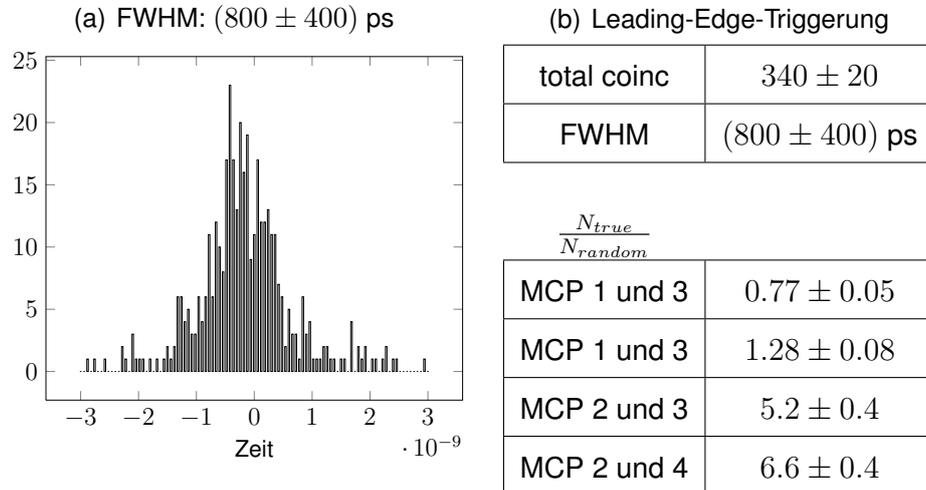
Die Zahl der eingefangenen Koinzidenzen sowie die Echt-zu-Zufällig-Verhältnisse sind sehr asymmetrisch. Dies lässt sich dadurch erklären, dass am Vortag der Messung die Magic-T-Stücke ausprobiert wurden um die Bilder 3.3(a) und 3.3(b) (Seite 43) aufzunehmen. Die Spannungen der MCP an beiden Seiten des Experiments waren also asymmetrisch eingestellt, wodurch unterschiedlich viele rückgestreute Elektronen in der Mott-Kammer zu den Detektoren beschleunigt wurden.

Wird der Leading-Edge-Trigger genutzt („Ergebnisse 9“ und „Ergebnisse 11“) erkennt man wie erwartet eine geringere Zahl an erfassten Koinzidenzen und dementsprechend eine schlechtere Rate zwischen echten und zufälligen Koinzidenzen gegenüber den Daten vom 26.10.2010. Dies ist mit der nur halb so großen Flächendichte der Mott-Targets zu erklären.

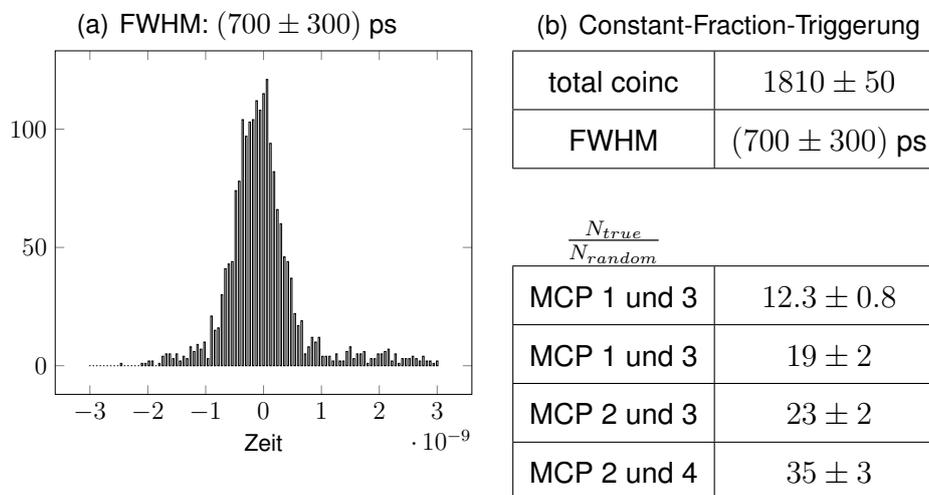
Bei Constant-Fraction-Triggerung erhalten wir jedoch unerwartet gute Ergebnisse: Mit einem Gate von 1 ns („Ergebnisse 10“) konnten etwa 90 % der gemessenen Events als Koinzidenzen erkannt werden, die Echt-zu-Zufällig-Raten sind hier bereits doppelt so groß wie bei der

