

Messung des Absoluten Photonenflusses im BGO-OD Experiment

Daniel Geffers

Bachelorarbeit in Physik
angefertigt im Physikalischen Institut

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
Bonn

Mai 2014

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Bonn,
Datum

.....
Unterschrift

1. Gutachter: Prof. Dr. Hartmut Schmieden
2. Gutachter: PD Dr. Stefan Goertz

Danksagung

Ich möchte allen Mitglieder der Hartmut Schmieden Arbeitsgruppe danken. Diese 4 Monate waren sehr interessant und lehrreich. Insbesondere möchte ich mich bei Thomas Zimmerman, Andreas Bella und Joachim Geffers für ihr Korrekturlesen bedanken, sowie Marvin Bleckwenn für die kontinuierliche Zusammenarbeit.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	vii
1 Einleitung	1
2 Das BGO-OD Experiment	3
2.1 Hauptdetektoren	3
2.2 Photonenmarkierungsanlage (Tagger)	4
2.3 Datennahme	6
3 Photonenflussmessung	7
3.1 Bleiglas Detektor (Gim)	7
3.2 Fluss Monitor (FluMo)	8
3.3 Ratenabhängigkeit	8
4 Bestimmung der Fluss Monitor Effizienz	11
4.1 Effizienzbestimmung ohne Tagger	11
4.2 Energie spezifische Effizienz	12
4.3 Untergrundkorrektur mit Gim, FluMo und Tagger Zeitdifferenzspektrum	16
4.4 Zufällige Veto Signale	18
4.5 Zusammenfassung der Effizienzbestimmung	19
5 Photodefinitionswahrscheinlichkeit	21
5.1 Untergrundkorrektur	21
5.2 Photonenfluss über die PDP	24
5.3 Geometrische Näherung	25
6 Wirkungsquerschnitt	27
7 Fazit	31
8 Anhang	33
8.1 Energie Abhängigkeit der Paarproduktion	33
Literatur	35

Abbildungsverzeichnis

2.1	Detektoren des BGO-OD Experiments	4
2.2	Tagging System	5
3.1	Strahlungsschäden	9
3.2	Fluss Detektoren	9
3.3	Ratenstabilität des Bleiglasdetektors	10
4.1	Gim minus FluMo Zeitspektrum	12
4.2	Tagger unabhängige FluMo Effizienz gegen Tagger Rate	13
4.3	FluMo Effizienz gegen Taggerkanal	14
4.4	FluMo Effizienz gegen Tagger Rate	14
4.5	FluMo Gim Zeitdifferenzspektrum	15
4.6	FluMo Gim Zeitdifferenzspektrum für < 250 MeV	17
4.7	FluMo minus Veto Zeitspektrum	18
4.8	Korrekturfaktor für falsche Vetosignale	19
5.1	PDP gegen Tagger Rate	22
5.2	PDP gegen Tagger Rate bei verschiedenen Koinzidenzzeiten	22
5.3	FluMo minus Tagger Zeitspektrum	23
5.4	FluMo minus Tagger Zeitspektrum	23
5.5	PDP gegen Taggerkanal	24
6.1	Wirkungsquerschnitt π^0	29
6.2	Abweichung von SAID Daten	30

Einleitung

Die Masse von Materie ist schon seit Jahrhunderten ein Rätsel. Als Galilei feststellte, dass alle Körper gleich schnell fallen, waren seine Zeitgenossen verwirrt. Es gibt keinen offensichtlichen Grund, warum die "Schwere" eines Körpers mit seiner "Trägheit" gleichzusetzen ist. Dahingegen ist Newtons Entdeckung, dass die Fähigkeit eines Körpers andere Körper anzuziehen dieselbe ist, wie seine Fähigkeit angezogen zu werden, nahezu trivial. Als Einstein 1905 feststellte, dass Masse und Energie äquivalent sind, hat sich die weltweite Wissenschaft, Energie-Wirtschaft, Politik und Kriegsführung für immer verändert. Einsteins nächste Feststellung aus dem Jahr 1916, dass Masse den Raum krümmt, hatte bisher, neben dem GPS System, keine besonders weitreichenden Folgen auf die Weltbevölkerung. In den 1930er ist die Existenz von sogenannter "dunkler Materie" in der Astronomie entdeckt worden, wonach 5 mal mehr "unsichtbare" Materie existiert als ordinäre hadronische Materie. In 1998 ist zusätzlich das Konzept von dunkler Energie entstanden, die noch einmal 14 mal mehr Energie beinhaltet als die uns bekannte hadronische Materie.

Seit 2012 die Entdeckung des Higgs Bosons verkündet wurde, gilt die Quarkmasse als verstanden. Das Higgsfeld kann erklären, wie das Up-Quark zu seiner Masse von 2,3 MeV und das Down-Quark zu 4,8 MeV kommt. Wie aber beispielsweise das Proton, als Kombination von zwei Up und einem Down-Quark, eine Masse von 938,3 erhält, ist unverständlich.

In der Vergangenheit hat sich gezeigt, dass es zum Verstehen des Aufbaus von Teilchen, sowie der auf sie wirkenden Kräfte, sinnvoll ist, die Anregungsspektren zu verstehen. Durch den Versuch, die Anregungsspektren der Hadronen zu verstehen, könnte verstanden werden, wie die zwischen Quarks wirkenden Kräfte die Hadronenmasse "erzeugen".

Aktuell wird die Existenz von sogenannten Quasi-gebundenen Zuständen vermutet. Für einen solchen Quasi-Zustand ist es wichtig, nicht viel Impuls zu übertragen, weil die Bindung des Zustandes sehr schwach ist.

Für die Untersuchung eines derartigen Anregungsspektrums ist viel Energie Übertrag nötig. Um nicht gleichzeitig viel Impuls zu übertragen, werden Photonen benutzt. Diese haben keine Ruhemasse und somit den für ihre Energie kleinst möglichen Impuls.

Bei dem Beschuss von Wasserstoff mit reellen Photonen, kann es sein, dass ein geladenes Meson erzeugt wird, das den Impuls in Vorwärtsrichtung weiterträgt, aber wegen seiner Masse weniger als die Photonenenergie trägt. Das, mit der verbleibende Energie angeregte, Proton hat einen sehr geringem Impulsübertrag erfahren. Damit der Zerfall des Angeregten Zustandes erfasst werden kann, muss das Target hermetisch von einem Kalorimeter umschlossen werden. Zum Erfassen des den Impuls fort

tragenden Mesons ist ein Vorwärtsspektrometer mit hoher Präzision erforderlich. Das BGO-OD Experiment an der Universität Bonn bietet beides, und ist somit ideal für Untersuchungen der Photoproduktion von Hadronen geeignet.

Aktuell wird im Rahmen der Inbetriebnahme des BGO-OD Experiments erstmals der absolute π^0 Wirkungsquerschnitt unter Photoproduktion bestimmt. Zu diesem Zweck müssen die Akzeptanz des Kalorimeters für π^0 Zerfälle und der absolute Photonfluss bestimmt werden. Die Akzeptanz wird in einer parallelen Bachelorarbeit von Marvin Bleckwenn über Monte Carlo Simulationen bestimmt. Die vorliegende Bachelorarbeit bestimmt den absoluten Photonfluss durch das Target.

Das Konzept der Fluss Messung basiert auf der für jede Messung neu errechneten Photodefinitionswahrscheinlichkeit (PDP¹). Die PDP gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass ein Photon, dessen Energie im vorderen Teil des Aufbaus von dem Tagger bestimmt wurde, durch das Target fliegt. Der Photonfluss kann durch das Produkt aus der Photodefinitionswahrscheinlichkeit und der Gesamtzahl an getaggen Photonen errechnet werden. Der Photonfluss wird im hinteren Teil des Experiments von einem totalabsorbierenden Bleiglasdetektor und einem sogenannten Fluss Monitor (FluMo) bestimmt. Der Bleiglasdetektor sättigt für hohe Raten. Im Gegensatz dazu ist der Fluss Monitor raten stabil, indem nur ein Teil der Photonen detektiert wird. Ziel dieser Arbeit ist es, die Detektionseffizienz des Fluss Monitors, mit Hilfe des Bleiglasdetektors, zu bestimmen, und eine untergrundkorrigierte Photodefinitionswahrscheinlichkeit zu messen.

In Kapitel 2 wird das BGO-OD Experiment soweit vorgestellt, wie zum Verständnis dieser Arbeit nötig ist. Im Kapitel 3 wird der Messaufbau zur Photonflussmessung erklärt und die dafür nötigen Detektoren beschrieben. In Kapitel 4 wird die Detektionseffizienz des Fluss Detektors bestimmt, und in Kapitel 5 die Photodefinitionswahrscheinlichkeit. Der mit dieser Photodefinitionswahrscheinlichkeit, von Marvin Bleckwenn[1] absolut bestimmte totale Wirkungsquerschnitt der π^0 Photoproduktion wird in Kapitel 6 diskutiert. Schließlich behandelt Kapitel 7 ein Fazit mit Ausblick auf noch nötige Untersuchungen.

¹ engl. Photon Definition Propability

Das BGO-OD Experiment

Das BGO-OD Experiment (siehe Abb. 2.1) besteht hauptsächlich aus den beiden Teilen seines Namens: Das BGO Kalorimeter und das Vorwärtsspektrometer mit "Open Dipol" Magnet. In dem BGO Kalorimeter befindet sich ein stationäres Target auf das reelle Photonen geschossen werden. Die Photonen werden dazu aus dem Bonner Elektronenbeschleuniger ELSA¹ über Bremsstrahlung erzeugt. Die Photonenmarkierungsanlage trennt Elektronen und Photonen, und bestimmt dabei die Elektronen Energie. Dadurch bestimmt er die Energie der Photonen, und zählt diese. Ein Teil der erzeugten Photonen wird von einem Kollimator aufgehalten. Dieser Kollimator dominiert die Photodefinitionswahrscheinlichkeit. Photonen, die den Kollimator passieren, treffen auf das Target. Photonen, die im Target nicht aufgehalten werden, fliegen weiter zu den Fluss Detektoren. Wenn im Target eine Reaktion erzeugt wird, werden die Zerfallsprodukte mit besonders großem Vorwärtsimpuls von dem Spektrometer detektiert, und Teilchen mit großer Abweichung von der Strahlachse von dem BGO Kalorimeter gemessen.

2.1 Hauptdetektoren

Im BGO-OD Experiment (siehe Abb. 2.1) treffen Photonen auf ein Target aus, in der Regel, flüssigem Wasserstoff, das sich in der Mitte des BGO² Kalorimeters befindet. Damit Gammastrahlung zuverlässig absorbiert wird, sind die BGO-Kristalle 24 Zentimeter lang. Dies entspricht mehr als 21 Strahlungslängen³. Protonen mit einer kinetischen Energie von bis zu 450 MeV werden auch vollständig gestoppt.

Das Kalorimeter deckt 90% des Raumwinkels ab und ist punktsymmetrisch zum Target. Dadurch können auch die Zerfallsprodukte von ruhenden Teilchen vollständig erkannt werden. Die Öffnungen zur Strahlachse betragen je 25°.

Die in der Einleitung angesprochene Akzeptanz des BGO Detektors beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass die beiden Photonen aus dem dominanten $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ Zerfall detektiert werden. Diese Photonen fliegen, nach einem quasi instantanen Zerfall des π^0 , annähernd in entgegengesetzte Richtungen. Durch den symmetrischen Aufbau des BGO-Kalorimeters ist der Nachweis eines solchen Zerfalls gut möglich. Für Details zur Akzeptanz-Bestimmung sei auf die Bachelorarbeit von Marvin Bleckwenn [1] verwie-

¹ Elektronen Strecher Anlage

² BGO steht für Bismutgermanat, und bezeichnet das Szintillator Material des Kalorimeters.

³ Eine Strahlungslänge bezeichnet die Dicke eines Materials in der ein hochenergetisches Photon mit einer Wahrscheinlichkeit von $1/e = 63,2\%$ aufgehalten wird. Wohingegen geladene Teilchen kontinuierlich Energie pro Distanz verlieren.

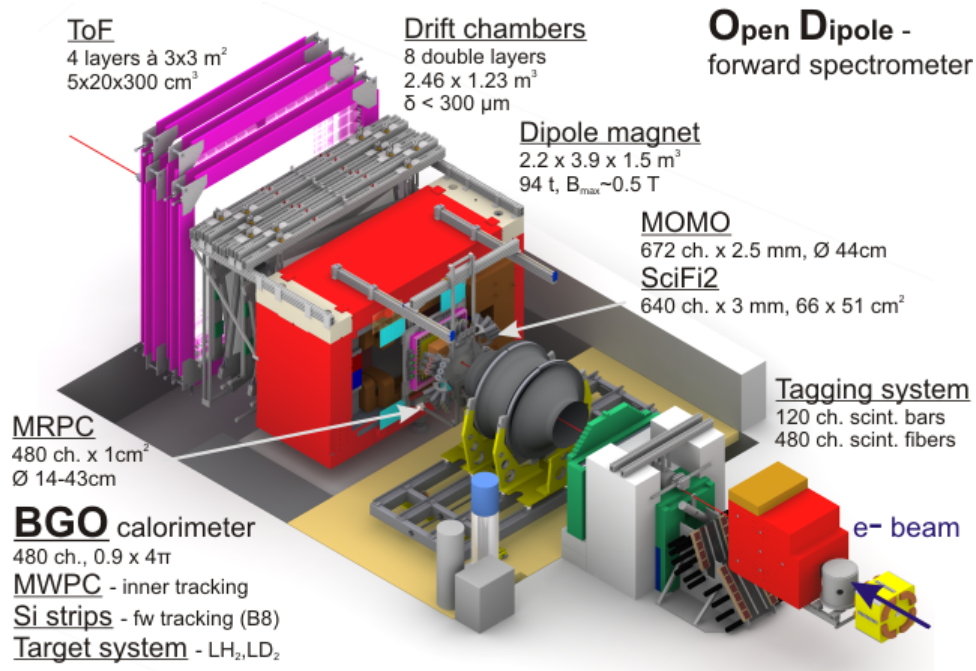


Abbildung 2.1: Die Detektoren des BGO-OD Experiments. Quelle: BGO-OD Website bgo-od.physik.uni-bonn.de

sen.

