

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
1.1	γ -Astronomie	3
1.2	Entstehung extraterrestrischer γ -Strahlung	7
1.3	Wechselwirkungen von γ -Strahlung mit Materie	10
1.4	Nachweis-Instrumente	15
1.4.1	Compton-Teleskope	15
1.4.2	Paar-Erzeugungs-Teleskope	17
1.4.3	Bestehende und geplante Instrumente	19
2	MEGA - Ein neuartiges γ-Teleskop	21
2.1	Prinzip und Aufbau von MEGA	22
2.1.1	Die Silizium-Streifenzähler	23
2.1.2	Die CsI-Kalorimeter	24
2.1.3	MEGA als Compton-Teleskop	25
2.1.4	MEGA als Paar-Teleskop	27
3	Auswertung von Einzelereignissen	29
3.1	GEANT - Monte-Carlo-Simulation	29
3.2	Spurerkennung im D1	31
3.2.1	Eigenschaften der Elektron/Positron-Spuren	32
3.2.2	Spurerkennung und -Rekonstruktion	39
3.3	Klassifizierung und weitere Rekonstruktion	53
3.3.1	Klassifizierung	53
3.3.2	Einfache Compton-Stöße	56
3.3.3	Doppel-Compton-Stöße	61
3.3.4	Paar-Erzeugung	62
4	Simulations-Ergebnisse	66
4.1	Ereignis-Statistik/Effizienzen	66
4.2	Hintergrunds-Unterdrückung	70
4.3	Winkel-Auflösungen	73
4.4	Gesamte Effizienz	78
4.5	Zusammenfassung	80

Kapitel 1

Einleitung

1.1 γ -Astronomie

Astronomie zählt zu den ältesten Wissenschaften überhaupt. War man anfangs noch auf Beobachtungen mit bloßem Auge angewiesen, so erschlossen sich mit der Entwicklung der ersten Teleskope im Mittelalter völlig neue Möglichkeiten. Bis ins 20te Jahrhundert beschränkte sich die astronomische Forschung jedoch auf den sichtbaren Bereich des elektromagnetischen Spektrums. Erst im Zuge des rasanten Fortschritts der Naturwissenschaften, insbesondere der Physik, konnte man in diesem Jahrhundert daran gehen, auch andere Spektralbereiche wie Radio-, Infrarot-, Ultraviolett-, Röntgen-, und γ -Bereich zu untersuchen. Gerade die γ -Astronomie, als vergleichsweise junge Disziplin, hat mit vielen Schwierigkeiten zu kämpfen. So gibt es bei Photonen-Energien¹ oberhalb von 100 keV keine Möglichkeit mehr, fokussierende Optiken zu konstruieren, wie es z.B. im Röntgen-Bereich (Wolter-Teleskop) noch technisch-physikalisch machbar ist. Das liegt daran, daß bei diesen Energien der Teilchencharakter der elektromagnetischen Strahlung in den Vordergrund tritt. Zudem kann kosmische γ -Strahlung von der Erdoberfläche aus nur schlecht bzw. gar nicht beobachtet werden, da praktisch alle γ -Photonen in der Atmosphäre absorbiert wird. Dazu kommt noch ein immenser Hintergrund aus Photonen und geladenen Teilchen, der durch Wechselwirkungen der kosmischen Strahlung mit der Atmosphäre erzeugt wird und es unmöglich macht, die ohnehin sehr schwachen Quellen zu vermessen. Aufgrund der niedrigen Photonen-Flüsse und der geringen Nachweis-Effizienz der entsprechenden Instrumente sind außerdem sehr lange Beobachtungszeiten nötig, um genügend Photonen für eine statistische Auswertung zu sammeln. Man ist also auf Satelliten-Technologie (oder zu Testzwecken wenigstens auf Ballon-Flüge in die Stratosphäre) angewiesen. Ein weiterer Punkt ist die schwierige

¹Zwischen γ - und Röntgen-Bereich gibt es eigentlich keine klare Trennlinie. Die Unterscheidung beruht lediglich auf der unterschiedlichen Entstehung (siehe 1.2). Im Rahmen dieser Arbeit werden Photonen mit Energien oberhalb 100 keV als γ -Photonen bezeichnet.

Auswertung der Meßdaten. γ -Teleskope haben keine abbildenden Eigenschaften wie optische Teleskope, die ohne Umwege hochaufgelöste Bilder liefern. Um Himmelskarten zu erhalten, müssen die Meßdaten mit komplizierten Rekonstruktionsverfahren aufbereitet werden. Diese Schwierigkeiten sind dafür verantwortlich, daß dieser Energiebereich, verglichen mit anderen Teilen des Spektrums, wenig untersucht ist. Umso wichtiger ist die Forschung auf diesem Gebiet. Gibt es doch eine Fülle interessanter astronomischer Objekte, die einen großen Teil ihrer Strahlung als “ γ -Licht” emittieren, bzw. Phänomene, die überhaupt erst mit Hilfe moderner Detektor-Technologie entdeckt wurden (γ -Ray-Bursts, γ -Blasare), und noch unzureichend verstanden sind. Außerdem ermöglicht die γ -Astronomie einen nahezu ungetrübten Blick in die Weiten des Alls, da aufgrund der geringen Wirkungsquerschnitte γ -Strahlung kaum absorbiert, bzw. gestreut wird. So kann ein hochenergetisches γ -Photon unsere Galaxis von einem “Ende” zum anderen in der galaktischen Ebene durchqueren, wobei die Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung bei nur ca. 1% liegt [Fic97]. γ -Astronomie zeichnet also ein Bild der hochenergetischen Vorgänge im Universum und stellt somit trotz aller damit verbundenen Probleme eine wichtige Ergänzung zu astronomischen Beobachtungen in anderen Spektralbereichen dar.

Einen kurzen Überblick über die Entwicklung der γ -Astronomie gibt [Fic97]: Im Bereich hoher Energien (oberhalb 20 MeV) sind die Satelliten SAS-2 (1972), COS-B (1975-1982) und das an Bord von CGRO montierte Teleskop EGRET (ab 1991) zu erwähnen. Bei diesen Instrumenten handelt es sich um Paar-Erzeugungsteleskope (siehe Abschnitt 1.4.2), die mit Funkenkammern ausgestattet sind.

Im Energie-Bereich von einigen MeV sind SMM (Solar Maximum Mission, 1981-1990), sowie COMPTEL, BATSE und OSSE an Bord von CGRO (ab 1991) zu nennen. SMM war für die Untersuchung von solaren Flares konzipiert. COMPTEL nutzt den Compton-Effekt und eignet sich aufgrund seiner guten Winkelauflösung zur detaillierten Untersuchung von extraterrestrischen γ -Quellen. OSSE ist insbesondere für die Beobachtung im Bereich niedriger γ -Energien konzipiert, BATSE ist speziell zur Untersuchung von γ -Ray-Bursts ausgelegt.

Im Folgenden werden nun kurz einige Typen von γ -Quellen vorgestellt. Auf die entsprechenden Erzeugungsmechanismen der Strahlung wird in diesem Abschnitt nur kurz eingegangen. (Näheres siehe Abschnitt 1.2)

- Solare Flares
- Galaktische Quellen
 - SuperNova-Überreste
 - γ -Pulsare
 - Akkretionsscheiben
 - Galaktischer Hintergrund
- Extragalaktische Quellen
 - Quasare
 - Aktive Galaxien
 - γ -Ray-Bursts
 - Kosmischer Hintergrund

Solare Flares

Solare Flares sind kurzzeitige, lokal begrenzte Ausbrüche auf der Sonne (und vermutlich auch auf anderen Sternen), die von stark ansteigender Strahlungsintensität, auch im γ -Bereich, und verstärktem Fluß geladener Partikel (Elektronen, Protonen und schwerere Ionen) begleitet werden. Ihre Dauer reicht von Minuten bis Stunden. An der Entstehung sind vermutlich Instabilitäten im Magnetfeld der Sonne beteiligt, was durch die Beobachtung untermauert wird, daß sie bevorzugt in Gegenden hoher magnetischer Flußdichten auftreten. Flares machen sich auch auf der Erde durch Störungen des langreichweitigen Funkverkehrs bemerkbar, da durch den Strom hochenergetischer Teilchen die Ionosphäre beeinflusst wird [Sch94].

Das γ -Spektrum stellt sich als ein Kontinuum dar, dem Linien aufsitzen. Beim Kontinuum handelt es sich um Bremsstrahlung, die in erster Linie durch Wechselwirkung der, während des Flares auf extrem hohe Energien beschleunigten, Elektronen mit Protonen und Ionen in der Photosphäre erzeugt wird. Die Teilchen-Energien können dabei Energien grösser als 1 GeV erreichen.

Ein weiterer Teil des Spektrums stammt aus Zerfällen neutraler Pi-Mesonen ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$), die durch Wechselwirkungen hochenergetischer Protonen mit umgebender Materie entstehen. Die Linien stammen, bis auf eine Ausnahme, aus Übergängen angeregter Kerne in energetisch tiefer liegende Zustände unter

Aussendung von γ -Quanten. Die 511 keV Linie stellt die oben erwähnte Ausnahme dar. Sie ist auf $e^+ - e^-$ -Annihilation thermischer (d.h. abgebremster) Positronen zurückzuführen. Die im Flug zerstrahlten Positronen liefern aufgrund der Doppler-Verbreiterung ein verschmiertes Kontinuum [Fic97]. Aus den gemessenen γ -Spektren lassen sich auf vielfältige Weise, unter anderem durch Vergleich mit Modellrechnungen, Rückschlüsse auf Natur und Entstehung solcher Flares ziehen.

Galaktische Quellen

Hier muß man zwischen einem diffusen γ -Hintergrund und kompakten Quellen unterscheiden. Der Hintergrund wird hauptsächlich von der kosmischen Strahlung erzeugt, die aus Elektronen, Protonen und schwereren Kernen mit zum Teil extrem hohen Energien besteht. Man nimmt heute an, daß diese kosmische Strahlung anders, als man anhand des Namens vermuten würde, galaktischen Ursprungs ist. Diese hochenergetischen Teilchen erzeugen zum einen, im Zusammentreffen mit interstellarer Materie, Bremsstrahlung. Zum anderen führen die Stöße dieser Partikel (insbesondere Protonen) mit anderen Teilchen zur Produktion von π^0 -Mesonen, die dann zerfallen. Hinzu kommt noch γ -Strahlung aus inversen Compton-Stößen (Wechselwirkung von hochenergetische Elektronen mit Photonen aus dem 2.7 K Hintergrund und dem Sternenlicht). Aus Beobachtungen dieser Teile des Spektrums kann man auf Zusammensetzung und Dichte des interstellaren Mediums, sowie auf die Eigenschaften der kosmischen Strahlung schließen. Von besonderem Interesse ist ein weiterer Teil des Hintergrundes. In Super-Nova-Explosionen werden durch Kernreaktionen viele instabile Kerne erzeugt, die sich mit der restlichen Materie in den interstellaren Raum ausbreiten. Beobachtet man die, bei den Zerfällen emittierten, γ -Linien, kann man daraus auf die Häufigkeiten der in der Nukleosynthese erzeugten Elemente, sowie Verteilung von Materie durch Super-Novae schließen. Spielen doch die bei Super-Novae abgestoßenen Sternhüllen und die durch die Explosion hervorgerufenen Schockwellen, nach heutigem Wissen, eine entscheidende Rolle bei der Bildung junger Sterne. Für solche Beobachtungen eignet sich insbesondere die 1.809 MeV Linie von ^{26}Al , da dieses Element zum einen häufig in Super-Novae erzeugt wird [Fic97]. Zum anderen ist die Halbwertszeit mit $1.1 \cdot 10^6$ Jahren vergleichsweise lang, so daß auch Überreste älterer Super-Novae untersucht werden können, deren Materie sich bereits weiter verbreitet hat.

Die kompakten Quellen dagegen sind räumlich eng begrenzt und zeigen häufig starke Schwankungen in ihrer Intensität. Hier sind vor allem Pulsare interessant, die mit einer nahezu konstanten Periodendauer elektro-magnetische Pulse aussenden. Es handelt sich dabei um schnell rotierende Neutronensterne mit einem sehr starken Magnetfeld [Sch95]. Die Details der Strahlungserzeugung sind allerdings noch nicht zufriedenstellend geklärt. Eine weitere

Möglichkeit der Erzeugung von Röntgen- und γ -Strahlung sind Akkretions-Scheiben. Dabei strömt Materie in Spiralen auf ein massives Objekt zu. Dies kann z.B. in Doppelstern-Systemen oder in der Umgebung eines schwarzen Lochs erfolgen. Bei diesem Vorgang wird in grossem Umfang Gravitations-Energie freigesetzt, was sich auch in der Erzeugung hochenergetischer Strahlung zeigt. Zusätzlich gibt es noch bislang unidentifizierte γ -Quellen.

Extragalaktische Quellen

Es gibt eine ganze Reihe von γ -Quellen, die ausserhalb unserer Galaxie liegen. Hier handelt es sich in erster Linie um andere Galaxien im weitesten Sinn. Erwähnenswert sind die Quasare. Diese Objekte sind sehr weit entfernt (hohe Rotverschiebung) und weisen sehr grosse Leuchtkräfte auf. Weitere Quellen sind Aktive Galaxien, von denen es viele verschiedene Typen gibt (Seyfert-Galaxien, Markarian-Galaxien, N-Galaxien usw.) [Sch95]. Allen gemein ist, daß in deren Zentren in grossem Umfang Energie freigesetzt wird. Immer noch ungeklärt ist der Ursprung eines weiteren Phänomens, den γ -ray-bursts. Hier handelt es sich um kurzzeitige (Sekunden) γ -Blitze. Die Orte sind anscheinend über den gesamten Himmel gleich verteilt, was die Vermutung nahelegt, daß die Quellen ausserhalb unserer Milchstraße liegen. Mittlerweile ist es gelungen, auch ein "Nachleuchten" und entsprechende Rotverschiebungen im optischen Bereich zu beobachten, die den extragalaktischen Ursprung belegen. Ausser den kompakten Quellen gibt es auch einen diffusen kosmischen γ -Hintergrund, der wahrscheinlich durch die Überlagerung der Strahlung von vielen weit entfernten Blasaren gebildet wird.

1.2 Entstehung extraterrestrischer γ -Strahlung

Um von bloßen Beobachtungen zu einem Verständnis der astrophysikalischen Vorgänge zu finden, ist die Kenntnis der zugrunde liegenden Entstehungs-Mechanismen der γ -Strahlung unabdingbar. Diese werden im Folgenden einzeln vorgestellt.

Bremsstrahlung

Bremsstrahlung tritt auf, wenn geladene Teilchen (insbesondere Elektronen) mit hohen kinetischen Energien auf Materie treffen. Dort sind die Teilchen einer negativen Beschleunigung (Abbremsen) unterworfen. Dabei wird elektro-magnetische Strahlung mit einem charakteristischen Spektrum emittiert [Jac75]. Die Intensität bei einer bestimmten Energie ist näherungsweise proportional zur Kernladungszahl Z des Materials, auf das die Teilchen treffen [Kal91]. Es gilt für eine feste Teilchen-Energie :

$$I(E) = \text{const} \cdot (E_{max} - E) \quad 0 \leq E \leq E_{max}.$$

Dabei ist E_{max} die grösste Energie, die auf ein Photon übertragen werden kann, nämlich die kinetische Energie des Teilchens. Der Verlauf ist linear in E (mit negativer Steigung). Es gibt einen Abbruchpunkt bei $E = E_{max}$. Energien oberhalb dieser Grenze treten nicht auf. Die Photon-Energie liegt typischerweise bei $E_{Bremsstrahlung} \sim \frac{1}{2} \cdot E_e$. Die Intensität nimmt zu niedrigeren Energien hin zu. Außerdem wird die Strahlung in einem schmalen Konus in Bewegungs-Richtung des Teilchens abgestrahlt. Der Öffnungswinkel ist umso kleiner, je grösser die Teilchen-Energie ist. In der Natur haben die betreffenden Teilchen keine feste kinetische Energie, sondern eine Energie-Verteilung. Entsprechend sind reale Spektren modifiziert. Bremsstrahlung tritt z.B. dann auf, wenn hochenergetische Elektronen auf Materie-Wolken des interstellaren Mediums treffen.

Pion-Zerfall

Pionen (π -Mesonen) sind die leichtesten Hadronen (Ruhemasse $135.0 \frac{MeV}{c^2}$) und werden damit am häufigsten erzeugt. Es gibt neutrale (π^0) und geladene (π^\pm) Pionen. Sie entstehen in Kollisionen von Baryonen (i.A. Protonen). Eine Möglichkeit der Erzeugung wäre etwa $p + p \rightarrow p + p + \pi^0$. Die neutralen π -Mesonen zerfallen nun entsprechend $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ [PDG94]. Für ein ruhendes Pion ergäbe sich eine Energie der γ -Photonen von 68 MeV. Bei Zerfällen im Flug (der Normalfall) ergeben sich entsprechend modifizierte Energien. Man erhält also eine breite Verteilung um etwa 100 MeV. Die geladenen Pi-Mesonen zerfallen über die schwache Wechselwirkung [PDG94] und liefern keine direkten γ -Quanten. Die erzeugten e^+/e^- tragen jedoch zur Elektronen-Komponente der kosmischen Strahlung bei und erzeugen entsprechend γ -Photonen. Da die Mesonen in Proton-Proton-Kollisionen entstehen, kann man aus der entsprechenden γ -Strahlung Rückschlüsse auf die Wasserstoff-Dichte im Entstehungsgebiet ziehen.

Übergänge zwischen Kern-Niveaus

Für Atom-Kerne gibt es Energie-Niveaus analog den Energie-Eigenwerten für Atom-Hüllen. Übergänge zwischen diesen Niveaus können nur unter Absorption bzw. Emission von Photonen mit bestimmten Energien stattfinden (Abgesehen von der natürlichen Linienbreite und Stoßanregung). Befindet sich nun ein Kern in einem angeregten Zustand, so fällt er in einen tieferen Zustand unter Aussendung einer bestimmten γ -Linie. Der Übergang in den Grundzustand kann auch in mehreren Schritten erfolgen. Man erhält so ein charakteristisches Linien-Spektrum, das für jedes Isotop unterschiedlich ist [Pov94]. Angeregte Kerne entstehen z.B. bei Zerfällen instabiler Kerne (α -, β -Zerfall) oder durch inelastische Stöße mit anderen Kernen/Teilchen. Instabile Kerne entstehen durch Kernreaktionen in Sternen und Super-Novae.

Durch Beobachtung bestimmter Linien lässt sich die Verteilung und Häufigkeit der entsprechenden Elemente/Isotope studieren.

Inverser Compton-Stoß

Hochenergetische Elektronen können durch elastische Stöße (Compton-Effekt) mit niederenergetischen Photonen Energie an diese abgeben. So entstehen Photonen im Röntgen- und γ -Bereich. Die ursprünglichen Photonen können vom 2.7 K - Mikrowellen-Hintergrund, von Synchrotron-Strahlung oder aus dem Sternen-Licht stammen. Die Energien betragen typischerweise $E_\gamma \approx E_{Photon} \cdot \gamma^2$, wobei $\gamma = \frac{E_{kin}}{E_0}$ der Lorentzfaktor des betreffenden Elektrons ist.

e^+/e^- -Annihilation

Ein weiterer Mechanismus zur Erzeugung von γ -Strahlung ist die Annihilation von Positronen. Trifft ein Positron auf ein Elektron (sein Anti-Teilchen), so zerstrahlt das Paar und erzeugt zwei γ -Photonen ($e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$). Falls sich die Teilchen in Ruhe befinden, entfällt auf jedes der γ -Quanten eine Energie von 511 keV (Ruhemasse eines Elektrons/Positrons). Zerstrahlen die Teilchen im Flug, weichen die Energien der Quanten von den 511 keV ab und sind i.A. ungleich auf die beiden Photonen verteilt (Energie-Impuls-Erhaltung). Für gebundene e^+/e^- -Systeme (Positronium) gibt es auch Prozesse, bei denen das e^+/e^- -Paar in 3 γ -Quanten zerstrahlt. Dies liefert ein Kontinuum unterhalb von 511 keV. Die Positronen können zum einen in Paar-Erzeugungs-Prozessen aus einem γ -Photon erzeugt werden, zum anderen entstehen sie bei β^+ -Zerfällen instabiler Kerne (z.B. ^{22}Na). Annihilation tritt im Prinzip auch für andere Teilchen-Antiteilchen-Paare auf. Allerdings sind Elektronen/Positronen die leichtesten massiven Teilchen (evtl. abgesehen von Neutrinos) und werden deshalb am häufigsten erzeugt.

Synchrotron-Strahlung

Ähnlich der Bremsstrahlung wird elektro-magnetische Strahlung auch bei Bewegung von geladenen Teilchen auf Kreisbahnen erzeugt. Auch hier liegt eine Beschleunigung vor. Durch ein Magnetfeld werden die Teilchen auf Kreisbahnen gezwungen. Dabei strahlen sie Photonen in Bewegungs-Richtung ab (für relativistische Teilchen-Energien), also tangential zur Kreisbahn. Da die Bahnebene festliegt, ist die Synchrotron-Strahlung linear polarisiert (Bahnebene = Polarisationssebene) [Jac75][Kal91]. Die mittlere Photon-Energie ist proportional zur magnetischen Flußdichte und bewegt sich für interstellare Magnetfelder im Radio-Bereich [Sch95]. Um γ -Quanten zu erzeugen sind also extrem hohe Flußdichten nötig, wie sie etwa in der Umgebung von Neutronen-Sternen vermutet werden. Dieser Mechanismus könnte also für die Erzeugung von γ -Strahlung in Pulsaren eine Rolle spielen [Fic97].

1.3 Wechselwirkungen von γ -Strahlung mit Materie

Detaillierte Kenntnisse von den Wechselwirkungen der γ -Strahlung mit Materie sind Grundvoraussetzungen sowohl für Konzeption und Bau eines γ -Teleskops, als auch für die nachfolgende Auswertung der Rohdaten eines solchen Instrumentes. Daraus ergeben sich z.B. die verschiedenen Typen von Nachweis-Geräten (Paar-, Compton-Teleskop) oder auch Hinweise darauf, welche Materialien sich zum Bau der Detektoren besonders eignen.

Photo-Effekt

Beim Photo-Effekt überträgt ein γ -Photon seine **gesamte** Energie an ein Hüllen-Elektron eines Atoms. Für ein isoliertes (nicht an einen Kern gebundenes) Elektron ist das aus Gründen der Energie-Impuls-Erhaltung nicht möglich. Deshalb wird die Energie des Quants bevorzugt an die Elektronen aus tiefer liegenden Schalen abgegeben, da diese stärker an den Kern gebunden sind. In der Folge tritt dann Röntgen-Fluoreszenz auf. Elektronen aus höheren Schalen "besetzen" die entstandene Lücke unter Aussendung der charakteristischen Röntgen-Linien. Der Wirkungs-Querschnitt nimmt mit steigender Photon-Energie ab [Kal91]. Die Abbildungen 1.1 und 1.2 zeigen für die beiden Detektor-Materialien CsI und Silizium den Wirkungsquerschnitt für Photo-Effekt in Abhängigkeit der Photon-Energie. Nach rechts ist die Photonen-Energie in GeV, nach oben der Wirkungsquerschnitt in barn (entspricht 10^{-24}cm^2) aufgetragen.

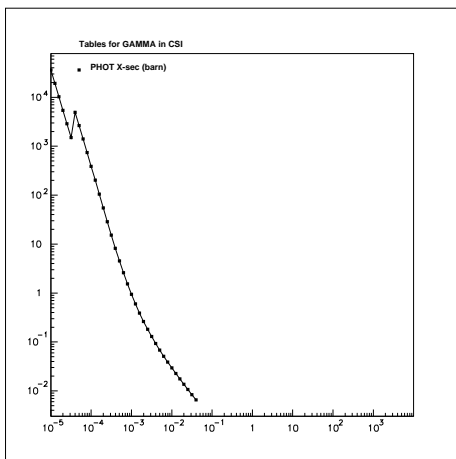


Abbildung 1.1: *Wirkungs-Querschnitt für Photo-Effekt in CsI*

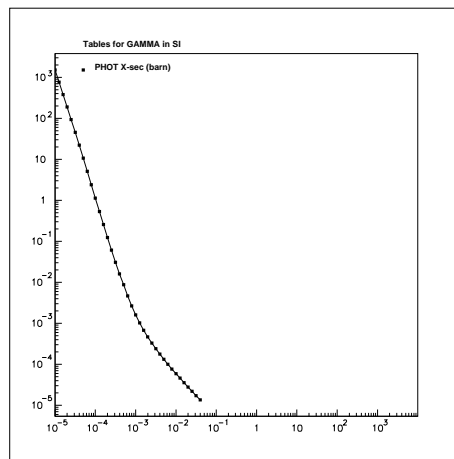


Abbildung 1.2: *Wirkungs-Querschnitt für Photo-Effekt in Silizium*

Der Wirkungs-Querschnitt hängt stark von der Struktur der Atom-Hülle

und damit von der Kernladungszahl Z des betreffenden Materials ab. Damit lässt sich auch die Energie-Abhängigkeit erklären. Die Sprünge im Wirkungs-Querschnitt sind auf die diskreten Energie-Niveaus im Atom zurückzuführen. Das Photon muß schliesslich mindestens die Bindungs-Energie des entsprechenden Elektrons aufbringen. Erreicht die Photon-Energie die Bindungs-Energie eines stärker gebundenen Elektrons, so gibt es ein Elektron mehr, das für den Photo-Effekt in Frage kommt und der Wirkungs-Querschnitt steigt sprunghaft an. Einen solchen Sprung (K-Kante) sieht man z.B. in Abb. 1.1.

Compton-Effekt

Beim Compton-Effekt handelt es sich im Prinzip um einen voll-elastischen Stoß eines Photons mit einem Elektron. Es gilt also Energie-Impuls-Erhaltung. Falls sich das Elektron in Ruhe befindet ergibt sich:

$$E_{\gamma} = E_{\gamma'} + T_{e^-}$$

$$\vec{p}_{\gamma} = \vec{p}_{\gamma'} + \vec{p}_{e^-}$$

e^- ist das gestreute Elektron, T_{e^-} die kin. Energie des Elektrons

γ ist das einfallende Photon

γ' ist das gestreute Photon

Daraus ergibt sich :

$$E_{\gamma} \cdot \vec{n}_{\gamma} = E_{\gamma'} \cdot \vec{n}_{\gamma'} + T_{e^-} \sqrt{1 + 2 \frac{mc^2}{T_{e^-}}} \cdot \vec{n}_{e^-}$$

wobei m die Ruhemasse des Elektrons ist.

\vec{n}_X sind die auf 1 normierten Richtungsvektoren der entsprechenden Impulse. Daraus lassen sich einige Eigenschaften ableiten. So liegen alle Impuls-Richtungen in einer Ebene. Diese wird durch $\vec{n}_{\gamma'}$ und \vec{n}_{e^-} aufgespannt. Außerdem lassen sich daraus Beziehungen zwischen Winkeln und Energien herleiten:

$$\cos \varphi = 1 - mc^2 \cdot \left(\frac{1}{E_{\gamma'}} - \frac{1}{E_{\gamma}} \right)$$

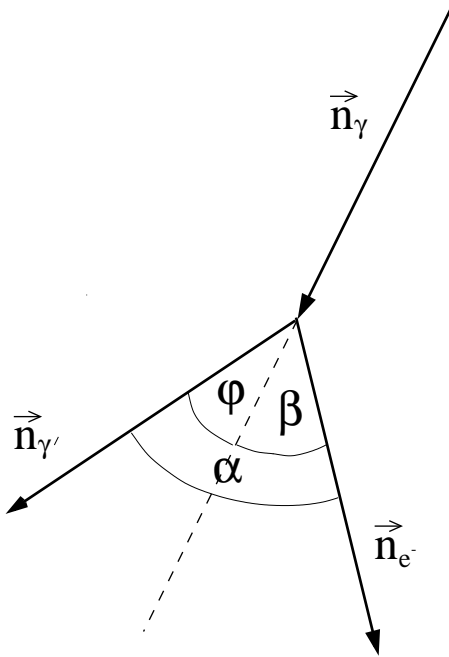
$$\cos \alpha = \frac{E_{\gamma} \cos \varphi - E_{\gamma'}}{T_{e^-} \sqrt{1 + 2 \frac{mc^2}{T_{e^-}}}}$$

$$\cos \beta = \frac{E_{\gamma'} \cos \alpha + T_{e^-} \sqrt{1 + 2 \frac{mc^2}{T_{e^-}}}}{E_{\gamma}}$$

Hier sind φ der Winkel, um den das Photon aus der ursprünglichen Richtung gestreut wurde, β der Winkel zwischen der Richtung des einfallenden Photons und der Richtung des gestreuten Elektrons, α der Winkel zwischen der

Richtung des gestreuten Photons und der Richtung des gestreuten Elektrons. Illustriert wird dies in Abb. 1.3.

Ferner lässt sich zeigen, daß gilt $\cos \beta \geq 0$. D.h. der Elektron-Streuwinkel ist in jedem Fall kleiner als 90°



In Abbildung 1.3 sind die verschiedenen Winkel, die beim Compton-Stoß auftreten eingezeichnet. Der Winkel α ist bei MEGA-Ereignissen einer direkten Messung zugänglich. Die Bestimmung dieses Winkel kann dazu dienen, Ereignisse auszusondern, die von nicht vollständig absorbierten Photonen verursacht wurden.

Abbildung 1.3: Winkel beim Compton-Stoß

Der totale Compton-Streuquerschnitt für CsI bzw. Silizium ist in den Abbildungen 1.4 und 1.5 dargestellt. Nach rechts ist die Energie des Photons in GeV, nach oben der Streu-Querschnitt in barn aufgetragen.

Der Wirkungs-Querschnitt ist näherungsweise proportional zur Elektronendichte im Material und damit ungefähr proportional zur Kernladungszahl Z .