3.3. ZEITAUFLÖSUNG

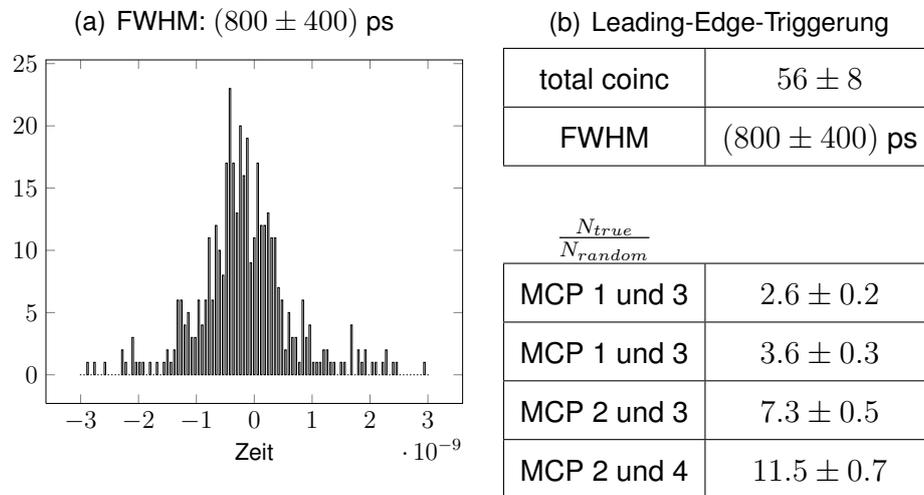
vergleichbaren Messung vom 26.10.2010. Wird das Gate auf 100 ps reduziert, erhalten wir erstaunliche Raten von 30 bis 90 echten pro zufälliger Koinzidenz („Ergebnisse 12“). Die Ausbeute an Koinzidenen liegt bei etwa 22 %.



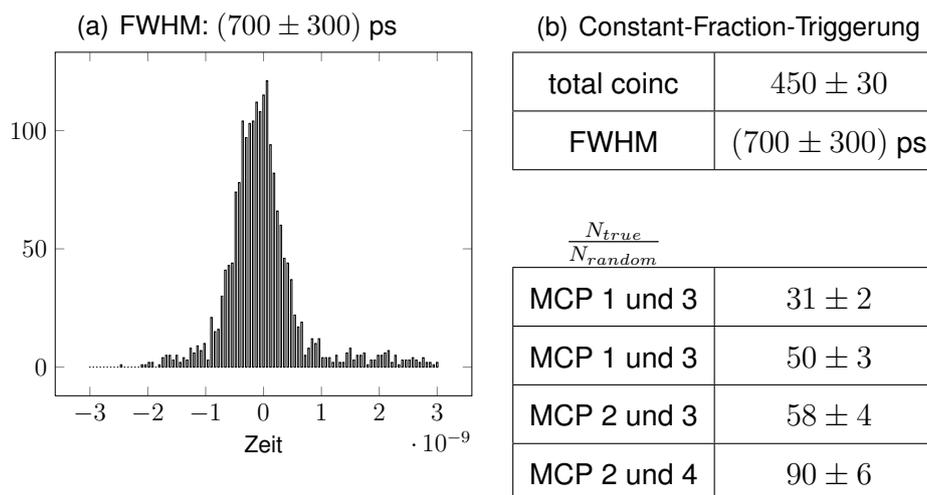
Ergebnisse 9: Messung vom 8.2.2011, Gate: 1 ns, Leading-Edge-Triggenung, total events: 2000,
Messzeit: 7600 s



Ergebnisse 10: Messung vom 8.2.2011, Gate: 1 ns, Leading-Edge-Triggenung, total events:
2000, Messzeit: 7600 s



Ergebnisse 11: Messung vom 8.2.2011, Gate: 100 ps, Leading-Edge-Triggerung, total events: 2000, Messzeit: 7600 s



Ergebnisse 12: Messung vom 8.2.2012, Gate: 100 ps, Constant-Fraction-Triggerung, total events: 2000, Messzeit: 7600 s

3.3.5 Messung vom 14.2.2011 - Die bisher beste Zeitaufklösung

In der Zeit bis zum 14.2.2011 wurden die Abstände vom Kohlenstoff-Gitter in der Mitte des Experiments zu den Mott-Kammern um je etwa 30 cm verlängert. Dadurch ging anscheinend die Fokussierung verloren, wodurch weniger Events pro Sekunde gemessen wurden. Entsprechend stieg die benötigte Messzeit auf einen Wert, der sogar noch den vom 3.2.2009 übersteigt.

Target: Gold, 200 $\frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$	
PM Infos	
Events MCP 1	802.404
Events MCP 2	850.4185
Events MCP 3	779.4776
Events MCP 4	679.5154

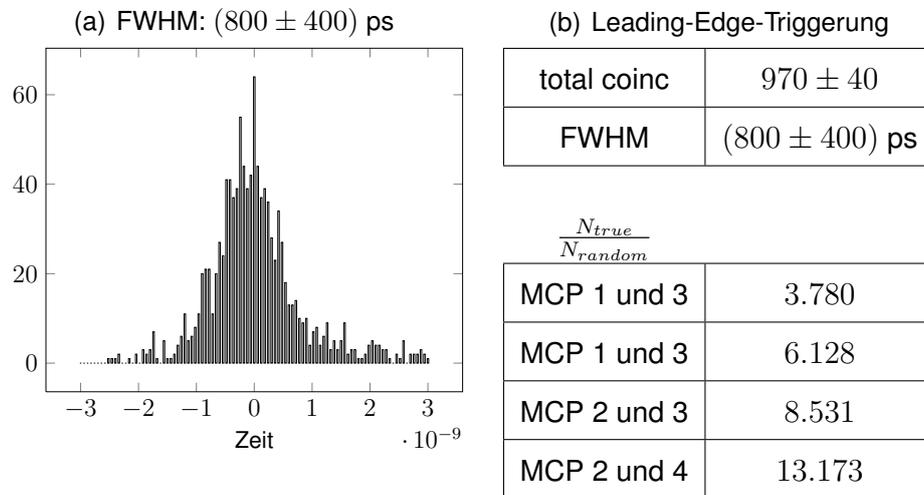
Als Gegenleistung bescherte uns die Messung die bislang besten Zeitaufklösungen. Bei Leading-Edge-Triggerung erhalten wir nach wie vor eine Auflösung von 800 ps, die Ausbeute an Koinzidenzen liegt für ein Gate von 1 ns bei fast 50 %, für ein Gate von 100 ps bei fast 10 %.