Polarwinkel von 8° bis 25° ⁴ werden zukünftig von dem sogenannten MRPC⁵ abgedeckt werden. Geladene Teilchen, die zwischen 2° und 8° zur Strahlachse das BGO Kalorimeter verlassen, werden von einem mehrstufigen Spektrometer untersucht. Das Spektrometer hat eine Öffnung um die Strahlachse, damit Photonen, die nicht wechselgewirkt haben, durchgelassen werden können ohne in dem Spektrometer Signale abzugeben. Dies verhindert unnötigen Untergrund und Abnutzung.

2.2 Photonenmarkierungsanlage (Tagger)

Die Photonen werden über Bremsstrahlung mit Hilfe von einem Elektronenstrahl erzeugt. Dazu werden die Elektronen auf einen Radiator aus Kupfer mit $50\mu\text{m}$ Dicke⁶ geschossen.

Im Tagging System (siehe Abb. 2.2) werden die Elektronen von den Photonen mit einem Dipol-Magnetfeld getrennt. Dieses Magnetfeld lenkt Elektronen mit geringerem Impuls stärker ab als Elektronen die kein Bremsstrahlungsphoton erzeugt haben. 120 Szintillatoren, die in eine vertikale und eine horizontale Komponente getrennt sind, registrieren die einzelnen Elektronen abhängig ihrer Ablenkung. Damit Untergrund unterdrückt werden kann, überlappen die Szintillatoren je zu 55%, sodass ein Elektron planmäßig immer 2 oder 3 Szintillatoren durchfliegt. Wenn solche Koinzidenzen vorliegen, kann

⁴ Die Öffnung des Dipolmagneten ist rechteckig, sodass von 8 Grad in vertikaler bis 12° in horizontaler Richtung Teilchen durchgelassen werden.

⁵ Multi-gap Resistive Plate Chamber Detektor

⁶ Je nach beabsichtigter Messung können auch dickere Radiatoren oder andere Materialien benutzt werden. Die angegebenen $50\mu\text{m}$ Kupfer sind für die Kalibrierung des Fluss Monitors verwendet worden, um nur eine geringe Photonenrate mit gut definierter Energie zu bekommen. Bei dickeren Materialien wird das mehrfache Erzeugen von Bremsstrahlung wahrscheinlicher. Kupfer ist wegen seiner hohen Ladungszahl geeignet.

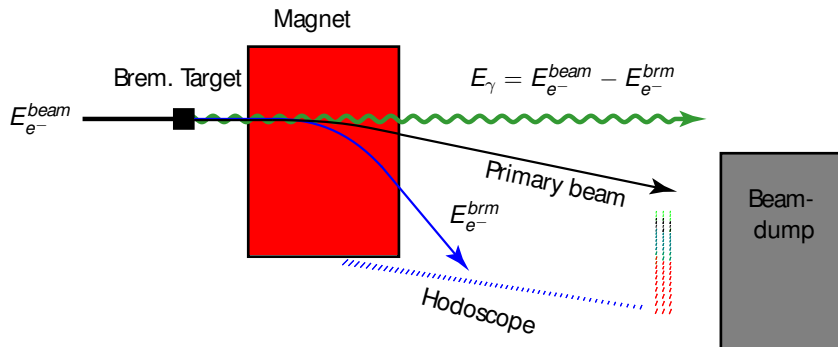


Abbildung 2.2: Das Tagging System besteht aus einem Dipolmagneten und je 60 Szintillatoren in einem vertikalen und einem horizontalen Teil. Arbeitsgruppenbeitrag von Andreas Bella

die Energie der Elektronen und daraus die Energie der Photonen errechnet werden. Koinzidenzen in denen nicht 2 oder 3 benachbarte Szintillatoren angesprochen sind, werden für diese Arbeit nicht beachtet. Bei der Auswertung der Daten wurde festgestellt, dass Dreierkoinzidenzen etwa um ein Drittel bis Fünftel seltener sind als Zweierkoinzidenzen. Die Elektronen werden im Boden oder einem speziellen Beamdump absorbiert.

In der behandelten Strahlzeit aus dem Dezember 2013, gab es einen Fehler in der Bestimmung der Tagger Zeiten. Ein kleiner Teil der Tagger Anschläge wurde um 5 ns verzögert. In diversen Zeitdifferenzspektren dieser Arbeit gibt es folglich einen kleinen zweiten Peak neben dem eigentlichen Peak. Teilweise gehen dadurch Messwerte verloren, die durch die Verschiebung nicht mehr in Koinzidenz mit anderen Detektoren sind. Dies führt zu einer systematisch kleineren Effizienz oder PDP bei Koinzidenzzeiten von unter 8 ns.

Die gesamte Anzahl von Elektronen, die im Tagger registriert werden, wird von den sogenannten Tagger Koinzidenz Scalerständen⁷ gezählt. Diese summieren über alle Zeiten in denen ein Ereignis den Trigger auslösen kann, und wenn die Daten ausgelesen werden. Notwendig ist dies, weil die Datennahme nur bei einem solchen Trigger Ereignis Daten ausließt. Die Scalerstände zählen zweier Koinzidenzen die durch Hardware Module bestimmt werden. Drei gleichzeitig ansprechende Szintillatoren werden allerdings als zwei verschiedene Zweierkoinzidenzen gezählt. Derartige Elektronen werden somit von den Tagger Scalerständen doppelt gezählt.

Für diese Arbeit werden die von Software erzeugten, Dreierkoinzidenzen je mit dem nächstgelegenen Zweierkoinzidenzkanal zusammengefasst. Dies ermöglicht es gleich viele PDP Kanäle zu haben wie die Scalerstände. Allerdings impliziert dies, dass die Tagger Ereignisse in der Software anders gezählt werden als in den Scalerständen. Dies führt zu einem systematischen Fehler in der Flussbestimmung, der in Zukunft gelöst werden soll.

Die Zahl der Koinzidenzkanäle ist hier durchgehend 119.

⁷ Scalerstände zählen nur die Anzahl an Anschlägen pro Koinzidenzkanal. Es werden hier keine Zeit Informationen gespeichert.

2.3 Datennahme

Die Signale von den Detektoren werden bis zu $1,5\mu\text{s}$ vor und nach einem Trigger Ereignis ausgelesen. Der Zeitraum um einen solchen Trigger wird Event genannt. Es können verschiedene Detektoren als Trigger ausgewählt werden. Bei der Untersuchung von hadronischen Ereignissen wird beispielsweise auf das BGO Kalorimeter in Koinzidenz mit dem Tagger getriggert. So ist sicher, dass die Zahl der Photonen in den Scalerständen die Anzahl der Photonen angibt, die eine Reaktion im Target hätten auslösen können. Bei der Kalibrierung des Flussmonitors wird auf den Bleiglas Detektor getriggert, damit pro Event mindestens ein Photon durch den Kollimator geflogen ist. Für die Bestimmung der Photodefinitionswahrscheinlichkeit sind Ergebnisse somit verfälscht, weil nur dann gemessen wird, wenn mindestens ein Photon am Bleiglas Detektor angekommen ist. Deshalb müssen, für die Bestimmung der Photodefinitionswahrscheinlichkeit, die Detektor Ereignisse die kurz vor oder nach dem Triggerzeitpunkt kamen ausgeschlossen werden. Für die Kalibrierung der Effizienz des Fluss Monitors (FluMo) ist dies nicht notwendig, weil nur Ereignisse mit passenden Bleiglas Detektor Ereignissen betrachtet werden.

Für die in Kapitel 4 und 5 verwendeten Daten wurden diverse im Dezember 2013, speziell für die Fluss Monitor Effizienz, genommenen Daten verwendet. Die für den Wirkungsquerschnitt in Kapitel 6 und in [1] benutzten Daten stammen aus der selben Strahlzeit.

Photonenflussmessung

Für geringe Photonenraten kann der Fluss in einem Event direkt mit einem Bleiglasdetektor gemessen werden. Für höhere Raten geht dieser in Sättigung, weswegen ein Fluss Monitor gebaut wurde. Dieser soll notwendigerweise eine ratenstabile Detektionseffizienz haben, die mit dem Bleiglasdetektor bestimmt wird.

Für die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten ist der über die Zeit integrierte Photonenfluss notwendig. Dazu muss der Fluss außerhalb von Events, also zu Zeiträumen ohne Triggersignal, bestimmt werden. Der Photonenfluss wird dazu aus dem Produkt von Photodefinitionswahrscheinlichkeit (PDP) und Scalerständen berechnet. Die PDP wird dazu aus den Daten des Fluss Monitors, in den Events mit der Software, bestimmt. Somit werden hier, wie in Abschnitt 2.2 besprochenen, verschiedene Zählmethoden von Tagger Ereignissen kombiniert. Die Scalerstände zählt einige Photonen doppelt, die PDP wird aber für nicht doppelt gezählte Photonen bestimmt. Somit ist der bestimmte Photonenfluss systematisch zu groß.

Auf Grund der geringen Wechselwirkungsquerschnitte von Photonen passieren fast alle Photonen das Target ohne Wechselwirkung. Somit kann der Photonenfluss vor dem Target dem Photonenfluss am Ende des experimentellen Aufbaus, an dem die Flussdetektoren aufgebaut sind, gleichgesetzt werden.

Die Photodefinitionswahrscheinlichkeit hängt von Position und Radius des Kollimators ab. Wenn sich die Position des Beschleunigerstrahls ändert, kann sich auch die Wahrscheinlichkeit ändern, den Kollimator zu passieren. Somit ist eine Bestimmung einer konstanten Photodefinitionswahrscheinlichkeit bei ausschließlich niedrigen Raten keine besonders zuverlässige Art den Photonenfluss bei hohen Raten zu bestimmen.

3.1 Bleiglas Detektor (Gim)

Geladene Teilchen mit einer Geschwindigkeit über der Lichtgeschwindigkeit in Bleiglas¹ erzeugen im Gim-Detektor Tscherenkow-Strahlung. Auch Photonen werden zuverlässig registriert, indem sie Elektron-Positron Paare erzeugen. Durch eine Länge von 28 Zentimetern bzw. 11 Strahlungslängen² ist dies garantiert.

¹ Die Lichtgeschwindigkeit in Bleiglas liegt je nach genauem Bleigehalt zwischen $0.67c_0$ und $0.58c_0$. Die Elektronen und Positronen aus Paarproduktion überschreiten diese Geschwindigkeit, weil die Photonenenergie hier mindestens einhundert mal die Elektronenmasse ist.

² Für diese Art Glas ist die Strahlungslänge von Gammastrahlung etwa 2.55 cm. Quelle: [2] Seite 24

Die Anzahl von emittierten Photonen über Tscherenkow-Strahlung ist im Vergleich zu Szintillatoren sehr gering. Photonen, mit einer Energie von unter etwa 300 MeV können noch Elektron-Positron-Paare erzeugen, die die Lichtgeschwindigkeit im Bleiglas deutlich überschreiten. Allerdings erzeugen diese nur so wenig Tscherenkow Strahlung, dass das zugehörige Photomultiplier Signal unter 30 mV groß ist. Der Diskriminator³ des Bleiglasdetektors hat eine minimale Schwelle von 30 mV, weswegen diese Signale nicht mehr registriert werden können. Ein Diskriminator, der auch kleinere Signale registrieren kann, wird zukünftig installiert werden.

Die Transparenz des Glases basiert auf seiner Gitterstruktur. Hochenergetische Strahlung kann diese Struktur beschädigen, wodurch das Glas seine Transparenz verliert. In Abb. 3.1 (a) ist zu sehen, wie das Bleiglas in der Strahlachse braun geworden ist. Wie in Abb. 3.1 (b) zu sehen ist, kann die Effizienz des Bleiglasdetektors nach 6 Tagen Bestrahlung um 12 % absinken. Insbesondere Teilchen mit niedriger Energie, die nur wenig Tscherenkow-Strahlung erzeugen, werden nicht mehr registriert.

Diese Schäden können durch Bestrahlung mit Sonnenlicht⁴ weitgehend rückgängig gemacht werden. Damit dies nicht permanent wiederholt werden muss, wird der Detektor für hohe Raten aus dem Strahl gefahren.

3.2 Fluss Monitor (FluMo)

Auf Grund der Sättigung des Gim Detektors, wird ein weiterer Detektor für hohe Raten benötigt. Dieser sogenannte Fluss Monitor (siehe Abb. 3.2) besteht aus 3 Szintillatoren⁵ von denen der erste als Veto dient. Die beiden folgenden sind in Koinzidenz geschaltet. Wenn im folgenden von einem FluMo Signal geredet wird, ist eine Koinzidenz von FluMo 1 und FluMo 2 mit Antikoinzidenz des Vetos gemeint.

Szintillatoren registrieren geladene Teilchen, weil diese das Detektormaterial ionisieren. Somit werden Photonen nicht von dem Veto Detektor registriert. Wenn Photonen im Konverter zwischen Veto und FluMo 1 ein e^-e^+ Paar erzeugen, kann dieses Paar in FluMo 1 und 2 ein Signal geben.

Elektronen sind bei den hier auftretenden Energien minimal ionisierende Teilchen. Daher ist der Energieverlust pro Elektron oder Positron bekannt. Die Schwellen der FluMo 1 und 2 Szintillatoren sind so eingestellt, dass nur bei zwei durchfliegenden Teilchen ein Signal erzeugt wird. Das Veto hingegen ist so eingestellt, dass es auch schon bei niedrigeren Energien ein Signal geben kann. Dies soll verhindern, dass ein knapp an der Detektorschwelle liegendes Teilchen in den hinteren Szintillatoren ein Signal gibt, aber keines im Veto.

Es hat sich herausgestellt, dass kein spezieller Konverter nötig ist um hinreichend viele Photonen in Elektron Positron Paare zu verwandeln. Dazu reichen die Folien der Szintillatoren sowie die Szintillatoren selbst aus.