Der differentielle Streu-Querschnitt ist durch die Klein-Nishina-Formel [Leo94] gegeben:

$$\frac{d\sigma}{d\vartheta d\varphi} = \frac{r_e^2}{2} \sin \vartheta \cdot \left(\frac{1}{1 + \gamma(1 - \cos \vartheta)} \right)^2 \cdot \left(1 + \cos^2 \vartheta + \frac{\gamma^2(1 - \cos \vartheta)^2}{1 + \gamma(1 - \cos \vartheta)} \right)$$

wobei:

σ : differentieller Streu-Querschnitt

ϑ : Streuwinkel

φ : Azimutwinkel

γ : E_γ/mc^2

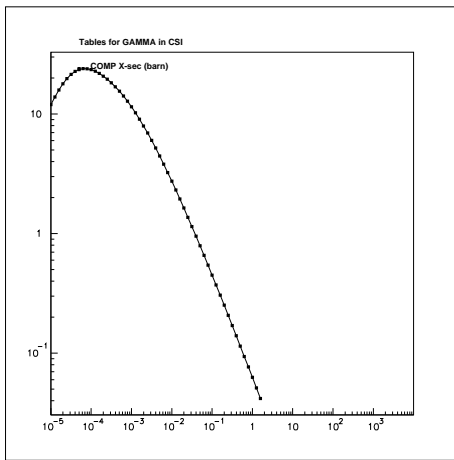


Abbildung 1.4: Wirkungs-Querschnitt für Compton-Effekt in CsI

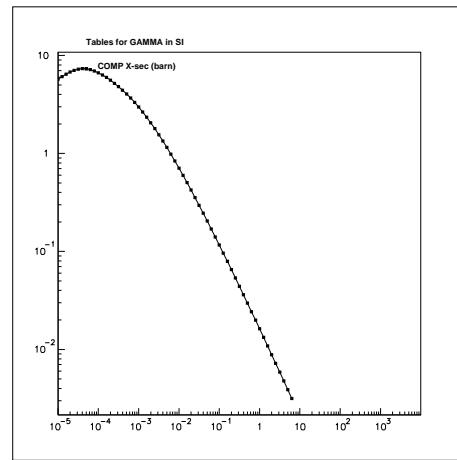


Abbildung 1.5: Wirkungs-Querschnitt für Compton-Effekt in Silizium

r_e : klassischer Elektronen-Radius

Mit wachsender Energie des Photons wandert das Maximum dieser Verteilung zu kleineren Streuwinkeln. D.h. bei hohen γ -Energien wird das Photon mit grosser Wahrscheinlichkeit nach vorne gestreut. Vorwärts-Streuung tritt in jedem Fall häufiger auf. Das sieht man, wenn man statt $\frac{d\sigma}{d\theta d\varphi}$, $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ berechnet. Pro Raumwinkel-Element werden mehr Photonen nach vorne gestreut. Für kleine Energien geht der Klein-Nishina-Streu-Querschnitt in den klassischen Thomson-Streu-Querschnitt über.

Paarerzeugung

Bei der Paar-Erzeugung wandelt sich ein γ -Quant in ein $e^+ - e^-$ -Paar um. Dazu muß die Energie des Photons mindestens so gross sein, wie die Ruhe-Energie von Elektron+Positron. Daraus geht hervor, daß Paar-Bildug erst oberhalb einer Energie von 1022 keV einsetzt. Der entsprechenden Wirkungs-Querschnitt ist in den Abbildung 1.6 und 1.7 für die Materialien CsI und Silizium dargestellt. Die betreffenden Energien sind in GeV, die Wirkungs-Querschnitte in barn angegeben.

Aufgrund von Energie- und Impuls-Erhaltung kann eine solche Umwandlung allerdings nicht im leeren Raum stattfinden. Es muß einen Partner geben, der den überschüssigen Impuls aufnimmt. Andernfalls kann die Energie-Impuls-Bilanz nicht ausgeglichen werden. Im allgemeinen ist dieser Partner ein Atom-Kern. Mit steigender Energie des γ -Quants spielt der Impuls-Übertrags an den Kern allerdings eine zunehmend geringere Rolle. Der für die Teilchen

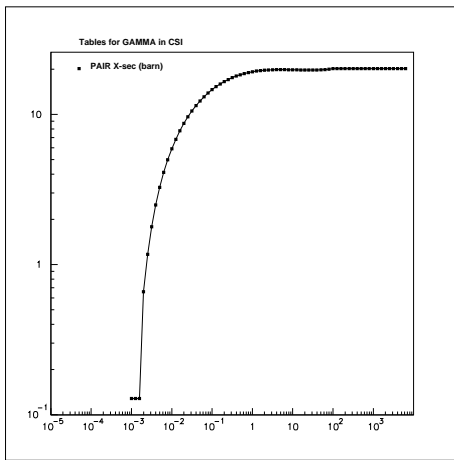


Abbildung 1.6: Wirkungs-Querschnitt für Paar-Erzeugung in CsI

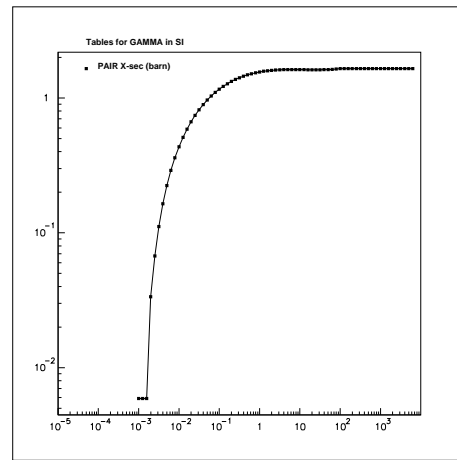


Abbildung 1.7: Wirkungs-Querschnitt für Paar-Erzeugung in Silizium

zur Verfügung stehende Phasenraum ist im Falle hoher Elektron/Positron-Energie und kleinem Impuls-Übertrag an den Kern grösser als für hohe Energie-Überträge an den Kern [Gey90].

Zusammenfassung

Von besonderer Bedeutung sind hier die Wirkungs-Querschnitte für Silizium, da in erster Linie Ereignisse erwünscht sind, bei denen die erste Wechselwirkung in den Silizium-Streifenzählern stattfindet. Nur solche Ereignisse sind relativ einfach auszuwerten. Die Wirkungs-Querschnitte für CsI sind insofern von Interesse, als sie Auskunft darüber geben, wie die Kalorimeter zu dimensionieren sind, um bei kleinst-möglicher Masse viele Photonen voll zu absorbieren. So liegt die mittlere freie Weglänge eines γ -Photons in CsI für Energien zwischen 100 keV und 10 MeV bei 0.1 mm bis ca. 8 cm. Entsprechende Abmessungen sollten die Kalorimeter aufweisen. Beim Vergleich der Wirkungs-Querschnitte fällt auf, daß die verschiedenen Mechanismen in unterschiedlichen Energie-Bereichen dominieren. In Silizium wird ab ca. 50 keV der Compton-Effekt zum bedeutendsten Wechselwirkungs-Mechanismus und bleibt dies bis zu einer Energie von 10 MeV. Da das MEGA-Teleskop in erster Linie für den Bereich von 500 keV bis 10 MeV konzipiert ist, muß man adäquate Auswertungs-Algorithmen für Compton-Ereignisse entwickeln. Oberhalb von 10 MeV löst die Paar-Bildung den Compton-Effekt als dominanten Mechanismus ab. Interessant ist in diesem Zusammenhang, daß der zugehörige Wirkungs-Querschnitt für wachsende Energien gegen einen konstanten Wert geht, der nur geringfügig unterhalb des Maximalwertes für Compton-Effekt liegt. D.h. für Energien oberhalb von 10 MeV wird

die Nachweis-Effizienz auf einem hohen Niveau unabhängig von der Energie. Paar-Erzeugungen werden also bei der Daten-Analyse eine grosse Rolle spielen.

1.4 Nachweis-Instrumente

Beim Bau von γ -Detektoren für astronomische Zwecke spielt neben der Analyse der Spektren vor allem die Bestimmung der Richtung, aus der die γ -Photonen stammen, eine wichtige Rolle. Man will schliesslich die entsprechenden γ -Quellen mit möglichst hoher Winkelauflösung darstellen und ihren Ort bestimmen. Zu diesem Zweck wurden und werden verschiedene Nachweis-Prinzipien angewandt bzw. untersucht. Einige davon leiten sich direkt aus den verschiedenen Wechselwirkungs-Mechanismen von γ -Quanten mit Materie ab. Der Rest basiert auf anderen Ansätzen. Die wichtigsten werden hier vorgestellt.

1.4.1 Compton-Teleskope

Compton-Teleskope basieren wie der Name schon sagt auf der Kinematik des Compton-Stosses. Nach Abschnitt 1.3 dominiert im Energie-Bereich bis zu einigen MeV der Compton-Effekt, während Paar-Erzeugung eine untergeordnete Rolle spielt. Für diesen Energie-Bereich stellt also der Nachweis von γ -Strahlung über den Compton-Effekt die einzig brauchbare Alternative dar, insbesondere wenn man Information über die Herkunfts-Richtung des γ -Photons erhalten will. Ein Compton-Stoß stellt im Prinzip einen elastischen Stoß eines Photons mit einem Elektron dar und unterliegt als solcher Energie- und Impulserhaltung. Dies kann man ausnutzen, um durch geschickte Konstruktion des Nachweis-Gerätes neben der Photon-Energie auch weitere Parameter zu messen, die Schlüsse auf die Herkunfts-Richtung des detektierten Photons erlauben. Im Prinzip sieht dies folgendermassen aus:

Kennt man die, bei der Streuung auf das Elektron übertragene, Energie und die Energie des gestreuten Photons, so lässt sich daraus der Winkel φ berechnen, um den das ursprüngliche Photon gestreut wurde. Kennt man nun zusätzlich die Richtung, in die das Photon gestreut wurde, so liegt die tatsächliche Herkunfts-Richtung irgendwo auf einem Kegel mit halbem Öffnungswinkel φ . Die Symmetrie-Achse des Kegels ist die Richtung, in die das Photon beim Stoß gestreut wurde. Um die nötigen Daten zu erhalten, ist es am zweckmässigsten, das Instrument aus zwei Detektor-Einheiten aufzubauen.

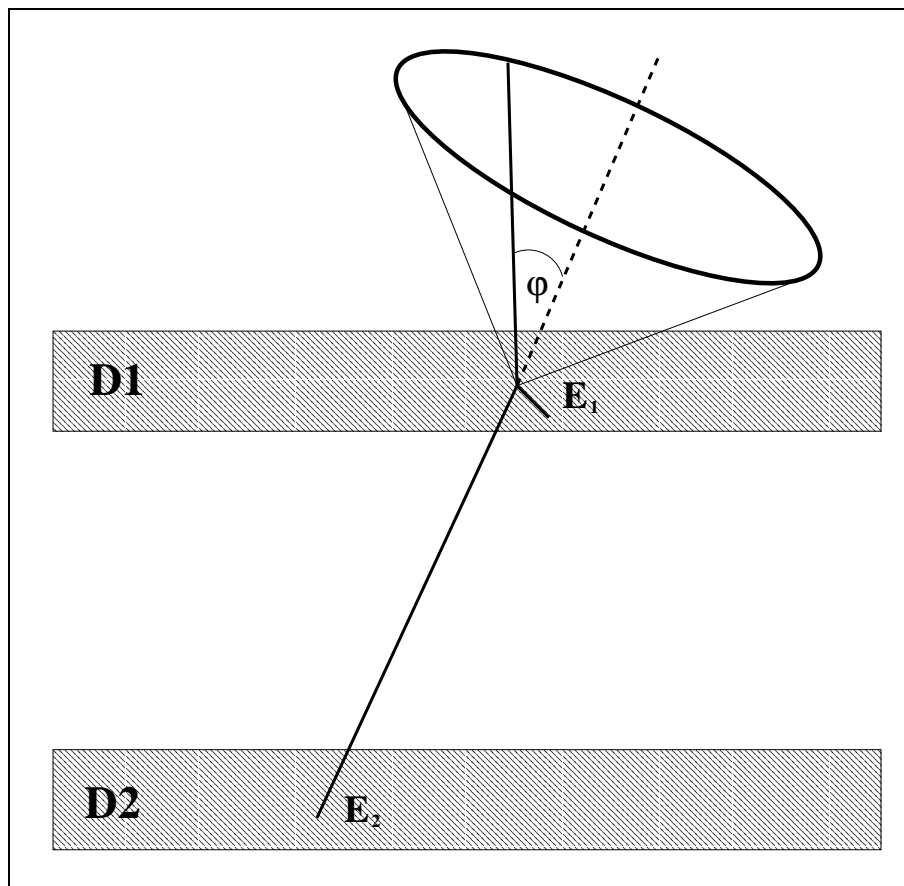


Abbildung 1.8: *Prinzip eines Compton-Teleskops (schematisch)*

- Ein Teil, in dem der Compton-Stoß stattfindet und die Energie des Elektrons gemessen wird.

Im Folgenden als D1 bezeichnet

- Ein Teil, in dem das gestreute Photon registriert und dessen Energie bestimmt wird.

Im Folgenden als D2 bezeichnet

Um neben den Energien auch noch die Richtung bestimmen zu können, in die das Photon gestreut wurde, müssen sowohl D1 als auch D2 eine Orts-Bestimmung der jeweiligen Wechselwirkung bzw. des damit verbundenen Energie-Deposits erlauben.

Nach Abschnitt 1.3 berechnet sich der Photon-Streuwinkel φ aus den Energien wie folgt :

$$\cos \varphi = 1 - m_e c^2 \cdot \left(\frac{1}{E_2} - \frac{1}{E_1 + E_2} \right)$$

φ : Photon-Streuwinkel
 E_1 : Auf das Elektron übertragene Energie
 E_2 : Energie des gestreuten Photons
 m_e : Ruhemasse des Elektrons

Ein "klassisches" Compton-Ereignis läuft wie folgt ab:

Das einfallende Photon erfährt im D1 eine Compton-Streuung und überträgt die Energie E_1 an das betreffende Elektron. Das gestreute Photon wird im D2 gestoppt und deponiert dabei seine Energie E_2 . Abb. 1.8 gibt einen schematischen Überblick. Eingezeichnet sind D1, D2, die Elektron- bzw. Photon-Streuerichtung und der Kegel, der sich bei der Rekonstruktion ergibt. Dieses Prinzip wird bei COMPTEL angewandt. Die Einschränkung der Ortsbestimmung auf einen Kegel bzw. Kreis bei Projektion auf die Himmels-Sphäre reduziert die Sensitivität des Instrumentes, da das Rauschen des Hintergrunds über den vollen Kreis aufaddiert wird. Damit wird das Verhältnis von Ereignissen, die von der Quelle stammen, zu Ereignissen, die dem Hintergrund zuzuordnen sind (Signal zu Hintergrund Verhältnis), ungünstig.

Kennt man jedoch auch noch die Richtung, in die das Elektron gestreut wurde, so liegen sämtliche physikalischen Parameter des Compton-Stosses fest und man kann prinzipiell die genaue Herkunfts-Richtung des Photons ermitteln. Dies erhöht die Sensitivität, d.h. es lassen sich auch schwächere Quellen untersuchen. Diesen Ansatz verfolgt MEGA.

Die Auflösung von Compton-Teleskopen wird begrenzt durch die Orts- und Energie-Auflösung der Detektoren (vgl. Abschnitte 2.1.3 und 3.3.2).

1.4.2 Paar-Erzeugungs-Teleskope

Für hohe Energien ab ca. 10 MeV wird die Paar-Erzeugung zum dominanten Wechselwirkungs-Mechanismus. Wie im Fall des Compton-Effektes unterliegt auch die Paar-Bildung der Energie- und Impulserhaltung. D.h. die Messung geeigneter Parameter gestattet die Rekonstruktion der Richtung, aus der das Photon stammt sowie Bestimmung der Energie. Im einfachsten Fall besteht ein solches Instrument aus einem dünnen Detektor, in dem die Paar-Bildung stattfindet und der Ort registriert wird. Diesen Detektor verlassen Elektron und Positron und werden nach einem längeren Flug in einem zweiten Detektor absorbiert, wobei die Orte und Energien gemessen werden. Aus diesen Daten lassen sich die physikalischen Parameter des einfallenden Photons berechnen. In der Praxis werden Paar-Teleskope anders konstruiert. Es werden mehrere Konversionsfolien (in denen die Paar-Bildungen stattfinden) verwendet um die Anzahl der registrierten Ereignisse zu erhöhen und um dünne Folien verwenden zu können (Vermindert die Winkelunsicherheit durch Molière-Streuung). Die Wege von Elektron und Positron werden detaillierter gemessen (z.B. in Funkenkammern). Dies erlaubt eine bessere Unterscheid-

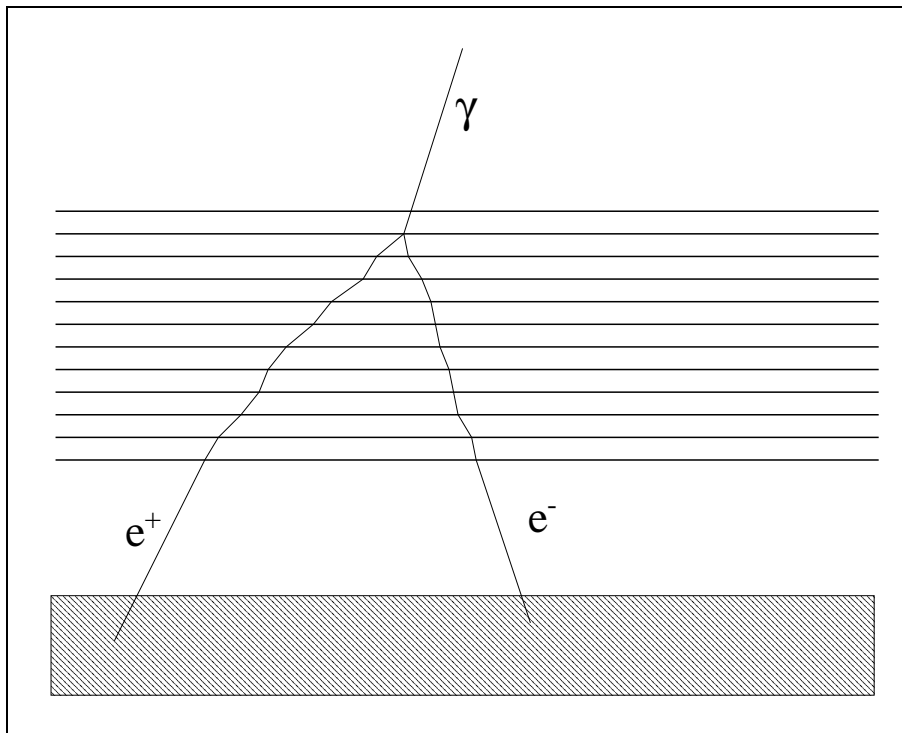


Abbildung 1.9: Schematische Darstellung eines Paar-Ereignisses in einem fiktiven Paar-Erzeugungs-Teleskop

Abgrenzung zwischen “guten” und “schlechten” Ereignissen. Die Auflösung solcher Teleskope wird im wesentlichen durch drei Effekte eingeschränkt.

- Der Kern-Rückstoß
Paar-Bildungen finden nur im elektromagnetischen Feld eines Kerns statt. Auf diesen Kern wird Energie und Impuls übertragen. Aus der Unmöglichkeit, diesen Impulsübertrag zu messen, resultiert eine Unsicherheit in der Bestimmung der Herkunftsrichtung des Photons. Diese Winkelunsicherheit wird umso kleiner, je höher die Energie des Photons ist
- Die Molière-Streuung
Das Elektron/Positron wird beim Durchgang durch Materie aufgrund von Vielfach-Coulomb-Streuung aus seiner Ursprungsrichtung abgelenkt. Dieser Effekt nimmt ebenfalls mit steigender Elektron/Positron-Energie und damit auch mit steigender Photon-Energie, ab. Die Streuwinkel nehmen ebenfalls ab, wenn die im Material durchlaufene Wegstrecke kleiner wird
- Begrenzte Ortsauflösung
Die Ungenauigkeiten bei der Ortsmessung (Bestimmung der Teilchenwege) führen ebenfalls zu einer Reduktion der erreichbaren Winkelauflösung

des Instruments. Dieser Anteil ist weitgehend unabhängig von der Energie

Schematisch dargestellt ist ein solches Paar-Ereignis in einem fiktiven Paar-Teleskop in Abb. 1.9. Man erkennt das einfallende γ -Photon sowie das erzeugte e^+/e^- -Paar, das im Kalorimeter absorbiert wird. Die Teilchen werden auf ihrem Flug durch Molière-Streuung von der geraden Linie abgelenkt. Die Rekonstruktion beruht auf der Energie-Impuls-Bilanz, wobei der Impuls des Rückstoß-Kerns vernachlässigt wird. Für hohe γ -Energien ist diese Annahme ohne Konsequenz, da dann der auf den Kern übertragene Impuls im Vergleich zu den Impulsen von Elektron bzw. Positron klein wird. Bei kleinen Energien nimmt man einen Fehler in der Einfalls-Richtung in Kauf.

1.4.3 Bestehende und geplante Instrumente

CGRO

An Bord des im April 1991 ausgesetzten Satelliten CGRO (**C**ompton **G**amma **R**ay **O**bservatory) befinden sich vier Instrumente zur Untersuchung extraterrestrischer γ -Strahlung, die für verschiedene Energie-Bereiche und Anwendungen konzipiert sind. Erwähnenswert sind hier insbesondere COMPTEL und EGRET.

COMPTEL([Sch93]) ist für den Energie-Bereich von 700 keV bis 30 MeV ausgelegt. Der Nachweis basiert hier auf dem Compton-Effekt, womit sich, wie in Abschnitt 1.4.1 beschrieben, neben spektroskopischen Untersuchungen auch Quellenpositionen bestimmen lassen. Mit Hilfe von COMPTEL wurde im entsprechenden Energie-Bereich die erste Himmelsdurchmusterung durchgeführt und eine Vielzahl von Quellen entdeckt. Bei diesem Instrument sind die beiden Detektorsysteme D1 und D2 relativ weit voneinander entfernt, was zu einem relativ kleinen Gesichtsfeld führt. Diese Entfernung ermöglicht allerdings die Messung der Flugzeit (TOF) des gestreuten Photons, was die Unterdrückung von unerwünschtem Hintergrund aus Richtung der Erdatmosphäre (Albedo-Effekt) erlaubt. Weiter haben die als Detektoren im D1 verwendeten Flüssigszintillatoren gute Pulsform-Eigenschaften. So lässt sich anhand der Pulsform erkennen, ob es sich um ein Compton-Ereignis oder ein Neutronen-induziertes Ereignis handelt.

EGRET([Kan88]) ist dagegen ein klassisches Paar-Erzeugungs-Teleskop wie in Abschnitt 1.4.2 beschrieben und damit für Energien oberhalb von 20 MeV geeignet. Der Nachweis der Elektron/Positron-Spuren erfolgt in Funkenkammern.

Die anderen Instrumente an Bord von CGRO basieren auf anderen Prinzipien. **OSSE** arbeitet z.B. mit Kollimatoren. D.h. das Gerät ist durch dickes Material abgeschirmt und in einer Richtung befinden sich schmale Öffnungen, die Photonen aus einem kleinen Winkelbereich zu den Detektoren durchlassen.

Mit dieser Technik kann man richtungs-sensitiv γ -Strahlung nachweisen. Das funktioniert besonders gut in dem Energie-Bereich, in dem der Photo-Effekt dominiert und damit andere Möglichkeiten zur Bestimmung einer Quellen-Position ausfallen. Auch ist gerade in diesem Bereich ist die Abschirmung am effektivsten.

INTEGRAL

In den INTEGRAL-Teleskopen ([Win94]) wird die niederenergetische γ -Strahlung ($E < 10$ MeV) durch den Schattenwurf einer unregelmässigen Maske auf einen ortsauflösenden Detektor abgebildet. Mit entsprechenden Rekonstruktions-Verfahren lässt sich damit aus der Verteilung, der am Boden des Gerätes registrierten, Photonen die Quellenverteilung am Himmel rekonstruieren.

Kapitel 2

MEGA - Ein neuartiges γ -Teleskop

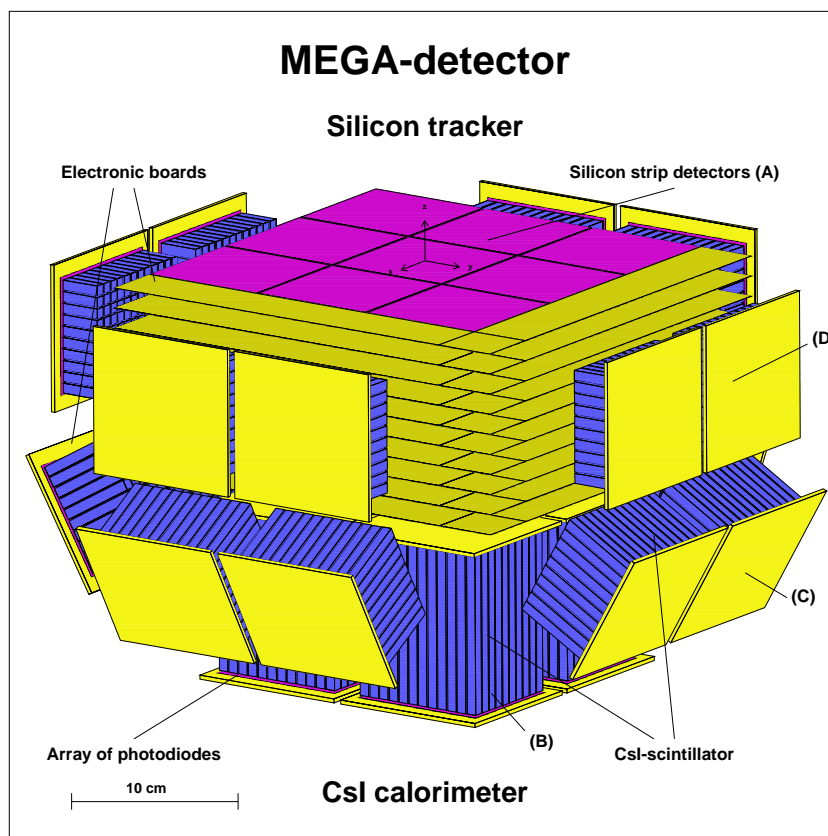


Abbildung 2.1: Die Geometrie des MEGA-Prototypen

MEGA steht für **M**edium **E**nergy **G**amma **A**stronomy.

Im Rahmen des MEGA-Projektes wird daran gearbeitet, ein γ -Teleskop mit erheblich verbesserter Sensitivität zu konstruieren. MEGA soll als Compton-

Teleskop in erster Linie den mittleren Energie-Bereich von 500 keV bis ca. 10 MeV untersuchen, eignet sich aber aufgrund seiner speziellen Konstruktion auch als Paar-Teleskop und ist somit in der Lage, auch Photonen bis ca. 100 MeV zu detektieren. Zusätzlich soll das Gerät kleiner und leichter als seine Vorgänger werden. Ermöglicht wird dies durch die Verwendung modernster Detektortechnologie. So haben die verwendeten Detektoren sehr hohe Orts- und Energie-Auflösungen. Die dadurch erreichte Kompaktheit ermöglicht zudem ein großes Gesichtsfeld. Die Geometrie des MEGA-Prototypen ist in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt.

2.1 Prinzip und Aufbau von MEGA

MEGA stellt ein Instrument dar, das, in seiner Konstruktion die Prinzipien von EGRET und COMPTEL vereint. Wie auch bei diesen Geräten lassen sich die Detektoren im Prinzip in zwei Gruppen unterteilen. Der Teil, in dem sich die jeweils erste Wechselwirkung (Compton-Stoß, Paar-Bildung) ereignet, im folgenden als D1 bezeichnet, und Kalorimeter-Blöcke, um die gestreuten Photonen (bei Compton-Stoß) bzw. Elektronen/Positronen (bei Paar-Erzeugung) zu absorbieren, die mit D2 bezeichnet werden. Das prinzi-

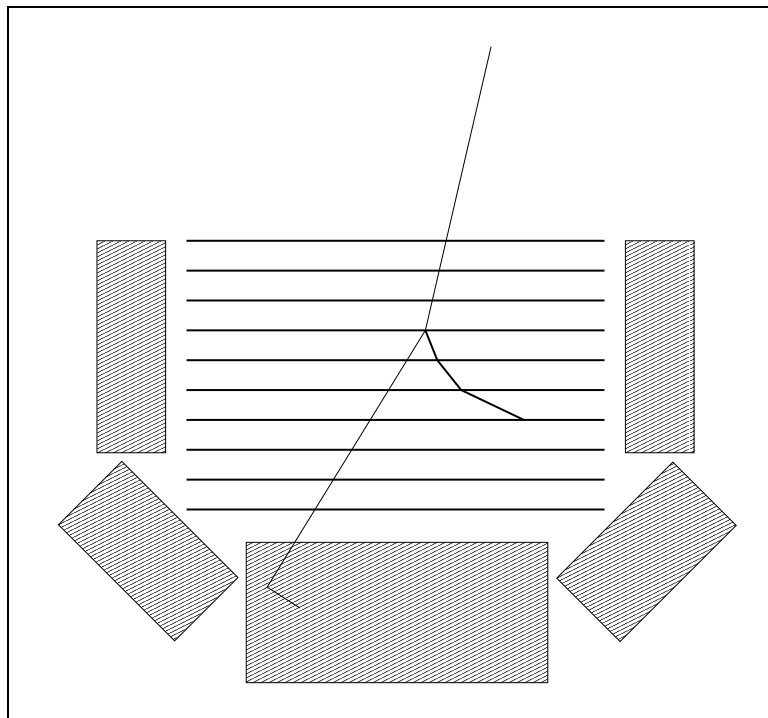


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung von MEGA mit einem Compton-Ereignis

piell neue an MEGA ist die Ausführung des D1 als ein Stapel von Silizium-

Streifenzählern, der es ermöglicht, nicht nur die Energie, sondern auch die Richtung der “erzeugten” Teilchen zu bestimmen. Falls die Energie des Elektrons/Positrons ausreicht, verlässt es die Silizium-Ebene, in der die Wechselwirkung stattfand und wird in weiteren Ebenen registriert. Die Teilchen hinterlassen also Spuren, anhand derer man die ursprüngliche Richtung ermitteln kann. Einen schematischen Überblick vermittelt Abb. 2.2. In der Mitte ist der Stapel von Si-Streifenzählern angedeutet, die Blöcke stellen die Kalorimeter dar. Die dünnen Linien stehen für das von oben ankommende, bzw. gestreute und im D2 absorbierte Photon. Die dicke Linie deutet den vom gestreuten Elektron genommenen Weg an.