Tab. 3.5: Events in den MCP

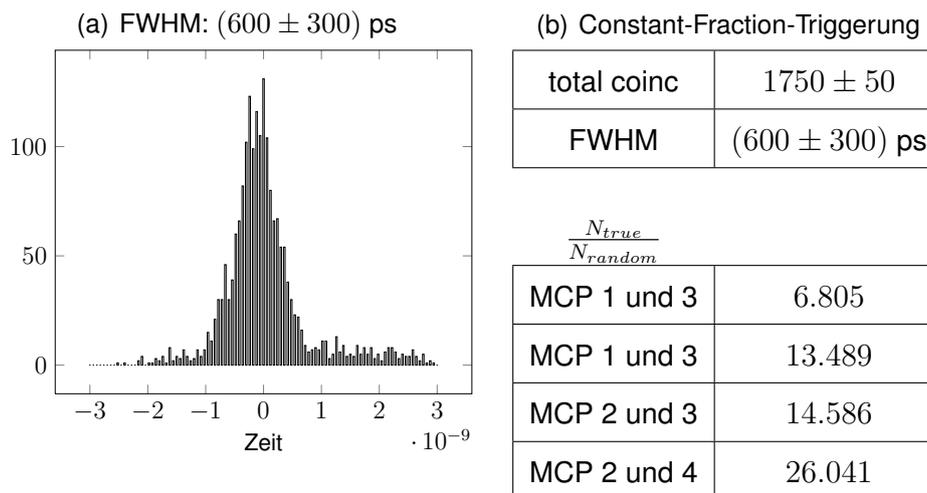
Bei Constant-Fraction-Triggerung werden nach wie vor fast 90 % (Gate 1 ns) bzw. etwa 22 % (Gate 100 ps) Koinzidenzen gemessen. Die Zeitaufklösung konnte noch ein wenig auf 600 ps verbessert werden. Bei einer besseren Fokussierung lässt sich davon ausgehen, dass Auflösungen von 500 ps erreicht werden können.

In den Ergebnistabellen 13-16 kann man ablesen, dass durch die erfolgten Verbesserungen an der Mott-Kammer pro zufälliger Koinzidenz mindestens 3 echte Koinzidenzen gemessen werden können. Diese Zahl kann durch geschicktes Wählen der OscAr REx-Parameter auf fast 60 echte pro zufälliger Koinzidenz gesteigert werden.

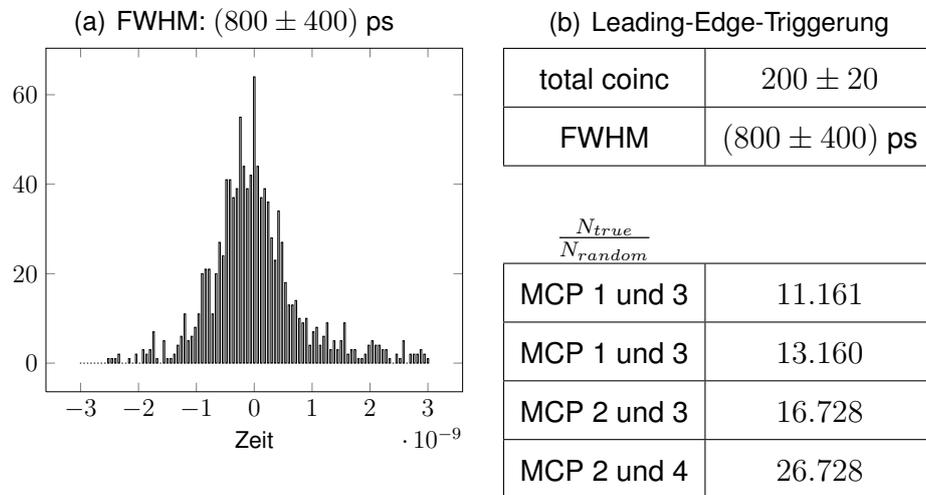
Eine Sammlung an Parametern und Ergebnissen der Auswertung ist in den Tabellen 3.6 (Seite 59) bis 3.9 (Seite 62) aufgeführt.