3.3 Ratenabhängigkeit

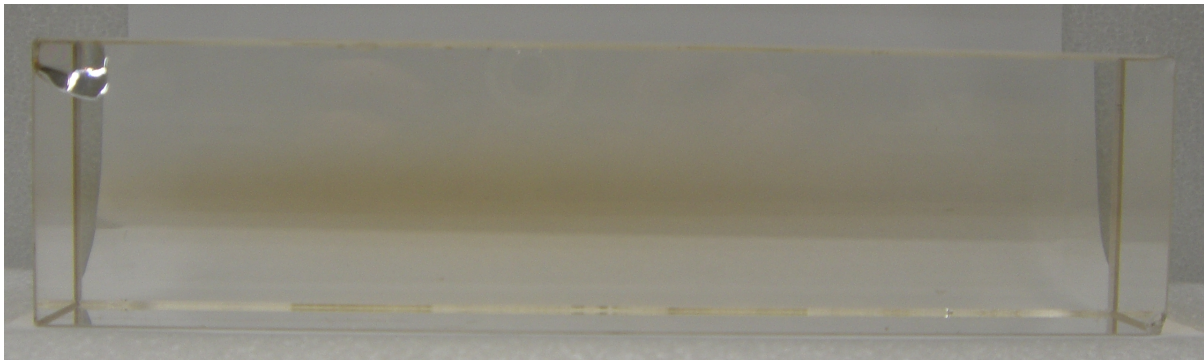
Der Bleiglas Detektor hat mit 13 ns eine relativ große Totzeit⁶. Zusätzlich ist bei hoher Rate der Strom durch die Basis des Photomultipliers so groß, dass die Verstärkung zusammenbricht. Weil der Detektor mitten im Photonenstrahl steht, und jedes Photon absorbiert, wird dieser für Messungen mit hoher

³ Ein Diskriminator gibt ein logisches Signal aus, wenn ein analoges Eingangssignal eine bestimmte Schwelle überschreitet.

⁴ Alternativ kann auch eine Lampe mit blauem Licht verwendet werden.

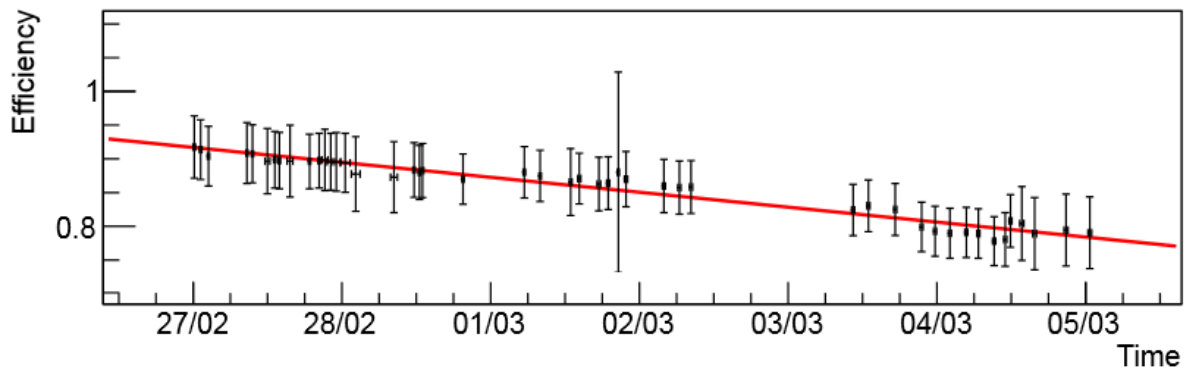
⁵ Typ Saint-Gobain BC-404 Plastikszintillator

⁶ Die Totzeit des gesamten Taggers ist dahingehend verschwindend, weil der Tagger 120 unabhängige Kanäle hat, die gleichzeitig ansprechen können.



(a) Bleiglas mit deutlich sichtbaren Strahlungsschäden

GIM efficiency over time



(b) Effizienz des Bleiglasdetektors im Laufe einiger Tage Bestrahlung

Abbildung 3.1: Die Strahlungsschäden an der Vorläuferversion des aktuell verwendeten Bleiglasdetektors. Arbeitsgruppenbeitrag von Thomas Zimmermann (modifiziert)

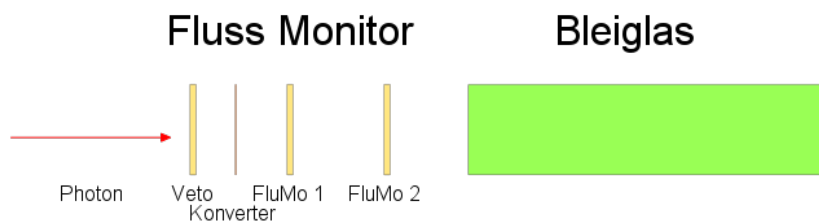


Abbildung 3.2: Die Fluss Detektoren aus Fluss Monitor und Bleiglasdetektor. Quelle: BGO-OD Website bgo-od.physik.uni-bonn.de (Modifiziert)

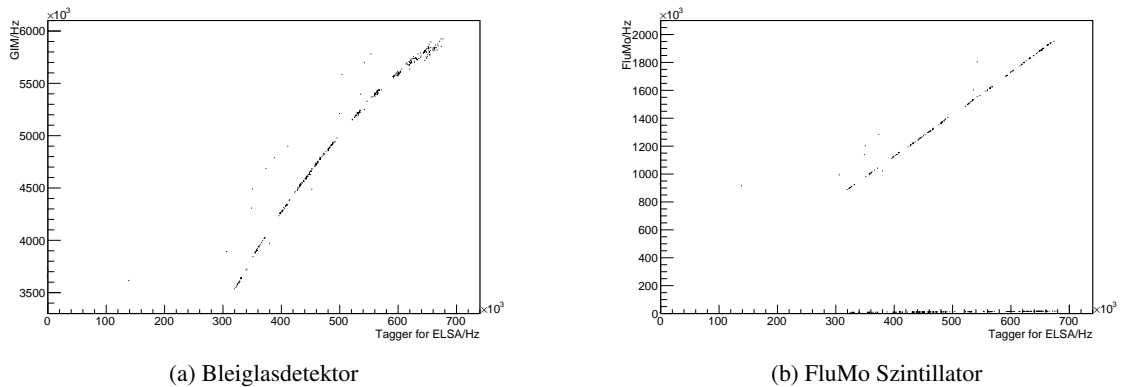


Abbildung 3.3: Die Raten der Detektoren ist gegen die “Tagger for Elsa” Rate dargestellt. Der Bleiglasdetektor sättigt ab 4 MHz während der Fluss Monitor weiterhin proportional zu diesem Teil des Taggers ist. Der “Tagger for Elsa” bezeichnet 8 der Taggerkanäle, die auch bei hohen Raten nicht sättigen. Die Punkte am unteren Rand von (b) ergeben sich aus einem Software Fehler. Arbeitsgruppenbeitrag von Thomas Zimmermann

Photonenrate ineffizient. In Abb. 3.3 ist die gemessene Rate im Bleiglasdetektor gegen die in 8 hoch energetischen Kanälen des Taggers aufgetragen. Die Wahl von hoch energetischen Kanälen soll sicherstellen, dass der Tagger selbst nicht in Sättigung geht⁷.

Es ist in der Abb. 3.3 gut zu erkennen, dass ab einer Rate von 4 MHz der Bleiglasdetektor sättigt, der Fluss Monitor aber stabil weiter misst. Dies bezieht sich auf einen einzelnen FluMo Szintillator. Die Koinzidenz und Antikoinzidenz aus den Szintillatoren, insbesondere wenn auch Koinzidenz mit anderen Detektoren gefordert ist, kann durch einen Untergrund von Zufallskoinzidenzen mit der Rate ansteigen.

⁷ Bremsstrahlung erzeugt stark bevorzugt nieder energetische Photonen, die hohen Tagger Kanälen entsprechen.

Bestimmung der Fluss Monitor Effizienz

Die Detektionseffizienz ϵ des Fluss Monitors kann mit einem davor liegenden Detektor, dem Tagger, und einem dahinter liegenden Detektor, dem Gim, bestimmt werden. Wenn beide Detektoren ein Signal geben, muss ein Teilchen durch den FluMo geflogen sein. Die Detektionseffizienzen von Tagger und Gim müssen dabei nicht bekannt sein.

Es wird jede zeitliche Koinzidenz von Tagger und dem Bleiglasdetektor (Gim) gezählt, und für jede dieser Koinzidenzen gezählt, ob auch ein passendes Fluss Monitor Ereignis existiert. Unter der Annahme, dass nur Bremsstrahlungsphotonen im Bleiglasdetektor detektiert werden, kann der Tagger vernachlässigt werden. Der Tagger hat eine um ein Vielfaches höhere Rate als die anderen beiden Detektoren. Somit gibt es einen relativ großen Untergrund aus zufälligen Koinzidenzen mit einem unabhängigen Tagger Ereignis. Ohne Forderung nach Koinzidenz mit dem Tagger ist die Untergrundkorrektur einfacher, weil nur eine Koinzidenz vorliegt.

$$\epsilon = \frac{\sum \text{Tagger} \wedge \text{Gim} \wedge \text{FluMo}}{\sum \text{Tagger} \wedge \text{Gim}} \approx \frac{\sum \text{Gim} \wedge \text{FluMo}}{\sum \text{Gim}}$$

4.1 Effizienzbestimmung ohne Tagger

Als erste Näherung an die Effizienz kann eine vereinfachte Formel benutzt werden, in der die Koinzidenzen mit dem Tagger nicht gefordert werden. Abb. 4.1 zeigt die Zeitdifferenz zwischen allen Kombinationen von Anschlägen im Bleiglasdetektor und im FluMo. Der deutliche Peak¹ entspricht den korrelierten Anschlägen. Der Untergrund zeigt Kombinationen von kausal unabhängigen Treffern. Diese können zufällig gleichzeitig passieren, sodass eine Zufallskoinzidenz vorliegt.

Somit muss von dem Peak der Untergrund abgezogen werden, damit nur die Koinzidenzen gezählt werden, die von einem Photon stammen, und somit Kausal zusammenhängen. Die dadurch erlangte Anzahl an "echten" FluMo und Gim Koinzidenzen wird durch die Zahl der Gim Ereignisse geteilt. Zusätzlich wird eine in Abschnitt 4.4 besprochene Korrektur für unpassende Vetosignale vorgenommen. Die Effizienz des FluMo Detektors ist in Abb. 4.2 dargestellt. Aufgetragen ist, für verschiedene Datensätze, die Effizienz gegen die Taggerate des entsprechenden Datensatzes.

¹ Peak ist Englisch und bezeichnet eine Überhöhung, Häufung oder ein Maximum.

Eine lineare Anpassung ergibt einen sehr konstanten Wert für die FluMo Effizienz² von $\epsilon_{korrr} = 3,302(12)\% - 0,003(2)\% \times \text{Rate}/\text{MHz}^3$. Durch die Berücksichtigung des Taggers kann die Effizienz energieabhängig bestimmt werden. Dadurch ist eine genauere Bestimmung möglich.

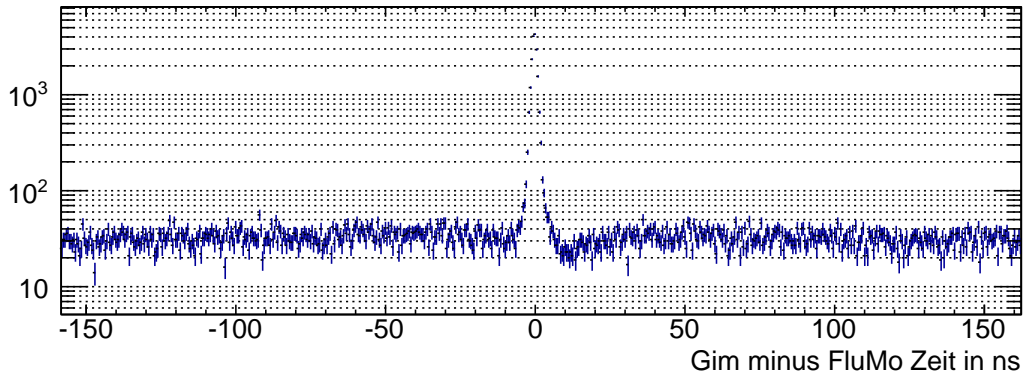


Abbildung 4.1: Es sind die Anzahl der Zeitdifferenzen der Kombinationen von Gim und FluMo Ereignissen aus Datensatz 14907 in logarithmischer Darstellung aufgetragen. Der Untergrund ist vor dem Nullpunkt minimal höher als nach dem Nullpunkt, für die Korrektur wurde deshalb der Mittelwert des Untergrundes errechnet. Die Vertiefung rechts des Peaks ist Ergebnis der Totzeit.

4.2 Energie spezifische Effizienz

Für die Tagger, und damit Energie abhängige Effizienzbestimmung werden die Dreierkoinzidenzen von Tagger, Gim und FluMo gezählt und durch die Zahl der zweier Koinzidenzen von Tagger und Gim geteilt.

Die Effizienz des Fluss Monitors ist von dem Wechselwirkungsquerschnitt der Paarproduktion abhängig⁴, weil nur solche Photonen von dem FluMo registriert werden, die zwischen Veto und FluMo 1 ein e^+e^- Paar erzeugen. Dieser Wirkungsquerschnitt nimmt mit der Photonenenergie logarithmisch zu. Wie im Anhang 8.1 dargestellt ist, besteht zwischen dem Wirkungsquerschnitt der Paarproduktion bei 300 MeV und 1500 MeV ein Unterschied von 8 %. In der FluMo Effizienz ist dies theoretisch ein proportionaler Effekt. Somit ist erst ab einer Energie von 600 MeV eine konstante FluMo Effizienz eine gute Näherung.

Abb. 4.3 zeigt die untergrundkorrigierte FluMo Effizienz. Die gezeigten Fehler ergeben sich aus den \sqrt{N} Fehlern der Zählungen sowie Gaußscher Fehlerfortplanzung. Die Fehler wurden somit als symmetrisch genähert. Die bestimmte Effizienz variiert von einem Kanal zum nächsten um bis zu 10%. Da über 38 Datensätze gemittelt wurde, und die Mittelwerte um bis zu 4 Sigma abweichen, liegt hier ein systematischer Effekt oder ein Fehler in der Bestimmung der statistischen Fehler vor. Im zeitlichen Rahmen der Bachelorarbeit kann dies nicht weiter untersucht werden.

Die Effizienz ist für Energien von unter 300 MeV (in Abb. 4.3 die höchsten zwei Kanäle) aktuell nicht sinnvoll bestimmbar, weil der Gim Diskriminator die Signale nicht mehr registriert. Allerdings

² Vor der Untergrund und Veto Korrektur war der Wert mit $\epsilon = 3,302(12)\% + 0,005(2)\% \times \text{Rate}/\text{MHz}$ bereits sehr konstant.