2.1.1 Die Silizium-Streifenzähler

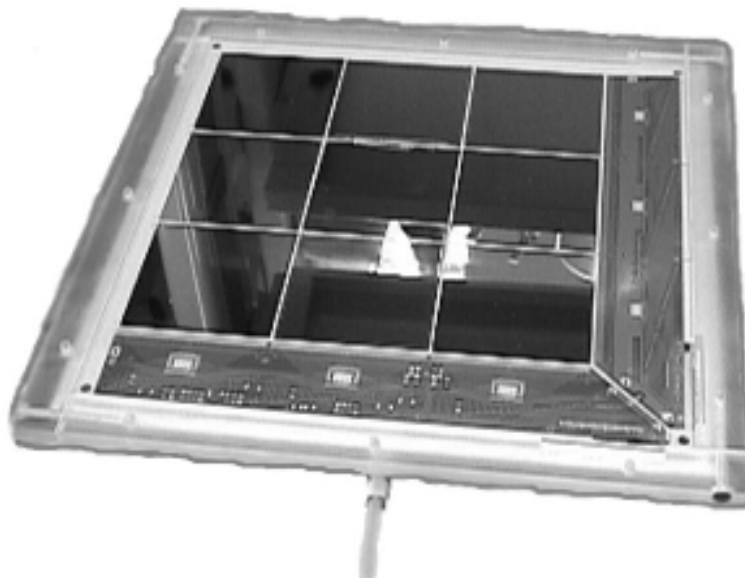


Abbildung 2.3: Eine Ebene von Silizium-Streifenzählern mit Elektronik

Die im MEGA-Prototypen verwendeten Silizium-Streifenzähler bestehen aus $500\ \mu\text{m}$ dicken, quadratischen Silizium-Wafern mit einer Seitenlänge von $63\ \text{mm}$. Die 128, jeweils $470\ \mu\text{m}$ breiten Auslese-Streifen, sind auf Ober- und Unterseite der Wafer senkrecht zueinander angeordnet. Auf diese Weise erhält man von jedem Elektron, das den Zähler passiert, nicht nur die deponierte Energie sondern auch Information über den Ort (x- und y- Komponente) in der Wafer-Ebene. Am Rand der Wafer befindet sich die Auslese-Elektronik. Die Ortsauflösung ist von der Streifenbreite begrenzt und beträgt damit prinzipiell ca. $500\ \mu\text{m}$. Die Streifenbreite wurde so gewählt, daß bei senkrechtem Durchgang eines Elektrons, die gesamte Ladung in einem Streifen

auf jeder Seite gesammelt wird. Trotzdem sprechen häufig mehrere benachbarte Streifen an (z.B. bei schrägem Durchgang des Elektrons). In diesem Fall werden die Schwerpunkte der Energie-Deposite gebildet. Dabei wird die Orts-Auflösung besser (Interpolation), die Energie-Auflösung leidet allerdings darunter (Die Fehler beider Messungen addieren sich quadratisch, d.h. Die Auflösung ist um einen Faktor $\sqrt{2}$ schlechter). Die experimentellen Fehler bei der Energie-Messung in den Silizium-Streifenzählern sind noch nicht vollständig bekannt. Hier wird deshalb der erwartete Wert angenommen ($\sigma_E = 4.0 \text{ keV}$). Bei dem im Bau befindlichen Prototypen sind jeweils 3×3 solcher Wafer in einer Ebene und 10 solcher Ebenen (Abbildung 2.3) untereinander in einem Abstand von 1cm vorgesehen. Für eine Satellitenversion des Instrumentes wären 6×6 Wafer in 30 Schichten untereinander Grundlage einer vernünftigen Planung.

2.1.2 Die CsI-Kalorimeter

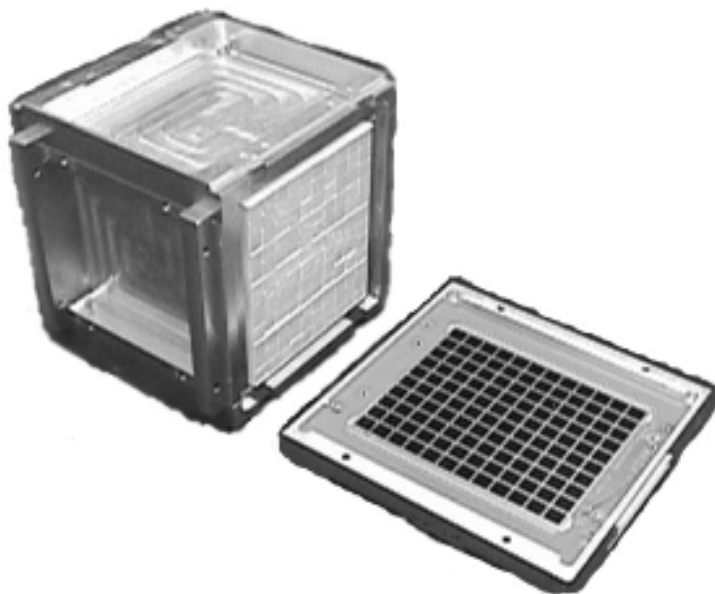


Abbildung 2.4: Ein Kalorimeter-Block aus CsI-Kristallen mit Dioden-Array

Bei den Kalorimetern handelt es sich um Szintillatoren aus Thallium-dotiertem Cäsium-Iodid. Die einzelnen CsI-Kristalle sind stabförmig mit einem quadratischen Querschnitt von 0.5 cm Seitenlänge und einer Länge von 2.0, 4.0 oder 8.0 cm. Die Auslese erfolgt mit Photo-Dioden (Abbildung 2.1.2 rechts) und zwar im Fall der 8.0 cm langen Kristalle auf beiden Stirnseiten. Diese beidseitige Auslese ermöglicht zusätzlich zur Energie-Messung auch eine Bestimmung des Ortes der Wechselwirkung. Aus dem Verhältnis der an beiden

Enden gemessenen Lichtmengen läßt sich näherungsweise der Ort der Wechselwirkung längs des Stabes ermitteln. 120 solche Kristalle werden zu einem Szintillator-Array, den oben erwähnten D2-Blöcken (Abbildung 2.1.2 links), zusammengefasst. Auf diese Weise erhält man Information über x-,y-, und z-Komponente des Energie-Deposits. Die Ortsauflösung wird zum einen von der Pixelgröße ($0.5\text{cm} \times 0.5\text{cm}$) bestimmt. Zum anderen hängt sie davon ab, wie gut die Orts-Bestimmung längs der Stäbe funktioniert (hier werden $\sigma_z = 0.5\text{cm}$ angenommen). Wiederum mehrere solcher Blöcke umgeben die Silizium-Streifenzähler, um möglichst wenige Photonen entkommen zu lassen. Die - mit 8 cm Stäben - dicksten Kalorimeter-Blöcke sind am Boden des Instruments angebracht. Dort sind, für von oben kommende γ -Photonen, die höchsten Energien für gestreute Quanten zu erwarten. Die dünneren Blöcke umgeben die Si-Wafer an den Seiten. Die vergleichsweise hohe Ortsauflösung der Kalorimeter ist eine Grundvoraussetzung für die, gemessen an COMPTEL, kompakte Bauweise von MEGA. Da sämtliche Distanzen innerhalb des Instruments geringer sind, muß die Ortsauflösung umso besser sein, um eine große Winkelgenauigkeit zu erreichen.

2.1.3 MEGA als Compton-Teleskop

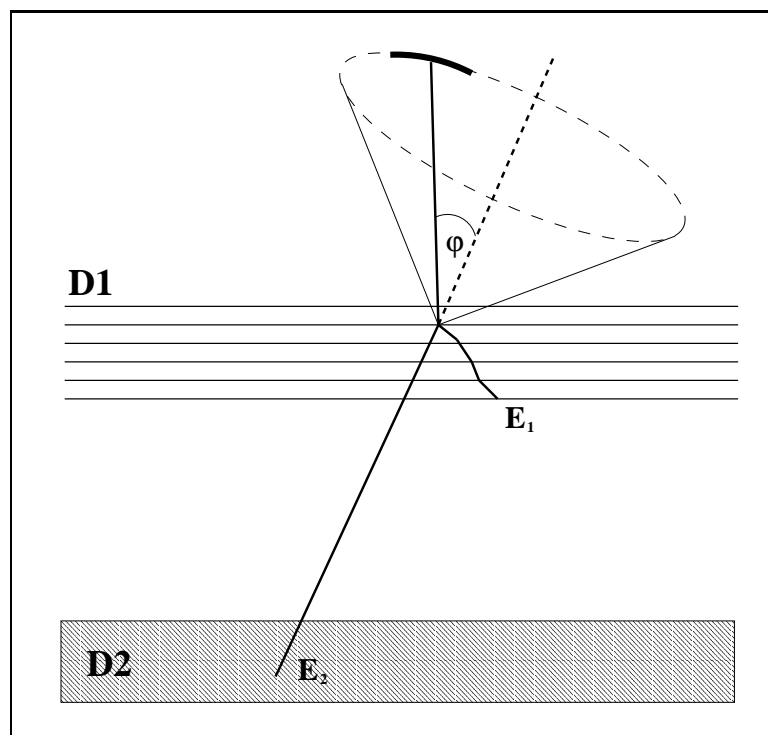


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung eines Ereignisses bei MEGA (Mit Elektronen-Spur)

Die Funktionsweise von Compton-Teleskopen wurde bereits in Abschnitt 1.4.1 beschrieben. Die Verwendung der Silizium-Streifenzähler ermöglicht hier jedoch zusätzlich zur Messung der Energie auch die Bestimmung der Richtung, in die das Elektron gestreut wurde (Elektronen hinterlassen Spuren im D1). Damit liegt neben dem Kegelmantel auch noch die Streu-Ebene fest. Dies ermöglicht eine erste, direkte Rekonstruktion der Quellen-Verteilung am Himmel.

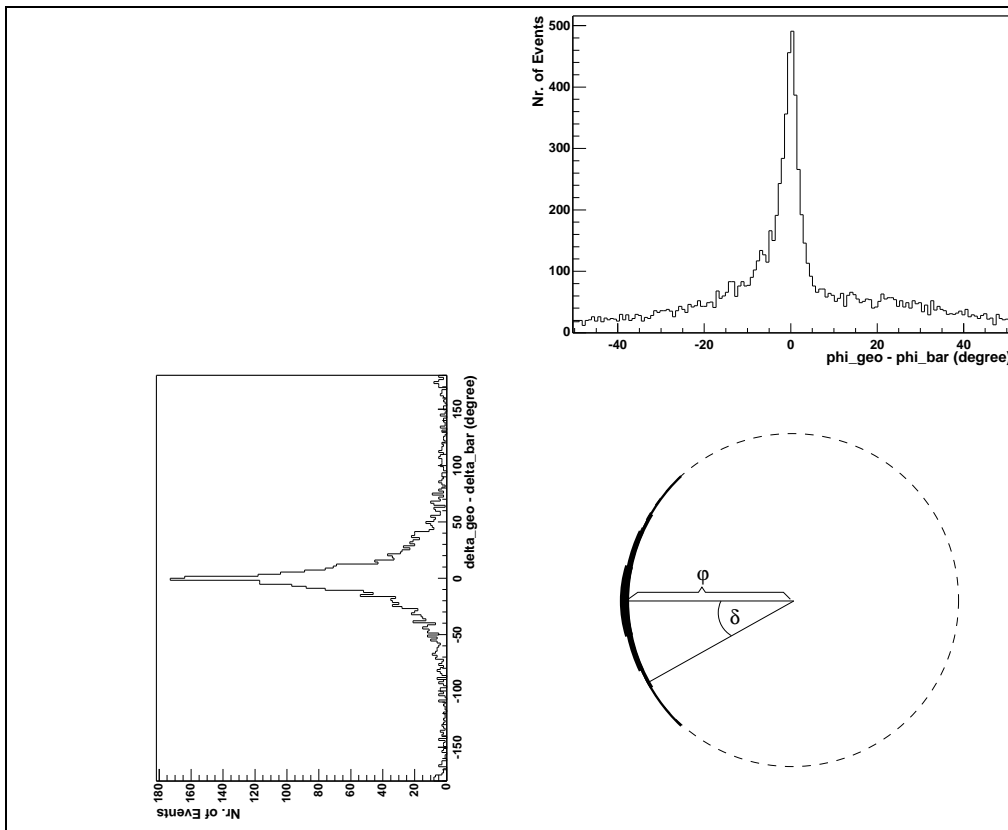


Abbildung 2.6: Darstellung einer Ereignis-„Banane“ bei MEGA mit zugehörigen Auflösungen; im oberen Bild ist die Unsicherheit in der Berechnung des Photonstreuwinkels φ (ARM-Verteilung siehe Abschnitt 4.3) dargestellt, im Bild links unten ist die Ungenauigkeit in der Bestimmung des „Azimuts“ δ (SPD-Verteilung siehe Abschnitt 4.3) dargestellt. Rechts unten sieht man einen Ereignis-Kreis (gestrichelt) mit einem Ereignis-Segment (Ereignis-„Banane“)

Mit dieser direkten Rekonstruktion erzielt man zwar wesentlich geringere Winkelauflösungen, als sie mit aufwendigeren Bildrekonstruktions-Verfahren erreichbar sind. Dafür lassen sich die Orte schnell und mit geringem Rechenaufwand bestimmen. Das kann insbesondere für die Untersuchung von γ -Bursts von Nutzen sein. Man kann während des Bursts den entsprechen-

den Ort berechnen und ohne grosse Verzögerungen mit der Beobachtung des Nachleuchtens im optischen Bereich beginnen. In der Realität wird das Elektron aufgrund von Molière-Streuung aus seiner Ursprungs-Richtung abgelenkt (siehe Abschnitt 3.2.1). D.h. die Streu-Ebene lässt sich nicht absolut genau ermitteln. Daraus folgt, daß man in der Projektion an die Himmels-Sphäre Verteilungen für die möglichen Herkunftsrichtungen ("Bananen" d.h. Ausschnitte aus den Ereignis-Kreisen; siehe Abbildung 2.6) anstatt Punkten erhält. Im Vergleich zu den vollen Kreisen bei COMPTEL stellt allein das einen grossen Fortschritt dar. Zusammen mit der höheren Energie-Auflösung ergibt dies den entscheidenden Sensitivitätsgewinn.

Natürlich gibt es bei MEGA auch Compton-Ereignisse, die keine Elektronen-Spur erzeugen (das gestreute Elektron wird noch in dem Silizium-Layer, in dem es "erzeugt" wurde vollständig gestoppt). Diese Ereignisse entsprechen, bis die Energie-Auflösungen und der anderen Geometrie des Instrumentes, genau den Ereignissen bei COMPTEL und müssen einer entsprechenden Auswertung unterzogen werden. Abb. 2.5 zeigt schematisch ein Compton-Ereignis mit Elektronen-Spur bei MEGA.

2.1.4 MEGA als Paar-Teleskop

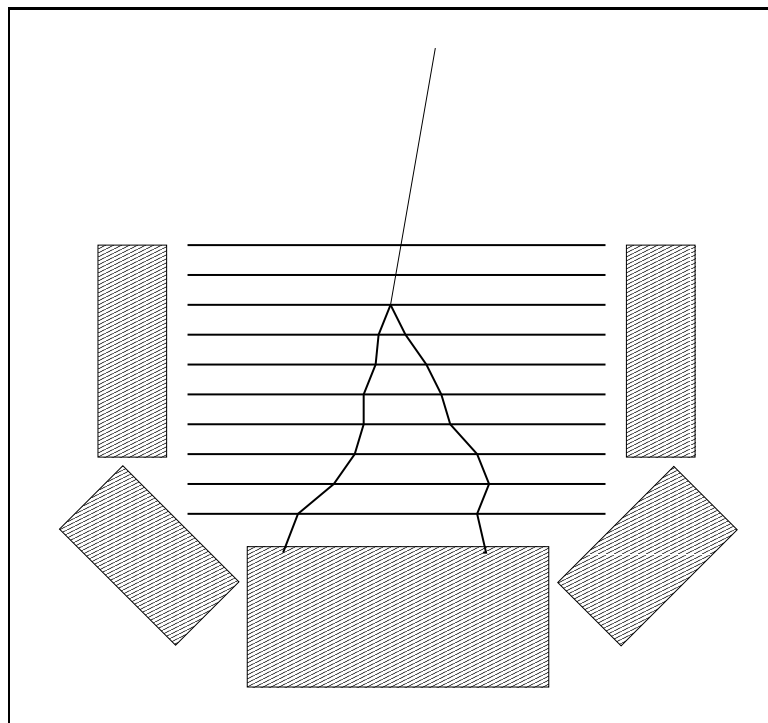


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung von MEGA mit einem Paar-Ereignis

Aufgrund der Ausführung des D1 als Stapel von Silizium-Streifenzählern ist es auch möglich, Paar-Erzeugungen im MEGA-Detektor auszuwerten und zur Bild-Rekonstruktion zu verwenden. Die Silizium-Wafer dienen gleichzeitig als Konverter (Das Material, in dem die Paar-Bildungen stattfinden) und als Detektor. Wie im Falle eines Compton-Elektrons hinterlässt auch das Elektron-Positron-Paar auswertbare Spuren in den Silizium-Streifenzählern. Anhand dieser Spuren kann nun Herkunftsrichtung und Energie des einfallenden Photons bestimmt werden. Obwohl MEGA nicht speziell als Paar-Erzeugungs-Teleskop konzipiert ist, erlaubt es der Aufbau des Instrumentes, den beobachtbaren Energie-Bereich bis ca. 100 MeV auszudehnen. Bei der Untersuchung der Simulations-Ergebnisse fällt auf, daß beim MEGA-Prototypen bereits ab ca. 7 MeV bei den getriggerten Ereignissen die Paar-Ereignisse dominieren (siehe 4.1). Die Auswertung dieses Ereignis-Typs stellt also einen wesentlichen Anteil an der gesamten Daten-Analyse bei MEGA. Auch für MEGA-Paar-Ereignisse kann der Ort der Quelle direkt rekonstruiert werden. Zu den Vorteilen und Möglichkeiten dieser direkten Rekonstruktion gilt das im vorigen Abschnitt gesagte.

Kapitel 3

Auswertung von Einzelereignissen

In diesem Abschnitt werden die Algorithmen erläutert, mit denen zum jetzigen Zeitpunkt die Auswertung der MEGA-Daten erfolgt. Dazu zählen die Methoden zur Rekonstruktion der Spuren, zur Bestimmung der Richtung der Spuren und zur Klassifizierung von Ereignissen sowie die Berechnung der Ursprungsrichtung des einfallenden γ -Quants.

3.1 GEANT - Monte-Carlo-Simulation

Da beinahe alle Histogramme und Ergebnisse der nachfolgenden Abschnitte auf Monte-Carlo-Simulationen von Ereignissen im MEGA-Detektor beruhen, wird im folgenden kurz erläutert, wie die entsprechenden Simulationsdaten erzeugt werden.

Im Prinzip beruht die Simulation darauf, daß sämtliche Wechselwirkungen "ausgewürfelt" werden (Deshalb Monte-Carlo). Ausgehend vom einfallenden Teilchen wird, unter Berücksichtigung aller Wirkungs- und Streu-Querschnitte, per Zufall bestimmt, wann, wo, welche und ob überhaupt eine Wechselwirkung stattfindet. Es werden alle Teilchen inklusive der erzeugten Sekundärpartikel (Compton-Elektronen, Bremsstrahlungs-Photonen, Elektronen/Positronen aus Paar-Bildungen usw.) so lange durch den Detektor verfolgt, bis sie entweder ihre kinetische Energie vollständig im Detektor deponiert haben, den Detektor verlassen, oder zerfallen (Positron-Annihilation). Sämtliche Parameter von Teilchen und Wechselwirkungen (Orte, Energien, Art der Wechselwirkung usw.) werden gespeichert. Anschliessend wird das nächste Ereignis simuliert.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das, am CERN entwickelte, Monte-Carlo-Simulations-Paket GEANT 3.21 [Bru93] verwendet. Die Ausgabe-Routinen wurden modifiziert, um neben realistischen Simulationsdaten, die möglichst genau den Output eines realen Detektors widerspiegeln sollen, auch eine

detaillierte Aufschlüsselung aller im Detektor stattgefundenen Wechselwirkungen zu erhalten. Die Simulationsdaten, die das modifizierte GEANT liefert, sind weder in der Energie, noch in den Orten der Wechselwirkungen und Energie-Deposite verrauscht. Das Verrauschen, um realistische Daten zu bekommen, erfolgt später. Die Energie-Deposite werden je nach Detektortyp (Si-Zähler, CsI-Kristall) unterschiedlich behandelt.

Im Falle der Streifenzähler wird der Ort des Energie-Deposits im Kreuzungspunkt der zwei betreffenden Streifen (Ober- und Unterseite) zentriert. Bei den CsI-Szintillatoren wird für jeden Kristall-Stab der Schwerpunkt aller einzelnen Energie-Deposite im Stab berechnet und auf die Längsachse projiziert. Der Ort wird hier gemäß einer Gauß-Verteilung ($\sigma_z = 0.5cm$) längs der Stab-Achse verschoben. Die Energie wird entsprechend einer Gauß-Verteilung mit energieabhängigem σ_E verrauscht.

$$\sigma_E(E) = \sqrt{\sigma_{Elektronik}^2 + k \cdot E + m \cdot E^2} \quad E \text{ in keV} \quad (3.1)$$

$\sigma_{Elektronik}$ bestimmt den Anteil, der durch das Rauschen der Elektronik gegeben ist.

k und m sind Konstanten, die durch einen Fit von $\sigma_E(E)$ an Meßdaten, die für einen Test-Stab(CsI) bestimmt wurden.

Energie [keV]	FWHM [%]
660	8.0 %
900	6.7 %
1200	5.1 %
1800	4.3 %

Unter der Bedingung, daß sämtliche Parameter positiv sein sollen, ergeben sich $\sigma_{Elektronik}$ zu 20.95, k zu 0.0 und m zu $1.9 \cdot 10^{-4}$. Der gesamte Meßfehler ergibt sich nach der Gauß'schen Fehlerfortplanzung aus dem konstanten Anteil $\sigma_{Elektronik}$, einem energieabhängigen Anteil $\sigma_{stat} \sim \sqrt{E}$, der aus dem Gesetz der großen Zahl folgt (Für Normalverteilung gilt $\sigma(N) \sim N$ und hier ist $N \sim E$) und einem weiteren energieabhängigen Anteil $\sigma_{mat} \sim E$, der von Material und Verarbeitung abhängt. Dieser Anteil kommt durch Verluste bei der Lichtleitung (Inhomogenitäten im Kristall) längs des Stabes zustande. Für die Si-Streifenzähler wird jedes Energie-Deposit mit einem konstanten σ_E verrauscht, da zum einen die deponierten Energien nicht sehr stark variieren (für minimal ionisierende Teilchen (MIPs), ist der Energie-Verlust in etwa konstant) und damit eine vorhandene Energieabhängigkeit von σ_E kaum zum tragen kommt. Zum anderen sind die betreffenden Energien vergleichsweise niedrig ($\approx 200keV$), so daß ohnehin das Rauschen der Elektronik dominiert.

Sämtlichen Simulationsrechnungen liegt die Geometrie und Energie-Auflösung des, in der Konstruktion befindlichen, MEGA-Prototypen zugrunde. Dies ist sinnvoll, da sofort nach dessen Fertigstellung die realen Daten mit den Ergeb-

nissen der Simulation verglichen und die entsprechenden GEANT-Routinen bzw. die Analyse-Software angepasst werden können. Außerdem liegen noch keine konkreten Pläne für eine grössere Ausführung von MEGA vor. Die Trigger-Schwelle für GEANT wurde so festgelegt, daß das Ereignis als getriggert gilt, wenn in D1 und in D2 jeweils mindestens ein Energie-Deposit über 10 keV liegt. Realistische Schwellen werden anschliessend in der Analyse-Software gestetzt (Soft-Trigger). Im weiteren wird hier mit Triggerschwellen von 20 keV (D1) bzw. 150 keV (D2) gearbeitet. Für Simulationen einer isotropen Verteilung der einfallenden Strahlung wurde eine virtuelle Kugel mit 30 cm Durchmesser um den Mittelpunkt des MEGA-Detektors gelegt. Der Ausgangspunkt des Photons wird auf dieser Kugelfläche so bestimmt, daß im Mittel die Ausgangspunkte gleichmässig über die Oberfläche verteilt sind. Die Anfangs-Richtung weist zur Detektormitte. Anschliessend wird auf einem Quadrat, das tangential an der Kugel im vorher bestimmten Ausgangspunkt anliegt ein neuer Ausgangspunkt ermittelt. Die Fläche des Quadrats ist so gewählt, daß die Projektion des Detektors auf die entsprechende Tangentialebene immer komplett innerhalb des Quadrates liegt. Die Ausgangs-Richtung wird beibehalten. Mit dieser Richtung wird vom zuletzt gewählten Punkt aus das Photon “gestartet”. So erhält man Datensätze, die einer isotrop verteilten Einfallsrichtung der γ -Quanten entsprechen und mit deren Hilfe man z.B. effektive Detektor-Flächen abschätzen kann. Die gesamte Analyse-Software wurde in C++ unter Verwendung von ROOT 2.20 [Bru96] geschrieben. ROOT ist eine, wie GEANT am CERN entwickelte, C++-Bibliothek, die speziell für Auswertung, Verwaltung, Sichtung und Visualisierung großer Datenmengen bei physikalischen Experimenten konzipiert wurde. ROOT stellt eine Vielzahl spezifischer Funktionen zur Verfügung und eignet sich damit bestens für die Software-Entwicklung im Rahmen des MEGA-Projektes.

3.2 Spurerkennung im D1

Wie in Abschnitt 2.1 erläutert, stellen die Silizium-Streifenzähler die eigentliche Neuerung gegenüber früheren Projekten dar. Daraus ergibt sich aber die Notwendigkeit, die von den Detektoren aufgezeichneten Spuren adäquat auszuwerten. Gemessen werden ja lediglich Orte und Energie-Deposite im Detektor. In einem ersten Schritt muß nun versucht werden, die einzelnen Energie-Deposite (Im Folgenden als Treffer bezeichnet) der/den Spur/Spuren zuzuordnen, wobei die richtige Reihenfolge eine entscheidende Rolle spielt. Das klingt zunächst vergleichsweise einfach, stellt aber bei niedrigen Energien ein nicht zu unterschätzendes Problem dar. Es erscheint also angebracht, sich erst einmal näher mit diesen Spuren und ihren Eigenschaften auseinanderzusetzen.

3.2.1 Eigenschaften der Elektron/Positron-Spuren

Die Gestalt der Spuren, was die Verteilung der Energie auf die einzelnen Treffer und deren relative Lage zueinander anbelangt, wird bestimmt durch Mehrfach-Coulomb-Streuung der Teilchen in den einzelnen Si-Schichten (Die Spuren weichen erheblich von der geraden Linie ab) und durch das betreffende Energie-Deposit, das stark von der kinetischen Energie des Teilchens abhängt. Dieses Energie-Deposit ist zusätzlich einer Verteilung unterworfen.

Molière-Streuung

Die Mehrfach-Streuung beruht auf der Kombination einer Vielzahl einzelner Coulomb-Streuungen der hochenergetischen Elektronen/Positronen an den Kernen und -seltener- den Hüllen-Elektronen des Streumaterials. Mathematisch beschrieben wird dieser Sachverhalt durch die Molière-Theorie [Mol48]. Unter bestimmten Bedingungen lässt sich der entsprechende Streu-Querschnitt sehr gut durch eine Gauß-Verteilung approximieren. Diese Näherung wird im Folgenden verwendet, da zum einen die entsprechenden Bedingungen erfüllt sind und zum anderen die höhere Genauigkeit der vollen Molière-Theorie nicht benötigt wird. Alles Wesentliche folgt auch aus der Gauß'schen Näherung.

$P(\Theta_{plane})$ ist die Wahrscheinlichkeitsdichte für die Messung eines Streuwinkels Θ_{plane} (bei Projektion auf eine Ebene parallel zur Ursprungs-Richtung des Teilchens).

Es gilt nach [PDG94]:

$$P(\Theta_{plane}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Theta_0} e^{-\frac{\Theta_{plane}^2}{2\Theta_0^2}}$$

mit:

$$\Theta_0 = \frac{13.6MeV}{\beta pc} \cdot \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln\left(\frac{x}{X_0}\right) \right]$$

$$\beta = \frac{v}{c}$$

p : Impuls des Elektrons

x : Dicke der Schicht, die das Elektron durchläuft

X_0 : Strahlungslänge des betreffenden Materials

X_0 berechnet sich näherungsweise [PDG94] zu:

$$X_0 = 716.4 \cdot \frac{A}{Z(Z+1) \ln\left(\frac{287}{\sqrt{Z}}\right)} \left[\frac{g}{cm^2} \right]$$

A : Massenzahl des Materials

Z : Ordnungszahl des Materials

Damit ist für Silizium $X_0 = 22.01 \frac{g}{cm^2}$ und, nach Umrechnung (mit $\rho_{Si} = 2.3 \frac{g}{cm^3}$) in cm , $X_0 = 9.57 cm$

Die Gauß'sche Näherung gilt mit einer Abweichung von 11% oder besser, falls $10^{-3} \leq \frac{x}{X_0} \leq 100$. Für eine $500 \mu m$ dicke Silizium-Schicht ist $\frac{x}{X_0} = 5 \cdot 10^{-3}$. Die Näherung ist also zulässig.

Θ_0 gibt an, wie genau man die Ursprungsrichtung eines Elektrons/Positrons bestimmen kann und legt damit die "Länge der Ereignis-Bananen" bei MEGA fest. Abbildung 3.1 zeigt Θ_0 in Abhängigkeit der Energie.