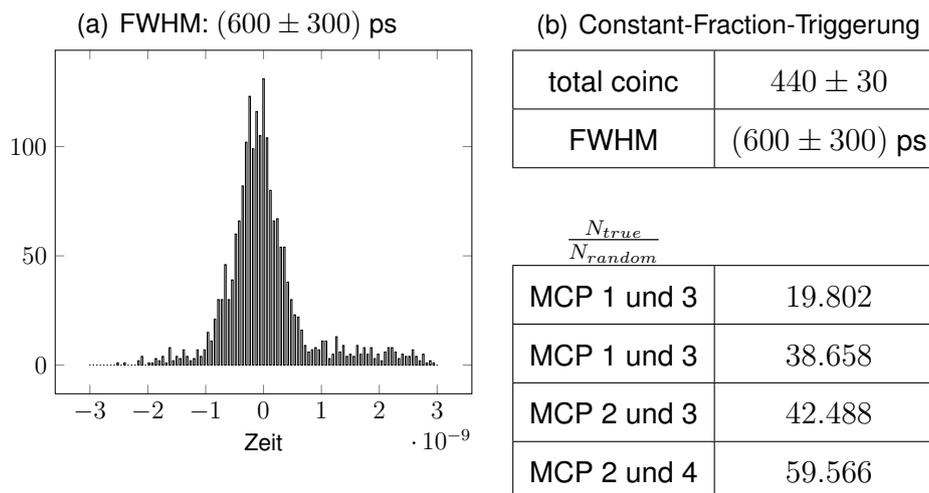
Ergebnisse 13: Messung vom 14.2.2011, Gate: 1 ns, Leading-Edge-Triggerung, total events: 2000, Messzeit: 22979 s



Ergebnisse 14: Messung vom 14.2.2011, Gate: 1 ns, Leading-Edge-Triggerung, total events: 2000, Messzeit: 22979 s



Ergebnisse 15: Messung vom 14.2.2011, Gate: 100 ps, Leading-Edge-Triggerung, total events: 2000, Messzeit: 22979 s



Ergebnisse 16: Messung vom 14.2.2012, Gate: 100 ps, Constant-Fraction-Triggerung, total events: 2000, Messzeit: 22979 s

	3.2.09	16.10.2009	26.10.10	8.2.11	14.2.11
Target	Gold	Gold, 200 $\frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$	Gold, 100 $\frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$	Gold, 200 $\frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$	
Spannung E-Gun [kV]		35	30		
Spannung Target [kV]		10	10	0	10
Messdauer in Sek.	20620.7	5140	5996	7600	22979
N_{total}	19000	2000	2000	2000	2000
N_{coinc}	1460 \pm 40	830 \pm 30	910 \pm 40	340 \pm 20	970 \pm 40
Gate	1 ns				
Triggerschwellen	-0.3 und -0.4 mV	-0.1 und -0.2 mV	-0.01 und -0.1 mV	-0.03 und -0.08 mV	
FWHM, Koinzidenzkurve	(4 \pm 2) ns	(1.1 \pm 0.5) ns	(1.1 \pm 0.5) ns	(800 \pm 400) ps	(800 \pm 400) ps

$$\frac{N_{true}}{N_{random}}$$

Channel 1 und 3	3.372	2.0 \pm 0.3	3.9 \pm 0.3	0.77 \pm 0.05	3.780
Channel 1 und 4	4.805	2.7 \pm 0.4	4.9 \pm 0.3	1.28 \pm 0.08	6.128
Channel 2 und 3	5.139	2.1 \pm 0.3	4.6 \pm 0.3	5.2 \pm 0.4	8.531
Channel 2 und 4	3.143	6.2 \pm 0.8	4.9 \pm 0.3	6.6 \pm 0.4	13.173

Tabelle 3.6: Vergleich von Echt-zu-Zufällig-Verhältnissen bei Leading-Edge-Triggerung, Gate: 1 ns

	3.2.09	16.10.2009	26.10.10	8.2.11	14.2.11
Target	Gold	Gold, 200 $\frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$	Gold, 100 $\frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$	Gold, 200 $\frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$	
Spannung E-Gun [kV]		35	30		
Spannung Target [kV]		10	10	0	10
Messdauer in Sek.	20620.7	5140	5996	7600	22979
N_{total}	19000	2000	2000	2000	2000
N_{coinc}	12 ± 4	1070 ± 40	1600 ± 50	1810 ± 50	1750 ± 50
Gate	1 ns				
Triggerschwellen	50% Ampl., -0.2 mV Noise		50% Ampl., -0.05 mV Noise		
FWHM, Koinzidenzkurve	N/A	(300 \pm 300) ps	(700 \pm 300) ps	(700 \pm 300) ps	(600 \pm 300) ps

$\frac{N_{true}}{N_{random}}$ zwischen ...