³ Der Wert in den Klammer gibt den Fehler auf die letzte Stelle an

⁴ Bei einer Energie über 100 MeV sind alle anderen Effekte vernachlässigbar [3].

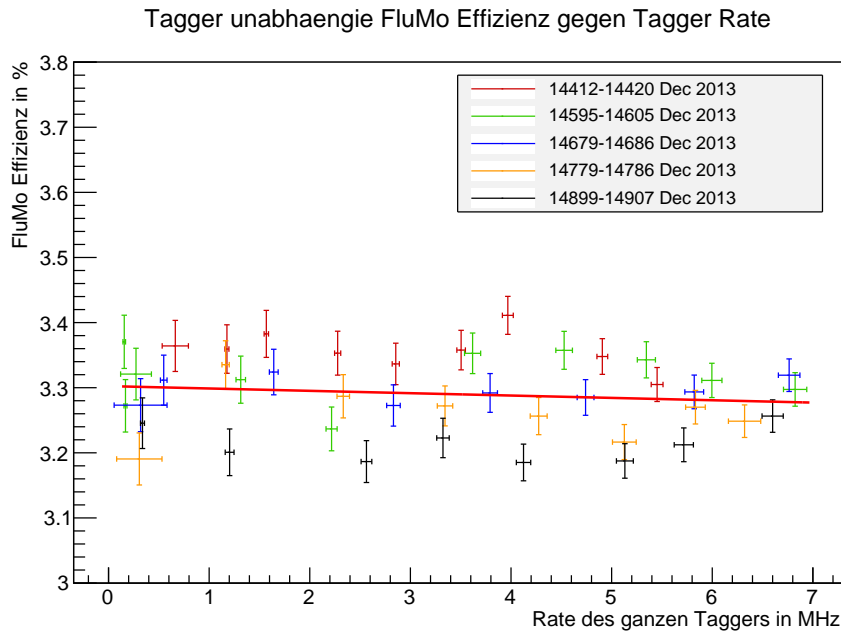


Abbildung 4.2: Es ist die Tagger unabhängige FluMo Effizienz gegen die Taggerate von diversen Datensätzen aufgetragen. Dazu wurden für jeden Datensatz die Gesamtzahl der FluMo und Gim Koinzidenzen durch die Zahl der Gim Anschläge geteilt. Die Werte wurden auf Zufallskoinzidenzen und falsche Veto Signale korrigiert.

wird eine Effizienz gemessen. In diesem Energiebereich gibt es Koinzidenzen mit Gim Signalen, diese sind aber zufällig, und müssten somit durch die Untergrundkorrektur verschwinden. Dies legt nahe, dass die Untergrundkorrektur nur einen Großteil des Untergrundes eliminiert. Bei einem signifikant großem Peak ist dies ein verschwindender Fehler. Bei keinen “nicht zufälligen Koinzidenzen”, machen einzelne nicht eliminierte Zufallskoinzidenzen sehr viel aus. Des weiteren ist es denkbar, dass mehrere gleichzeitig in den Gim treffende Ereignisse, zusammen die Gim-Diskriminator Schwelle überschreiten können, auch wenn keines der einzelnen Teilchen dies geschafft hätte. Das nahezu keine Gim Ereignisse für sehr geringe Energien gemessen werden, ist in Abb. 4.6 des nächsten Abschnitts zu sehen.

Ab Energien von über 600 MeV (Taggerkanal 100 in Abb. 4.3) kann in guter Näherung eine Konstante für die Effizienz angenommen werden. Somit kann man für verschiedene Datensätze eine Effizienz bestimmen, und diese gegen die Taggerate des Datensatzes darstellen. Dies ist in Abbildung 4.4 dargestellt.

Da der Tagger zu einem Zeitpunkt in diversen Kanälen einen Anschlag registrieren kann, ist hier eine Untergrund Korrektur sehr wichtig. Da die drei Detektoren stark korreliert sind, ist diese Korrektur nicht trivial. Vor der Korrektur zeigt sich dies als linearer Anstieg mit der Rate.

Mit Anpassungsgeraden wurde die nicht korrigierte Effizienz zu $\epsilon = 3,394(20)\% + 0,017(4)\% \times \text{Rate}/\text{MHz}$ und die korrigierte zu $\epsilon_{korr} = 3,380(21)\% - 0,0001(48)\% \times \text{Rate}/\text{MHz}$ bestimmt. Dabei wurden die statistischen Fehler der Messpunkte berücksichtigt.

Gemittelte FluMo Effizienz gegen Taggerkanal

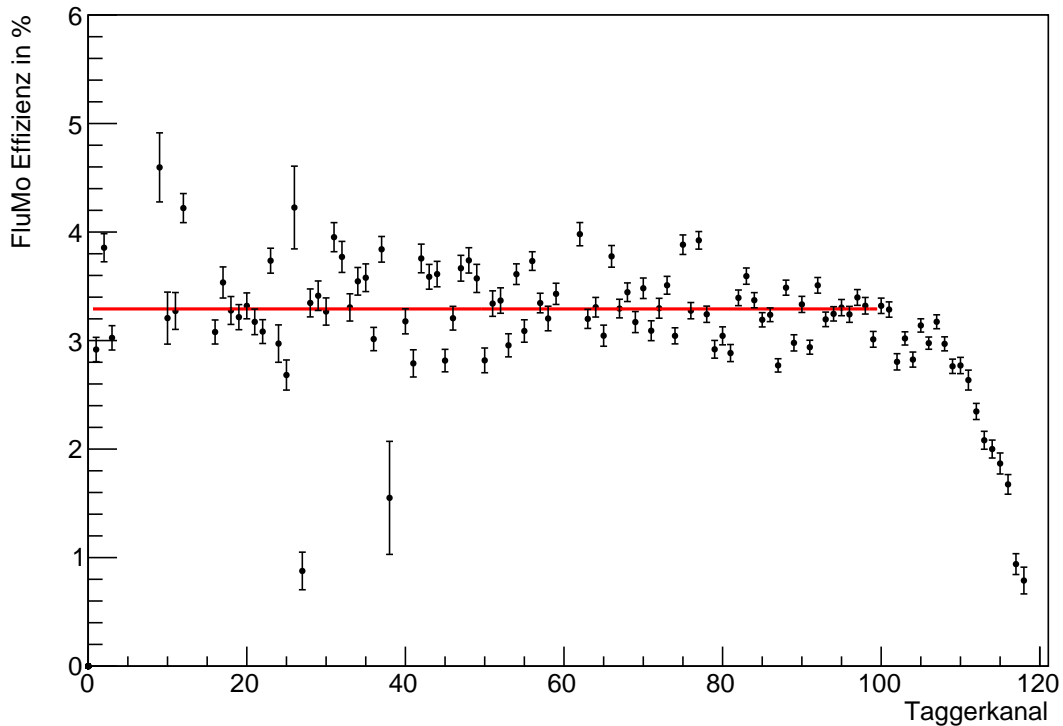
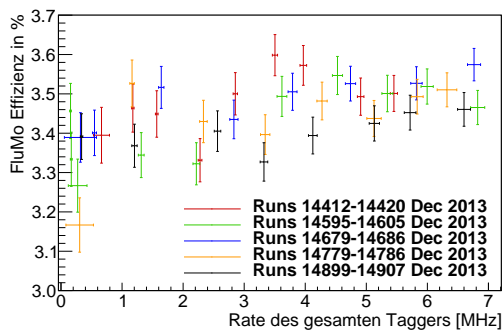
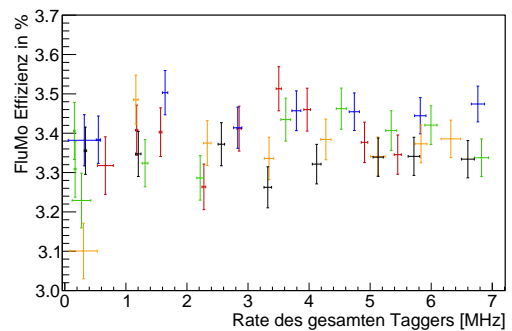


Abbildung 4.3: FluMo Effizienz in Abhängigkeit der zugehörigen Taggerkanäle gemittelt über 38 Datensätze. Ein deutlicher Abfall der Effizienz zu kleineren Energien ist festzustellen. Der Kanal 100 entspricht hier einer Energie von 600 MeV, der Kanal 1 einer Energie von 1,7 GeV. Eine Untergrundkorrektur wurde bereits vorgenommen. Die Mittelung und ihr Fehler wurde als Anpassung einer Konstanten unter Berücksichtigung der statistischen Fehler errechnet.



(a) ohne Korrektur



(b) mit Untergrund Korrektur

Abbildung 4.4: FluMo Effizienz gegen Taggerate. Jeder Messpunkt entspricht einer, über verschiedene Energiekanäle gemittelten, Fluss Monitor Effizienz aus Datensätze mit variiertem Strahlstrom. Energien unter 600 MeV, bzw. die höchsten 20 Kanäle wurden dabei vernachlässigt. Datensätze mit einer Rate von unter 0,5 MHz wurden für die Anpassung nicht beachtet.

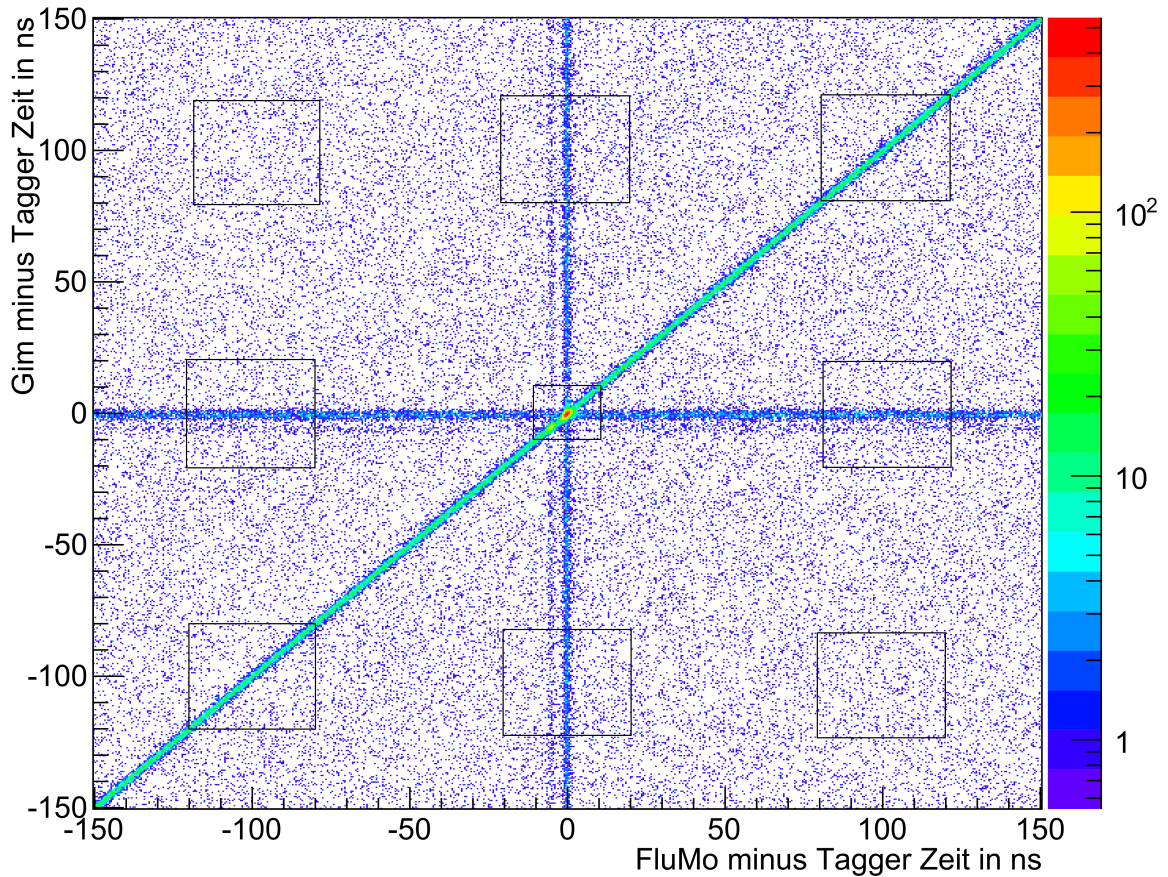


Abbildung 4.5: Es ist die Differenz zwischen FluMo und Tagger Zeit gegen die Differenz von Gim und Tagger Zeit für jede Kombination von Detektor Anschlägen in einem Event für den Datensatz 14907 eingezeichnet. Zusätzlich sind die Boxen eingezeichnet aus denen man die Dreierkoinzidenzen sowie dessen Untergrundkorrektur errechnen kann. Der kleine Nebenpeak bei $-5\text{ns}, -5\text{ns}$ stammt aus Tagger Zeitverschiebungsproblemen. Die Linien entsprechen jeweils Korrelationen von zwei Detektoren.

4.3 Untergrundkorrektur mit Gim, FluMo und Tagger Zeitdifferenzspektrum

Für die Bestimmung der Zufallskoinzidenzen bei Dreierkoinzidenzen ist eine Untersuchung der Korrelationen der einzelnen Detektoren nötig. Dies kann in einem zweidimensionalen Zeitdifferenzspektrum dargestellt werden. In Abb. 4.5 ist die Zeitdifferenz von FluMo und Tagger gegen die Differenz aus Gim und Tagger aufgetragen. In der Mitte ist der Peak zu sehen, der einer Dreierkoinzidenz entspricht, gekreuzt wird dieser durch Korrelationen von je zwei der drei Detektoren.

Mit diesen Linien, die Korrelationen entsprechen, kann der Untergrund des Peaks bestimmt werden. Alle Kombinationen von Anschlägen, die nicht kausal zusammenhängen, werden hier als Untergrund bezeichnet.

Die Abb. 4.5 repräsentiert das selbe Konzept, wie es bereits für die Korrektur der Energie unabhängigen Effizienz durchgeführt wurde. Dabei wurde die Zeitdifferenz aus jeder Kombination von Detektorereignissen eingetragen. Hier wird das für 3 Detektoren erweitert. Für jede Kombination von je einem Anschlag in Tagger, FluMo und Gim wird ein Punkt eingezeichnet. Die Zeitdifferenz von FluMo minus Tagger ist in der x-Achse, somit sind korrelierte Tagger und FluMo Ereignisse bei $x = 0$. Für die Y-Achse ist das selbe für Gim minus Tagger aufgetragen.