Die tatsächliche Elektron-Streuwinkel-Verteilung bei Compton-Stößen weicht

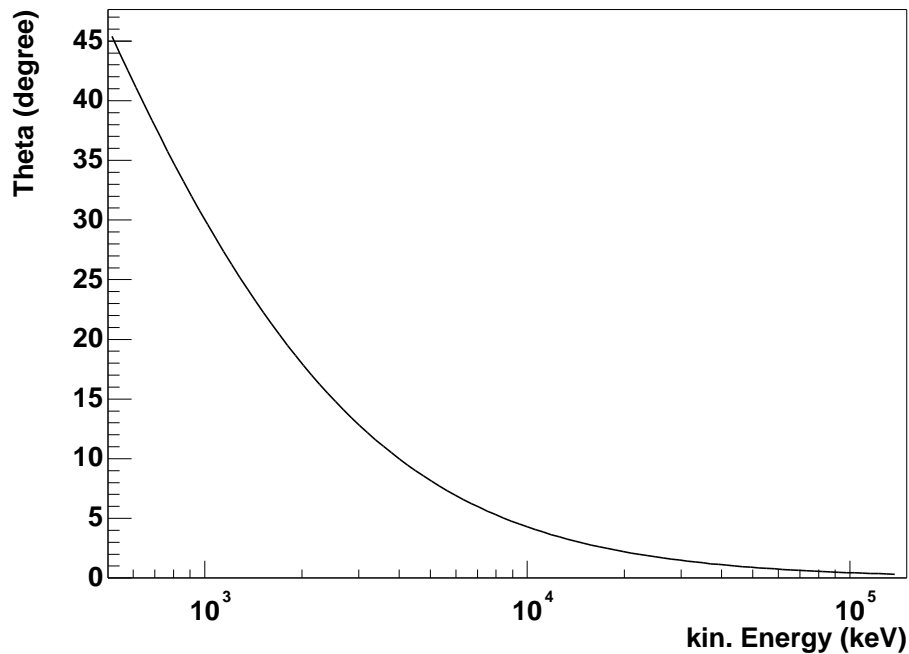


Abbildung 3.1: Θ_0 (1σ) in Abhängigkeit der Energie nach durchlaufen von $500 \mu m$ dickem Silizium

allerdings von dieser Gauß-Verteilung ab. Dies liegt daran, daß die Compton-Stöße näherungsweise gleichverteilt im Inneren der Silizium-Layer stattfinden. Die Elektronen durchlaufen also im Mittel eine geringere Distanz und werden entsprechend weniger stark gestreut. Eine genauere Beschreibung der durch Molière-Streuung verursachten Abweichung liesse sich durch die Faltung von $P(\Theta_{plane}, x)$ mit $g(x) = \frac{1}{d}$ $0 \leq x \leq d$ (d : Dicke der Si-Schicht) erreichen. Die reale Verteilung ist eine Überlagerung von Normalverteilungen mit unterschiedlichen σ . Diese Verteilung ergibt sich zu:

$$\tilde{P}(\Theta_0) = \frac{1}{d} \int_0^d P(\Theta_0(x)) dx$$

Allerdings läßt sich das Integral nicht in geschlossener Form angeben. Für eine spätere Auswertung müsste man diese Verteilung für verschiedene Teilchen-

Energien tabellieren. Die tatsächlichen Verteilungen für Elektronen (kin Energie: 0.5, 1.0, 2.0, 5.0, 10.0 MeV) nach durchlaufen einer $500\mu\text{m}$ dicken Silizium-Schicht zeigen die Abbildungen 3.2 bis 3.6.

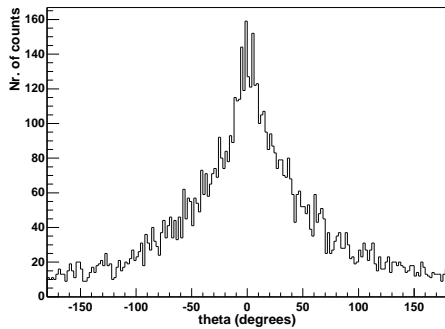


Abbildung 3.2: *Streuwinkel-Verteilung für 500 keV-Elektronen*

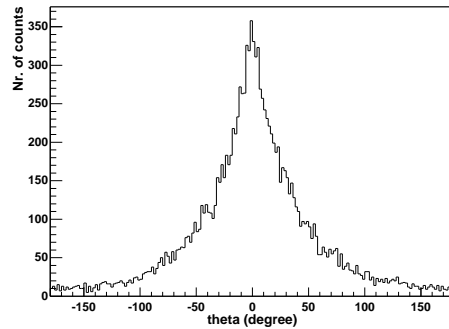


Abbildung 3.3: *Streuwinkel-Verteilung für 1 MeV-Elektronen*

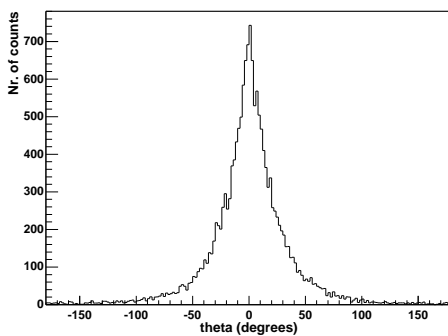


Abbildung 3.4: *Streuwinkel-Verteilung für 2 MeV-Elektronen*

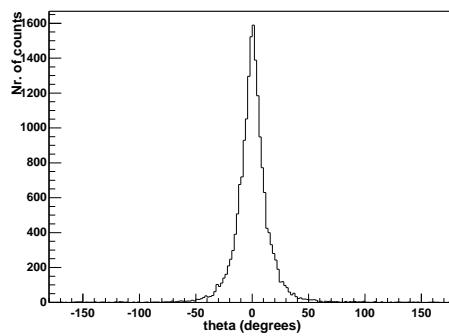
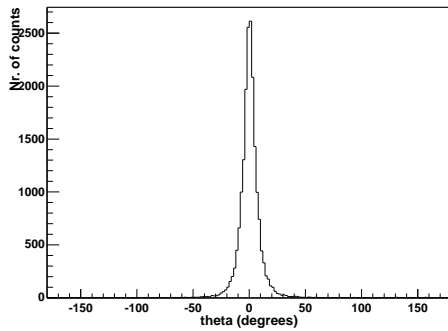


Abbildung 3.5: *Streuwinkel-Verteilung für 5 MeV-Elektronen*



Streuwinkel-Verteilungen der Elektronen aufgrund von Molière-Streuung für verschiedene kinetische Energien der Elektronen. Man erkennt deutlich die Abweichung von einer Gauß'schen Normalverteilung.

Abbildung 3.6: *Streuwinkel-Verteilung für 10 MeV-Elektronen*

Wie man sieht ist die tatsächliche Halbwertsbreite kleiner als man anhand der Gauß'schen Näherung vermuten würde. Es ergibt sich:

kin. Energie des Elektrons [keV]	Breite (FWHM in Grad)
500	48
1000	46
2000	28
5000	18
10000	12

Am interessantesten im Hinblick auf die Rekonstruktion der Spuren sind zwei Tatsachen:

- Die Verteilungsfunktion nimmt zu großen Winkeln hin stark ab.
Kleine Streuwinkel sind begünstigt
- Die Verteilung wird mit höherer Teilchen-Energie schmaler.
Je grösser die Energie des Teilchens, desto kleiner die Wahrscheinlichkeit für große Streuwinkel

Bethe-Bloch-Formel und Landau-Verteilung

Der Energie-Verlust geladener Teilchen beim Durchgang durch eine Materialschicht wird durch Ionisationen längs des Teilchenweges verursacht. Durch Stöße gibt das Elektron/Positron Energie an die Stoßpartner ab und verliert dadurch selbst an Energie. Der mittlere Energie-Verlust eines geladenen Teilchens beim Durchgang durch eine Materialschicht ist durch die Bethe-Bloch-Formel gegeben. Näherungsweise gilt nach [Pov94]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{m_e c^2} \frac{nz^2}{\beta^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right)$$

Hier bedeutet m_e die Elektronenmasse, n die Elektronendichte des Materials, I das mittlere Ionisations-Potential des Materials, z die Ladungszahl des Teilchens und $\beta = \frac{v}{c}$ (v ist die Geschwindigkeit des Teilchens). Nach einigen Umformungen und Einsetzen der Werte für Silizium und Elektronen/Positronen folgt:

$$\Delta E = 35.66 \cdot \left(\frac{k}{k - 261121.0} \cdot \left(7.6895 + \ln \frac{k - 261121.0}{261121.0} \right) \right) \cdot \Delta x$$

$$\text{wobei} \quad k = (E_{kin} + 511.0)^2$$

ΔE : Energie-Verlust durch Ionisation in keV

Δx : Im Material zurückgelegte Strecke in mm

E_{kin} : Kinetische Energie des Elektrons in keV

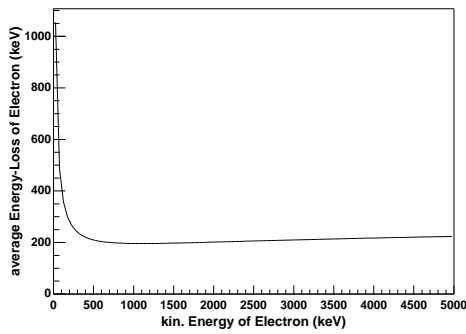


Abbildung 3.7: Mittleres Energie-Deposit (durch Ionisation) für eine 500 μ dicke Si-Schicht

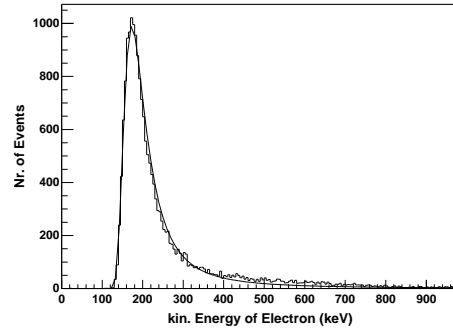


Abbildung 3.8: Energie-Deposit in einer 500 μ dicken Si-Schicht (kin. Energie der Elektronen : 1.0 MeV)

Der entsprechende Graph ist in Abb. 3.7 zu sehen. Man sieht, daß das mittlere Energie-Deposit für ca. 1 MeV ein Minimum annimmt. Zu grösseren Energien hin steigt das mittlere Energie-Deposit sehr langsam, zu niedrigeren Energien sehr schnell an. Zu dieser Formel sind einige Anmerkungen zu machen.

Erstens stellt der Ausdruck wirklich nur eine Näherung dar. D.h. eigentlich gibt es unterschiedliche Ausdrücke für den mittleren Energieverlust von Elektronen einerseits und Positronen andererseits [Bru93]. Das liegt in der Ununterscheidbarkeit der Teilchen bei Elektron-Elektron-Streuung begründet (Möller-Streuung), auf der ja letztlich der Energie-Verlust beruht. Für Positron-Elektron-Streuung muß dagegen von Bhabha-Streuung ausgegangen werden [Jau59][Hei54].

Zweitens ist für eine Platte der Dicke d , die das Teilchen durchläuft der tatsächliche Weg Δx , den das Teilchen nimmt vom Einfallswinkel abhängig

und aufgrund der oben erwähnten Mehrfach-Coulomb-Streuung zusätzlich einer Verteilung unterworfen. Selbst unter gleichen Ausgangsbedingungen durchläuft ein Teilchen jedesmal eine andere Strecke Δx . Das ist **mit** dafür verantwortlich, daß -drittens- die tatsächlich deponierte Energie stark um den entsprechenden Mittelwert schwankt.

Diese Abweichung lässt sich mit der Landau-Verteilung beschreiben [Lan44]. Graphisch dargestellt ist diese in Abb. 3.8. Das dargestellte Histogramm wurde mit den simulierten Daten von 1 MeV Elektronen gefüllt. Nach rechts ist die deponierte Energie in keV aufgetragen. Zusätzlich wurden die Daten mit einer Landau-Funktion gefittet. Zwei Dinge fallen besonders ins Auge. Erstens ist die Verteilung sehr breit (35 % FWHM). Zweitens besitzt sie einen "Schwanz" zu höheren Energien hin. Es treten also sehr große Abweichungen nach oben häufiger auf als sehr große Abweichungen zu niedrigen Energien hin. Die Landau-Verteilung wirkt sich jedoch trotz ihrer Breite nicht auf die Energie-Auflösung im D1 aus. Für die Messung der Gesamt-Energie einer Spur ist es irrelevant, in welchem Layer wieviel Energie deponiert wurde. Die Summe der Energie-Deposite bleibt in jedem Fall konstant. Es ergeben sich jedoch Konsequenzen für die Richtungsbestimmung der Spur (siehe Abschnitt 3.2.2).

Energie-Messung

Für die Energiemessung der Spuren spielt vor allem ein Punkt eine Rolle. Je höher die kinetische Energie des Elektrons, desto mehr Silizium-Layer "durchschlägt" es, wobei sich die entsprechenden Meßunsicherheiten aufaddieren. Gemäß der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung ergibt sich :

$$\sigma_{E_{ges}} = \sigma_E \cdot \sqrt{n}$$

bzw.

$$\sigma_{E_{ges}}(E) = \sigma_E \cdot \sum_{i=1}^N (p_i(E) \cdot \sqrt{i})$$

wobei :

$\sigma_{E_{ges}}$: Meßfehler der Energie der gesamten Spur

σ_E : Meßfehler in einem einzelnen Silizium-Layer

n : Anzahl der Treffer in der Spur

$p_i(E)$: Wahrscheinlichkeit, bei der kinetischen Energie E des Teilchens, eine Spur mit i Treffern zu finden

N : maximale Anzahl an Treffern pro Spur

Für 1 MeV Photonen ergibt sich damit unter Berücksichtigung der entsprechenden Verteilung der Treffer-Anzahlen näherungsweise eine Breite von 4.4 keV (1σ), für 2 MeV Photonen 5.3 keV (1σ) und für 4 MeV Photonen 7.1

keV (1σ) als Energie-Auflösung im D1. Eine weitere Unsicherheit ergibt sich dadurch, daß Elektronen den D1 verlassen und in den D2 gelangen. Dazwischen passieren sie aber eine Materialschicht (Die Oberseite der Photo-Dioden-Arrays zur Auslese der Kalorimeter). Abgesehen davon, daß dadurch der betreffende CsI-Stab “geblendet” wird (Das Teilchen erzeugt ein grosses Signal in der Photo-Diode) kann das Energie-Deposit nur mit der Bethe-Bloch-Formel abgeschätzt werden, was grosse Ungenauigkeiten bei der Messung der Spur-Energie verursacht (Landau-Verteilung). Ereignisse, bei denen dies der Fall ist werden deshalb verworfen. Für eine grössere MEGA-Version wird dieses Problem dadurch entschärft, daß bei einer grösseren Anzahl von Silizium-Layern automatisch weniger solche Ereignisse auftreten (mehr Elektronen werden im D1 gestoppt).

Was also die Energie-Deposite in den Si-Streifenzählern anbelangt, sind die für das weitere Vorgehen wesentlichen Punkte :

- Für kleine Teilchen-Energien steigt der mittlere Energie-Verlust stark an.
- Die Schwankungen um den erwarteten Mittelwert sind groß.

Eigenschaften der Spuren

Die Eigenschaften von Elektronen-Spuren ergeben sich nun aus dem Zusammenwirken aller oben erwähnten Mechanismen. Für eine typische Spur sieht das wie folgt aus :

Das Elektron “entsteht” irgendwo innerhalb eines Si-Wafers und durchläuft so eine im Mittel halb so große Strecke, wie es bei einem vollständigen Durchgang der Fall wäre. Entsprechend niedriger ist im Mittel das Energie-Deposit des 1. Treffers. Außerdem wird es um einen Winkel $\Delta\phi$ aus seiner ursprünglichen Richtung abgelenkt. Mit geringerer Energie trifft es auf den nächsten Si-Layer, deponiert mehr Energie und wird im Mittel um einen grösseren Winkel abgelenkt. Entsprechend steigen bei den folgenden Treffern Energie-Deposit und mittlerer Streuwinkel an, während die kinetische Energie immer stärker abnimmt. Zum Schluß gibt es zwei Möglichkeiten. Das Elektron kann die gesamte noch verbliebene kinetische Energie in einem Si-layer deponieren, woraus ein Treffer mit hohem Energie-Deposit resultiert. Das Elektron kann aber auch den entsprechenden Layer mit “letzter Kraft” durchlaufen und deponiert im folgenden Layer die restliche Energie, was als Treffer mit geringem Energie-Deposit in Erscheinung tritt.

In Abbildung 3.9 wird dies deutlich. Aufgetragen ist nach rechts die Nummer des Treffers in der Spur, nach oben das entsprechende Energie-Deposit. Die Breite der einzelnen Streifen ist proportional der Häufigkeit des betreffenden Energie-Deposits. Der zugrunde liegende Datensatz entspricht dem

in Abschnitt 3.2.2 verwendeten. Es wurden allerdings nur die 36745 Spuren mit 5 Treffern ausgewertet (kinetische Energie der Elektronen $\approx 2\text{MeV}$). Man erkennt zum einen, die starken Schwankungen aufgrund der Landau-Verteilung (Höhe der "Bäuche"). Zum anderen ist das, im Vergleich zu den anderen Treffern geringere, Energie-Deposit des ersten Treffers zu sehen. Für den letzten Treffer wird die Polarisierung der deponierten Energie deutlich. Ein grosser Teil weist höhere Energien als die Vorgänger auf, ein kleinerer Teil hat sehr geringe Energie-Deposite.

In Abbildung 3.10 ist analog die Entwicklung der Streuwinkel längs einer Elektronen-Spur dargestellt. Nach rechts ist die Nummer des entsprechenden Streuwinkels, nach oben der Streuwinkel in Grad aufgetragen. Der erste Streuwinkel ist der Winkel, um den das Elektron vom zweiten zum dritten Treffer gestreut wurde. Entsprechendes gilt für die weiteren Winkel. Die Graphik basiert auf einem Datensatz, für den 20000 Elektronen mit einer kinetischen Energie von 5 MeV simuliert wurden. Es wurden die Spuren mit 7 Treffern verwendet (deshalb 5 Streuwinkel). Man sieht, wie die Verteilung mit zunehmender Streuwinkelnummer breiter wird und der Mittelwert zunimmt. Insgesamt ist zu sagen, daß es sich bei den Spur-Eigenschaften, wie auch bei den Wechselwirkungsmechanismen, um statistische Aussagen handelt, die im Mittel für viele Spuren und Wechselwirkungen erfüllt sind. Für die Auswertung einzelner Spuren sind genaue statistische Aussagen jedoch nur von begrenztem Nutzen. Eine Spur stellt keine Stichprobe von Treffern dar, vielmehr handelt es sich um ein einzelnes Ereignis. Die Auswertung gleicht also dem Versuch, aus dem Ergebnis eines Wurfes mit einem Würfel auf die Eigenschaften des Würfels und das Zustandekommen des Ergebnisses zu schliessen.

3.2.2 Spurerkennung und -Rekonstruktion

Das Hauptproblem der Spurrekonstruktion bei MEGA liegt darin begründet, daß die Elektronen für den angestrebten Beobachtungsbereich von einigen MeV vergleichsweise niedrige kinetische Energien haben. Die Spuren sind deshalb aufgrund der Molière-Streuung stark gekrümmt, die Elektronen schlagen teilweise regelrechte Haken. Es treten u.a. sogar Rück-Streuungen auf. Auch die Landau-Verteilung der einzelnen Energie-Deposite erschwert vor allem die Richtungs-Bestimmung (Wenn die Spur geometrisch festliegt, stellt sich die Frage, in welcher Richtung das Elektron die Spur durchlaufen hat). Alle diese Hindernisse sind physikalischen Ursprungs und erleichtern nicht gerade die Auswertung. Aufgrund des statistischen Charakters einzelner Spuren ist es also sinnvoll, sich bei der Auswertung auf einige wesentliche Eigenschaften zu stützen. Diese folgen im Grossen und Ganzen aus den in Abschnitt 3.2.1 herausgestellten Punkten.

Im Einzelnen :

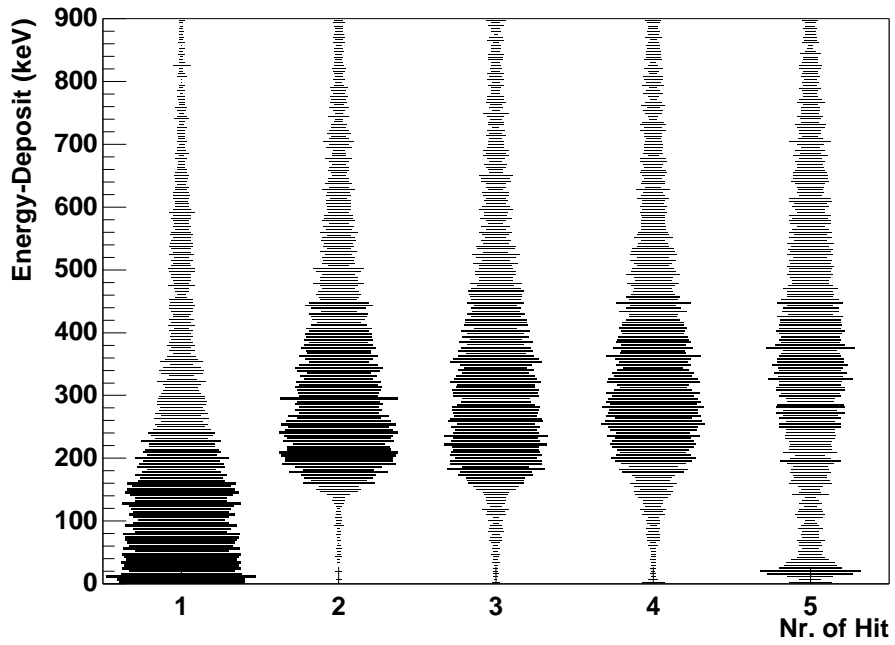


Abbildung 3.9: *Energie-Deposite längs der Elektronen-Spur*

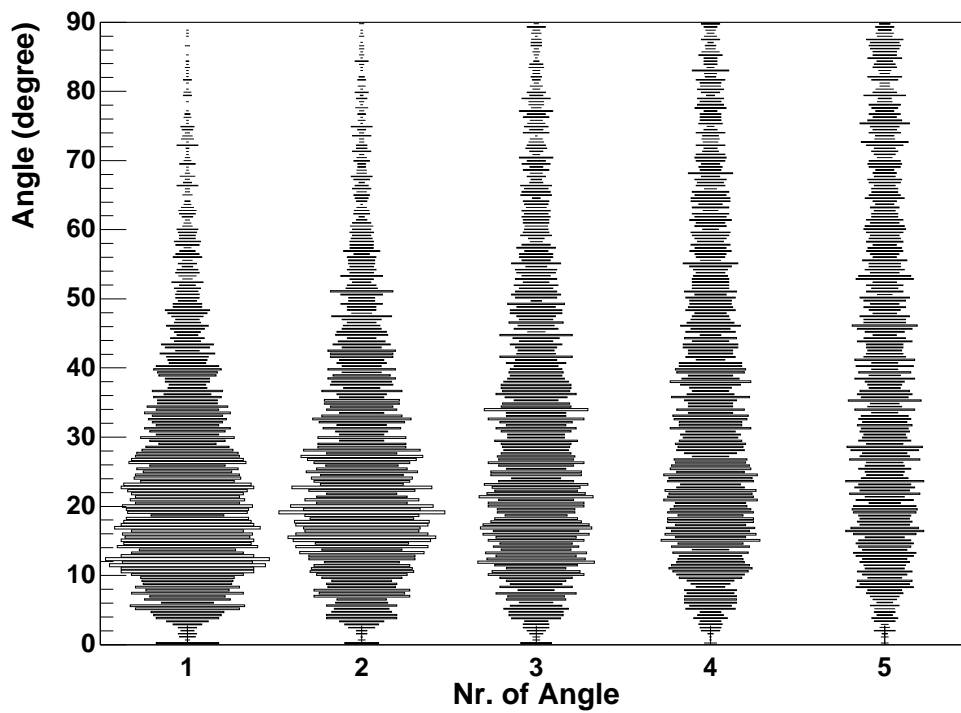


Abbildung 3.10: *Streuwinkel längs der Elektronen-Spur*

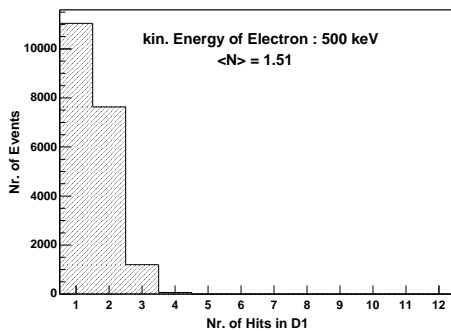


Abbildung 3.11: Verteilung der Treffer-Anzahlen und mittlere Treffer-Anzahl für 500 keV Elektronen

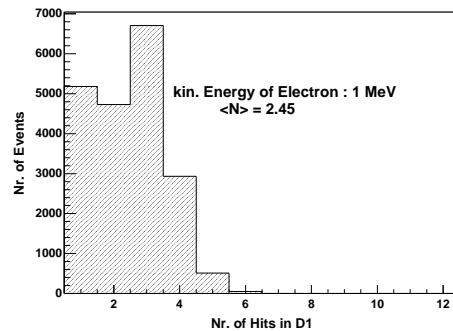


Abbildung 3.12: Verteilung der Treffer-Anzahlen und mittlere Treffer-Anzahl für 1.0 MeV Elektronen

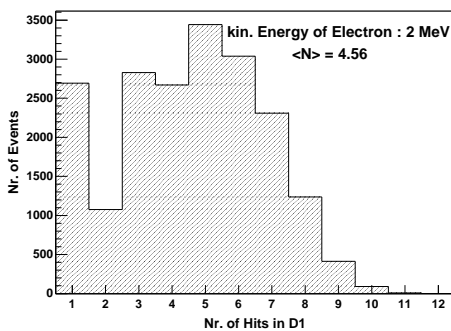


Abbildung 3.13: Verteilung der Treffer-Anzahlen und mittlere Treffer-Anzahl für 2.0 MeV Elektronen

In den Abbildungen 3.11 bis 3.13 ist dargestellt, wie viele Treffer im D1 bei verschiedenen Elektronen-Energien auftreten, bzw. welche mittlere Treffer-Anzahl daraus resultiert. Wie zu erwarten steigt die mittlere Treffer-Anzahl mit der Energie an. Zusätzlich sieht man, daß auch bei 2.0 MeV-Elektronen ein Teil der Elektronen in *einem* Silizium-Layer absorbiert wird. Dies sind diejenigen, deren Impuls-Vektor praktisch in der Layer-Ebene liegt. Die Daten stammen aus dem auch in Abschnitt 3.2.2 verwendeten Datensatz.

- Die Spuren sind vergleichsweise “gerade”
- Die Energie-Deposite nehmen längs der Spur zu
- Die Streuwinkel nehmen längs der Spur zu
- Die Spuren verzweigen sich nicht

Davon ausgehend kann man nun an die Rekonstruktion der Spur/Spuren gehen.

Die gesamte Auswertung beruht darauf, daß die einzelnen Energie-Deposite im Detektor bereits in aufbereiteter Form vorliegen (d.h. jedes Energie-Deposit mit x-,y-,z-Koordinate in einem globalen Koordinatensystem)

Das weitere Vorgehen zerfällt in mehrere Schritte.

Bildung von Clustern

Zuerst werden die einzelnen Treffer in D1 und D2 zu Gruppen (Im Folgenden Cluster genannt) zusammengefasst. Das ist insofern sinnvoll, als im D1 auch mehrere Wechselwirkungen des einfallenden Photons stattfinden können. So besteht z.B. die Möglichkeit, daß in einem Compton-Stoß eine Elektronenspür erzeugt wird und das gestreute Photon in einem zweiten Compton-Stoß im D1 eine weitere Spür produziert. Die beiden Spüren können so getrennt voneinander rekonstruiert werden. Im D2 tritt die Schwierigkeit auf, daß Elektronen/Positronen mit hohen Energien im D1 nicht gestoppt werden und in den D2 gelangen. Dort erzeugen sie einen Schauer, wobei mehrere benachbarte Szintillator-Kristalle ansprechen. In diesem Fall werden die entsprechenden Treffer zusammengefasst und im Folgenden wird nur noch mit dem Schwerpunkt der Energie-Deposite und der Gesamtenergie des Clusters weitergerechnet.

Die Methode der Clusterbildung ist in beiden Fällen im Prinzip die gleiche und basiert auf einem rekursiven Algorithmus :

Man beginnt mit einem Treffer, der praktisch eine Art Kondensationskeim darstellt. Für diesen Treffer werden nun alle weiteren Treffer daraufhin überprüft, ob sie zum selben Cluster gehören, d.h. ihr Abstand zu diesem Treffer ist kleiner als 1 cm (Das ist die Breite zweier Kristallstäbe zusammen). Diejenigen für die das der Fall ist, werden entsprechend markiert. Nun werden für jeden dieser markierten Treffer wieder sämtliche anderen Treffer, die noch nicht markiert sind auf ihre Zugehörigkeit zu diesem Cluster überprüft und markiert. Für die neu hinzugekommenen Treffer verfährt man ebenso. Das wiederholt man so lange, bis keine Treffer mehr gefunden werden, die zum Cluster gehören. Anschliessend beginnt man wieder von vorne und bildet auf die gleiche Weise die anderen Cluster. Man wiederholt diese Prozedur so lange, bis kein unmarkierter Treffer mehr übrig ist.

Abbildung 3.14 zeigt schematisch das Ergebnis einer Cluster-Bildung für ein MEGA-Ereignis. Die Punkte stellen einzelne, nachgewiesene Energie-Deposite dar. Zuerst werden die Cluster im D2 gebildet (Eingerahmte Punkte in den schraffierten Blöcken), danach die Cluster im D1. Aus Abb. 3.14 geht auch hervor, daß Cluster geschachtelt werden können. So wird hier ein D2-Cluster als Teil der langen Spür interpretiert.