Channel 1 und 3	N/A	2.1 ± 0.3	7.5 ± 0.5	12.3 ± 0.8	6.805
Channel 1 und 4	N/A	2.7 ± 0.4	9.1 ± 0.6	19 ± 2	13.489
Channel 2 und 3	N/A	2.1 ± 0.3	8.5 ± 0.6	23 ± 2	14.586
Channel 2 und 4	N/A	4.8 ± 0.6	10.1 ± 0.7	35 ± 3	26.041

Tabelle 3.7: Vergleich von Echt-zu-Zufällig-Verhältnissen bei Constant-Fraction-Triggerung, Gate: 1 ns

	16.10.2009	26.10.10	8.2.11	14.2.11
Target	Gold, 200 $\frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$	Gold, 100 $\frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$	Gold, 200	Gold, 200 $\frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$
Spannung E-Gun [kV]	35	30		
Spannung Target [kV]	10	10	0	10
Messdauer in Sek.	5140	5996	7600	22979
N_{total}	2000	2000	2000	2000
N_{coinc}	150 ± 20	270 ± 20	56 ± 8	200 ± 20
Gate	100 ps			
Triggerschwellen	-0.1 und -0.2 mV	-0.01 und -0.1 mV		-0.03 und -0.08 mV
FWHM, Koinzidenzkurve	(1.1 ± 0.5) ns	(1.0 ± 0.5) ns	(800 ± 400) ps	(800 ± 400) ps
$\frac{N_{true}}{N_{random}}$ zwischen ...				
Channel 1 und 3	6.1 ± 0.8	7.9 ± 0.5	2.6 ± 0.2	11.161
Channel 1 und 4	5.2 ± 0.7	6.7 ± 0.5	3.6 ± 0.3	13.160
Channel 2 und 3	3.4 ± 0.5	8.0 ± 0.5	7.3 ± 0.5	16.728
Channel 2 und 4	11 ± 2	7.1 ± 0.5	11.5 ± 0.7	26.728

Tabelle 3.8: Vergleich von Echt-zu-Zufällig-Verhältnissen bei Leading-Edge-Triggerung, Gate: 100 ps

	16.10.2009	26.10.10	8.2.11	14.2.11
Target	Gold, 200 $\frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$	Gold, 100 $\frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$	Gold, 200 $\frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$	
Spannung E-Gun [kV]	35		30	
Spannung Target [kV]	10	10	0	10
Messdauer in Sek.	5140	5996	7600	22979
N_{total}	2000	2000	2000	2000
N_{coinc}	270 ± 20	270 ± 20	450 ± 30	440 ± 30
Gate	1 ns			
Triggerschwellen	50% Ampl., -0.2 mV Noise		50% Ampl., -0.05 mV Noise	
FWHM, Koinzidenzkurve	(300 \pm 300) ps	(800 \pm 400) ps	(700 \pm 300) ps	(600 \pm 300) ps

$\frac{N_{true}}{N_{random}}$ zwischen ...

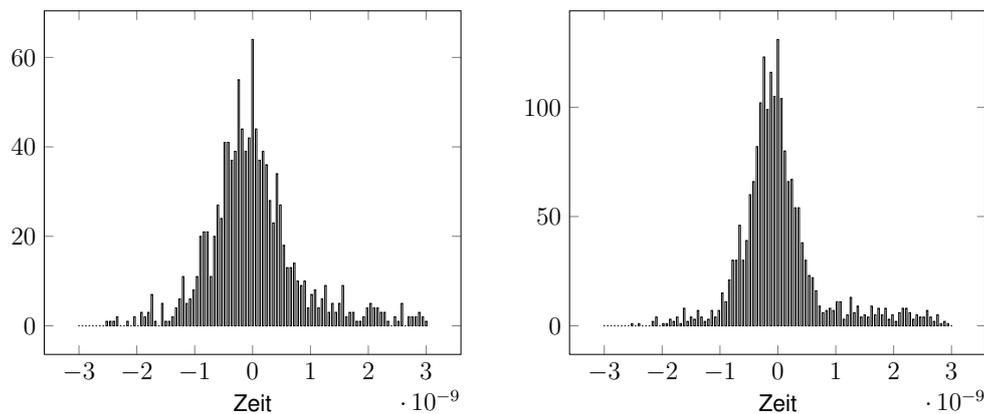
Channel 1 und 3	5.7 ± 0.7	12.9 ± 0.8	31 ± 2	19.802
Channel 1 und 4	6.5 ± 0.8	13.4 ± 0.9	50 ± 3	38.658
Channel 2 und 3	4.4 ± 0.6	15.0 ± 0.9	58 ± 4	42.488
Channel 2 und 4	9 ± 2	22 ± 2	90 ± 6	59.566

Tabelle 3.9: Vergleich von Echt-zu-Zufällig-Verhältnissen bei Constant-Fraction-Triggerung, Gate: 100 ps

4 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit haben Arbeiten am Elektronen-Streuxperiment von Prof. J. Jacoby und Dr. R. Berezov an der Goethe-Universität Frankfurt stattgefunden. Am Experiment wurden durch Møller-Streuung verschränkte Elektronen auf ihre Spin-Abhängigkeit untersucht. Die Untersuchung erfolgte als Koinzidenzmessung, dessen Genauigkeit von der zeitlichen Auflösung der Detektoren abhängt. Als Koinzidenzlogik diente ein von Julian Schunk entwickeltes Datenerfassungsprogramm, das auf einem Oszilloskop installiert wurde.