Ein Tagger und ein FluMo Ereignis erzeugt für Kombinationen mit jedem Gim Ereignis des gleichen Events, einen eigenen Punkt. Somit würde eine Integration über die y-Achse, ein Bild erzeugen, das dem einfachen FluMo minus Tagger Spektrum ähnlich sieht, aber durch Mehrfachzählungen verzerrt ist. Die Diagonale zeigt Punkte, wo FluMo und Gim in Koinzidenz sind, allerdings mit einem zeitlich nicht dazu passendem Taggersignal kombiniert wurden. Eine senkrecht durch die sichtbare Diagonale gezogene Linie, repräsentiert die Zeitdifferenz von Gim und FluMo.

Für jedes FluMo Ereignis gibt es, bei einer Effizienz von 3,4 %, bis zu 30 unkorrelierte Gim Ereignisse. Für jede Dreierkoinzidenz entstehen somit bis zu 30 Punkte in der waagerechten Linie, durch die Kombination mit unabhängigen Gim Ereignissen. Es kommt auch sehr häufig vor, dass ein Photon getaggt wird, allerdings nicht den Kollimator passiert. Somit gibt es viel mehr Tagger Ereignisse als FluMo oder Gim Ereignisse. Weil es noch einmal etwa 15 mal mehr Tagger Ereignisse gibt, als Gim Ereignisse ist die Diagonale dominant.

Bei niedrigen Raten kann es sein, das in einem Event kein einziges FluMo Ereignis vorkommt. Solche Events erzeugen keinen Punkt in dem Spektrum. Deshalb kann die Gesamtzahl an Gim Tagger Zweierkoinzidenzen nicht aus dem Spektrum abgelesen werden. Um die zu bestimmen, und gegen den Untergrund zu korrigieren wird wie in Abschnitt 4.1 mit einem eindimensionalen Zeitdifferenzspektrum, vorgegangen.

Die Dreierkoinzidenzen liegen bei 0,0. Wenn eine Koinzidenzzeit von beispielsweise 10 ns angesetzt ist, wird jede Kombination von Anschlägen, die in der Koinzidenzzeit liegt, gezählt. Dies kann in dem Spektrum durch eine $20ns \times 20ns$ große Box um den Peak dargestellt werden. Jeder Punkt in der Box wird dabei gezählt, und gibt die unkorrigierten Koinzidenzen. Für diesen Ansatz der Untergrundkorrektur wird angenommen, das der Untergrund in der Nähe des Peaks nicht abnimmt. Zusammenhängende FluMo und Gim Ereignisse haben die selbe Wahrscheinlichkeit mit einem davon kausal unabhängigen Taggersignal eine Zeitdifferenz von 50 ns oder 30 ns oder 0 ns zu haben. Die Diagonale, die falsch kombinierte Tagger und FluMo-Gim-Koinzidenzen repräsentiert, ist somit "unter" dem Peak von echten Dreierkoinzidenzen genauso hoch wie an jeder anderen Stelle.

Für den Tagger ist dies in sehr guter Näherung richtig, dann wenn ein Kanal gefeuert hat, können

die 118 anderen trotzdem noch feuern. Bei Gim und FluMo ist die Totzeit relevant. Wenn eine echte Dreierkoinzidenz entstanden ist, kann kein zweites Gim Signal zur gleichen Zeit erzeugt werden. Somit ist der Untergrund, durch die waagerechte und die senkrechte Linie, in der Nähe des Peaks etwas kleiner als außerhalb der Koinzidenzzeit. Dies kann aber nicht empirisch zuverlässig gemessen werden, und ist gegen die 10 fach größere Diagonale verschwindend. Somit wird hier geringfügig überkorrigiert.

Die Peak-Box beinhaltet nun neben den echten Dreierkoinzidenzen auch ein 20 ns langes Stück von jeder Linie und eine $20\text{ ns} \times 20\text{ ns}$ große Fläche des vollständig unkorrelierten Untergrundes. Zur Bestimmung des Untergrundes werden nun auch Boxen auf die Linien, und den Untergrund gelegt. Diese Boxen sind in Abb. 4.5 mit eingezeichnet. Um mögliche Asymmetrien auszuschließen, werden je eine Box zeitlich vor und hinter den Peak auf die gleiche Linie gelegt. Zur Minimierung der statistischen Fehler, werden die Untergrundboxen größer gewählt. Die Peak-Box wird nicht vergrößert, damit systematische Fehler in der Korrektur, wie z.B. die mögliche Überkorrektur, klein bleiben.

Aus den jeweiligen Boxen, werden erst gegen den vollständig unkorrelierten Untergrund die Linien korrigiert, und damit dann die Peak-Box korrigiert. Dabei ist auf richtige Normierung der jeweiligen Boxen zu achten. Der Untergrund fällt bei Zeitdifferenzen von über ein paar hundert ns ab. Somit müssen die Boxen im Bereich von etwa 100 ns um den Peak bleiben.

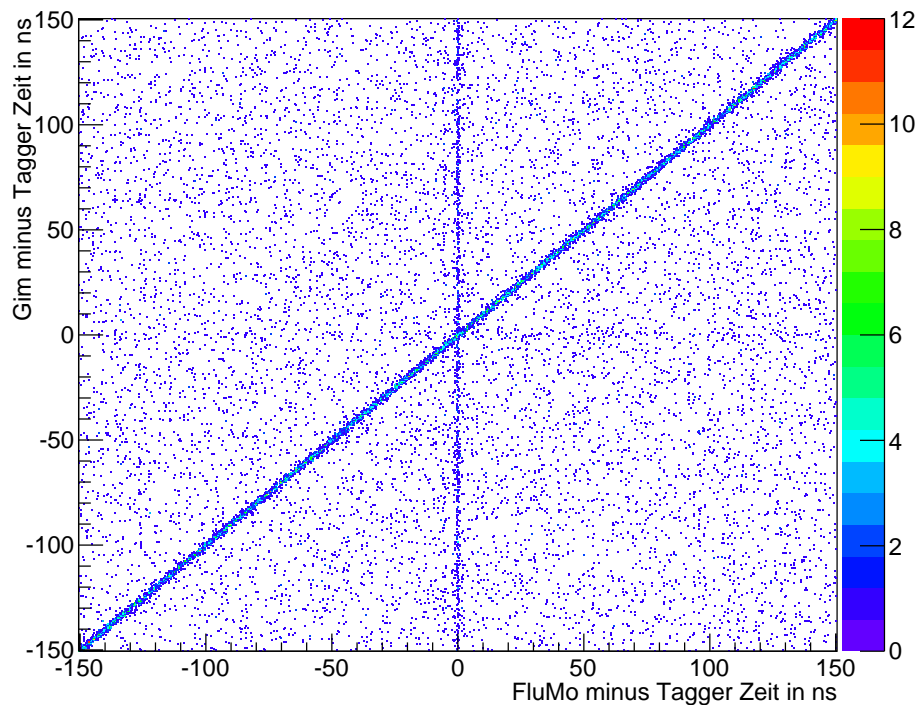


Abbildung 4.6: Es ist das Zeitdifferenzspektrum für den Datensatz 14907 eingezeichnet, bei dem ausschließlich Tagger Ereignisse aus den niedrigsten Kanälen beachtet werden. Dies entspricht Photonenergien von unter 250 MeV, die kein Gim Signal auslösen können.

Wenn man das zweidimensionale Zeitdifferenzspektrum für sehr hohe Taggerkanäle, unterhalb der Energie die noch vom Gim erkannt wird, anzeigt (siehe Abb. 4.6, stellt man fest, dass der Peak verschwindet. Es gibt in einem solchen Event noch Ereignisse an der Position 0,0 allerdings sind diese vollständig aus Linien zusammengesetzt. Es werden keine Gim Ereignisse registriert, die mit getaggen

Photonen, der betrachteten Energie, kausal zusammenhängen. Die FluMo minus Tagger Linie ist noch zu sehen, woraus sich schließen lässt, dass der FluMo auch für so geringe Energien noch anspringen kann. Wie effizient der dabei ist, ist aber unbekannt.

Die Dreierkoinzidenz aus Tagger, FluMo und Gim ist genau genommen eine vierfach Koinzidenz mit Antikoinzidenz, wenn die einzelnen Szintillatoren des FluMo gesondert betrachtet werden. Auf den Versuch, eine vierfach Koinzidenz Korrektur in einem dreidimensionalen Zeitdifferenzspektrum zu berechnen, sei hier verzichtet. In Abschnitt 5.1 werden, im Rahmen der PDP Untergrundkorrektur, die zufälligen FluMo 1 und FluMo 2 Koinzidenzen untersucht, und als vernachlässigbar befunden.

4.4 Zufällige Veto Signale

FluMo Signale können durch Veto Signale von unabhängigen Teilchen unterdrückt werden. Mit zunehmender Taggerate wird das Veto häufiger ausgelöst. Für die Wahrscheinlichkeit, dass ein Veto ein unabhängiges Signal unterdrückt, kann ein analytischer Korrekturfaktor bestimmt werden.

Die Zeitdauer, für die nach einem Veto kein FluMo Ereignis gemessen werden kann, wird hier als Veto Totzeit bezeichnet. Diese Zeit kann aus dem FluMo minus Veto Zeitdifferenzspektrum bestimmt werden (siehe Abb. 4.7). Diese Totzeit ergibt sich durch Hardware Module, und ist somit konstant⁵. Es ist in der Abbildung zu erkennen, dass die Veto Totzeit bei $\Delta t_V = 30\text{ns}$ ns liegt.

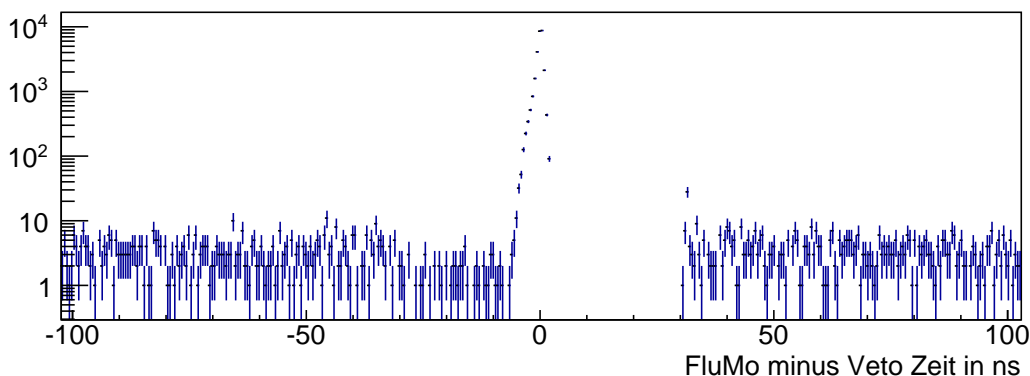


Abbildung 4.7: Es ist das Zeitdifferenzspektrum von FluMo minus Veto für den Datensatz 14907 eingezeichnet. In dieser Darstellung ist immer zum Zeitpunkt 0 ein Veto Signal. Die Zeit von 0 bis -30 ns entspricht der Zeit die das Veto verdeckt.

Aus der Länge des Vetosignals und der Rate, mit der ein Veto ausgelöst wird, kann die Wahrscheinlichkeit bestimmt werden, dass ein zufälliges Veto ein FluMo Signal unterdrückt. Diese Wahrscheinlichkeit ist

$$P_V = \text{Rate}_{\text{Veto}} \times \Delta t = \text{Hits}_{\text{Veto}}/t \times \Delta t_V$$

wobei t die Zeit beschreibt, über die die Vetosignale gezählt wurden. Damit ist die Anzahl der "wahren" oder korrigierten Ereignisse gleich der gemessenen Ereignisse mal $(1 - P_V)$. Die Korrekturformel ist

⁵ Für die Im Mai 2014 neu installierte Elektronik gilt diese Zeit nicht.

somit:

$$\text{Hits}_{\text{korr}} = \frac{\text{Hits}_{\text{gemessen}}}{1 - \frac{\text{Hits}_{\text{Veto}} \times \Delta t_V}{t}}$$

Die Wahrscheinlichkeit ein Veto Signal zu bekommen, was von einem anderen Photon kommt, ist von der betrachteten Photonenenergie unabhängig. Dieser Korrekturfaktor wird auf alle FluMo Messwerte angewendet. In Abb. 4.8 ist dieser Korrekturfaktor gegen die Taggerate aufgetragen.

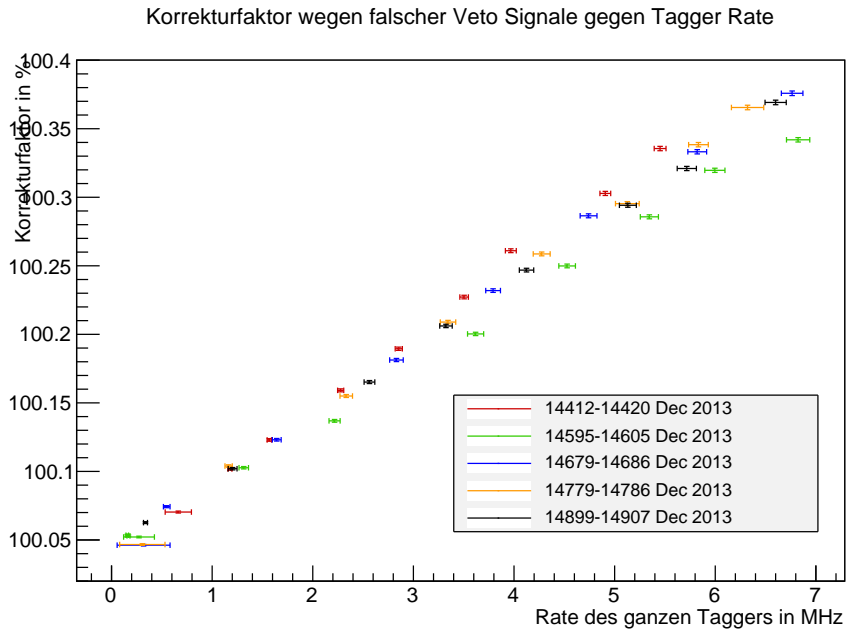


Abbildung 4.8: Es ist der Korrekturfaktor für falsche Vetosignale gegen die Taggerate aufgetragen. Es ist zu bedenken, dass die Rate im Veto nicht direkt proportional zur Rate im Tagger ist, sondern auch stark von der Strahlposition, in Bezug auf den Kollimator, abhängig ist. Wenn einzelne Geraden pro Datensatz Gruppe angepasst werden, weichen die Messwerte nur noch geringfügig von dieser Geraden ab.