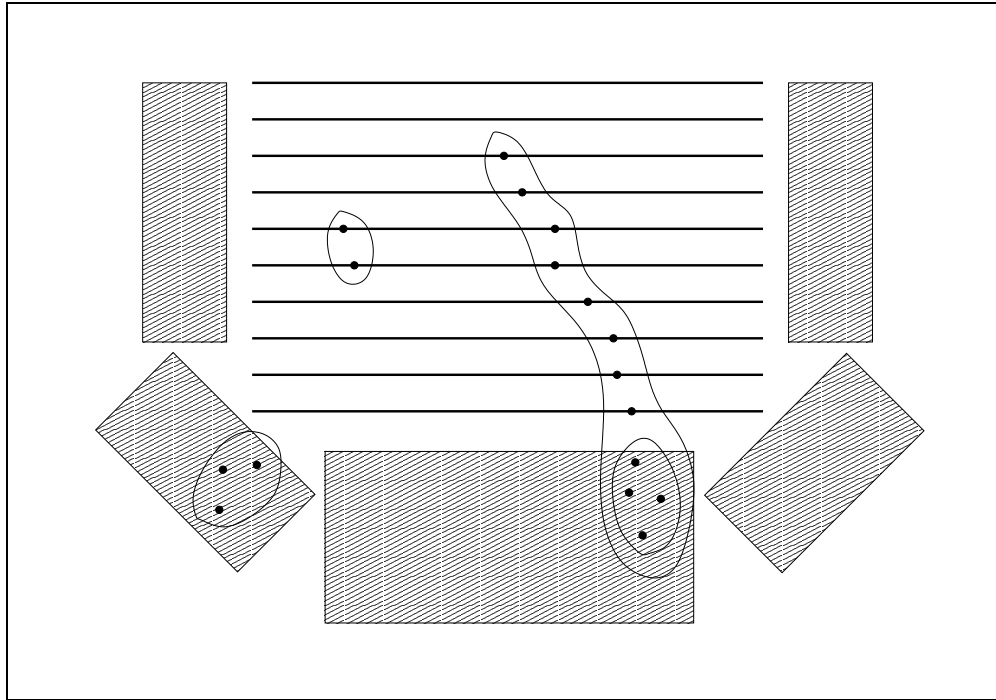


Abbildung 3.14: Schematische Darstellung von Clustern im MEGA-Detektor

Geometrische Spur-Rekonstruktion

Die Rekonstruktion der Spur/Spuren erfolgt nun für jeden dieser Cluster getrennt, wobei pro Cluster maximal zwei Spuren zugelassen werden (Mehr macht keinen Sinn, da die Auswertung sonst mit grosser Wahrscheinlichkeit falsch wird). Um nun die Spur/Spuren zu bestimmen, geht man wie folgt vor:

Zuerst berechnet man für den zu trackenden Cluster alle Verbindungs-Linien von Energie-Deposits, die in benachbarten Silizium-Layern liegen, sowie alle Verbindungs-Linien zwischen Energie-Deposits im untersten Layer und Treffern bzw. Clustern im Bodenteil des D2. Diese Verbindungs-Linien werden im Folgenden Track-Segmente genannt und alle Operationen spielen sich auf der Menge dieser Track-Segmente ab. Diese Ausgangs-Menge wird \mathcal{S}_1 genannt. Im nächsten Schritt wird ein Anfangs-Segment $s_1 \in \mathcal{S}_1$ gesucht. Wie, das wird weiter unten erläutert. Die eigentliche Spur-Rekonstruktion basiert nun auf einem iterativen Verfahren. Zu einem aktuellen Segment s_n wird ein Nachfolger s_{n+1} bestimmt und zu einer Menge von Track-Segmenten \mathcal{S}_n wird eine Menge $\mathcal{S}_{n+1} \subset \mathcal{S}_n$ gebildet gemäß:

$$s_{n+1} = t \in \mathcal{N}_{s_n} \mid d(s_n, t) \geq d(s_n, s) \quad \forall s \in \mathcal{N}_{s_n}$$

$$\mathcal{S}_{n+1} = \mathcal{S}_n \setminus \{\mathcal{N}_{s_n} \cup \{s_n\}\}$$

wobei:

$$\mathcal{N}_{s_n} = \{t \in \mathcal{S}_n \setminus \{s_n\} \mid t \diamond s_n\}$$

$$t \diamond s = \begin{cases} \text{wahr} & | \text{t und s haben einen gemeinsamen Endpunkt} \\ \text{falsch} & | \text{sonst} \end{cases}$$

$$d(s, t) = \angle(s, t) \quad \text{falls } t \diamond s$$

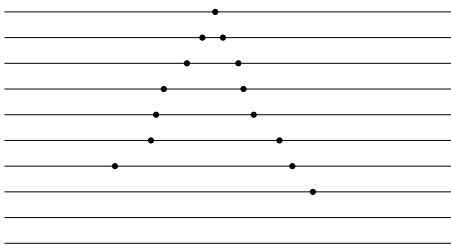
\mathcal{N}_{s_n} ist die Menge aller Nachbarn eines Segments s_n .

$t \diamond s$ bedeutet, daß t und s benachbart sind.

$d(s, t)$ ist der Winkel, den t und s einschliessen.

Ausgehend von einem Anfangs-Segment s_1 und der Grundmenge aller Track-Segmente \mathcal{S}_1 wird dieser iterative Schritt so lange ausgeführt, bis entweder $\mathcal{N}_{s_n} = \{\}$ oder ein anderes Kriterium dafür spricht, daß die aktuelle Spur zu Ende ist. Diese Kriterien werden weiter unten erläutert. Im iterativen Schritt wird also zu einem aktuellen Track-Segment das "günstigste" Nachfolge-Segment bestimmt ($s_n \rightarrow s_{n+1}$) und anschliessend alle nicht benötigten Segmente entfernt ($\mathcal{S}_n \rightarrow \mathcal{S}_{n+1}$). Im Prinzip wird bei diesem Vorgehen von einem Anfangspunkt aus in N-1 Iterationen die "geradeste" Spur konstruiert. Das N-Tupel $(s_1, s_2, \dots, s_{N-1}, s_N)$ legt am Schluß die rekonstruierte Spur fest. Die Menge \mathcal{S}_N muß dann nicht notwendigerweise leer sein. Die Menge der verbliebenen Segmente \mathcal{S}_N dient dann als Ausgangs-Menge $\tilde{\mathcal{S}}_1$ einer weiteren Spur-Rekonstruktion nach dem selben Schema.

Illustriert wird dies am Beispiel eines Paar-Ereignisses. Es sind als horizontale Linien die Ebenen von Silizium-Streifenzählern angedeutet. Die einzelnen Energie-Deposite sind als dicke Punkte dargestellt. Der Ort der Paar-Bildung (Vertex) ist gut zu erkennen.



In 3.15 sind schematisch die Orte der Energie-Deposite eines Paar-Ereignisses dargestellt. Ausgehend von diesen Treffern müssen nun die beiden Spuren rekonstruiert werden.

Abbildung 3.15: *Energie-Deposite eines Paar-Ereignisses*

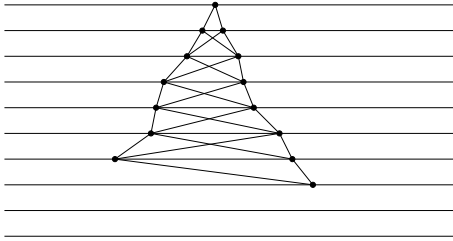


Abbildung 3.16: Menge aller relevanten Track-Segmente

Im nächsten Schritt werden sämtliche Verbindungs-Linien von Treffern, die auf benachbarten Silizium-Layern liegen, berechnet. Aus einigen dieser Geraden-Stücke lassen sich die tatsächlichen Wege von Elektron/Positron zusammensetzen. Diese Stücke werden im Folgenden Track-Segmente genannt. Abb. 3.16 zeigt diese Track-Segmente.

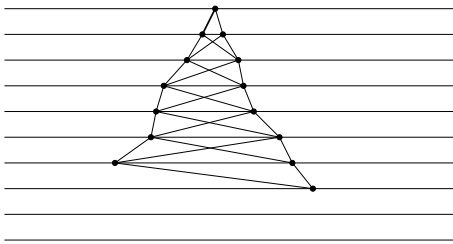


Abbildung 3.17: Menge aller relevanten Track-Segmente mit markiertem Anfangs-Segment

Nun muß ermittelt werden, mit welchem Segment eine Spur beginnt. Das entsprechende Vorgehen wird später beschrieben. Hier (Abb. 3.17) ist der Anfang der ersten Spur als dickere Linie markiert.

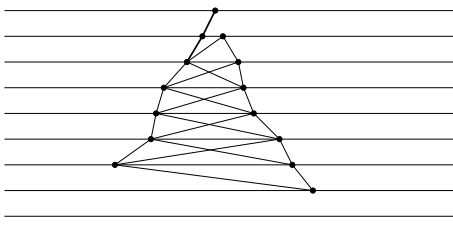


Abbildung 3.18: Erster Schritt beim Tracking-Algorithmus

Im ersten Schritt des Tracking-Algorithmus wird das "günstigste" Nachfolge-Segment des eben bestimmten Anfangs gesucht. Es wird dasjenige markiert, das den kleinsten Winkel mit dem Vorgänger-Segment einschliesst (**Die Spur soll möglichst gerade sein**). Alle anderen angrenzenden Segmente werden entfernt (**Das Teilchen kann nur einen Weg genommen haben - Spuren verzweigen sich nicht**).

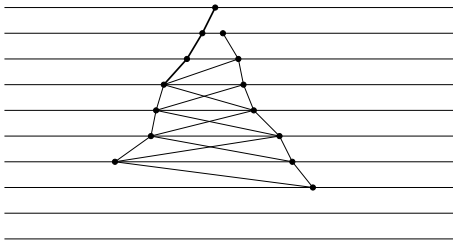


Abbildung 3.19: *Iterativer Schritt beim Tracking-Algorithmus*

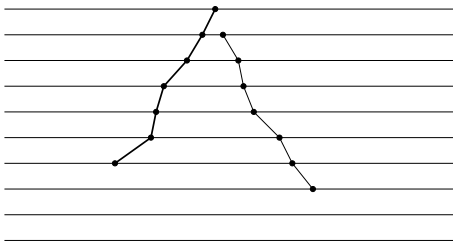


Abbildung 3.20: *Fertig getrackte Spur*

Es wird zum letzten markierten (d.h. zur Spur gehörenden) Segment aus allen angrenzenden, noch nicht markierten, Segmenten das günstigste (kleinster Winkel) ausgewählt und markiert. Alle anderen angrenzenden, nicht markierten Segmente werden entfernt. Dieser Schritt wird so lange wiederholt, bis das Ende der Spur erreicht ist. Die Kriterien für das Spur-Ende werden weiter unten erläutert. Die Spur wird quasi aus dem Geflecht der Track-Segmente herausgeschält.

Ist das Ende der Spur erreicht, werden sämtliche, an das End-Segment angrenzenden, Segmente entfernt. Die fertig getrackte Spur liegt nun als geordnete Menge von Track-Segmenten vor. Die verbliebenen Segmente gehören zu einer weiteren Spur, die analog rekonstruiert wird.

Es fällt auf, daß bei der zweiten Spur das Anfangs-Segment fehlt. Das liegt im Tracking-Algorithmus begründet. Es wird davon ausgegangen, daß sich Spuren nicht verzweigen. Solche Situationen treten nur bei Paar-Erzeugungen auf (beide Spuren haben einen gemeinsamen Anfangspunkt) und lassen sich später richtig interpretieren, wenn die Paar-Erzeugung als solche erkannt ist.

Die wesentlichen Schwierigkeiten sind :

1. Mit welchem Segment beginnt man
2. Wann endet eine Spur

Zu 1:

Zum jetzigen Zeitpunkt werden je nach Komplexität des Problems (Anzahl der Treffer im D1) zwei verschiedene Verfahren angewandt.

Im Fall einfacher Ereignisse (7 oder weniger Treffer) werden nacheinander

alle Segmente als Ausgangspunkte des oben beschriebenen Algorithmus verwendet. Aus sämtlichen Resultaten wird das plausibelste ausgewählt. Für jedes Ergebnis wird ein Bewertungsparameter k wie folgt berechnet:

$$k = n + m + \langle \Delta\phi \rangle$$

wobei :

$$\langle \Delta\phi \rangle = \sum_{\text{alle Spuren}} \left(\sum_{i=1}^{N_{Spur}} \Delta\phi_i \right)$$

n : Anzahl der gefundenen Spuren

m : Anzahl der keiner Spur zugeordneten Treffer

$\langle \Delta\phi \rangle$: über alle Spuren gemittelter Streuwinkel

$\Delta\phi_i$: i -ter Streuwinkel der entsprechenden Spur

N_{Spur} : Anzahl der Streuwinkel der betreffenden Spur

Für die weitere Auswertung wird das Resultat mit dem kleinsten k verwendet. Bevorzugt werden also Resultate mit möglichst wenigen Spuren, kleinen Streuwinkeln innerhalb der Spuren und möglichst keinen isolierten Treffern.

Für mehr als 7 Treffer beansprucht dieses Verfahren zu viel Rechenzeit, da die Anzahl der Track-Segmente sehr stark mit der Treffer-Anzahl ansteigt. Man muß sich also geeignete Vereinfachungen überlegen. Hier ist eine der oben erwähnten Eigenschaften von Spuren hilfreich. Das Energie-Deposit nimmt längs der Spur zu. Eine Möglichkeit einen Anfang zu finden ist also, den Energie-Schwerpunkt der Track-Segmente zu berechnen. Das erste Teilstück der Spur ist mit grosser Wahrscheinlichkeit dasjenige, das vom Energie-Schwerpunkt die grösste Entfernung hat. Um sicher zu gehen, daß man den richtigen Anfang findet, werden für jede Spur nacheinander die beiden am weitesten vom Schwerpunkt entfernten Segmente als Anfangs-Segmente des eigentlichen Tracking-Algorithmus verwendet. Man erhält so mit zwei getesteten Anfängen pro Spur und zwei Spuren pro Cluster $2 \times 2 = 4$ Möglichkeiten. Für diese wird, analog dem Vorgehen für Ereignisse mit weniger als 7 Treffern, jeweils der Bewertungsparameter k berechnet und das Resultat mit dem kleinsten k verwendet.

Zu 2:

Zum einen kann man davon ausgehen, daß Elektronen, die nach ihrem Weg durch die Silizium-Streifenzähler die Kalorimeter erreichen dort endgültig absorbiert werden. D.h eine Spur, die in den D2 erreicht, endet dort auch. Zum

anderen wird ein fließender Mittelwert $\langle \Delta\Phi \rangle_n$ der Streuwinkel gemäß $\langle \Delta\Phi \rangle_{n+1} = \frac{1}{2} \cdot (\langle \Delta\Phi \rangle_n + \Delta\phi_n)$ gebildet, während sich der Algorithmus an der Spur “entlang hangelt”. Findet man kein passendes Segment mehr, das mit dem aktuellen Segment einen Winkel kleiner als das vierfache (Faktor 4.0 wurde als Optimum ermittelt) dieses fließenden Mittelwertes einschliesst, geht man davon aus, daß es sich um das Ende der Spur handelt. Der letzte Streuwinkel wäre zu groß. Dieses Vorgehen gewährleistet, im Gegensatz zur Verwendung eines festen Cut-off-Winkels, eine dynamische Anpassung an die Eigenschaften der speziellen Spur. Bei Spuren, die aufgrund einer hohen Teilchen-Energie eher gerade sind, wird automatisch davon ausgegangen, daß sie weiter gerade verlaufen. Zunehmende Krümmung wird jedoch mit berücksichtigt. Spuren, die am Anfang schon grosse Streuwinkel aufweisen, werden entsprechend grössere “Ausrutscher” zugestanden.

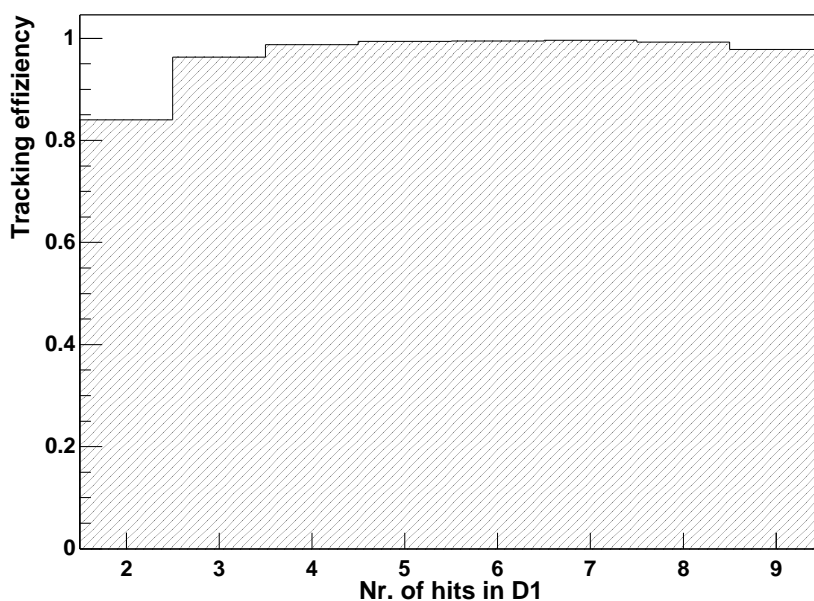


Abbildung 3.21: Effizienz der geometrischen Spurrekonstruktion (1.0 entspricht 100%)

Abbildung 3.21 zeigt die Effizienz der geometrischen Spurrekonstruktion. Es ist nach rechts die Anzahl der Treffer im D1, nach oben der Prozentsatz (1.0 = 100%) der Ereignisse, bei denen genau eine Spur gefunden wurde, aufgetragen. Der, mit 84% relativ niedrige Wert bei zwei Treffern ist darauf zurückzuführen, daß bei der Clusterbildung im D1 der Abstand der beiden Treffer zu groß ist und diese damit als zwei getrennte Treffer interpretiert werden. Für grössere Treffer-Anzahlen steigt der Wert rasch auf nahezu 100% an. Der Graphik liegen die Simulations-Daten von 100000 simulierten Elek-

tronen mit kinetischen Energien von 0.5 MeV, 1.0 MeV, 2.0 MeV, 5.0 MeV und 10 MeV zugrunde.

Richtungsbestimmung

Hat man nun eine zusammenhängende Spur ermittelt, so ist für die weitere Auswertung von entscheidender Bedeutung, in welcher Richtung das Teilchen die Spur durchlaufen hat. D.h. was ist der Anfang, was das Ende der Spur. Bestimmt man nämlich den Anfangspunkt der Spur falsch, geht man im Falle eines Compton-Ereignisses erstens von einem falschen Ort des Compton-Stosses aus und zweitens wird auch noch der falsche Sektor auf dem Ereignis-Kreis ausgewählt (siehe Abschnitt 2.1). Das Ereignis wird also komplett falsch interpretiert. Illustriert wird diese Art der Fehl-Interpretation in Abb. 3.22. Dargestellt sind die Elektronen-Spur (Dicke Linie im D1), sowie

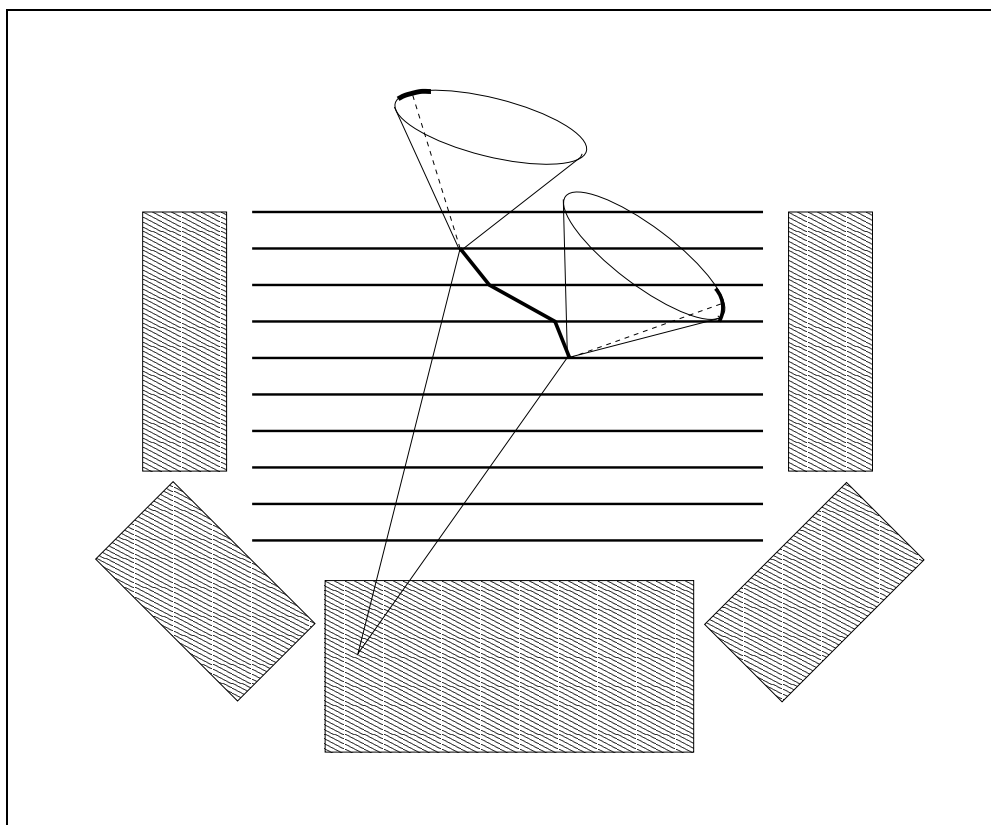
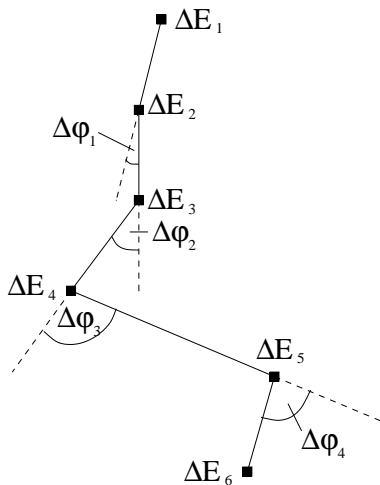


Abbildung 3.22: Schematische Darstellung einer Fehlinterpretation durch falsche Richtungsbestimmung der Spur

die beiden Ereignis-Kegel, die sich für richtige und falsche Interpretation ergeben. Auf diesen Kegeln ist nun jeweils der Kreissektor markiert (Dickere Linie), der die Herkunft des Photons angibt. Man sieht also, daß diese Richtungsbestimmung ein heikler Punkt ist. Bestimmt sie doch letztlich ,wieviele

Compton-Ereignisse richtig rekonstruiert werden und wieviele aufgrund von Fehl-Interpretation zum Hintergrund beitragen. Es müssen also geeignete Methoden gefunden werden, mit deren Hilfe man sicher die Spur-Richtung ermitteln kann. Hier kommen einem zwei Spur-Eigenschaften (siehe 3.2.1) entgegen. Zum einen die Zunahme der Energie-Deposite zum anderen die Zunahme der Streuwinkel längs der Spur.

Die Streuwinkel-Zunahme spielt für niedrige Teilchen-Energien aber kaum eine Rolle. Für eine Spur mit N Treffern hat man $N - 2$ Streuwinkel, so daß erst für Spuren mit mehr als 4 Treffern überhaupt von einer Zu- oder Abnahme der Streuwinkel gesprochen werden kann. Solche Spuren kommen aber bei niedrigen und mittleren Energien (einige MeV) selten vor (siehe 3.2.1). Außerdem ist die Statistik in jedem Fall schlechter als für die Energie-Deposite. Die hier angewandte Methode basiert auf der Statistik der Energie-Deposite und der Streuwinkel. Die einzelnen Treffer der Spur liegen nach dem eigentlichen Tracking bereits geordnet vor. Man muß also lediglich prüfen, in welcher Reihenfolge sie geordnet sind (*Anfang* \dots *Ende* oder *Ende* \dots *Anfang*). Eine ebenso einfache wie effektive Lösung bietet die Berechnung der Kovarianz von Treffer-Nummer und entsprechendem Energie-Deposit bzw. Streuwinkel.



Hier ist als Beispiel eine Elektronen-Spur mit sechs Treffern dargestellt. Die Energie-Deposits ΔE_i und Streuwinkel $\Delta \phi_j$ sind längs der Spur geordnet und die für die Berechnung der Kovarianzen benutzten Größen sind eingezeichnet. Energie-Deposits sind als schwarze Rechtecke dargestellt.

Abbildung 3.23: *Eine Spur mit Streuwinkeln und Energie-Deposits*

Die Treffer und Streuwinkel seien geordnet und mit Indizes versehen.

$i = 1, \dots, N$ N : Anzahl der Treffer in der Spur

$j = 1, \dots, M$ M : Anzahl der Streuwinkel in der Spur ($N-2$)

Es gilt dann :

$$c_E = cov(i, \Delta E_i) = \sum_{i=1}^N (\Delta E_i - \langle \Delta E \rangle) \cdot (i - \langle i \rangle)$$

$$c_\varphi = \text{cov}(j, \Delta\varphi_j) = \sum_{j=1}^M (\Delta\varphi_j - \langle \Delta\varphi \rangle) \cdot (j - \langle j \rangle)$$

wobei :

$$\langle \Delta E \rangle = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N \Delta E_i$$

$$\langle \Delta\varphi \rangle = \frac{1}{M} \cdot \sum_{j=1}^M \Delta\varphi_j$$

$$\langle i \rangle = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N i = \frac{N+1}{2}$$

$$\langle j \rangle = \frac{1}{M} \cdot \sum_{j=1}^M j = \frac{M+1}{2}$$

ΔE_i : Energie-Deposit des Treffers mit Index i

$\Delta\varphi_j$: j -ter Streuwinkel in der Spur

Eine Eigenschaft der c_E bzw. c_φ ist, daß sich die Werte nur im Vorzeichen unterscheiden, falls man die Spur in der einen bzw. anderen Richtung durchläuft. Denkt man sich das Energie-Deposit ΔE_i bzw. die Streuwinkel $\Delta\varphi_j$ gegen den Index i/j aufgetragen, so berechnet man mit c_E und c_φ im Prinzip die Steigung einer Ausgleichsgeraden durch die Punkte $(i, \Delta E_i)$ bzw. $(j, \Delta\varphi_j)$. Ist diese positiv, so bedeutet das nichts anderes, als daß Energie-Deposits bzw. die Streuwinkel mit wachsendem Treffer-Index zunehmen. Entsprechend ist dann $c_E/c_\varphi < 0$ für die Gegenrichtung. Ist der Ausdruck c_E bzw. c_φ positiv, so ist davon auszugehen, daß die Treffer bereits in der richtigen Reihenfolge vorliegen. Veranschaulicht wird dies durch Abb. 3.24. Dargestellt ist ein 2D-Histogramm, in Konturlinien-Darstellung. Nach rechts ist c_φ , nach oben $\frac{1}{1700.0} \cdot c_E$ aufgetragen (durch den Faktor $\frac{1}{1700.0}$ werden die Varianzen angeglichen). Die Konturlinien sind Linien gleicher Ereignis-Anzahl. Das Histogramm wurde mit den Daten von 100000 simulierten Elektronen-Spuren mit mehr als 3 Treffern (kin. Energie zu gleichen Anteilen 0.5, 1.0, 2.0, 5.0, 10.0 MeV) gefüllt. Der Startpunkt liegt im obersten Layer (die Tiefe im Layer ist gleichverteilt über die gesamte Dicke, um die Verhältnisse bei einem Compton-Stoß zu simulieren). Die Anfangs-Richtung ist isotrop verteilt. c_φ und c_E wurden für die korrekte Spur-Richtung berechnet. Würde man zur Richtungs-Bestimmung nur $c_E > 0$ bzw. $c_\varphi > 0$ als Kriterium verwenden, wären die richtig interpretierten Ereignisse diejenigen oberhalb der horizontalen bzw. rechts der vertikalen Linie. Die beiden Größen c_E und c_φ sind aber nun ihrerseits positiv korreliert. Physikalisch ist dies klar, da bei einer Zunahme der Energie-Deposits längs der Spur auch die Streuwinkel zunehmen sollten. Diese Tatsache kann man ausnutzen, um mit grösster

Sicherheit die Richtung der Spur zu bestimmen. Berechnet man einen Parameter $c = \frac{1}{1700.0} \cdot c_E + c_\varphi$, so liegen sämtliche Spuren mit $c > 0$ oberhalb und rechts der diagonalen Linie. Man sieht, daß für die richtige Richtung der Großteil der Spuren positive Werte für c aufweist (oberhalb der Diagonalen). $c > 0$ stellt also ein zuverlässiges Kriterium dar, mit dessen Hilfe man die korrekte Richtung einer Elektronen-Spur im D1 bestimmen kann. Die Richtung wird so in bis zu 95% der Fälle richtig ermittelt (je nach Treffer-Anzahl). Für Spuren mit weniger als 4 Treffern kann c_φ jedoch nicht berechnet werden. Man ist also allein auf c_E angewiesen.

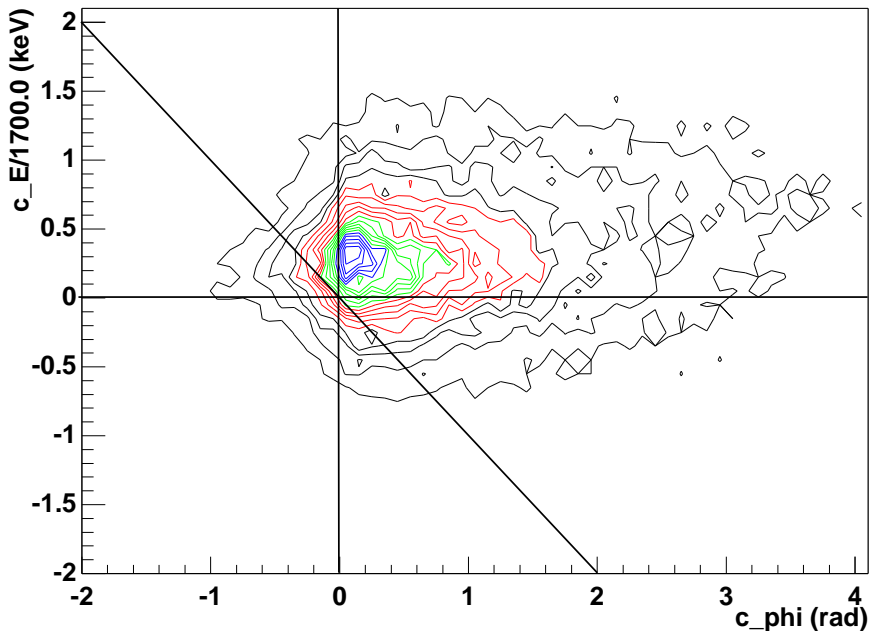


Abbildung 3.24: *Richtungs-Bestimmung der Elektronen-Spuren*

Probleme treten insbesondere für kurze Spuren (zwei oder drei Treffer) auf, da die einzelnen Energie-Deposite durch die Landau-Verteilung starken Schwankungen unterworfen sind. Mit zunehmender Trefferzahl wird die Statistik besser und die Richtungsbestimmung sicherer. Daß diese Methode trotzdem für kurze Spuren vergleichsweise gute Resultate liefert, liegt daran, daß der jeweils erste Treffer einer Spur ein relativ niedriges Energie-Deposit aufweist. Der Compton-Stoß findet irgendwo im Silizium-Layer statt und das Elektron durchläuft eine kürzere Distanz (siehe 3.2.1).

In Abbildung 3.25 ist für den gleichen Datensatz (vgl. Abbildung 3.24) die Effizienz der Richtungs-Bestimmung dargestellt. Nach rechts ist die Treffer-

Anzahl der Spuren aufgetragen, nach oben die relative Häufigkeit der korrekt interpretierten Spuren. Für Spuren mit einem Treffer werden natürlich 100 % der Spurrichtungen richtig erkannt. Bei zwei Treffern liegt die Wahrscheinlichkeit für richtige Bestimmung der Spur-Richtung bei ca. 80 %. Die schlechtesten Ergebnisse erhält man für Spuren mit drei Treffern. Das liegt daran, daß mit grosser Wahrscheinlichkeit der dritte Treffer ein niedriges Energie-Deposit aufweist und damit die Verteilung der Energie auf die Treffer der Spur symmetrisch ist. “Vorne” und “Hinten” können nicht unterschieden werden. Für Spuren mit vier und mehr Treffern kann nun auch die Kovarianz der Streuwinkel c_φ berechnet werden und der Anteil der richtig interpretierten Spuren steigt wieder an.