Mit den früher verwendeten Magnum-Detektoren konnten Zeitauflösungen von 3 bis 5 ns Se-



(a) Auswertung mit Leading-Edge-Trigger, FWHM: (800 ± 400) ps

(b) Auswertung mit Constant-Fraction-Trigger, FWHM: (600 ± 300) ps

Abbildung 4.1: Abschließende Ergebnisse der Zeitauflösung, siehe „Ergebnisse 15“ und „Ergebnisse 16“ (Seite 57)

kunden erreicht werden. Durch die höhere Auflösung wurden auch mehr zufällige Koinzidenzen erfasst (siehe (2.15), Seite 36), wodurch lange Messzeiten erforderlich waren um den statistischen Fehler pro Messung so gering wie möglich zu halten. Die früheren Messergebnisse aus der Dissertation von Dr. Rustam Berezov [Ber09] sind in der Einleitung aufgeführt (siehe Abbildung 0.1(b), Seite VI). Die Abweichungen von den Messwerten lagen zwischen 25 und 40%.

Mit Hilfe der eingebauten MCP und in Abhängigkeit der Auswerteparameter konnten Auflösungen von 0.6 bis 1.0 ns erreicht werden. Dadurch reduzierten sich die zufälligen Koinzidenzen auf 15 bis 20% der vorherigen Werte und es konnten mehr Koinzidenzen in der gleichen Messzeit erfasst werden. In Folge dessen sank der relative statistische Fehler nach (2.18) (siehe Abschnitt 2.5 „Erfassen der Koinzidenzen“, Seite 35).

Die Zeitauflösung wurde ebenfalls durch Weiterentwicklung des Programms OscAr REx verbessert. Im Rahmen seiner Diplomarbeit erweiterte Julian Schunk sein LabView-Programm so, dass sich in der vorliegenden Diplomarbeit die aufgenommenen Messdaten wahlweise durch Leading-Edge-Triggerung („abs.“) oder durch Constant-Fraction-Triggerung („rel.“) auswerten ließen. Da beim Constant-Fraction-Trigger kein „Walk“ auftritt, ist diese Methode genauer. Dies konnte durch bessere Zeitauflösungen, vorallem aber in signifikant besseren Echt-zu-Zufällig-Raten der Koinzidenzen gegenüber der Leading-Edge-Triggerung, gezeigt werden. Als Nachweis dient „Ergebnisse 12“ (Seite 54) bei einer Auswertung mit Constant-Fraction-Trigger und einem Gate von 100 ps. Ebenfalls mit Constant-Fraction-Triggerung konnte die beste Zeitauflösung mit 600 ps festgestellt werden („Ergebnisse 14“, Seite 56 bzw. „Ergebnisse 16“, Seite 57).

Die Qualität der von den MCP aufgenommenen Signale konnte durch Anbringen von Kopplungskästchen an den Targetkammer-Ausgängen verbessert werden (siehe Abbildung 3.1, Seite 41). Nach vorhergegangener Simulation mit einem Java-Applet konnten durch Einsatz von Magic-T-Stücken an den Kabeln zwischen Experiment und Oszilloskop aufgetretene Reflexionen verhindert werden. Die Überprüfung erfolgte hier durch Vergleich der Zählraten am Oszilloskop (siehe Abbildung 3.3, Seite 43).

Durch Konstruktion einer neuen Mott-Targetkammer (siehe Abbildung 4.2, Seite 65) kann das Experiment nun nacheinander mit bis zu 4 verschiedenen Targets, also in 16 verschiedenen Kombinationen, durchgeführt werden. Durch Einbau einer Dreh-/Lineardurchführung können die Targets gewechselt werden ohne dafür das Experiment durch Belüften unterbrechen zu müssen. Nach dem eigentlichen Erfassen der Koinzidenzen mit Gold als Target kann nun also direkt durch Wechseln auf Aluminium oder Kupfer die instrumentelle Asymmetrie bestimmt werden. Alternativ lässt sich der Untergrund messen, in dem als Mott-Target die unterste Einstellung gewählt wird, hier wurde kein Target montiert.

Da es mit der alten Elektronenkanone immer mehr zu Schwankungen im Strom kam, wurde im Sommer 2010 eine neue Elektronenkanone am Experiment installiert. Dabei wurde die Leis-

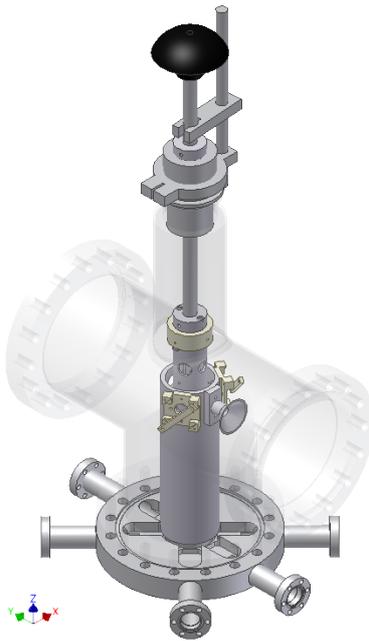


Abbildung 4.2: Eine neue, variable Targetkammer wurde konstruiert

tung der Kanone erhöht. Seitdem können die Elektronen mit einer Spannung von 50 kV auf das Kohlenstoff-Target beschleunigt werden, wodurch eine Effizienzsteigerung um den Faktor 2 zu erwarten ist ([Ber09]).