4.5 Zusammenfassung der Effizienzbestimmung

Die Effizienz des FluMo Detektors wurde für Energien von über 600 MeV zu $\epsilon_{\text{korr}} = 3,380(21)\%$ bestimmt, während die Tagger unabhängige Näherung auf ein Ergebnis von $\epsilon_{\text{korr}} = 3,302(12)\%$ gekommen ist. Die niedrigere Effizienz bei Vernachlässigung sämtlicher Energieabhängigkeit ist durch den für geringe Energien abfallenden Wirkungsquerschnitt erklärt. Es gibt zwar nur wenige Kanäle die so niedrigen Energien entsprechen, die Anzahl an Bremsstrahlungsphotonen ist bei diesen Energien aber deutlich höher, weswegen sie die Effizienz dominieren.

Die Effizienz die aus dem Y-Achsenabschnitt einer Geraden abgelesen werden kann, die an die unkorrigierte Effizienz gegen die Rate angepasst wurde, ergibt einen Wert von $\epsilon = 3,394(20)\%$ der mit der korrigierten Effizienz übereinstimmt. Somit ist die Korrektur der Zufallskoinzidenzen eigentlich nicht notwendig, solange für verschiedene geringe Raten Werte mit geringen Fehlern vorliegen.

Nicht beachtet wurde bei der Bestimmung der Effizienz das Verhältnis von geladenen Teilchen zu Photonen, das in den FluMo Detektor fliegt. Solange dieses Verhältnis sehr klein ist, oder konstant, macht das kein Problem. Bei veränderter Photonen Konversionsrate, wie z.B. durch einen dicken De-

tektor im Strahlweg, müsste die FluMo Effizienz neu bestimmt werden. Insbesondere gilt die hier bestimmte Effizienz nur für das Target aus flüssigem Wasserstoff. Ein Kohlenstoff Target hat deutlich höhere Ladungszahl, und damit deutlich mehr Potenzial Photonen in e^+e^- Paare zu konvertieren. Alternativ könnte man das Veto auch das Gim Signal blockieren lassen, sodass nur noch Teilchen betrachtet werden, die im Veto Detektor noch Photonen waren⁶.

⁶ Bei einem solchen Ansatz müsste natürlich die Ineffizienz des Veto Detektors betrachtet werden.

Photodefinitionswahrscheinlichkeit

Der Photonenfluss im BGO-OD Experiment, wird über die sogenannte Photodefinitionswahrscheinlichkeit (PDP) bestimmt. Diese gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass ein getaggetes Photon im hinteren Teil des Experiments ankommt:

$$PDP = \frac{\text{Photon durch den FluMo}}{\text{Anzahl Taggerelektronen}} = \frac{\text{Hits}_{\text{FluMo, korrigiert}} \times 1/\epsilon_{\text{FluMo}}}{\text{Hits}_{\text{Tagger}}}$$

Der Photonenfluss wird über die PDP mal der Gesamtzahl von Taggerelektronen berechnet. Die PDP ist ein rein geometrischer Faktor, und sollte somit von der Rate unabhängig sein. Die Extraktion des Elektronenstrahles aus dem ELSA Kreisbeschleuniger wird über die Stärke eines Magnetfeldes geregelt. Somit beinhaltet jede Raten Änderung auch eine geringfügige Änderung des Strahlweges, und kann somit die Strahlposition in Bezug auf den Kollimator verändern. Durch einen in der behandelten Strahlzeit falsch eingemessenen Kollimator, kann dies eine deutliche Änderung der PDP beinhalten.

5.1 Untergrundkorrektur

In Abb. 5.1 ist die PDP gegen die Taggerate aufgetragen. Die Untergrundkorrektur wurde über das FluMo minus Tagger Zeitspektrum (siehe Abb. 5.3) sowie dem Korrekturfaktor für falsche Vetos errechnet. Es zeigt sich, dass auch nach Untergrundkorrektur ein grob linearer Anstieg der PDP mit der Rate existiert. Sollte die Untergrundkorrektur fehlerhaft sein, sodass nur ein Teil der Zufallskoinzidenzen eliminiert wird, müsste sich eine Proportionalität mit der Koinzidenzzeit ergeben. In Abb. 5.2 ist die PDP bei einer dreifach und einer fünffach größeren Koinzidenzzeit aufgetragen. Die Werte sind, bis auf Schwankungen im Untergrund, genauso groß wie die aus der 3 Nanosekunden Koinzidenzzeit. Somit ist der Anstieg definitiv nicht aus Tagger FluMo Zufallskoinzidenzen.

In den Abbildungen 5.1 und 5.2 wurden die Fehler der FluMo Effizienz nicht mit eingerechnet. Diese hat einen relativen Fehler von unter einem Prozent. Dies ergibt in der PDP ebenfalls einen systematischen relativen Fehler von unter einem Prozent.

Mit der Rate zunehmende Zufallskoinzidenzen, die aber nicht von der Software Koinzidenzzeit abhängig sind, könnten Zufallskoinzidenzen zwischen FluMo Szintillatoren 1 und 2 sein. Diese Koinzidenzen werden in der Hardware durchgeführt.

Derartige Zufallskoinzidenzen würden sich im FluMo 1 minus FluMo 2 Zeitspektrum zeigen. Wie in

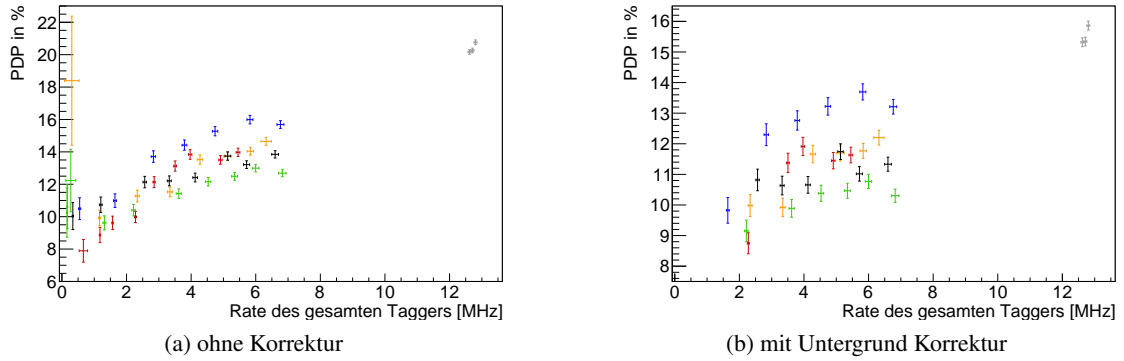


Abbildung 5.1: Photodefinitionswahrscheinlichkeit gegen Taggerate. Die grauen Messpunkte (oben rechts) sind aus für den Wirkungsquerschnitt benutzten Datensätzen errechnet worden, in denen auf den BGO getriggert wurde. Jeder Messpunkt entspricht einer, über verschiedene Energiekanäle gemittelten, PDP aus Datensätzen mit variiertem Strahlstrom. Energien unter 600 MeV, bzw. die höchsten 20 Taggerkanäle wurden dabei vernachlässigt. Datensätze mit einer Rate von unter 0,5 MHz wurden für die Anpassung nicht beachtet. Die Fehler ergeben sich aus \sqrt{N} Fehlern auf die Zählungen und Fehlerfortplanzung. Der Fehler der FluMo Effizienz wurde hier nicht berücksichtigt.

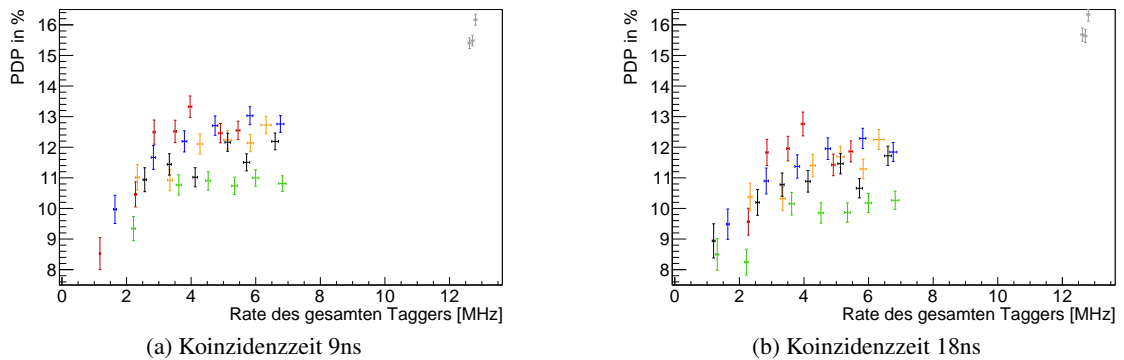


Abbildung 5.2: Korrigierte Photodefinitionswahrscheinlichkeit gegen Taggerate bei verschiedenen Koinzidenzzeiten. Zu der 3ns PDP in Abb. 5.1 ist ein geringer Unterschied festzustellen, weil der Nebenpeak, der durch ein Tagger Zeitverschiebungsproblem erzeugt wurde, nun mit zum Peak gezählt wird. Ansonsten ist keine Abhängigkeit von der Koinzidenzzeit zwischen Tagger und FluMo Ereignissen zu erkennen.

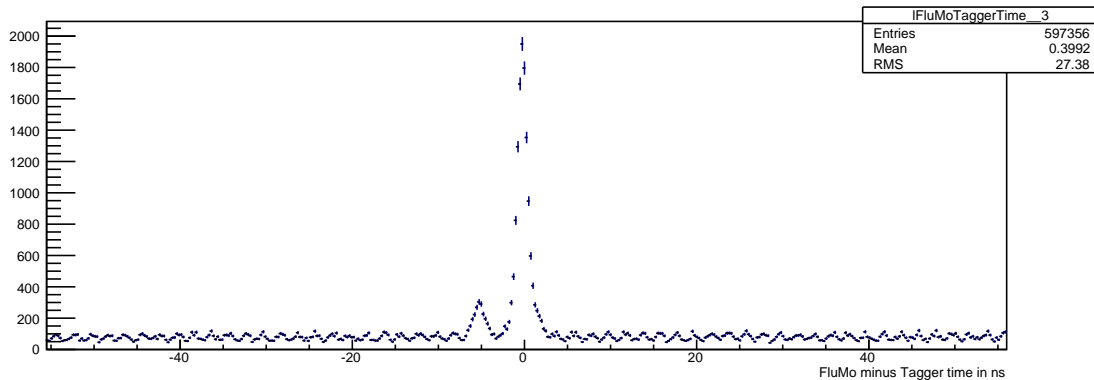


Abbildung 5.3: Es ist das Zeitspektrum aus FluMo minus Tagger aufgetragen. Deutlich sichtbar ist die Bunchstruktur, die sich daraus ergibt, dass alle 2 ns ein weiterer Bunch aus dem Beschleuniger ankommt. Die Zeitauflösung des FluMo ist somit sehr gut. Der zweite Peak ergibt sich aus einem Taggerfehler.

Abb. 5.4 ersichtlich ist, feuern die FluMo Szintillatoren selbst bei hohen Raten so selten, dass kein signifikanter Untergrund entsteht. Das Peak zu Untergrund Höhenverhältnis ist bei FluMo 1 minus FluMo 2 etwa 2600, in dem FluMo minus Tagger Untergrund aus Abb. 5.3 war das Höhenverhältnis nur 25, ein hundert mal weniger. Somit ist die FluMo 1 zu FluMo 2 Zufallskoinzidenz Korrektur vernachlässigbar.

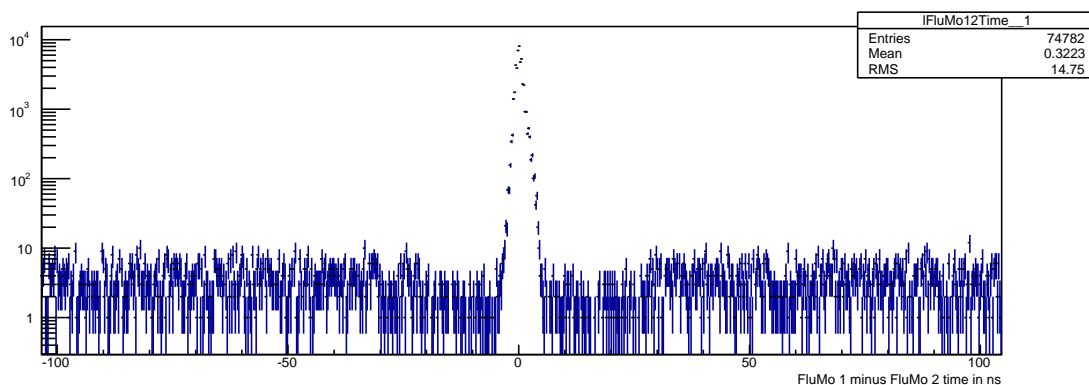


Abbildung 5.4: Es ist das Zeitspektrum aus FluMo 1 minus FluMo 2 logarithmisch aufgetragen. Deutlich sichtbar ist der sehr geringe Untergrund.

Der Anstieg der PDP mit der Rate könnte an einer systematischen Verschiebung der Strahlposition liegen. Eine Ungenauigkeit in dem komplexen System von Extraktions- und Ablenkmagneten, die den Strahl gerade und mittig durch den experimentellen Aufbau schießen sollen, könnte den Strahl schon bei geringer Extraktionsfeldstärke in den nicht optimal eingemessenen Kollimatoren verschieben.

Dies ist allerdings ein Strahlungsstrom abhängiger Effekt, kein Taggeraten abhängiger Effekt. Wenn der Radiator gewechselt wird, ändert sich die Taggerate ohne Änderung des Strahlstromes. Die Messpunkte aus Abb. 5.1 und 5.2 aus Datenruns bei 13 MHz sind bei dem gleichen Strahlstrom entstanden wie die Datensätze bei 7 MHz, weil ein anderer Radiator mit doppelt so dickem Kupfer als Bremsstrahlungsmaterial benutzt wurde. Der Extraktionsmagnet kann somit für die Veränderung der PDP bei Raten unter 7 MHz, nicht aber für den zusätzlichen Offset der Datenruns verantwortlich gemacht wer-

den. Dieser Offset stammt vielleicht aus dem geänderten Radiator, insofern, dass ein anderer Radiator einen Einfluss auf die Strahlposition haben könnte.