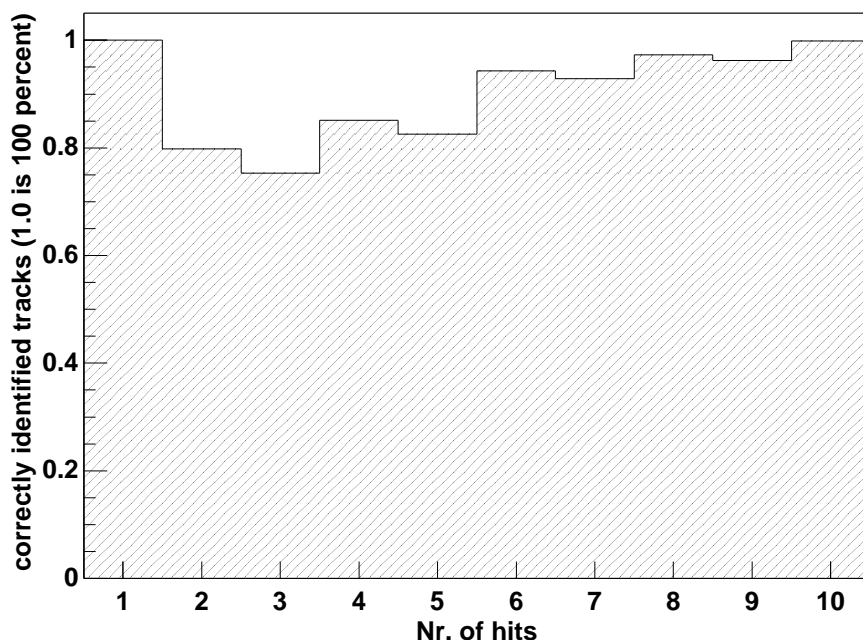


Abbildung 3.25: *Effizienz der Richtungserkennung*

3.3 Klassifizierung und weitere Rekonstruktion

3.3.1 Klassifizierung

Sind die Teilchen-Spuren im D1 erkannt, ist der nächste wichtige Schritt die Klassifizierung. Welche Art von Ereignis hat im Detektor stattgefunden? Je nach Typ erfolgt die weitere Auswertung. Hier werden neben den grundle-

genden Wechselwirkungs-Mechanismen Compton-Stoß und Paar-Erzeugung folgende Typen unterschieden:

- Einfacher Compton-Stoß ohne Spur.
*Im Prinzip wie ein klassisches COMPTEL-Event:
Das γ -Photon wird im D1 Compton-gestreut und erfährt im D2 eine weitere Wechselwirkung. Das entsprechende Compton-Elektron wird in dem Silizium-Layer, in dem der Stoß stattfand absorbiert (\Rightarrow keine Spur im D1).*
- Einfacher Compton-Stoß mit Spur.
Das Compton-Elektron der ersten Wechselwirkung verlässt den Ursprungslayer und erzeugt weitere Treffer in anderen Layern (\Rightarrow eine Spur im D1).
- Doppelter Compton-Stoß.
Nach einem ersten Compton-Stoß im D1 findet ein weiterer Compton-Stoß im D1 statt. Das gestreute Photon erfährt weitere Wechselwirkungen im D2 (\Rightarrow zwei einzelne Treffer, ein einzelner Treffer und eine Spur oder zwei Spuren im D1). Dieser Ereignis-Typ wird zwar im Rahmen der Klassifizierung erfaßt, eine Auswertung erfolgt zum jetzigen Zeitpunkt allerdings nicht.
- Paar-Erzeugung.
Im D1 findet eine Paar-Erzeugung statt. Elektron und Positron erzeugen jeweils eine Spur (\Rightarrow zwei Spuren im D1).
- Andere Ereignisse.
*Es finden im MEGA-Detektor, außer den oben genannten, noch eine ganze Reihe verschiedene, nicht direkt auswertbare Ereignisse statt. Beispiele wären etwa:
Wechselwirkungen des einfallenden γ -Photons zuerst im D2, dann im D1, wobei das Elektron den Detektor verläßt, Wechselwirkungen des Photons mit insensitivem Material bevor es im D2 registriert wird usw.*

Die Klassifizierung erfolgt zum jetzigen Zeitpunkt mit einem sehr einfachen Verfahren.

Die Einzel-Ereignisse werden anhand der Ergebnisse des Tracking-Algorithmus beurteilt. Wurde **eine** Spur/Treffer erkannt und liegt **mindestens ein** Treffer im D2 vor, so wird das Ereignis als einfacher Compton-Stoß behandelt.

Wurden **zwei** Spuren ermittelt, gibt es zwei Möglichkeiten:

- Ist der minimale Abstand zwischen den Spuren kleiner als 1 cm, so wird das Ereignis als Paar-Bildung interpretiert.

- Ist der minimale Abstand zwischen den Spuren grösser als 1 cm und liegt zusätzlich ein Treffer im D2 vor, so wird das Ereignis als doppelter Compton-Stoß behandelt.

Alle anderen Ereignisse werden zur vierten Kategorie (Andere Ereignisse) gezählt, da eine einfache Auswertung hier nicht möglich ist.

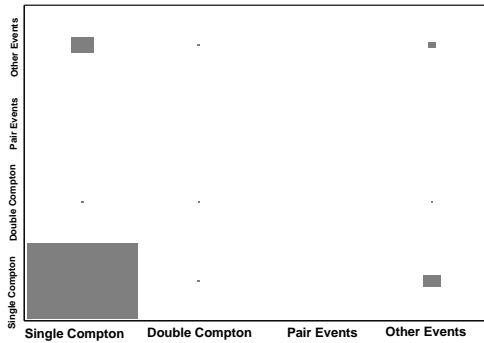


Abbildung 3.26: Ereignis-Interpretation bei 1 MeV Photonen

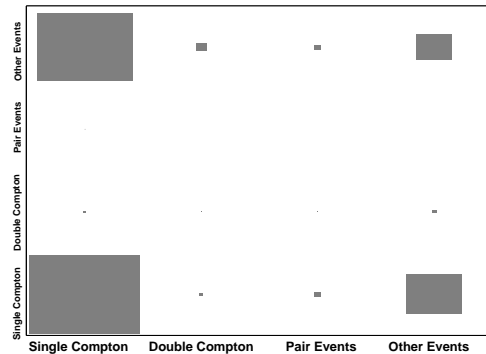


Abbildung 3.27: Ereignis-Interpretation bei 3 MeV Photonen

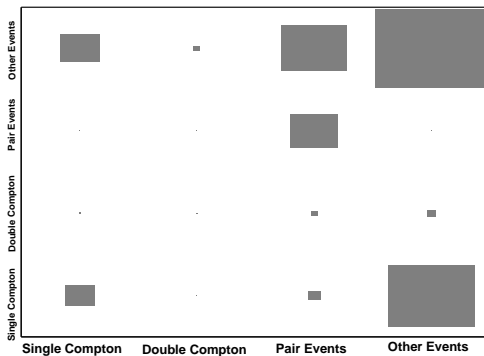


Abbildung 3.28: Ereignis-Interpretation bei 10 MeV Photonen

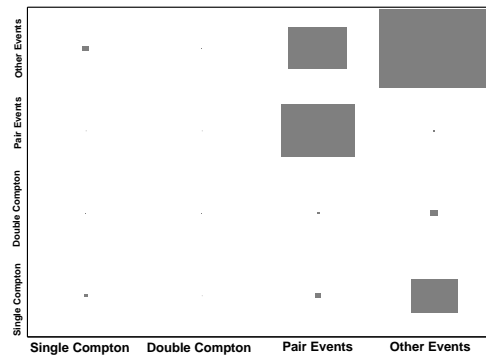


Abbildung 3.29: Ereignis-Interpretation bei 50 MeV Photonen

Natürlich kommt es zu Fehlinterpretationen. In den Abb. 3.26 bis 3.29 wird dies für verschiedene Photon-Energien anschaulich dargestellt. Nach rechts ist der tatsächliche Typ des Ereignisses aufgetragen, nach oben die Kategorie, in die das Ereignis nach der Analyse eingeordnet wurde. Die Grösse der Rechtecke ist proportional der Anzahl der Ereignisse. Die Flächen aller Rechtecke zusammen entsprechen 100%. Das Rechteck, das in der dritten Spalte von links und der vierten Zeile von oben liegt, repräsentiert also Paar-Bildungen, die als einfache Compton-Stösse interpretiert wurden. Analoges gilt für die anderen Einträge dieser Matrix. Die richtig interpretierten Ereignisse liegen auf der Diagonalen von links unten nach rechts oben. Die

restlichen Matrix-Elemente geben an, wieviele Ereignisse eines Typs auf welche Art falsch interpretiert wurden. Es fällt zum einen auf, daß die Anzahl der Compton-Ereignisse, die als “andere Ereignisse” klassifiziert werden mit steigender Energie zunimmt. Dies liegt daran, daß Compton-Ereignisse mit einer Elektronen-Spur, die im D2 endet, verworfen werden. Um diese Ereignisse ebenfalls adäquat auswerten zu können, muß der D1 zusätzlich mit Detektoren umgeben werden, die bei guter Energie-Auflösung die Elektronen abstoppen, bevor diese in den D2 gelangen. Das wäre die sicherste Methode. Eine andere Möglichkeit wäre, die CsI-Kalorimeter speziell zu eichen. Dann kann man die Escape-Elektronen erkennen und ihre Energie messen. Die Elektronen erzeugen beim Passieren der oberen Photodiode (zur Auslese der CsI-Kristalle) ein grosses Signal, an dem man solche Ereignisse erkennen sollte. Inwieweit das der Fall ist, muß noch durch Messungen am Prototypen verifiziert werden. Weiter fällt auf, daß generell die Anzahl “anderer Ereignisse” mit steigender Energie zunimmt. Damit steigt auch die Wahrscheinlichkeit, daß solche Ereignisse fehlinterpretiert werden. Dies gilt insbesondere für “andere Ereignisse”, die als Compton-Stöße gewertet werden. Die einzelnen Typen von Ereignissen und ihre Auswertung werden im Folgenden näher erläutert:

3.3.2 Einfache Compton-Stöße

Zur Auswertung solcher Ereignisse (ob mit oder ohne Spur) müssen die jeweils ersten Wechselwirkungs-Orte des γ -Photons im D1 bzw. im D2 ,sowie die jeweils deponierten Energien (E_1, E_2) bekannt sein. Spätestens hier tritt ein weiteres bislang nicht erwähntes Problem auf. Das γ -Photon kann im D2 mehrere Wechselwirkungen erfahren, die aufgrund der Struktur und Funktionsweise der Kalorimeter (siehe 2.1.2) getrennt erfaßt werden. Welche Wechselwirkung war aber nun die erste? Treten im D2 mehrere Treffer in grösserem Abstand auf, so kann dafür eigentlich nur ein Compton-Stoß im D2 verantwortlich sein (Photo-Effekt erzeugt nur einen Treffer, Paar-Erzeugung erzeugt ebenfalls einen Treffer bzw. Schauer und 511 keV Annihilations-Photonen können als solche erkannt werden). Also liegt es nahe, die Kinematik des Compton-Stosses zu benutzen, um den Ort der ersten Wechselwirkung im D2 zu bestimmen. Das hier angewandte Verfahren funktioniert wie folgt: Der Ort des ersten Compton-Stosses im D1 sei bekannt. Man wählt jeweils zwei Treffer im D2 aus (Indizes i, j), wobei die Reihenfolge berücksichtigt wird. Für alle solchen Treffer-Tupel (i, j) wird nun ein Bewertungsparameter C berechnet.

$$C = ((\cos\varphi)_{Messung} - (\cos\varphi)_{theoretisch})^2$$

wobei:

$$(\cos\varphi)_{\text{Messung}} = \frac{(\vec{x}_i - \vec{x}_{D1}) \cdot (\vec{x}_j - \vec{x}_i)}{|\vec{x}_i - \vec{x}_{D1}| \cdot |\vec{x}_j - \vec{x}_i|}$$

und

$$(\cos\varphi)_{\text{theoretisch}} = 1 - m_e c^2 \cdot \left(\frac{1}{E_0 - E_1 - \Delta E_i} - \frac{1}{E_0 - E_1} \right)$$

Hier sind :

\vec{x}_{D1} : Orts-Vektor des ersten Compton-Stosses im D1

\vec{x}_i, \vec{x}_j : Orts-Vektoren des i-ten bzw. j-ten Treffers im D2

E_0 : gesamte im Detektor deponierte Energie

E_1 : im D1 auf das Elektron übertragene Energie (Energie der Spur)

ΔE_i : Energie-Deposit des i-ten Treffers im D2

m_e : Ruhemasse des Elektrons

C beschreibt im Prinzip, wie gut gemessene Streuwinkel zu den aus den Energien berechneten Winkeln passen. Je kleiner C , desto besser die Übereinstimmung. Es wird dasjenige Tupel von D2-Treffern mit den Indizes (i_{min}, j_{min}) ermittelt, für das C ein Minimum annimmt. Als erster Treffer im D2 wird derjenige mit dem Index i_{min} angenommen. Illustriert wird dies in Abb. 3.30. Die

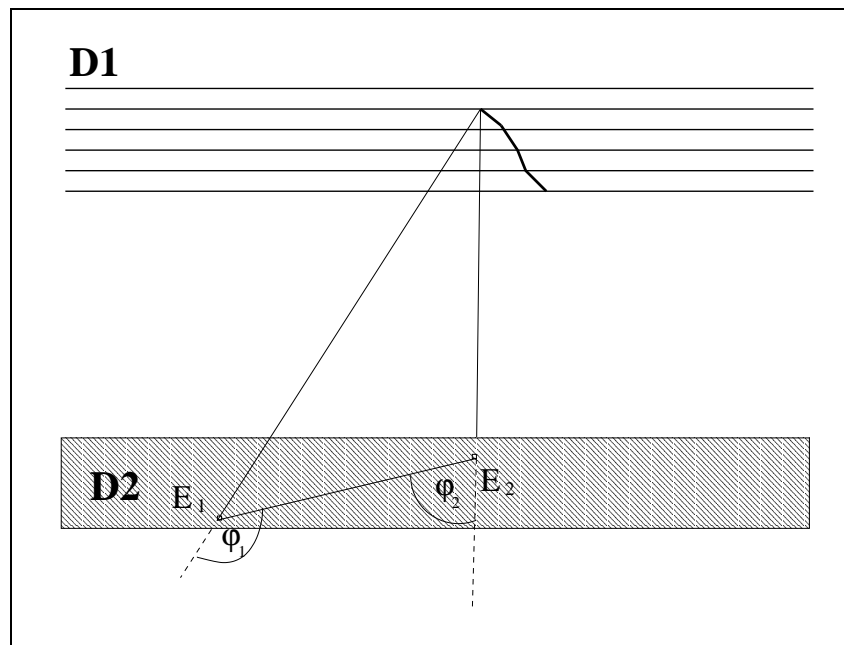


Abbildung 3.30: Die beiden Möglichkeiten der Treffer-Sequenz für zwei Treffer im D2 - Es sind die beiden Streuwinkel eingezeichnet, die sich für unterschiedliche Interpretation ergeben

Alternative zu dieser Bestimmung der ersten Wechselwirkung im D2 wäre,

den ‘‘Schwerpunkt’’ der Energie-Deposite im D2 zu berechnen. Da die mittlere Reichweite der γ -Photonen in CsI bei einer typischen Energie von einigen MeV jedoch im Zentimeter-Bereich liegt, treten hier groÙe Abweichungen auf. Abb. 3.31 zeigt zum einen den Abstand des mit obigem Verfahren bestimmten ersten Wechselwirkungspunktes vom tatsäclichen ersten Wechselwirkungspunkt im D2 (dünne Linie), zum anderen den Abstand tatsäcliche erste Wechselwirkung - Schwerpunkt aller Energie-Deposite im D2 (dicke Linie). Nach rechts ist der betreffende Abstand in cm, nach oben die Anzahl der Ereignisse aufgetragen. Die Histogramme beruhen auf einem simulierten Datensatz von 2 MeV Photonen mit isotroper Verteilung der Einfalls-Richtung. Es wurden nur Ereignisse mit zwei oder mehr Treffern im D2 verwendet. Für die Auswertung mit Algorithmus liegt das Maximum bei 0.3 cm und der mittlere Abstand zum tatsäclichen ersten Treffer beträgt 1.61 cm. Für den Schwerpunkt ergibt sich 0.7 cm und 1.82 cm. Man sieht, daÙ der Algorithmus eine signifikante Verbesserung der Bestimmung des ersten Treffers im D2 ermöglicht und somit die hohe Ortsauflösung der CsI-Kalorimeter voll ausgenutzt werden kann. Nur die Möglichkeit, den Ablauf (‘‘Sequenz’’) eines Ereignisses zuverlässig zu bestimmen, erlaubt die kompakte Bauweise von MEGA.

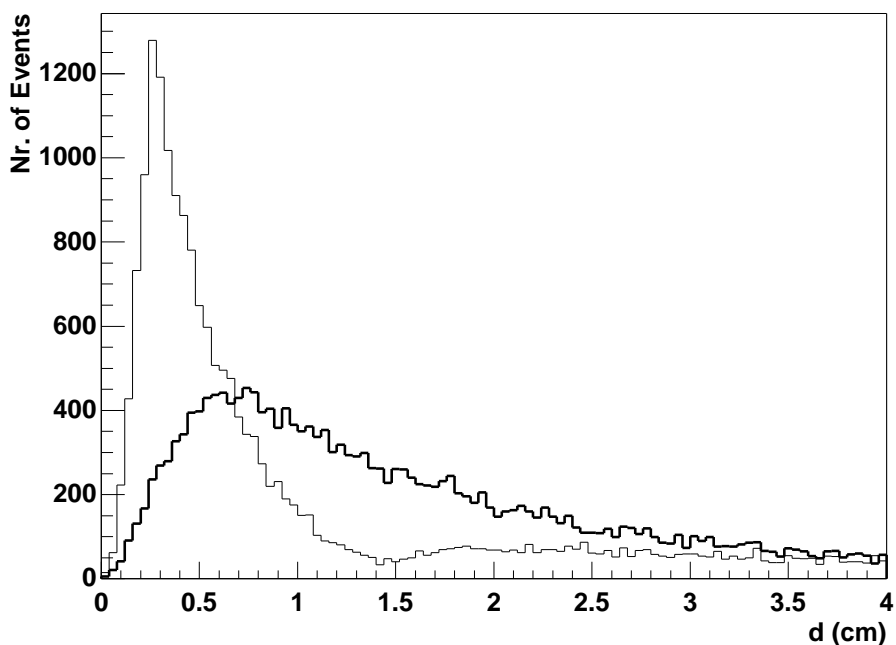


Abbildung 3.31: Dicke Linie: Abstand des Schwerpunkts der Energie-Deposite im D2 vom wahren ersten Wechselwirkungspunkt (siehe auch [Hof98]) - Dünne Linie: Abstand des durch den Algorithmus bestimmten 1. Wechselwirkungspunktes vom wahren ersten Wechselwirkungspunkt im D2

Sind nun die Orte der ersten Wechselwirkung im D1 und im D2 bekannt, kann der Kegel, auf dem die Einfall-Richtung des Photons liegt, berechnet werden (siehe Abschnitt 1.3) :

Zuerst wird der Streuwinkel φ berechnet, der dem halben Öffnungswinkel des Kegels entspricht :

$$\cos \varphi = 1 - m_e c^2 \cdot \left(\frac{1}{E_0 - E_1} - \frac{1}{E_0} \right)$$

φ : Streuwinkel des Photons beim Compton-Stoß

E_0 : gesamte im Detektor deponierte Energie

E_1 : Energie der Elektronen-Spur

Der Kegel ist dann festgelegt durch :

$$\cos \varphi = \frac{(\vec{x}_{D1} - \vec{x}_{D2}) \cdot \vec{x}}{|\vec{x}_{D1} - \vec{x}_{D2}| \cdot |\vec{x}|}$$

\vec{x} : Vektor, der in die Richtung zeigt aus der das Photon kam

$\vec{x}_{D1/D2}$: Orts-Vektor der ersten Wechselwirkung im D1/D2

Alle Vektoren \vec{x} , die dieser Gleichung genügen, sind mögliche Herkunfts-Richtungen des Photons. Eine eindeutige Bestimmung allein aus den Energien E_0 , E_1 ist nicht möglich. Dies führt zu den in Abschnitt 2.1 erwähnten Ereignis-Kreisen. Für Ereignisse, bei denen keine Spur erzeugt wurde, ist die Auswertung hier zu Ende. Für Ereignisse mit Spur kommt nun die wichtigste Neuerung bei MEGA zum tragen. Man kann über die Elektronen-Spuren auch die Richtung des gestreuten Elektrons bestimmen. Dies legt nun zusätzlich zum Kegel auch noch die Streu-Ebene fest (nach Abschnitt 1.3 liegen Herkunfts-Richtung des Photons, Richtung des gestreuten Elektrons und Richtung des gestreuten Photons in einer Ebene).

Die Streu-Ebene wird festgelegt durch :

$$\vec{x} = \vec{x}_{D1} + \mu \cdot (\vec{x}_{D2} - \vec{x}_{D1}) + \lambda \cdot \vec{b}$$

\vec{b} : Richtungsvektor des gestreuten Elektrons

$\vec{x}_{D1/D2}$: Orts-Vektor der ersten Wechselwirkung im D1/D2

$(\vec{x}_{D2} - \vec{x}_{D1})$: Richtungsvektor des gestreuten Photons

Ein Vektor, der in Richtung der Quelle des Photons zeigt muß nun sowohl auf dem Kegel-Mantel als auch in der Streu-Ebene liegen. Schneidet man nun den Kegel und Streu-Ebene, so ergeben sich rein geometrisch zwei Möglichkeiten (die zwei Schnittgeraden) für die genaue Herkunfts-Richtung des γ -Photons. Nach Abschnitt 1.3 gilt, daß beim Compton-Stoß das Elektron immer nach vorn gestreut wird. D.h. der Winkel zwischen tatsächlicher

Herkunfts-Richtung und der Elektronen-Richtung \vec{b} muß kleiner als 90° sein. Wählt man nun die Photon-Richtung, für die der Elektron-Streuwinkel am besten zum aus den Energien berechneten (siehe Abschnitt 1.3) passt, trifft man mit grösster Wahrscheinlichkeit die korrekte Richtung. Soweit die Theorie. In der Praxis ergeben sich einige Schwierigkeiten und Einschränkungen :

Einige davon ergeben sich aus der, gegenüber COMPTEL, wesentlich komplexeren Auswertung. Es gibt unzählige Möglichkeiten für Fehlinterpretationen von Ereignissen. Spuren können falsch bestimmt werden, die Spur-Richtung kann falsch ermittelt werden oder das Ereignis wird falsch klassifiziert (z.B. eine Paar-Erzeugung erscheint als Compton-Stoß). Andere sind physikalischen oder messtechnischen Ursprungs. Die Orte der Wechselwirkungen können nur mit einer gewissen Genauigkeit bestimmt werden, die Energie-Messung ist fehlerbehaftet, gestreute Photonen können aus dem Detektor entkommen und die Spur-Richtung ist aufgrund der Molière-Streuung nicht genau bekannt. Die Meßunsicherheiten führen zu einer Reduktion der Winkelauflösung, Fehlinterpretationen zu einem diffusen Hintergrund. Beides zusammen reduziert die Sensitivität des Gerätes.

Das grösste Problem stellen im Moment falsch klassifizierte Ereignisse dar, also "Compton-Stösse" die gar keine sind. Hier muß die Klassifizierungsmethode noch deutlich verbessert werden. Insgesamt ist zu sagen, daß die Rate an Fehlinterpretationen durch effizientere Auswertungs-Methoden verringert werden kann. Interessanter sind in diesem Zusammenhang die physikalischen und messtechnischen Unsicherheiten, die nicht ohne weiteres eliminiert werden können. Für ein typisches MEGA-Compton-Ereignis (mit Spur) setzt sich die Unsicherheit in der Bestimmung der Herkunfts-Richtung im wesentlichen aus drei Komponenten zusammen.

- Begrenzte Ortsauflösung im Detektor
- Begrenzte Energieauflösung
- Molière-Streuung des Compton-Elektrons

Die beschränkte Ortsauflösung führt dazu, daß die Richtung, in die das Photon nach dem Compton-Stoß gestreut wurde, nicht exakt bestimmt werden kann (Abb. 3.33 zeigt die entsprechende Winkelverteilung für 2 MeV Photonen). Das bedeutet, daß der Compton-Kegel (und seine Symmetrie-Achse) gegenüber seiner genauen Lage leicht verkippt ist (Abb. 3.32). Bestimmt man die Verteilung des Winkels zwischen tatsächlicher Achse und der Achse, die sich aus der Analyse ergibt, kommt man für 2 MeV Photonen auf eine Breite von 2.4° FWHM. Diese Breite taucht später in den ARM-Verteilungen wieder auf (siehe Abschnitt 4.3).

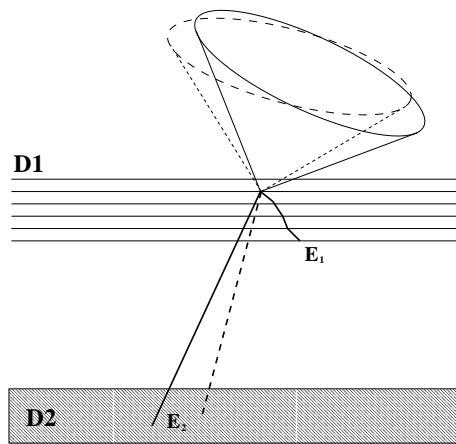


Abbildung 3.32: Winkel-
Unsicherheit aufgrund beschränkter
Ortsauflösung

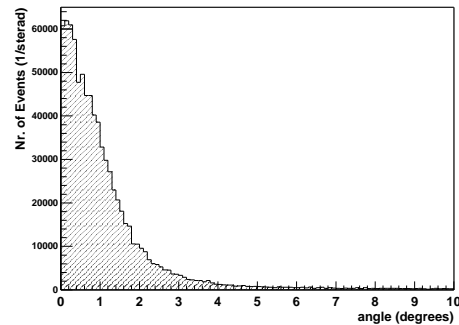


Abbildung 3.33: Winkelauflösung
(Anteil, der durch begrenzte Orts-
auflösung bedingt ist)

Dieser Anteil ist weitgehend unabhängig von der Energie des γ -Photons. Die Fehler bei der Energie-Messung ergeben Abweichungen des berechneten Photon-Streuwinkels φ vom tatsächlichen Streuwinkel. Aufgrund der Energieabhängigkeit von σ_E (siehe Abschnitt 3.1), hängt dieser Anteil ebenfalls von der Energie ab. Mit zunehmender Photonen-Energie nimmt der Fehler in φ ab.

Die Molière-Streuung ist dafür verantwortlich, daß nicht die exakte Lage auf dem Ereignis-Kreis bestimmt werden kann, sondern lediglich ein Ausschnitt auf dem Kreis. Die Streuebene ist nicht genau bekannt. Mit zunehmender Photon-Energie steigt jedoch auch die mittlere auf das Elektron übertragene Energie. Nach Abschnitt 3.2.1 nimmt damit der durch Molière-Streuung verursachte Winkelfehler ab. Einzelheiten zu den Auflösungen und Energieabhängigkeiten werden in Kapitel 4 erörtert. Zusammen liefern diese Unsicherheiten die in Abschnitt 2.1 erwähnten “Bananen”.

3.3.3 Doppel-Compton-Stösse

Zweifache Compton-Stösse im D1 werden wie oben erwähnt im Moment noch nicht ausgewertet. Beim hier untersuchten MEGA-Prototypen spielen sie ohnehin eine untergeordnete Rolle (siehe Kapitel 4). Im Hinblick auf eine spätere, grössere MEGA-Version sollte man sie jedoch im Auge behalten. Es ist davon auszugehen, daß mit der zunehmenden Masse an Detektormaterial auch häufiger solche doppelten Compton-Stösse auftreten. Inwieweit das der Fall ist müssen Simulationsrechnungen für grössere Detektorgeometrien noch zeigen. Interessant ist hier in erster Linie die höhere erreichbare Winkelauflösung. Da erster und zweiter Stoß im D1 mit seiner hohen Orts-

auflösung der Silizium-Streifenzähler stattfinden, reduziert sich der Anteil am Winkelfehler, der auf die Ortsauflösung zurückzuführen ist. Allerdings ist die Auswertung aufwendiger und fehleranfälliger. Es müssen bei zwei Spuren das Tracking und die Richtungsbestimmung durchgeführt werden.

3.3.4 Paar-Erzeugung

Vertex-Rekonstruktion

Wie in Abschnitt 3.2.2 bereits angedeutet wurde, fehlt bei Paar-Erzeugungen bei einer der beiden rekonstruierten Spuren das Anfangs-Stück. Das liegt daran, daß der Tracking-Algorithmus davon ausgeht, daß sich Spuren nicht teilen. Man muß also dieses fehlende Stück ergänzen, was gleichbedeutend ist mit der Rekonstruktion des Vertex (Ort der Paar-Bildung im D1). Dies wird folgendermassen gehandhabt :

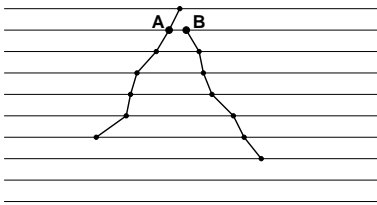


Abbildung 3.34: *Vertex 1*

Man bestimmt für jede Spur jeweils denjenigen Treffer, der zur anderen Spur den geringsten Abstand hat. Im Normalfall sind diese Treffer näher am Vertex als am Ende der Spuren. Hier sind dies die Treffer **A** und **B**, die als dickere Punkte dargestellt sind.

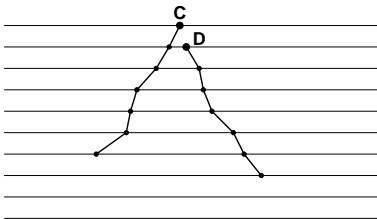


Abbildung 3.35: *Vertex 2*

Anschliessend ermittelt man für jede Spur dasjenige Ende, das den kleinsten Abstand zu den vorher berechneten Treffern **A** und **B** hat. Diese beiden Punkte sind mit **C** und **D** bezeichnet und ebenfalls dicker dargestellt.

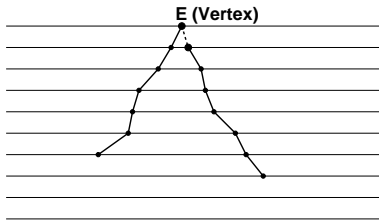


Abbildung 3.36: Vertex 3

Nimmt man nun von den beiden soeben bestimmten Spurenden **C** und **D** das, das von den Treffern **A** und **B** den grössten Abstand hat, so hat man mit grosser Wahrscheinlichkeit den Vertex der Paar-Bildung (**E**) ermittelt. Nun ist das fehlende Track-Segment rekonstruierbar (gestrichelte Linie), die Elektron/Positron-Richtung liegt fest und man kann mit dem Vertex **E** die Herkunftsrichtung des γ -Photons berechnen.