Durch eine Verstärkung der Fokussierung zwischen Kohlenstoff-Target und Mott-Kammer können die Raten, mit denen MCP Events aufnehmen, erhöht werden. Dadurch sollte die Ausbeute an erfassten Koinzidenzen weiter steigen. Quadropol-Linsen zur Fokussierung sind Gegenstand derzeitiger Entwicklung.

Literaturverzeichnis

- [AM66] J. Adams and B.W. Manley. The Mechanism Of Channel Electron Multiplication. IEEE Transactions on Nuclear Science, 13(3):88–99, June 1966.
- [Bar09] Jürgen Barnstedt. Fortgeschrittenen-Praktikum - Versuch MCP-Detektoren, 2009. Eberhard Karls Universität Tübingen.
- [Bel64] John Bell. On the Einstein-Podolsky-Rosen-Paradox. Physics, 1(3):195–200, 1964.
- [Ber09] Rustam Berezov. Investigation to observe spin entanglement from elastic scattering of electrons. PhD thesis, Goethe-Universität, Frankfurt (Main), 2009.
- [Ber10] Rustam Berezov. Spin coincidence measurements for a symmetric scattering of electrons with electrons. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, pages 673–677, 2010.
- [Bru03] Dagmar Bruß. Quanteninformationen. Fischer Taschenbuch Verlag, 2003.
- [CHLO85] D.M. Campbell, C. Hermann, G. Lampel, and R. Owen. A compact cylindrical mott electron polarimeter operating with accelerating voltage in the range 20-100 kv. Journal of Physics, E(18):664–672, 1985.
- [Cir] Mini Circuits. Power Splitter/Combiner ZX10R-14-S - Datenblatt.
- [CJ09] Achim Czasch and Ottmar Jagutzki, 2009. Private Communication.
- [Dun94] F.B. Dunning. Mott electron polarimetry. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, (347):152–160, 1994.
- [Eng96] Berthold-Georg Englert. Fringe Visibility and Which-Way Information: An Inequality. Physical Review Letters, 77(11):2154–2157, 1996.

- [EPR35] Albert Einstein, Boris Podolski, and Nathan Rosen. Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete? Physical Review, 47(10):777–780, May 1935.
- [F⁺92] Richard Feynman et al. Quantenmechanik, volume 3 of Vorlesungen über Physik. Oldenbourg Verlag, 2 edition, 1992.
- [Fal10] Falstad. Circuits simulator v1.5j, 2010.
- [FH95] Hans Frauenfelder and Ernest M. Henley. Teilchen und Kerne. Oldenbourg Verlag, 3 edition, 1995.
- [Fin04] Helmut Fink. Die Quantenwelt - unbestimmt und nichtlokal? Physik unserer Zeit, 35(4):168–173, 2004.
- [HAM01] HAMAMATSU. MCP & MCP Assembly, 2001.
- [Hei25] Werner Heisenberg. Über quantentheoretische Umdeutung kinematischer und mechanischer Beziehungen. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei, 33(1), 1925.
- [HW95] Arnold F. Holleman and Egon Wiberg. Lehrbuch der Anorganischen Chemie. Walter de Gruyter, 101 edition, 1995.
- [Jac01] Joachim Jacoby. Which-Path Information and Coherence of Elastic Scattering. Physica Scripta, 64(3):220, 2001.
- [Jön61] Claus Jönsson. Elektroneninterferenzen an mehreren künstlich hergestellten Feinspalten. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei, 161(4):454–474, 1961.
- [Kes85] Joachim Kessler. Polarized electrons. Springer Verlag, 2 edition, 1985.
- [Leo93] William R. Leo. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. Springer Verlag, 2 edition, 1993.
- [LRM76] M. Lamehi-Rachti and W. Mittig. Quantum mechanics and hidden variables: A test of bell's inequality by the measurement of the spin correlation in low-energy proton-proton scattering. Phys. Rev. D, pages 2543–2555, 1976.
- [Mes10] Dieter Meschede. Gerthsen Physik. Springer Verlag, 2010.
- [Mül09] Ilja Müller, 2009. Private Communication.