Beide diese Effekte sollten ohne Kollimator verschwinden, denn kleine Verschiebungen haben nur einen großen Effekt, wenn der Strahl schon den Rand des 3 Millimeter Kollimators streift.

Eine andere Möglichkeit wie ein dickerer Radiator die PDP beeinflusst, ist die Möglichkeit, dass einzelne Elektronen mehrfach Bremsstrahlung emittieren. Die würde dazu führen, dass zwei Photonen von FluMo detektiert werden könnten, der Tagger aber nur eines registriert. Ein gegenteiliger Effekt könnte sein, dass ein dickerer Radiator zu größeren Elektronenstrahlstreuung führt, die zu einer geringeren PDP führen sollte. Bei Wechsel des Kollimators wurde auch der Trigger gewechselt. Durch das ausschließen von Ereignissen rund um den Triggerzeitpunkt für die PDP Bestimmung, sollte dies keinen Effekt haben. Wenn Messungen mit anderem Radiator, aber gleichem Trigger, keine veränderte PDP zeigen, sollte dies aber erneut kontrolliert werden.

5.2 Photonenfluss über die PDP

In Abb. 5.5 ist die PDP gegen die Energie bzw. Taggerkanäle dargestellt. Es ist eine deutlich größere PDP für größere Energien zu erkennen. Dies ist durch den Bremsstrahlungseffekt gegeben. Der Öffnungswinkel der Bremsstrahlung ist für kleinere Energien größer.

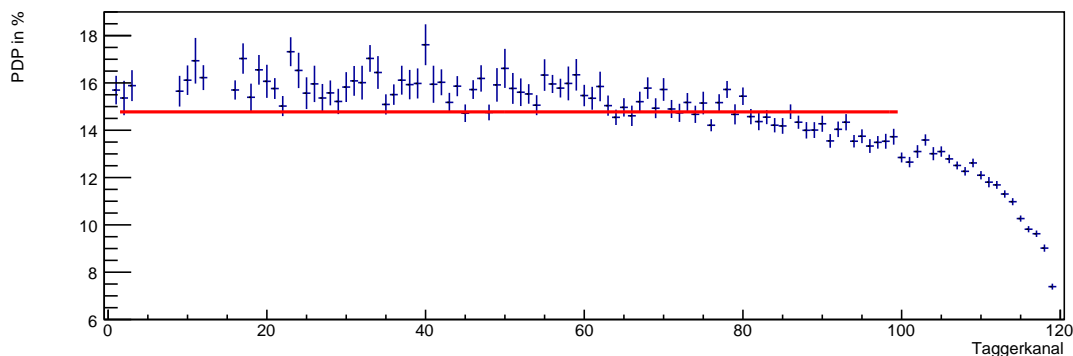


Abbildung 5.5: Photodefinitionswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der zugehörigen Taggerkanäle gemittelt über 55 Datensätze mit hoher Rate. Ein deutlicher Abfall der PDP zu kleineren Energien ist festzustellen. Der Kanal 100 entspricht hier einer Energie von 600 MeV, der Kanal 1 einer Energie von 1,7 GeV. Eine Untergrundkorrektur wurde bereits vorgenommen. Die Mittelung und ihr Fehler wurde als Anpassung einer Konstanten unter Berücksichtigung der statistischen Fehler errechnet. Die eingezeichnete Konstante zeigt eine Anpassung wie sie zur Erstellung der Werte für Abbildungen 5.1 und 5.2 benutzt wurde. Hier wurden die selben Datensätze benutzt wie für den Pionen Wechselwirkungsquerschnitt in Abschnitt 6. Errechnet wurden die Daten von Marvin Bleckwenn mit den im Rahmen dieser Bachelorarbeit erstellten Programm.

Die PDP aus einem einzelnen Run, insbesondere aber nicht nur bei Datensätzen mit niedriger Rate für die FluMo Effizienzbestimmung, unterliegt großen statistischen Fehlern. Es ist allerdings nicht möglich die PDP einmalig zu bestimmen, und dann auf andere Raten und Radiatoren zu verallgemeinern. Eine Verallgemeinerung über verschiedene Energien ist nur für über etwa 800 MeV sinnvoll, darunter kann die PDP bis auf die Hälfte ihres Wertes für hohe Energien absinken. Somit kann es sinnvoll sein die PDP über verschiedene aufeinander folgende Datensätze mit gleichen Rahmenbedingungen zu mitteln. Für die Bestimmung des π^0 Wirkungsquerschnitts wurde dies nicht gemacht. Dies sollte aber zukünftig gemacht werden.

Über alle Energien über 600 MeV gemittelt ergibt sich eine PDP von 11 % bei niedrigen Taggeraten und 15,5 % bei Datensätzen mit hoher Rate.

5.3 Geometrische Näherung

Aus der energieabhängigen Winkelverteilung der Bremsstrahlung sowie der Geometrie des Kollimators kann nach [4] der sogenannte Reduktionsfaktor f_R berechnet werden. Dieser Faktor gibt eine Näherung an den Prozentsatz von Photonen an, die durch den Kollimator fliegen.

Die Idee dieser Berechnung ist, den Wirkungsquerschnitt der Bremsstrahlung winkelabhängig bis zum Öffnungswinkel des Kollimators zu integrieren und durch den gesamten Wirkungsquerschnitt zu dividieren. Nach [4] (Seite 804) ergibt sich folgende Formel:

$$f_R = \frac{\int_0^{\theta_K \frac{E_0}{m_e c^2}} d\sigma}{\int_0^\infty d\sigma} = \frac{(\theta_K \frac{E_0}{m_e c^2})^2}{1 + (\theta_K \frac{E_0}{m_e c^2})^2}$$

Dabei ist $E_0 = 1720 \text{ MeV}$ die Energie der Elektronen, die auf den Radiator treffen, und $\theta_K = \frac{r}{l+d}$ der Öffnungswinkel des Kollimators. In der behandelten Strahlzeit hatte der Kollimator folgende Werte: Distanz zum von Radiator zum Kollimator $l = 3,6 \text{ m}$, Dicke des Kollimators $d = 20 \text{ cm}$ und Durchmesser $r = 3 \text{ mm}$.

Es errechnet sich ein Wert von 12,4% für Eins minus Reduktionsfaktor. Dieser Wert unterscheidet sich von der zuvor bestimmten PDP hauptsächlich dadurch, dass über alle Energien integriert wird. Eine nach statistischen Fehlern bzw. Photonenzahl gewichtete Mittelung der PDP, über alle Energien, ergibt Werte von, je nach Rate, 10 bis 13 %. Somit ist der bestimmte PDP-Wert sehr plausibel.

Der Reduktionsfaktor ist nur insofern eine Näherung an die PDP, als das die falsche Einmessung des Kollimators oder ein abweichender Strahl nicht berücksichtigt werden. Des weiteren, bezieht sich der Reduktionsfaktor auf alle von der Bremsstrahlung erzeugten Photonen, wobei die PDP nur die behandelt, die vom Tagger gemessen werden. Der Tagger deckt nur den Bereich von 10% bis 90% der Strahlenergie ab¹. Von den Kanälen mit niedriger Energie werden, bei hoher Rate, viele Photonen nicht vom Tagger registriert, weil dieser gesättigt ist. Auch ist die für den Reduktionsfaktor von [4] genutzte Formel nur einen idealen Radiator (verschwindend dünn) und Elektronenstrahl (verschwindend klein, keine seitlichen Ablenkungen usw.) gültig.

¹ Private Kommunikation mit Andreas Bella am 9.5.14

Wirkungsquerschnitt

Mit der im Rahmen dieser Arbeit bestimmten PDP und der Bestimmung der Akzeptanz des BGO Kalorimeters (siehe [1]), wurde der totale Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion des neutralen Pions am Proton absolut bestimmt. In Abb. 6.1 ist der Wirkungsquerschnitt gegen die Energie des einfallenden Photons aufgetragen. Verglichen werden die Messungen mit den Vorhersagen des sogenannten SAID Modells¹. Die Vorhersagen des SAID Modells für diese Wechselwirkung wurde, insbesondere im Bereich der ersten Resonanz, durch Messungen verschiedener Arbeitsgruppen mit sehr guter Übereinstimmung überprüft (siehe [1]). Die, im Rahmen der Bachelorarbeiten, bestimmten Werte sind in der gleichen Größenordnung wie die SAID Vorhersagen, weichen aber mit zunehmender Photonenergie deutlich ab.

Zur detaillierteren Untersuchung der Abweichung in Bezug auf die Energie wurde die relative Abweichung in Abb. 6.2 dargestellt. Im Bereich der ersten Resonanz (200 bis 600 MeV) sind die gemessenen Wirkungsquerschnitte tendenziell gleichgroß oder größer als die Werte des SAID Modells. Im Bereich der zweiten und dritten Resonanz (600 bis 1200 MeV) sind die gemessenen nur 50 bis 70 % so groß wie die SAID Werte. Bei Energien über 1200 MeV nimmt der gemessene Wirkungsquerschnitt deutlich ab, dabei schwanken die Werte um einen Faktor 10. Auch ist eine minimale Verschiebung in der Energie der Peaks zu sehen. Die gemessenen Peak scheinen bei $25 \pm 10 \text{ MeV}$ geringerer Energie zu liegen. Die Energie wurde in diesem Bereich in sogenannte Bins mit einer Breite von jeweils 10 bis 15 MeV unterteilt, wodurch es schwer ist die Verschiebung der Peak zuverlässig zu beobachten.

Der gemessene Wirkungsquerschnitt ist proportional zu Fehlern in der Effizienz des Fluss Monitors. Diese wurde hier als konstant angenommen, weswegen der Wirkungsquerschnitt bei geringen Energien kleiner sein sollte als hier errechnet.

$$d\sigma \propto \frac{\text{Rate}_{\pi_0}}{\text{Rate}_{\gamma}} \propto \frac{\text{Rate}_{\pi_0, \text{rekonstruiert}} / \text{Akzeptanz}}{\text{Rate}_{\gamma, \text{Tagger}} \times PDP}$$

¹ SAID steht für "Scattering Analysis Interactive Dailup" und ist sowohl ein Analyse Programm und eine Datenbank. Die Gruppe, die die Datenbank betreut, hat den selben Namen. Mit dem SAID Modell werden hier Anpassungen bzw. Vorhersagen dieser Gruppe an Messwerte verschiedener Gruppen bezeichnet.

somit

$$d\sigma \propto \frac{1}{PDP} \propto \frac{1}{\frac{\text{Rate}_{\text{FluMo}}}{\text{Rate}_{\text{Tagger}} \times \epsilon}} \propto \epsilon$$

Insbesondere im Bereich von Energien unter 300 MeV ist die benutzte gemittelte Effizienz signifikant größer als die wahre Effizienz. Die Effizienz lässt sich für die Energien noch nicht bestimmen, weil die Signale des Bleiglasdetektors nicht die minimale Schwelle des verwendeten Diskriminators überschritten haben. Für die Messwerte des Wirkungsquerschnitts von über 600 MeV sollte sich hier kein Fehler ergeben.

Auch wurden bei der Bestimmung der Effizienz starke systematische Schwankungen gefunden. Wenn mit der im Mai neu eingebauten Elektronik, eine energieabhängige FluMo Effizienz für alle Kanäle bestimmt werden kann, sollte untersucht werden, ob die scheinbar systematischen Schwankungen noch existieren, und ob diese im Wirkungsquerschnitt weniger Schwankungen erzeugen.

Kurz vor Abgabetermin dieser, und der dazu parallel von Marvin Bleckwenn erstellten, Bachelorarbeiten wurde ein systematischer Fehler in der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts gefunden.

Die Tagger Scalerstände, die die Zahl an Photonen zählen, zählen alle Hardware Koinzidenzen zwischen zwei Tagger-Szintillatoren, und somit eine Dreierkoinzidenz doppelt. Die Software unterscheidet allerdings zwischen Zweier und Dreierkoinzidenzen. Somit zählen die Scalerstände die Dreierkoinzidenz-Elektronen doppelt, und die Software diese getrennt. Aus den absoluten Zahlen der Software Koinzidenzen pro Kanal lässt sich erkennen, dass benachbarte Zweierkoinzidenzen etwa 3 bis 5 fach häufiger sind wie Dreierkoinzidenzen. Dieses Verhältnis kann sich von Kanal zu Kanal ändern, weil eine geringe Verschiebung der Szintillator Positionen einen großen Unterschied machen kann.

Für die Bestimmung der Akzeptanz in [1], sowie der Zahl an rekonstruierten Pionen wurden auf Software-Ebene nur Zweierkoinzidenzen beachtet. Somit wurden in der Pionenzahl die Ereignisse mit Dreierkoinzidenz-Elektronen gar nicht mitgezählt.

Für die Bestimmung der PDP wurden, in dieser Arbeit, Software Zweier und Dreierkoinzidenzen zusammengefasst. Allerdings wurden Dreierkoinzidenzen nicht doppelt gezählt.

Der Wirkungsquerschnitt berechnet sich aus der Pionenzahl, durch die Photonenzahl. Durch diese drei verschiedenen Zählmethoden, wurden effektiv, für die Photonenzahl unter dem Bruchstrich, einige Ereignisse zweimal mehr gezählt als für die Pionenzahl.

Auf den Wirkungsquerschnitt ist ein Korrekturfaktor von zwischen etwa 1,2 und 1,33 zweifach anzuwenden, weil die teils doppelt, und teils gar nicht mit gezählten Dreierkoinzidenzen etwa ein Fünftel bis ein Drittel so häufig sind, wie die Software Zweierkoinzidenzen. Es wurden weniger Pionen gemessen, als mit Dreierkoinzidenzen hätten gemessen werden können. Und mehr Photonen, als ohne Doppelzählung gemessen worden wären.

$$d\sigma \propto \frac{\text{Pionen}}{\text{Photonen}} \approx \frac{\text{Pionen}_{\text{gem}} \times (1,2 \text{ bis } 1,33)}{\text{Photonen}_{\text{gem}} / (1,2 \text{ bis } 1,33)} = d\sigma_{\text{gem}} \times (1,44 \text{ bis } 1,77)$$

Somit ist der ist mit einer Abweichung, von dem “wahren” Wirkungsquerschnitt, von (0,56 bis 0,69) zu rechnen. Dies passt gut zu der Abweichung von den SAID Daten bei zweiter und dritter Resonanz (siehe Abb. 6.2).