Rekonstruktion der Einfalls-Richtung des Photons

Für die Rekonstruktion der Einfalls-Richtung des ursprünglichen γ -Quants geht man nun davon aus, daß der Kern-Rückstoß zu vernachlässigen ist. Etwas anderes bleibt ohnehin nicht übrig, da keine Möglichkeit besteht, den Impuls des Kerns zu messen. Die Ebene der Paarerzeugung wird somit von den beiden Impuls-Vektoren von Elektron (\vec{p}_{e^-} und Positron (\vec{p}_{e^+} aufgespannt. \vec{p}_γ sei der Impuls-Vektor des einfallenden Photons. In dieser Ebene muß also die Quelle liegen, von der das Photon stammte. Diese Vektoren sind allerdings auch nicht genau bekannt, da die Teilchen aufgrund von Molière-Streuung aus ihrer Richtung abgelenkt werden. Beide Effekte nehmen aber mit steigender Energie des Photons ab. Als beste Näherung für die Richtung der Impulse nimmt man die Vektoren \vec{a} und \vec{b} , die durch die Spur-Richtungen in der Umgebung des Vertex definiert werden. Diese Vektoren \vec{a} und \vec{b} seien auf 1 normiert. Die Abbildungen 3.37 und 3.38 zeigen diesen Sachverhalt.

Zur Bestimmung der Quellen-Richtung gibt es nun zwei Möglichkeiten.

Die einfache Variante geht davon aus, daß die Energie des Photons zu gleichen Teilen auf Elektron und Positron übertragen wird. Damit ist auch der Betrag des Impulses für beide Teilchen gleich. Die auf Impuls-Richtungen von Elektron bzw. Positron seien \vec{a} und \vec{b} . Die Quellen-Richtung \vec{c} ergibt sich dann als Winkelhalbierende der beiden Vektoren \vec{a} und \vec{b} in der durch diese aufgespannten Ebene.

$$\vec{c} = \frac{\vec{a} + \vec{b}}{|\vec{a} + \vec{b}|} \quad \text{wobei} \quad |\vec{a}| = |\vec{b}|$$

Der Vektor $-\vec{c}$ weist in Richtung Quelle.

Dieses Vorgehen ist insbesondere für hohe Energien legitim, da dann der Winkel zwischen \vec{p}_{e^-} und \vec{p}_{e^+} ohnehin sehr klein wird und damit der Fehler, den man durch Nicht-Beachtung der wahren Impuls-Bilanz macht, ebenfalls klein wird.

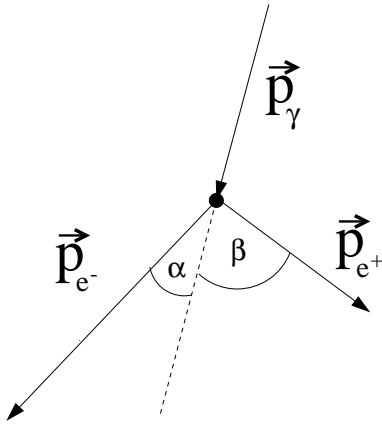


Abbildung 3.37: Impuls-Erhaltung bei der Paar-Erzeugung (Kern-Rückstoß vernachlässigt)

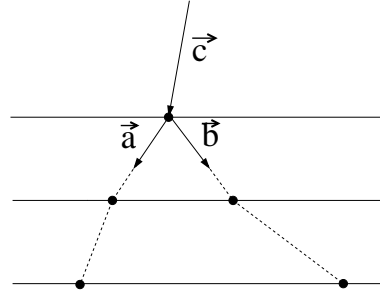


Abbildung 3.38: Paar-Ereignis im D1

Die genauere Variante berücksichtigt zusätzlich die ungleiche Verteilung der Energien auf Elektron und Positron. Die Wechselwirkungs-Ebene wird wie bisher näherungsweise durch \vec{a} und \vec{b} aufgespannt. Allerdings ändert sich die Berechnung der Quellen-Richtung \vec{c} . Es gilt Impuls-Erhaltung:

$$\vec{p}_\gamma = \vec{p}_{e^-} + \vec{p}_{e^+} + \vec{p}_K$$

- \vec{p}_γ : Impuls des γ -Photons
- \vec{p}_{e^-} : Impuls des Elektrons
- \vec{p}_{e^+} : Impuls des Positrons
- \vec{p}_K : Rückstoß-Impuls des Kerns

Es gilt dann mit $|\vec{p}_\gamma|, |\vec{p}_{e^-}|, |\vec{p}_{e^+}| \gg |\vec{p}_K|$ näherungsweise :

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{|\vec{p}_\gamma \times \vec{p}_{e^-}|}{|\vec{p}_\gamma \times \vec{p}_{e^+}|} \cdot \frac{|\vec{p}_{e^+}|}{|\vec{p}_{e^-}|}$$

und mit

$$\vec{p}_\gamma \times \vec{p}_{e^-} = \vec{p}_\gamma \times \vec{p}_{e^+} = \vec{p}_{e^+} \times \vec{p}_{e^-} \quad (\text{aus der Impuls-Erhaltung})$$

folgt :

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{|\vec{p}_{e^+}|}{|\vec{p}_{e^-}|}$$

α und β wie in Abbildung 3.37

Nimmt man nun als Näherung der Impuls-Richtungen \vec{a} und \vec{b} , so ergibt sich unter Vernachlässigung des Kern-Rückstosses :

$$\vec{c} = \vec{a} + \frac{|\vec{p}_{e^+}|}{|\vec{p}_{e^-}|} \cdot \vec{b}$$

wobei sich $|\vec{p}_{e^+}|$ und $|\vec{p}_{e^-}|$ aus den kinetischen Energien nach $E_{ges}^2 = p^2 c^2 + m_0^2 c^4$ zu

$$|\vec{p}| = \frac{E_{kin}}{c} \cdot \sqrt{1 + 2 \cdot \frac{m_0 c^2}{E_{kin}}}$$

berechnen.

$-\vec{c}$ weist näherungsweise in Richtung Quelle. Man sieht ferner, daß diese Variante der Berechnung für gleiche Impuls-Beträge von Elektron und Positron in Variante 1 übergeht. Für die Auswertungen im Rahmen dieser Arbeit wurde Variante 1 verwendet, da sich beim MEGA-Prototypen die Energien von Elektron und Positron für Energien ab ca. 5 MeV nicht mehr ausreichend genau messen lassen. Das liegt daran, daß die Teilchen in den D2 gelangen und dort Schauer erzeugen, wobei die einzelnen registrierten Energie-Deposite sich nicht mehr eindeutig einer Spur zuordnen lassen. Die erreichbaren Auflösungen werden in Kapitel 4 beschrieben.

Kapitel 4

Simulations-Ergebnisse

4.1 Ereignis-Statistik/Effizienzen

Die folgenden Tabellen geben einen Überblick über Energie-Auflösungen und Effizienzen des MEGA-Prototypen, wie sie sich aus der Simulation ergeben (Die Datensätze sind identisch mit denen aus Abschnitt 4.3, d.h. die Photonen kommen aus einer Scheibe mit 10° Radius um den Zenith):

Energie [keV]	ΔE [FWHM in %]	total absorbierte Photonen [%]
500	16	77.7
1000	12	55.0
2000	6	23.8
3000	4.7	10.6
4000	4.3	6.8

Tabelle 4.1: *Energie-Auflösung der gesamten Detektor-Anordnung und Anteil der Photonen im Photo-Peak bei unterschiedlichen γ -Energien*

In Tabelle 4.1 ist die Energie-Auflösung der gesamten Anordnung angegeben. Die Auflösung wird von der Energie-Auflösung der Kalorimeter dominiert. Wie zu erwarten war, nimmt der Anteil der total absorbierten Photonen (Energie-Deposit innerhalb von 3σ um die tatsächliche Energie) mit der Energie stark ab. Dies hat Auswirkungen auf die Sensitivität des Instrumentes (Der Peak der ARM-Verteilung wird niedriger, der Hintergrund nimmt zu - siehe Abschnitt 4.3). Es ist also unerlässlich, in einer MEGA-Voll-Version die Kalorimeter grösser zu dimensionieren. Das erhöht sowohl die gesamte Nachweis-Effizienz, als auch den Anteil der voll absorbierten Photonen. Dies ist insbesondere nötig, um auch Compton-Stöße bei höheren Energien rekonstruieren zu können (der Streuwinkel φ berechnet sich schliesslich aus den Energien).

Energie [keV]	A_{eff} (Trigger-Effizienz)	Ereignisse mit Spur [%]
500	4.75 cm^2	8.4
1000	4.25 cm^2	18.9
2000	4.25 cm^2	46.0
3000	5.25 cm^2	60.0
4000	6.5 cm^2	64.0
7000	20.0 cm^2	71.3
10000	22.5 cm^2	72.0

Tabelle 4.2: Effektive Flächen der Detektor-Anordnung und Anteil der Ereignisse mit Elektronen-Spur bei verschiedenen Energien (Die Quelle der Photonen ist eine homogene Scheibe um den Zenith mit einem Radius von 10°). Die effektiven Flächen beziehen sich auf die Trigger-Effizienz

Die Fläche A , von der aus die simulierten Photonen “gestartet” wurden, beträgt $2500cm^2$. Daraus lassen sich die effektiven Detektorflächen A_{eff} berechnen :

$$A_{eff} = A_{proj} \cdot \frac{n_{det}}{n_{inc}} = \left(A \cdot \frac{n_{inc}}{N_{inc}} \right) \cdot \frac{n_{det}}{n_{inc}} = A \cdot \frac{n_{det}}{N_{inc}}$$

wobei:

A_{proj} : Auf eine Ebene senkrecht zur Einfall-Richtung der Photonen projizierte Fläche des Detektors

A : Eine Fläche konstanter Grösse, wobei A_{proj} immer ganz innerhalb von A liegt

n_{inc} : Anzahl der einfallenden Photonen, die A_{proj} durchdringen

n_{det} : Anzahl der Photonen, die nachgewiesen wurden

N_{inc} : Anzahl der einfallenden Photonen, die A durchdringen

Tabelle 4.2 zeigt die aus den Simulations-Daten ermittelten effektiven Flächen (Trigger-Effizienz) des MEGA-Prototypen, sowie den Anteil der Ereignisse mit Elektronen-Spur für verschiedene Energien des einfallenden Photons. Als Ereignisse mit Spur wurden solche gewertet, bei denen mindestens zwei Treffer im D1 auftraten. Man sieht, wie der Anteil solcher Ereignisse mit der Energie zunimmt. Aber selbst bei 500 keV Photonen treten Ereignisse mit Spur auf. Ab ca. 2.5 MeV werden Compton-Stösse mit Elektronen-Spur zum dominierenden Ereignis-Typ. Daß der Anteil der Ereignisse mit Spur nicht 100% erreicht, liegt daran, daß für einen Teil der Ereignisse der Ort der ersten Wechselwirkung in einem der äusseren Si-Layer liegt (10% für 10 Layer) und ausserdem Elektronen den D1 verlassen (Layer-Abstand 1 cm).

Eine Rolle spielen ferner Ereignisse, deren erste Wechselwirkung nicht im D1 stattfand (z.B. Paar-Erzeugungen bei denen ein Annihilations-Quant im D1 registriert wird). Die starke Zunahme der Trigger-Effizienz zwischen 3.0 MeV und 7.0 MeV ist auf zwei Effekte zurückzuführen. Zum einen nimmt in diesem Energie-Bereich der Wirkungs-Querschnitt für Paar-Erzeugung zu. Paar-Erzeugungen werden im Gegensatz zu Compton-Stößen fast immer getriggert. Während bei Compton-Stößen mit niedrigen Energien das Photon im D2 bei kleinem Wirkungsquerschnitt eine weitere Wechselwirkung mit Energie-Verlust erfahren muß, um getriggert zu werden, erreicht bei Paar-Erzeugung praktisch immer eines der Teilchen (Elektron/Positron) den D2 und löst ein Trigger-Signal aus. Der zweite Grund ist die Zunahme des Energie-Übertrags auf das Elektron bei Compton-Stößen. Die Elektronen erhalten soviel Energie, daß sie den D2 erreichen und dort ein Trigger-Signal auslösen. Dazu muß das gestreute Photon keine weitere Wechselwirkung im Detektor erfahren.

Einen Überblick darüber, welche Ereignisse bei bestimmten Energien in welchem Umfang auftreten, gibt Abbildung 4.1 Für diese Graphik wurden 10

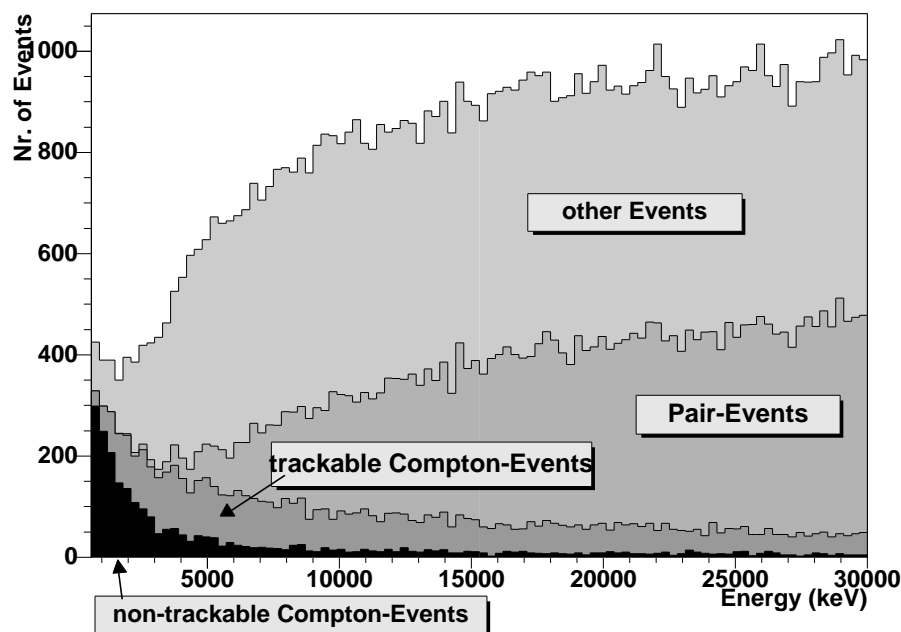


Abbildung 4.1: Anteil der verschiedenen Ereignis-Typen bei unterschiedlichen Energien

Millionen Photonen simuliert, deren Energien im Bereich von 500 keV bis 30 MeV gleichverteilt sind. Die Quellenpositionen liegen homogen verteilt auf einer Kugelkappe (Radius 5° , Mittelpunkt: Zenith). Nach rechts ist die Photon-Energie in keV, nach oben die Anzahl der Ereignisse pro Bin (Bin-

Breite 300 keV) aufgetragen. Eingezeichnet sind :

- Compton-Stösse ohne Elektronen-Spur (schwarz) : Erste Wechselwirkung im D1, zweite WW im D2, ein Treffer im D1
- Compton-Stösse mit Elektronen-Spur (dunkelgrau) : Erste Wechselwirkung im D1, zweite WW im D2, mindestens zwei Treffer im D1
- Paar-Erzeugungen (grau) : Erste Wechselwirkung im D1
- sonstige Ereignisse (hellgrau) : Alle anderen

Die Abbildung 4.1 stellt ein additives Diagramm dar, d.h. die obere Einhüllende gibt die Gesamt-Anzahl der getriggerten Ereignisse pro Bin an. Die Bänder in den verschiedenen Grautönen geben die Anteile der einzelnen Ereignis-Typen an (Anteil proportional der Band-Breite). Man sieht, wie der Anteil der Compton-Stösse ohne Spur mit wachsender Energie abnimmt, während der Anteil der trackbaren Compton-Stösse zunimmt. Wie oben bereits erwähnt, sind sie bei ca. 2.5 MeV gleich häufig vertreten. Die Anzahl der Compton-Stösse insgesamt nimmt kontinuierlich ab. Ab einer Photon-Energie von ca. 7 MeV dominieren Paar-Ereignisse. Die Gründe dafür wurden weiter oben bereits erläutert. Bemerkenswert ist der Anteil an nicht direkt auswertbaren Ereignissen. Dieser Anteil steigt mit wachsender Energie stark an und macht bei 4 MeV Photon-Energie bereits die Hälfte aller getriggerten Ereignisse aus. Dieser Anteil setzt sich im Wesentlichen zusammen aus Compton-Stößen im D1, bei denen das Elektron im D2 registriert wird (ohne daß das gestreute Photon eine weitere Wechselwirkung erfahren muß), sowie aus Compton-Stößen, bei denen die erste Wechselwirkung im D2 und die zweite im D1 stattfand. Eine Rolle spielen auch Paar-Erzeugungen im D2, bei denen ein Annihilations-Photon im D1 nachgewiesen wird. Allen solchen Ereignissen ist gemein, daß eine Auswertung nicht ohne weiteres möglich ist. Mehr noch besteht die Gefahr, daß solche Ereignisse als Compton-Stösse fehlinterpretiert werden, was beträchtlich zum Hintergrund beitragen würde (siehe auch Abschnitte 4.3 und 3.3.1).

Abbildung 4.2 zeigt die Trigger-Effizienz in Abhängigkeit vom Einfallswinkel (0° entspricht dem Zenith) der Photonen für eine Photon-Energie von 2 MeV. Dargestellt ist die normierte effektive Fläche (1.0 im Zenith entspricht 4.25cm^2). Es wurden 50 Millionen Photonen mit isotrop verteilter Einfall-Richtung simuliert. Wie man sieht bleibt die Trigger-Rate für Einfallswinkel bis ca. 40° nahezu konstant und geht erst für 60° auf die Hälfte zurück. Das anschließende Minimum bei 90° ist darauf zurückzuführen, daß die Flugrichtung der einfallenden Photonen genau parallel zu den Silizium-Layern verläuft und damit die Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung im D1 ein Minimum erreicht. Für Winkel grösser als 90° (Photonen kommen von

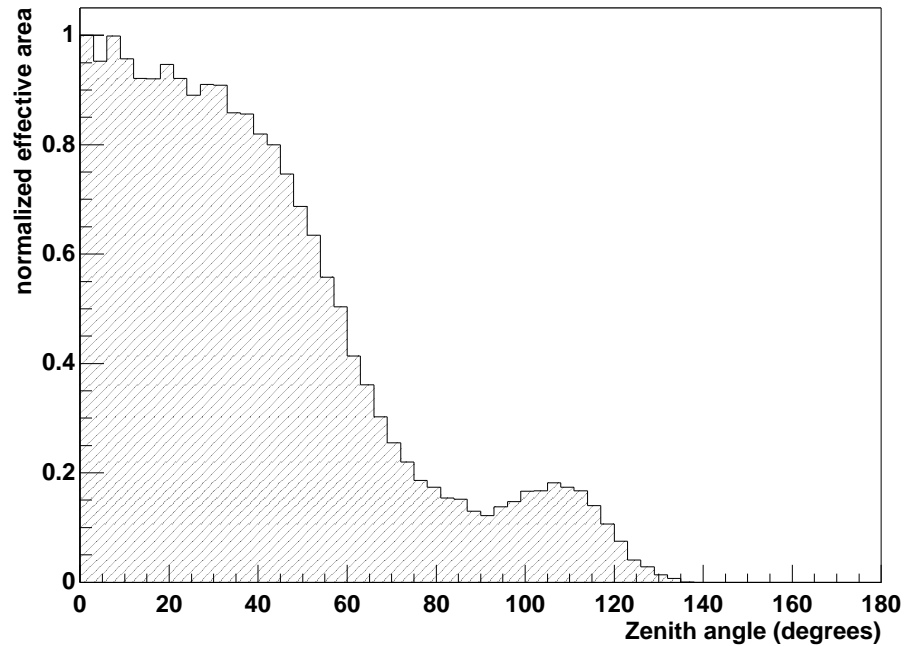


Abbildung 4.2: A_{eff} in Abhängigkeit vom Einfallswinkel für eine Photonen-Energie von 2.0 MeV (Das Histogramm ist so normiert, daß das Maximum einen Wert von 1.0 annimmt.)

unten) steigt die Triggerrate wieder an, erreicht aber nur 20% des Maximalwertes im Zenith. Oberhalb von 135° sinkt die Zahl der getriggerten Ereignisse praktisch auf Null. Diese Winkel-Abhängigkeit der Trigger-Rate ist mit dem Abschirmungs-Effekt der Kalorimeter am Boden des Instrumentes zu erklären. Ein Großteil der Photonen, die von unten kommen, werden offensichtlich in den Kalorimeter-Blöcken absorbiert oder so gestreut, daß sie das Instrument verlassen ohne ein Trigger-Signal im D1 zu erzeugen. Dieser Abschirmungs-Effekt kommt in Bezug auf die Unterdrückung von unerwünschtem Hintergrund aus Richtung des Erd-Horizonts bei einem Satellitenteleskop sehr gelegen.

4.2 Hintergrunds-Unterdrückung

In einem erdnahen Orbit ist ein γ -Teleskop einer beträchtlichen Hintergrund-Strahlung aus geladenen (Elektronen, Protonen, Ionen) und neutralen (Neutronen) Teilchen, sowie Photonen ausgesetzt. Diesen unerwünschten γ -Hintergrund ¹ von “unten” herauszufiltern stellt eines der Hauptprobleme der γ -Astronomie dar. Bei COMPTEL wird dieses Problem durch die Messung

¹Die Unterdrückung der Teilchen-Komponente durch Veto-Detektoren wird hier nicht berücksichtigt.

der Flugzeit (TOF) des Photons gelöst. Man bestimmt die Reihenfolge der Wechselwirkungen. Liegt die Wechselwirkung im D2 zeitlich vor der Wechselwirkung im D1, kann davon ausgegangen werden, daß das Photon von unten kam und damit dem Hintergrund zuzurechnen ist. Dieses Vorgehen erfordert aber vergleichsweise grosse Wegstrecken, um messbare Zeitdifferenzen zu erhalten. Aufgrund der im Vergleich zu COMPTEL kleineren Abmessungen bei MEGA und der "langsamen" Detektoren ist dieser Weg hier nicht gangbar. Man muß also andere Möglichkeiten finden. Im Falle von MEGA liegt es nahe, die Richtung des gestreuten Elektrons, also die Richtung der Elektronen-Spur zu benutzen, um Hintergrunds-Ereignisse herauszufiltern. Die direkte Rückprojektion bei MEGA ermöglicht es im Prinzip, von unten kommende Photonen zu erkennen und von der weiteren Auswertung auszuschliessen. Hinzu kommt noch die Abschirmung durch die Kalorimeter an den Seiten und am Boden des Instrumentes. Die Zahl der getriggerten Ereignisse ist aus diesem Grund für Photonen von "oben" grösser, als für solche von "unten". Für den MEGA-Prototypen ergeben sich allerdings einige Schwierigkeiten. Das erste Problem besteht darin, daß die direkte Rückprojektion nur für Ereignisse mit Elektronen-Spur durchführbar ist. Für Energien unterhalb von 2 MeV ist der Anteil solcher Ereignisse aber kleiner als 50% (je niedriger die Energie, desto weniger Ereignisse mit Spur). Das zweite Problem betrifft die Richtungsbestimmung der Elektronenspuren. Für eine Energie von 2 MeV hat man zwar einen Anteil von 46% an Ereignissen mit Spur, aber nur eine mittlere Treffer-Anzahl von 1.784 (gemittelt über alle Ereignisse bei 2 MeV, auch solche mit nur einem Treffer im D1). D.h. der Großteil der Elektronenspuren besteht aus zwei oder drei Treffern. Gerade für diese Treffer-Anzahlen liefert aber die Richtungsbestimmung die schlechtesten Resultate. Es scheint also angebracht, dünnere Silizium-Layer, als die im Prototypen verwendeten, zu benutzen. Damit würde man zum einen den Anteil an Ereignissen mit Spur erhöhen, zum anderen stiege dadurch die mittlere Trefferanzahl pro Spur an, wodurch eine sicherere Bestimmung der Streurichtung des Elektrons möglich wäre. Eine weitere Schwierigkeit stellen nicht voll absorbierte Photonen dar. Für solche Ereignisse wird ein systematisch zu grosser Photon-Streuwinkel φ berechnet (siehe Abschnitt 4.3). Dadurch kann es vorkommen, daß für Photonen, deren Quellenposition eigentlich ausserhalb des "field of view" liegt eine Position innerhalb berechnet wird. Diesem Problem kann man dadurch begegnen, daß man die Kalorimeter vergrössert. Dies hätte in Bezug auf die Hintergrunds-Unterdrückung zwei Effekte. Der Anteil an voll absorbierten Photonen nimmt zu und damit wird für eine grössere Anzahl an Photonen der korrekte Streuwinkel φ berechnet. Ausserdem hätte man eine effektivere Abschirmung nach "unten" und zu den Seiten, da die Photonen erst die Kalorimeter passieren müssen, um im D1 ein Trigger-Signal zu erzeugen. Da beim MEGA-Prototypen aus den hier und in Abschnitt 4.4 erläuterten Gründen eine direkte Rekonstruktion der Photon-Richtung schlecht möglich

ist, muß man sich anders behelfen. Die verwendete Methode benützt ebenfalls die Richtung der Elektronen-Spuren und die Eigenschaft, daß beim Compton-Stoß das Elektron stets in den vorderen Halbraum beschleunigt wird. Abbildung 4.3 zeigt die Hintergrunds-Unterdrückung mit Hilfe der Elektronen-Spuren. Nach rechts ist der Einfallswinkel (0° entspricht dem Zenith) des Photons aufgetragen, nach oben die normierte effektive Fläche.

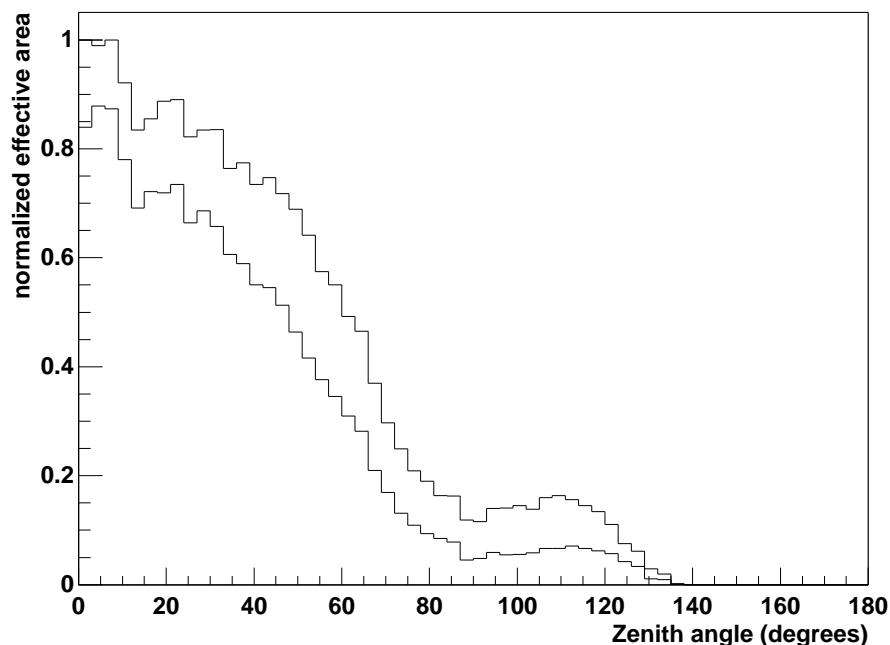


Abbildung 4.3: *Hintergrunds-Unterdrückung mit Elektronen-Spuren - obere Kurve: getriggerte Ereignisse mit Spur; untere Kurve: Ereignisse mit einer Elektronen-Spur, die nach unten weist*

Der verwendete Datensatz entspricht dem für Abbildung 4.2 verwendeten. Die obere Kurve entspricht Abbildung 4.2, wobei hier nur Ereignisse mit Elektronen-Spur verwendet wurden. Die untere Kurve enthält Ereignisse mit Elektronen-Spur, bei denen die Spur nach unten weist. D.h. für Photonen, die exakt von oben (Zenith) kommen, sollten alle Elektronen-Spuren nach unten weisen, für Photonen von unten entsprechend nach oben. Man kann so abwärtsgestreute von aufwärtsgestreuten Photonen unterscheiden. Tatsächlich stellt man fest, daß bei den Photonen mit einem kleinen Einfallswinkel um ca. 0° bei 16% eine nach oben weisende Elektronen-Spur gefunden wurde, was mit der 80% Wahrscheinlichkeit für richtige Spur-Rekonstruktion bei zwei Treffern im D1 verträglich ist. Bei 60° werden 36% verworfen. Dieser Wert nimmt auf 61% bei 110° zu. Dieses Verfahren ist natürlich nicht so effizient, wie die direkte Rückprojektion, da bei den Einfallswinkeln zwischen 0° und 180° Beschleunigung des Elektrons sowohl nach oben, als auch nach unten auftritt (mit unterschiedlichen Anteilen) und somit "gute" Ereignisse

verworfen und “schlechte” akzeptiert werden. Trotzdem demonstriert Abbildung 4.3, daß eine Unterdrückung des Hintergrunds mit der Bestimmung der Richtung der Elektronen-Spuren möglich ist. Für eine modifizierte Version von MEGA, bei der direkte Rekonstruktion der Photonen-Parameter in grossem Umfang möglich ist, werden sich wesentlich bessere Resultate erzielen lassen.

4.3 Winkel-Auflösungen

Angular Resolution Measure (ARM)

Um bestimmen zu können, welche Winkelauflösung bei der Rekonstruktion von Compton-Ereignissen zu erwarten ist, berechnet man verschiedene Parameter. Einer davon ist der ARM-Parameter (**A**ngular **R**esolution **M**eaure). Der ARM-Parameter ist definiert als die Differenz zwischen tatsächlichem Photon-Streuwinkel φ_{geo} und dem aus den Energien und Orten berechneten Streuwinkel $\bar{\varphi}$. Er ist ein Maß dafür, wie genau der Radius des Ereigniskreises bestimmt werden kann. Histogrammiert man diesen ARM-Parameter für eine Vielzahl von Compton-Ereignissen, so erhält man Verteilungen mit einem Peak um 0° . Die Breite dieses Peaks ist abhängig von der Energie-Auflösung der Detektoren und damit ebenfalls von der Energie abhängig.