- [OSSY79] Koichiro Oba, Masura Sugiyama, Yoshiji Suzuki, and Yoshio Yoshimura. A 400 Anode Chevron Microchannel Plate PMT For High Energy Application. IEEE Transactions on Nuclear Science, 26(1):346–355, 1979.
- [Pau25] Wolfgang Pauli. Über den Zusammenhang des Abschluss der Elektronengruppen im Atom mit der Komplexstruktur der Spektren. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei, 31(1), 1925.
- [Pau01] Wolfgang Pauli. Wolfgang Pauli, wissenschaftlicher Briefwechsel mit Bohr, Einstein, Heisenberg u.a. Springer Verlag, 2001.
- [Pie77] G. Pietri. Contribution Of The Channel Electron Multiplier To The Race Of Vacuum Tubes Towards Picosecond Resolution Time. IEEE Transactions on Nuclear Science, 24(1), 1977.
- [PR06] Bogdan Povh and Klaus Rith. Teilchen und Kerne. Springer Verlag, 7 edition, 2006.
- [Rut11] Ernest Rutherford. The scattering of α and β particles by matter and the structure of the atom. Philosophical Magazine, 6(21), 1911.
- [Sch35] Erwin Schrödinger. Die gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik. Die Naturwissenschaften, 23:823–828, Dezember 1935.
- [Sch03] Werner Schnorrenberg. Power splitter. Funkamateur, 10 und 11 2003.
- [Sch10] Julian Schunk. Konzeption und Implementierung eines LabVIEW-Datenerfassungs- und Analyse-Programms für Koinzidenzmessungen an verschränkten Teilchen, 2010.
- [ST94] Leonard Susskind and Lárus Thorlacius. Gedanken experiments involving black holes. Phys. Rev. D, 49(2):966–974, Jan 1994.
- [Stö04] Horst Stöcker. Handbuch der Physik. Harry Deutsch, 2004.
- [TBZG98] W. Tittel, J. Brendel, H. Zbinden, and N. Gisin. Violation of bell inequalities by photons more than 10 km apart. Phys. Rev. Lett., pages 3563–3566, 1998.
- [Wiz79] Joseph Ladislav Wiza. Microchannel Plate Detectors. Nuclear Instruments and Methods, 162:587–601, 1979.
- [Wol81] Monika Wolff. Multi-channel-plates. Physik unserer Zeit, (3):90–95, 1981.

Tabellenverzeichnis

1.2	Streuwahrscheinlichkeiten für $\theta = \frac{\pi}{2}$	11
2.1	Kenndaten e-gun	20
2.2	Kenndaten zu MCP	30
3.1	Messung vom 3.2.2009, total events: 19000, Messzeit: 20620.7 s, Gate: 1 ns	45
3.2	Bestimmung ΔN_{min}	46
1	Messung vom 16.10.2009, Gate: 1 ns, Leading-Edge-Triggerung, total events: 2000, Messzeit: 5140 s	47
2	Messung vom 16.10.2009, Gate: 1 ns, Constant-Fraction-Triggerung, total events: 2000, Messzeit: 5140 s	47
3	Messung vom 16.10.2009, Gate: 100 ps, Leading-Edge-Triggerung, total events: 2000, Messzeit: 5140	48
4	Messung vom 16.10.2009, Gate: 100 ps, Constant-Fraction-Triggerung, total events: 2000, Messzeit: 5140	48
3.3	Bestimmung ΔN_{min}	49
5	Messung vom 26.10.2010, Gate: 1 ns, Leading-Edge-Triggerung, total events: 2000, Messzeit: 5996 s	50
6	Messung vom 26.10.2010, Gate: 1 ns, Constant-Fraction-Triggerung, total events: 2000, Messzeit: 5996 s	50
7	Messung vom 26.10.2010, Gate: 100 ps, Leading-Edge-Triggerung, total events: 2000, Messzeit: 5996 s	51
8	Messung vom 26.10.2010, Gate: 100 ps, Constant-Fraction-Triggerung, total events: 2000, Messzeit: 5996 s	51
3.4	Bestimmung ΔN_{min}	52

9	Messung vom 8.2.2011, Gate: 1 ns, Leading-Edge-Triggerung, total events: 2000, Messzeit: 7600 s	53
10	Messung vom 8.2.2011, Gate: 1 ns, Leading-Edge-Triggerung, total events: 2000, Messzeit: 7600 s	53
11	Messung vom 8.2.2011, Gate: 100 ps, Leading-Edge-Triggerung, total events: 2000, Messzeit: 7600 s	54
12	Messung vom 8.2.2012, Gate: 100 ps, Constant-Fraction-Triggerung, total events: 2000, Messzeit: 7600 s	54
3.5	Events in den MCP	55
13	Messung vom 14.2.2011, Gate: 1 ns, Leading-Edge-Triggerung, total events: 2000, Messzeit: 22979 s	56
14	Messung vom 14.2.2011, Gate: 1 ns, Leading-Edge-Triggerung, total events: 2000, Messzeit: 22979 s	56
15	Messung vom 14.2.2011, Gate: 100 ps, Leading-Edge-Triggerung, total events: 2000, Messzeit: 22979 s	57
16	Messung vom 14.2.2012, Gate: 100 ps, Constant-Fraction-Triggerung, total events: 2000, Messzeit: 22979 s	57
3.6	Vergleich von Echt-zu-Zufällig-Verhältnissen bei Leading-Edge-Triggerung, Gate: 1 ns	59
3.7	Vergleich von Echt-zu-Zufällig-Verhältnissen bei Constant-Fraction-Triggerung, Ga- te: 1 ns	60
3.8	Vergleich von Echt-zu-Zufällig-Verhältnissen bei Leading-Edge-Triggerung, Gate: 100 ps	61
3.9	Vergleich von Echt-zu-Zufällig-Verhältnissen bei Constant-Fraction-Triggerung, Ga- te: 100 ps	62

Vielen Dank an ...