Ein genaueres Bestimmen eines solchen Korrekturfaktors war im zeitlichen Rahmen dieser Bachelorarbeiten nicht mehr möglich. Alternativ zu dem Korrekturfaktor kann die Akzeptanzbestimmung so geändert werden, dass die Dreierkoinzidenzen zu den Zweierkoinzidenzen zusammengefasst werden. Zusätzlich kann die PDP so umprogrammiert werden, das Dreierkoinzidenzen doppelt gezählt werden.

Der FluMo zählt diese nicht doppelt, sodass in der PDP eine automatische Korrektur der Doppelzählung beinhaltet wäre.

Es ist möglich, dass die beobachtete Verschiebung der Energie der Peaks durch verschieden durchgeführte Zusammenfassungen von Koinzidenzkanälen in Hardware und Software entsteht.

Die Abbildungen 6.1 und 6.2 sind ohne einen solchen Korrekturfaktor erstellt worden. Das dieser Korrekturfaktor die Werte zu signifikant besserer Übereinstimmung mit den SAID Daten bringt, ist wahrscheinlich.

Um die Abweichungen der Energien über 1200 MeV zu untersuchen, ist eine Untersuchung der Winkelabhängigkeit der Akzeptanz für diese Energien sinnvoll.

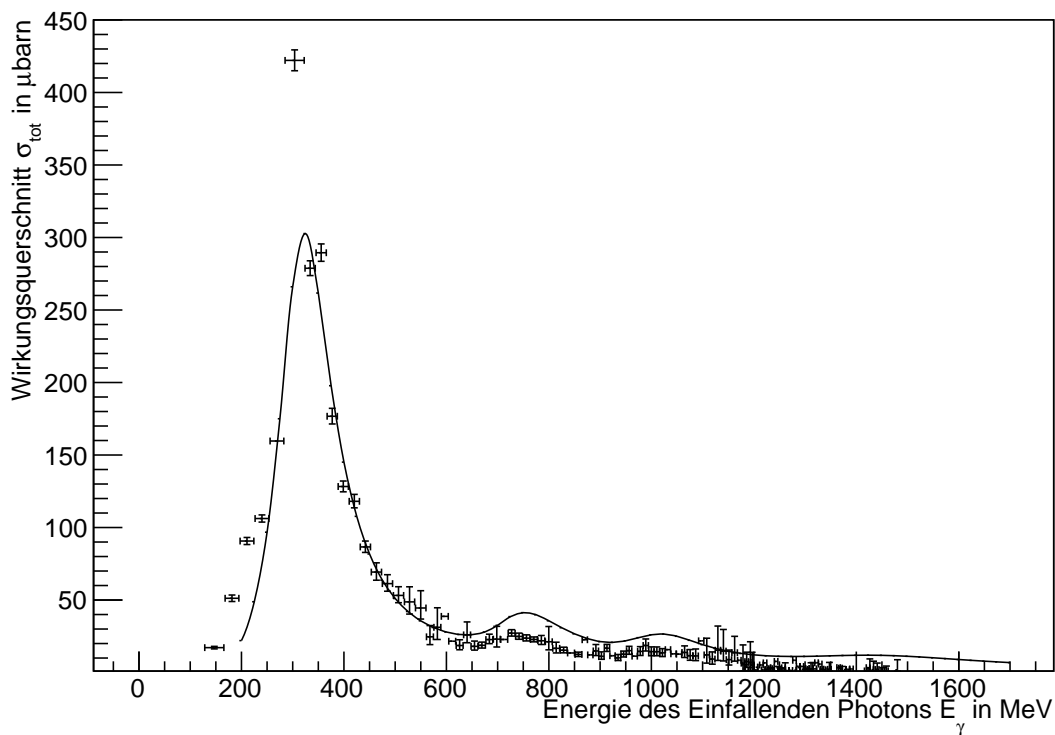


Abbildung 6.1: Es ist der Wirkungsquerschnitt der π^0 Photoproduktion am Proton gegen die zugehörige Photonenenergie aufgetragen. Die durchgezogene Linie ist eine Vorhersage des SAID Modells. Quelle: [1] (modifiziert)

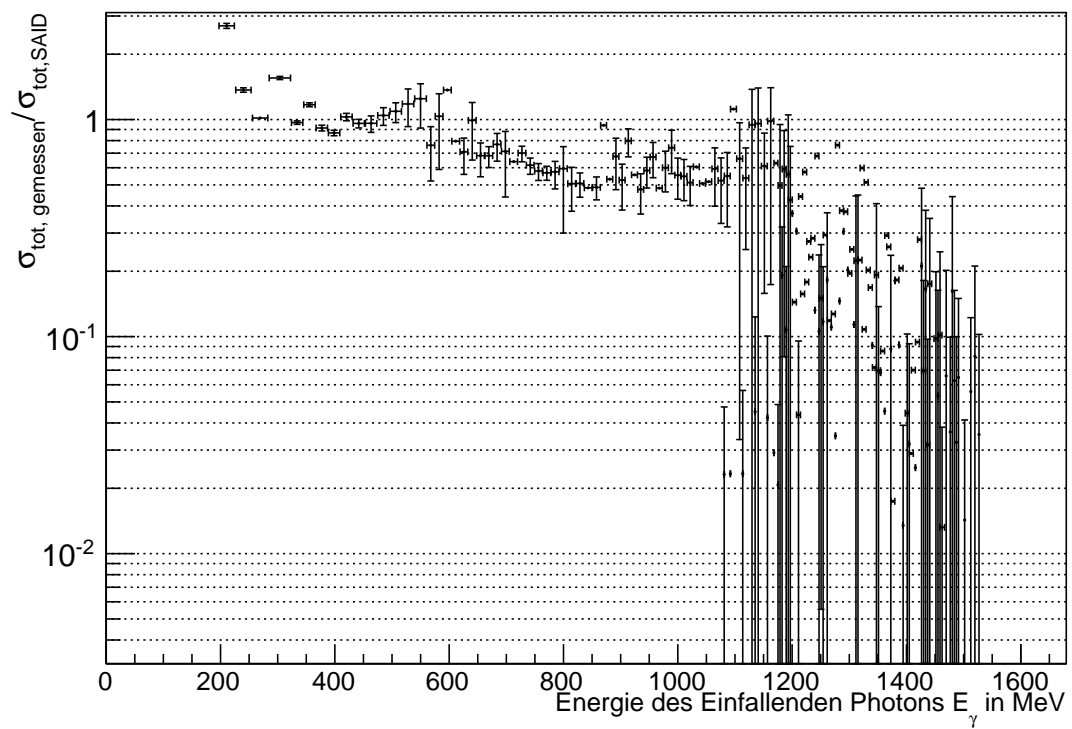


Abbildung 6.2: Es ist die relative Abweichung der gemessenen totalen Wirkungsquerschnitte, gegenüber den SAID Werten, gegen die Photonenenergie aufgetragen.

Fazit

Im Rahmen dieser und der parallel dazu erstellten Bachelorarbeit von Marvin Bleckwenn[1], wurde erstmals der Totale Wirkungsquerschnitt der π^0 Photoproduktion mit dem BGO-OD Experiment absolut bestimmt. Grundsätzlich wird der Wirkungsquerschnitt hier aus zwei Teilen bestimmt: der Akzeptanz des BGO Detektors und dem Absoluten Photonfluss. Letzterer ist Ziel dieser Arbeit.

Für den Photonfluss wurde erst die Detektionseffizienz des Fluss Monitors bestimmt, und anschließend die Photodefinitionswahrscheinlichkeit. Der Photonfluss wird aus dem Produkt der PDP und den Tagger Scalerständen berechnet.

Mit der hier bestimmten PDP wird in [1] der absolute Wirkungsquerschnitt bestimmt.

Für Photonenenergien über 600 MeV wurde eine durchschnittliche Detektionseffizienz des Fluss Monitors von $\epsilon_{\text{kor}} = 3,380(21)\%$ bestimmt. Dabei schwanken die Messwerte einzelner Kanäle um ein Vielfaches der errechneten statistischen Fehler (siehe Abb. 4.3). Bei geringeren Energien wird eine geringere Effizienz gemessen. Diese ist auf zwei Effekte zurückzuführen. Erstens eine erwartete Verringerung des Wirkungsquerschnitts der Paarproduktion im Fluss Monitor. Zweitens werden die Signale des Bleiglasdetektors für geringe Energien zu klein um die Schwelle der Elektronik zu überschreiten. Letzteres Problem sollte, durch Einführung neuer Elektronik, im Mai 2014 gelöst werden. Damit kann, für die PDP, eine Energie abhängige Effizienz bestimmt werden, wodurch sich das erstere Problem erübrigt. Die scheinbar systematischen Schwankungen der Effizienz müssen weiter untersucht werden.

Mit der Annahme einer konstanten Effizienz wird die Photodefinitionswahrscheinlichkeit zu 11 % bei niedrigen Photonennraten und 15,5 % bei höheren Photonennraten bestimmt. Diese PDP passt gut zu geometrischen Überlegungen. Für die Schwankungen mit der Rate, könnten Strahlstrom und Radiator verantwortlich sein. Um dies zu untersuchen, wurden im Mai 2014 Messwerte bei verschiedenen Radiator Materialien genommen, die im zeitlichen Rahmen dieser Bachelorarbeit nicht mehr verarbeitet werden konnten.

Der mit der PDP bestimmte Wirkungsquerschnitt (siehe Abb. 6.1 und 6.2) stimmt bei Energien unter 1200 MeV im Mittel recht gut mit den SAID Daten überein. Im Bereich mittlerer Energien gibt es eine Abweichung nach unten, die durch einen auf alle Energien wirkenden Fehler in der Berechnung der Akzeptanz, in Bezug auf das Einteilen von Werten in Energiebins, erklärt sein könnte.

Im Bereich niedriger Energien gibt es einzelne Werte die deutlich nach oben abweichen. Durch die Näherung der FluMo Effizienz als konstant, ergibt sich im Bereich niedriger Energien einen größeren

Wirkungsquerschnitt als es bei energieabhängiger Effizienz sein sollte. Nach der in Abschnitt 6 besprochenen Korrektur der systematischen Fehler, durch verschiedene Dreierkoinzidenz Zählweisen, wird der Wirkungsquerschnitt möglicherweise im Mittel um einen Faktor von 1,4 bis 1,8 größer. Eine genauere energieabhängige FluMo Effizienz kann diesen Anstieg im Bereich geringer Energien vielleicht kompensieren.

Bei Energien über 1200 MeV fallen und schwanken die Messwerte sehr stark. Für diesen Effekt ist keine mögliche Erklärung bekannt. Die PDP sollte keinen solchen Fehler erzeugen können. Für eine weitere Untersuchung könnten die winkelabhängigen Wirkungsquerschnitte betrachtet werden.

Mit der im Mai neu installierten Elektronik, und einer damit bestimmten energieabhängigen FluMo Effizienz, sowie die in 6 erwähnten Änderungen der Akzeptanz und der PDP, könnte sich innerhalb weniger Wochen schon ein Wirkungsquerschnitt mit signifikant weniger systematischen Fehlern ergeben. Es ist gut möglich, dass diese Korrekturen zu besserer Übereinstimmung mit den SAID Daten führen.

Weitere Untersuchungen sind insbesondere zu der Schwankung der FluMo Effizienz, der möglichen Radiator Abhängigkeit der PDP, und der Akzeptanz bei hohen Energien erforderlich.

Anhang

8.1 Energie Abhängigkeit der Paarproduktion

		Energie in MeV						Abweichung in %	
	Z	100	300	600	1000	1500	3000	zu 100	zu 300
Wasserstoff	1	19.99	18.76	19.12	19.48	19.74	20.1	-1.27	4.96
Kohlenstoff	6	290.5	316.4	331.3	339.5	344.5	350.6	15.67	8.16
Stickstoff	7	378.2	415.8	435.6	446.2	452.6	460.3	16.44	8.13
Sauerstoff	8	476.7	527.4	552.2	565.4	573.3	582.5	16.85	8.01
Silizium	14	1289	1451	1522	1560	1581	1606	18.47	8.22

Tabelle 8.1: Für typische Detektormaterialien sind die Wechselwirkungsquerschnitte in mbarn für Paarproduktion von Photonen aufgelistet. Dazu wurde die Abweichung von dem 1,5 GeV Wert ausgerechnet. Es zeigt sich, dass der Wechselwirkungsquerschnitt ab einer Energie von 600 MeV nur noch im geringen Prozentbereich ansteigt, davor aber signifikant niedriger liegt. Quelle: [3]

In Tabelle 8.1 sind die Wechselwirkungsquerschnitte der Paarproduktion für verschiedene Materialien und Photonenenergien aufgelistet und ausgewählte Abweichungen von dem 1,5 GeV Wert berechnet. Es ist erkennbar, dass der Wirkungsquerschnitt für Energien unter 600 MeV deutlich abfällt. Somit ist in diesem Bereich keine konstante FluMo Effizienz zu erwarten.

Bei einer Energie von 300 MeV ist der Wirkungsquerschnitt etwa 8 % kleiner als bei 1,5 MeV, und bei 100 MeV sogar etwa 16 % kleiner. Bei 600 MeV ist die Abweichung nur noch im Bereich weniger %.

Literatur

- [1] M. Bleckwenn, „Bestimmung des absoluten Wirkungsquerschnittes der Photoproduktion des neutralen Pions am Proton“, Bachelorarbeit: Universität Bonn, 2014.
- [2] T. Zimmermann, „Photon Flux Monitor for the BGO-OD Experiment“, Diplomarbeit: Universität Bonn, 2012.
- [3] J. H. Hubbell, H. Gimm und I. Øverbø, „Pair, Triplet and Total Atomic Cross Sections (and Mass Attenuation Coefficients) for 1 MeV-100 GeV Photons in Elements Z=1 to 100“, *J. Phys. Chem. Ref. Data* 9 (1980) 1023–1147,
URL: www.nist.gov/data/PDFfiles/jpcrd169.pdf.
- [4] U. Timm, „Coherent Bremsstrahlung of Electrons in Crystals“, *Fortschritte der Physik* 17 (1969) 765–808,
URL: <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/prop.19690171202/abstract>.