Die Abbildungen 4.4 bis 4.7 zeigen solche ARM-Verteilungen für verschiedene Energien. Die entsprechenden Histogramme basieren auf Simulations-Daten. Es wurden für jede Energie 10 Millionen Photonen simuliert. Die Herkunftsrichtungen sind gleichverteilt (pro Raumwinkelelement) auf einer Kugelkappe mit 10° Radius um den Zenith (Bei Projektion an die Himmels-Sphäre). Für die Simulations-Daten wurde die komplette Analyse (Tracking, Klassifizierung, Berechnung des Streuwinkels) durchgeführt. Es sind alle Ereignisse erfasst, die als Compton-Stösse klassifiziert wurden. D.h. die ARM-Verteilungen enthalten die Fehler die von begrenzter Ortsauflösung und falscher Klassifizierung herrühren.

Tabelle 4.3 gibt die aus den Simulationen ermittelten Peak-Breiten wieder. Die Peak-Breiten wurden ermittelt, indem Photo-Peak-Ereignisse (Photon voll absorbiert) ausgewertet wurden. Die ARM-Peaks wurden mit Gauss-Verteilungen gefittet.

Rechnerisch ergibt sich allein aus den Fehlern in der Energie-Messung für 2 MeV Photonen eine Breite von $0.83^\circ FWHM$. Bestimmt man für diese Photonen die ARM-Verteilung mit den wahren Wechselwirkungsorten im D1 und im D2, so findet man $1.2^\circ FWHM$. Beide Werte stimmen vergleichsweise gut überein. Der Rest ist auf die Ungenauigkeit in der Ortsbestimmung zurückzuführen, die in Abschnitt 3.3.2 beschrieben wird. Der Anteil der Ereignisse, für die ein zu grosser Streuwinkel ermittelt wurde (negative Wer-

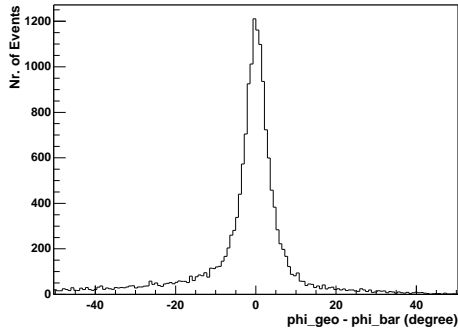


Abbildung 4.4: ARM-Verteilung für 500 keV Photonen

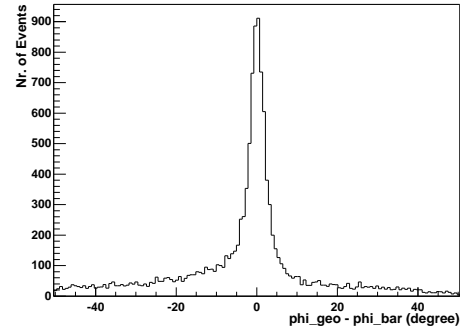


Abbildung 4.5: ARM-Verteilung für 1 MeV Photonen

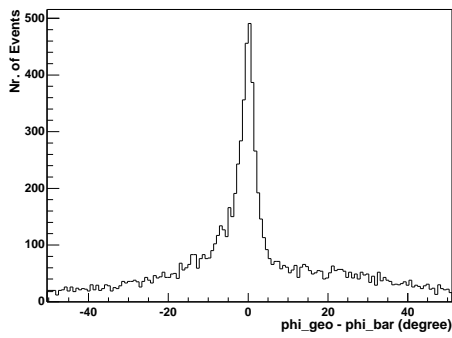


Abbildung 4.6: ARM-Verteilung für 2 MeV Photonen

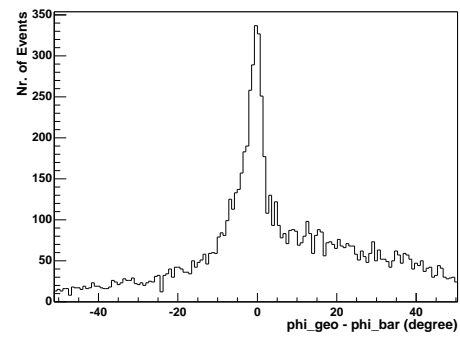


Abbildung 4.7: ARM-Verteilung für 3 MeV Photonen

Energie [keV]	Breite: 1σ [Grad]
500	3.24
1000	1.79
2000	1.44
3000	1.24
4000	1.16

Tabelle 4.3: Breite der ARM-Verteilungen für verschiedene Energien der einfallenden Photonen

te für $(\varphi_{geo} - \bar{\varphi})$, d.h. links vom Peak) nimmt mit steigender Energie zu. Dies sind solche Ereignisse, bei denen das gestreute Photon im D2 zwar eine Wechselwirkung erfährt (und das Ereignis damit als getriggert gilt), aber anschließend den Detektor verlässt. Man misst also eine zu kleine Energie im D2, was sich bei der Berechnung des Streuwinkels $\bar{\varphi}$ niederschlägt. In solchen Fällen ist der berechnete Streuwinkel systematisch zu groß. Bei steigender Photon-Energie nimmt die mittlere freie Weglänge im Detektor-Material zu und solche Ereignisse treten häufiger auf. Gleichzeitig nimmt natürlich der Anteil der voll absorbierten Photonen und damit auch die Höhe des Peaks ab.

Auch die Anzahl der Ereignisse rechts des Peaks (positive Werte von $(\varphi_{geo} - \bar{\varphi})$) nimmt mit wachsender Energie stark zu. Dies sind Ereignisse, die falsch klassifiziert wurden. In erster Linie handelt es sich dabei um Compton-Ereignisse, bei denen das Elektron in den D2 gelangt, ohne daß dies erkannt wird. Man misst dann im D2 eine zu hohe, im D1 eine zu niedrige Energie. Deshalb liegen diese Ereignisse rechts vom ARM-Peak. Um diesen Anteil zu verringern, muß die Klassifizierungs-Methode noch stark verbessert werden.

Scattering Plane Deviation (SPD)

Bei den MEGA-Ereignissen - also den Compton-Stößen, die eine Elektronen-Spur im D1 erzeugen - kommt nun noch ein weiterer Parameter ins Spiel. Dieser SPD-Parameter (**Scattering Plane Deviation**) gibt an, mit welcher Winkelgenauigkeit die Streu-Ebene des Compton-Stosses festgelegt werden kann. Diese Information stammt von der rekonstruierten Elektronen-Spur und kann damit nur für Ereignisse berechnet werden, bei denen das Elektron eine solche Spur hinterlässt. Definiert ist dieser Parameter als $\delta_{geo} - \bar{\delta}$, wobei δ_{geo} der tatsächliche Winkel und $\bar{\delta}$ der aus der Elektronen-Spur bestimmte Winkel ist. Zur Definition des Winkels δ siehe Abbildung 4.8. Die Abbildungen 4.9 bis 4.12 zeigen Verteilungen des SPD-Parameters für verschiedene Energien der einfallenden Photonen. Die zu Grunde liegenden Datensätze entsprechen den bei den ARM-Verteilungen verwendeten (4.3), wobei nur Ereignisse mit Elektronen-Spur verwendet wurden. Die entsprechenden Halbwertsbreiten sind in Tabelle 4.4 aufgeführt.

Legt man die volle Halbwertsbreite zugrunde, lassen sich damit bei 1 MeV Photonen bereits 94% des Ereigniskreises ausschliessen. Dieser Wert nimmt auf 97.5% bei 10 MeV Photonen zu. Ausserdem eröffnet die Abnahme der Breite der SPD-Verteilungen eine neue Möglichkeit der Bildrekonstruktion selbst für nicht vollständig absorbierte Photonen. In Fällen, bei denen im Comptonstoß eine hohe Energie (grösser 10 MeV) auf das Elektron übertragen wurde, kann man mit guter Winkelauflösung die Streu-Ebene festlegen. Bei Projektion an die Himmelssphäre ergibt das Großkreise. Analog den Ereignis-Kreisen bei Compton-Stößen könnte man aus der Überlagerung

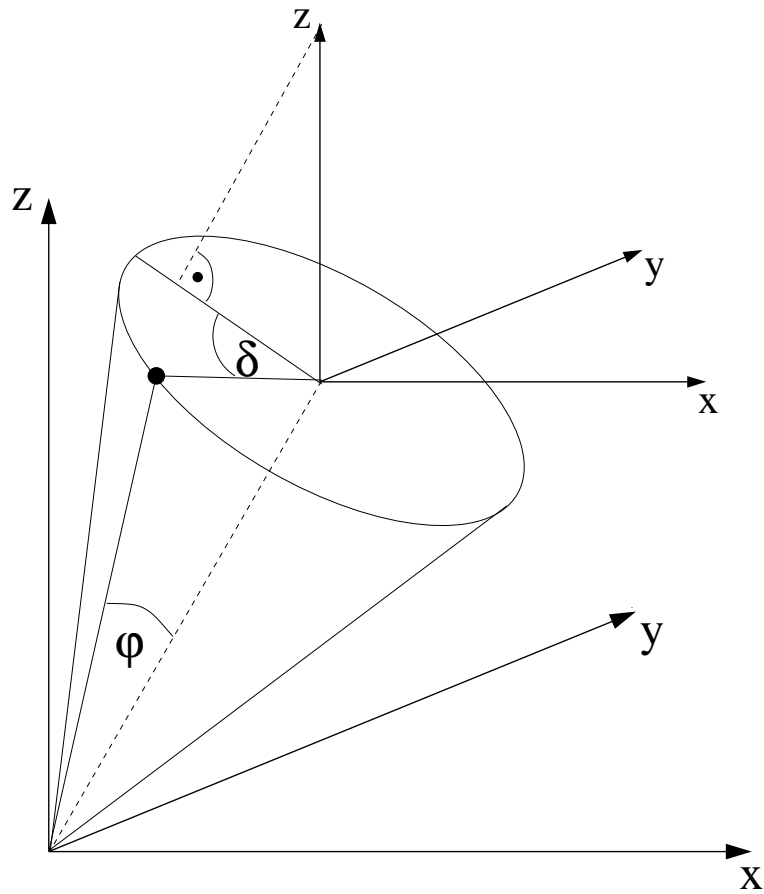


Abbildung 4.8: Definition des Winkels δ : Eingezeichnet ist der Compton-Kegel mit dem Photon-Streuwinkel φ in einem zum Detektor lokalen Koordinatensystem. Die Quelle auf dem Ereignis-Kreis ist als dicker Punkt markiert. Der Winkel δ ist dann der Winkel zwischen den Projektionen des Richtungsvektors, der die Richtung der Quelle angibt, und der Z-Achse auf eine Ebene senkrecht zur Symmetrie-Achse des Compton-Kegels.

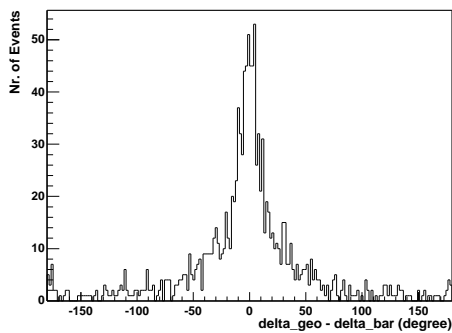


Abbildung 4.9: SPD-Verteilung für 1 MeV Photonen

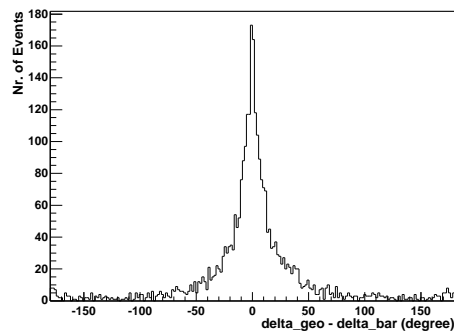


Abbildung 4.10: SPD-Verteilung für 2 MeV Photonen

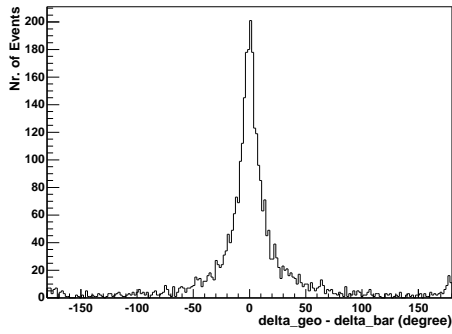


Abbildung 4.11: SPD-Verteilung für 3 MeV Photonen

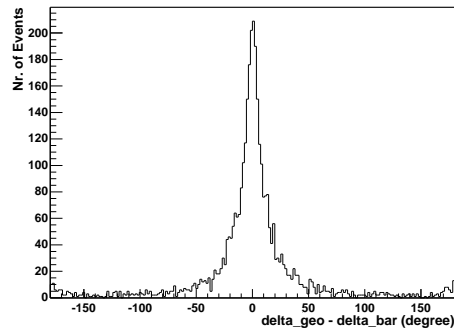


Abbildung 4.12: SPD-Verteilung für 4 MeV Photonen

Energie [keV]	FWHM [Grad]
1000	20
2000	16
3000	14
4000	14
7000	12.5
10000	9.0

Tabelle 4.4: Halbwertsbreiten der SPD-Verteilung für verschiedene Photon-Energien

Quellenpositionen bestimmen, wobei allerdings eine Energie-Schätzung nur sehr begrenzt möglich ist.

Paar-Ereignisse

Die Paar-Ereignisse werden nach dem in 3.3.4 erläuterten Verfahren ausgewertet. Zur Bestimmung der Auflösung wird der Winkel zwischen der tatsächlichen Einfall-Richtung des Photons und der rekonstruierten Richtung bestimmt. Dieser Winkel wird als $\Delta\varphi_{pair}$ bezeichnet. Für die Photon-Energien 10, 30 und 50 MeV sind in den Abbildungen 4.13 bis 4.15 die Verteilungen von $\Delta\varphi_{pair}$ dargestellt. Die entsprechenden Histogramme sind auf $1/steradian$ umgerechnet. Für jede Energie wurden 2 Millionen Photonen zu den gleichen Bedingungen wie in Abschnitt 4.3 simuliert. Es wurde die komplette Analyse durchgeführt.

Wie zu erwarten war, nehmen die Halbwertsbreiten zu höheren Energien hin ab. Von 8° FWHM ($\sigma = 3.1^\circ$) bei 10 MeV nimmt die Halbwertsbreite über 5° FWHM ($\sigma = 1.9^\circ$) bei 30 MeV bis auf 4° FWHM ($\sigma = 1.5^\circ$) bei 50 MeV ab.

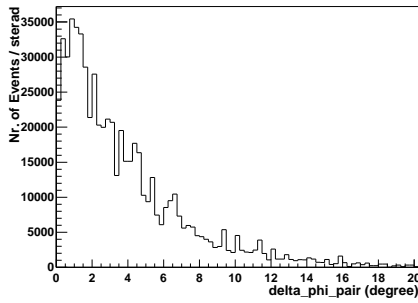


Abbildung 4.13: $\Delta\varphi_{pair}$ -Verteilung für 10 MeV Photonen

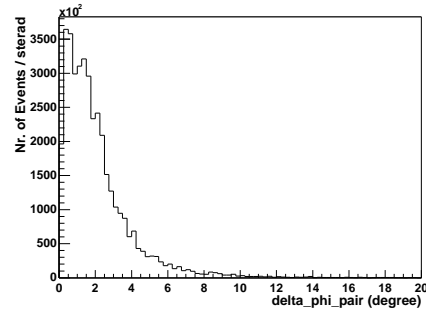


Abbildung 4.14: $\Delta\varphi_{pair}$ -Verteilung für 30 MeV Photonen

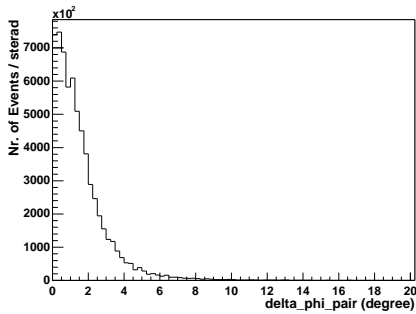


Abbildung 4.15: $\Delta\varphi_{pair}$ -Verteilung für 50 MeV Photonen

4.4 Gesamte Effizienz

Fasst man die Ergebnisse für die simulierten Daten des Prototypen (jeweils 10 Millionen Photonen) zusammen, so gelangt man zu den in Tabelle 4.5 festgehaltenen Resultaten.

Zu Tabelle 4.5 sind einige Erläuterungen nötig.

Zum einen sieht man, daß die Anzahl der als Compton-Ereignisse klassifizierten Ereignisse mit der Energie abnimmt, obwohl die Anzahl der getriggerten Ereignisse nach einem Minimum bei 2 MeV wieder zunimmt. Dies liegt daran, daß Compton-Stöße auftreten, bei denen das gestreute Photon den Detektor verlässt, ohne weitere Energie deponiert zu haben. Das Elektron gelangt jedoch in den D2 und löst dort ein Triggersignal aus. Werden solche Ereignisse erkannt, werden sie verworfen. Im Rahmen dieser Analyse werden alle Ereignisse verworfen, bei denen davon auszugehen ist, daß das Elektron in den D2 gelangt ist (Energie-Messung wird ungenau). Weiter fällt auf, daß die Anzahl der Ereignisse im ARM-Peak zurückgeht. Dies liegt an der, mit wachsender Energie, sinkenden Anzahl voll absorbiert Photonen. Gleichzeitig nehmen, wie zu erwarten, die Ereignisse im SPD-Peak an Zahl zu. Es gibt bei höheren

E_γ [keV]	A (cm^2)	B (cm^2)	C (cm^2)	D (cm^2)	E (cm^2)
500	4.75	3.95	2.88	0.048	0.031
1000	4.25	3.35	1.65	0.17	0.103
2000	4.25	2.75	0.82	0.42	0.155
3000	5.25	2.75	0.58	0.488	0.138

Tabelle 4.5: *Effektive Flächen des MEGA-Prototypen für verschiedene Typen von Ereignissen - A: alle getriggerten Ereignisse; B: alle als Compton-Stoß klassifizierten Ereignisse; C: alle Ereignisse, die im ARM-Peak liegen ($0^\circ \pm 3\sigma$); D: alle Ereignisse mit Elektronen-Spur, die im SPD-Peak liegen ($0^\circ \pm 3\sigma$); E: alle Ereignisse, für die C und D gilt (die gewünschten MEGA-Ereignisse)*

Energien mehr Ereignisse mit Spur. Bei den MEGA-Ereignissen in Spalte E fällt die geringe Zahl auf (maximal 3.8% der getriggerten Ereignisse). Dies liegt darin begründet, daß beim MEGA-Prototypen die Zahl der Ereignisse mit Elektronen-Spur erst dann zu wachsen beginnt, wenn die Anzahl der voll absorbierten Photonen bereits stark zurückgeht (Bei 2 MeV gibt es bei 46% der Ereignisse Elektronen-Spuren, aber es werden nur 23.8% der Photonen voll absorbiert. Es gibt also entweder keine auswertbare Spur, oder der Streuwinkel wird wegen falscher Energie-Messung nicht richtig berechnet. Betrachtet man volle Absorption und Spur als statistisch unabhängige Größen, so ergibt sich bei 2 MeV rein rechnerisch ein Anteil von 10.9% für MEGA-Ereignisse. Unter Berücksichtigung der Fehler bei der Analyse ist dies konsistent mit den 3.8%, die sich bei kompletter Analyse der Simulations-Daten ergeben.

Für höhere Energien ergeben sich die in Tabelle 4.6 dargestellten Resultate. Für jede Energie wurden 2 Millionen Photonen simuliert. Nach Tabelle 4.6

Energie [keV]	A (cm^2)	B (cm^2)	C (cm^2)	D (cm^2)
10000	22.5	5.69	2.13	1.03
30000	20.5	11.25	5.13	3.94
50000	20.25	13.0	7.0	4.88

Tabelle 4.6: *Effektive Flächen für verschiedene Typen von Ereignissen bei unterschiedlichen Energien - A: alle getriggerten Ereignisse, B: Paar-Erzeugungen im D1; C: als Paar-Erzeugung erkannte Ereignisse; D: alle Ereignisse, für die die rückprojizierte Photon-Richtung in einem Kreis mit Radius 3σ um die tatsächliche Richtung liegt.*

ergibt sich für 50 MeV Photonen eine effektive Fläche von $4.88cm^2$ für richtig rekonstruierte Paar-Erzeugungen (innerhalb von 4.5° um die Quelle).

4.5 Zusammenfassung und Folgerungen für die Verbesserung des Instruments

Da der MEGA-Detektor speziell für Compton-Ereignisse mit Elektronen-Spur ausgelegt ist, muß es oberstes Ziel sein, die Zahl solcher Ereignisse zu erhöhen. Es hat sich bei Auswertung der Simulations-Daten gezeigt, daß zum einen gerade in dem Energie-Bereich, in dem die meisten Ereignisse mit voll absorbiertem Photon liegen (unterhalb 2 MeV : mehr als 23.8% voll absorbiert), die wenigsten Ereignisse Elektronen-Spuren aufweisen (unterhalb 2 MeV : weniger als 46% mit Spur). Es gibt verschiedene Möglichkeiten, dieses Problem in den Griff zu bekommen. Ein wesentlicher Punkt ist die Erhöhung des Anteils an voll absorbierten Photonen. Hier müssen die Lücken, die sich beim MEGA-Prototypen zwischen den Kalorimeterblöcken befinden geschlossen werden oder wenigstens verkleinert werden. Weiter müssen die Kalorimeter dicker werden. Um die Anzahl von Ereignissen mit Elektronen-Spur zu erhöhen, müssen die Silizium-Streifenzähler aus dünneren Wafern (z.B. $300\mu m$ als handelsübliche Dicke) gefertigt werden. Dies verschiebt auch die Energie ab der Compton-Stöße mit Spur auftreten nach unten. Gleichzeitig "durchschlagen" die Elektronen dann mehr Silizium-Layer und die Richtungs-Bestimmung der Spuren wird sicherer (siehe 3.2.2). Ein weiterer positiver Effekt ist die Verringerung der Breite der SPD-Verteilungen (kleineres $\sigma_{Moliere}$: ca. 25% kleiner bei $300\mu m$ anstatt $500\mu m$). Allerdings verschärft sich dadurch ein weiteres Problem. Mehr Elektronen verlassen den D1 und gelangen in den D2. Eine Möglichkeit wäre hier, die Kalorimeter-Blöcke speziell zu kalibrieren. Das Teilchen erzeugt in der oberen Photo-Diode ein grosses Signal. Man könnte nun dieses Signal zur Messung der in der Photo-Diode deponierten Energie heranziehen und die Energie, die im CsI-Kristall deponiert wurde, allein durch Auslese der unteren Photo-Diode ermitteln. Es bleibt aber das Problem, zu bestimmen, ob ein Elektron den D2 erreicht hat, oder ob es sich um ein gestreutes Photon handelt. Eine weitere Möglichkeit würde darin bestehen, den D1 mit dicken Halbleiter-Zählern (z.B. 1 cm Silizium) zu umgeben, die eine gute Energie-Auflösung besitzen. In diesen Zählern würden geladene Teilchen abgestoppt und ihre Energie mit grosser Genauigkeit gemessen. Dabei braucht die Ortsauflösung nicht besonders gross zu sein. Die dritte Möglichkeit besteht darin, den D1 mit einem Plastiksintillator zu umgeben. Damit hätte man die Information, ob ein geladenes Teilchen den D1 verlassen hat und man kann solche Ereignisse ausschliessen.

Zu einer Satelliten-Version von MEGA ist zu sagen, daß sich einige Probleme, die beim Prototypen auftreten, von selbst entschärfen. Bei einer grösseren Ausführung verringert sich der Winkel-Fehler, der durch beschränkte Ortsauflösung verursacht wird (von ca. 3.6° FWHM auf 1.2° FWHM unter der Annahme, daß die Höhe des Instrumentes um einen Faktor 3 vergrössert

wird). Gleichzeitig ist anzunehmen, daß weniger Elektronen den D1 verlassen.

In jedem Fall sind weitere Simulationen mit veränderten Geometrien und Detektorabmessungen durchzuführen.

Kapitel 5

Ausblicke

Zu den in Kapitel 4 vorgeschlagenen Verbesserungen am Aufbau des MEGA-Detektors, gibt es insbesondere im Hinblick auf die Daten-Analyse noch eine Vielzahl von Problemen.

Als erstes ist hier die Klassifizierung der Ereignisse zu nennen. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Methode ist noch stark verbesserungsbedürftig. Da es sich hier um ein komplexes Mustererkennungs-Problem handelt, könnte man versuchen, die Klassifizierung mit Hilfe neuronaler Netze durchzuführen, um die Effizienz zu erhöhen. Gleichzeitig könnte man die Zahl der Ereignisklassen erhöhen. So kann man auch Ereignisse, die im Moment verworfen werden, einer weiteren Auswertung zuführen. Hier sind z.B Compton-Stöße, deren erste Wechselwirkung im D2 stattfand zu erwähnen. Diese Ereignisse können prinzipiell ebenfalls ausgewertet werden (allerdings mit geringerer Auflösung). Die grosse Zahl an Ereignisklassen bringt für die weitere Auswertung und Bildrekonstruktion ein weiteres Problem mit sich. Sämtliche Typen (Paar-Erzeugungen, Compton-Stöße ohne Spur, Compton-Stöße mit Spur usw.) müssen unterschiedlichen Auswertungs-Methoden unterzogen werden. Im Energie-Bereich von ca. 7 MeV bis ca. 20 MeV kommen die unterschiedlichen Typen nebeneinander vor. Diese Vielfalt an Ereignissen zu **einem** rekonstruierten Bild zusammenzufügen stellt eine grosse Herausforderung dar. Einen möglichen Ansatz, dieses Problem zu meistern, stellt die von Andreas Zoglauer in seiner Diplomarbeit am Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik untersuchte Listmode-Likelihood-Methode dar. Dieses Verfahren erlaubt es, unterschiedliche Ereignistypen für die Rekonstruktion zu verwerten und somit ein konsistentes Bild zu erhalten. Eine weitere Möglichkeit, die dieses Verfahren bietet, ist das Einbringen von Wissen über Unzulänglichkeiten der vorausgegangenen Analyse. So ist es denkbar, Ereignisse mit Spur zweifach der Bildrekonstruktion zuzuführen. Einmal mit einer Spurrichtung, danach mit der Gegenrichtung - gewichtet entsprechend der Effizienz der Richtungsbestimmung (besser 20% richtig 80% falsch, als 100% falsch). Inwieweit ein solches Vorgehen sinnvoll ist, muß allerdings erst

noch ermittelt werden. Tatsache ist jedoch, daß für Ereignisse des MEGA-Detektors spezielle Rekonstruktions-Verfahren entwickelt werden müssen, um die Möglichkeiten dieses Instruments voll nutzen zu können.

Literaturverzeichnis

- [Bro91] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew, Taschenbuch der Mathematik, 25. Auflage, Verlag Nauka Moskau, B.G.Teubner Verlagsgesellschaft Stuttgart-Leipzig, Verlag Harri Deutsch Thun und Frankfurt/Main
- [Bru93] Brun R., Bruyant F. et al. GEANT3 User's Guide, Data Handling Division of the Program Library, CERN, Geneva, Switzerland, 1993
- [Bru96] Brun R., Buncic N., Fine V., Rademakers F., ROOT-Tutorials and ROOT-Overview, CodeCERN 1996
- [Fic97] Carl E. Fichtel and Jacob I. Trombka, Gamma-Ray-Astrophysics New Insight Into the Universe (Second Edition), NASA Reference Publication 1386,1997
- [Gey90] B. Geyer u.a., Einführung in die Quantenfeldtheorie der Elementarteilchen, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften Berlin, 1990
- [Hei54] W. Heitler, The Quantum Theory of Radiation, Oxford University Press, 1954
- [Hof98] Hofmann Martin, Monte-Carlo-Simulation eines Mittelenergie-Gamma-Detektors mit Datenauswertung, Diplomarbeit Technische Universität München, 1998
- [Jac75] Jackson, J.D., Classical Elektrodynamics, Wiley, New York, 1975
- [Jau59] J. M. Jauch, Rohrlich F., The Theory of Photons and Electrons, Addison-Wesley Publishing Company, 1959
- [Kal91] Kalvius, Luchner, Vonach, Physik IV, Physik der Atome und Moleküle - Physik der Wärme, 3. Auflage, R. Oldenbourg Verlag München Wien 1991
- [Kan88] G. Kanbach et al., Space Science Rev., Vol. 49, 69, 1988
- [Kne95] Knerich D., Die Anwendung von doppelseitigen Siliziumstreifendetektoren für ein neuartiges Compton-Teleskop, Diplomarbeit Technische Universität München, 1995

- [Lan44] L. Landau, On the Energy Loss of fast Particles by Ionisation, J. Phys. 8:201, 1944; In D. ter Haar editor L. D. Landau, Collected papers, Pergamon Press, Oxford, 1965
- [Leo94] W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer Verlag, 1994
- [Mol48] G. Z. Moliere, Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen II: Mehrfach- und Vielfachstreuung, Z. Naturforsch., 3a:78, 1948
- [Mod50] G. E. Modesitt, H. W. Koch, Phys. Rev. 77, 175, 1950
- [Pov94] Povh B., Rith K., Scholz C., Zetsche F., Teilchen und Kerne, Eine Einführung in die physikalischen Konzepte, 2. Auflage, Springer Verlag, 1994
- [PDG94] Particle Data Group, Review of Particle Properties, Phys. Review D50, 1173, 1994
- [Sch93] V. Schönfelder et al., Instrument description and performace of the imaging gamma-ray telescope COMPTEL aboard the COMPTON GAMMA-RAY OBSERVATORY, The Astrophysical Journal Supplement Series 86:657-692, The American Astronomical Society, 1993
- [Sch94] V. Schönfelder, Script zur Vorlesung: Einführung in die Astrophysik, Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, Garching bei München 1994
- [Sch95] V. Schönfelder, Script zur Vorlesung: Einführung in die Astrophysik II, Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, Garching bei München 1995
- [Win94] C. Winkler ApJS, 92, 327, 1994

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich einer Reihe von Personen danken, die mich bei der Anfertigung dieser Diplomarbeit in vielfältiger Weise unterstützt haben:

- Meinen Eltern, ohne die ich gar nicht in die Verlegenheit gekommen wäre, Physik zu studieren
- Herrn Prof. Dr. V. Schönfelder für die Vergabe des interessanten Themas
- Florian Schopper für anregende Diskussionen und Denkanstösse
- Gottfried Kanbach für Tips zur Gestaltung der Arbeit
- Meinen Mitstreitern Andreas Zoglauer und Robert Andritschke, sowie den anderen Instituts-Mitarbeitern, die ich im letzten Jahr kennengelernt habe
- Meinen WG-Mitbewohnern Klaus, Raphaela, Stephanie, Angela und Michl, die sich von mir (hoffentlich nicht allzusehr) haben nerven lassen
- Der italienischen Kaffee-Rösterei Lavazza
- Linus Torvals et al. für das hervorragende Betriebssystem Linux (ohne das ich aufgeschmissen wäre)