

Project Interactie Straling met Materie: Scintillator Studie

Andy Martinez Nieto

21 Augustus 2016

Inhoudsopgave

1	Inleiding: Geant4	3
1.1	Structuur van een Geant4 programma	3
1.1.1	Detector Constructie	3
1.1.2	Primaire Deeltjes	5
1.1.3	Fysische Processen	6
2	Stopping Power Analyse	6
2.1	Theorie	6
2.2	Muonen	7
2.3	Elektronen en Positronen	11
2.4	Gamma stralen	16
2.4.1	Foto-elektrische Absorptie	17
2.4.2	Compton Scattering	19
2.4.3	Paar productie	20
2.5	Neutronen	22
3	Secundaire Deeltjes Analyse	27
3.1	Muonen	27
3.1.1	Muon Capture: $E < 50 \text{ MeV}$	27
3.1.2	Muon Ionizatie: $50 \text{ MeV} < E < 1 \text{ GeV}$	30
3.1.3	Muon Ionizatie en Paar Productie: $1 \text{ GeV} < E < 100 \text{ GeV}$	32
3.2	Elektronen en Positronen	34
3.2.1	Transport en Brehmstrahlung: $10 \text{ keV} < E < 1 \text{ MeV}$	34
3.2.2	Brehmstrahlung en Ionizatie: $0.5 \text{ MeV} < E < 10 \text{ MeV}$	36
3.3	Gamma stralen	38
3.3.1	Foto-Elektrische effect: $0.1 \text{ keV} < E < 20 \text{ keV}$	38
3.3.2	Compton Scattering: $20 \text{ keV} < E < 3 \text{ MeV}$	39
3.3.3	Paar Productie en Photo-Nucleaire effecten: $3 \text{ MeV} < E < 100 \text{ MeV}$	40
3.4	Neutronen	42
3.4.1	Neutron Verval en Capture: $10 \text{ meV} < E < 0.1 \text{ MeV}$	42
3.4.2	Elastische en Inelastische botsingen: $0.1 \text{ MeV} < E < 10 \text{ GeV}$	43
4	Landau Distributie	45
5	Optische Fotonen	47
5.1	Inleiding: Scintillatie	48
5.1.1	Inorganische Scintillators	48
5.1.2	Organische Scintillators	50
5.2	Inleiding: Cerenkov Straling	53
5.3	Inleiding: Detectie van Optische Fotonen	54
5.4	Aantal Optische Fotonen in functie van Begin en Afgezette Energie	58
5.4.1	Muonen: $1 \text{ MeV} - 100 \text{ GeV}$	58
5.4.2	Elektronen/positronen: $10 \text{ keV} - 10 \text{ MeV}$	60
5.4.3	Gammas: $0.1 \text{ keV} - 100 \text{ MeV}$	62
5.4.4	Neutronen: $10 \text{ meV} - 100 \text{ MeV}$	64
5.5	Tijdsanalyse van Optische Fotonen	66
5.5.1	Muonen	66
5.5.2	Elektronen en Positronen	68
5.5.3	Gammas	70
5.5.4	Neutronen	72

1 Inleiding: Geant4

In dit werk zullen we onderzoeken wat het effect is van straling op materie gebruikmakende van de simulatie toolkit Geant4 [2][3]. Geant4 laat toe om de geometrie en eigenschappen van de specifieke problemen te programmeren waarna dan de straling die interageert met de materie alsook de wijze waarop de interactie gebeurt gekozen kan worden. Dit toolkit vindt toepassingen in HEP, ruimtevaart, medische fysica etc.

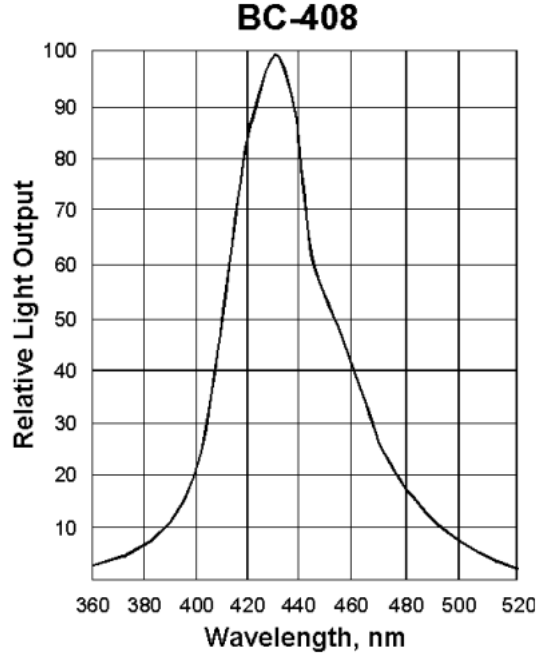
1.1 Structuur van een Geant4 programma

Omdat Geant4 een toolkit is en dus geen voorgemaakt programma zal de gebruiker zijn eigen simulatie moeten opstellen gebruikmakende van de objecten die Geant4 ter beschikking stelt. Er zijn een aantal zaken die verplicht geïmplementeerd moeten worden om een werkende simulatie te krijgen: de experimentele opstelling, de primaire deeltjes die we afvuren en de fysica modellen die we willen gebruiken voor de interactie en voor tracking. Naast de verplichte zaken kan er ook aan data analyse of visualisatie van de simulatie gedaan worden. We zullen dit nu in wat meer detail bespreken bij de uitwerking van onze scintillator opstelling.

1.1.1 Detector Constructie

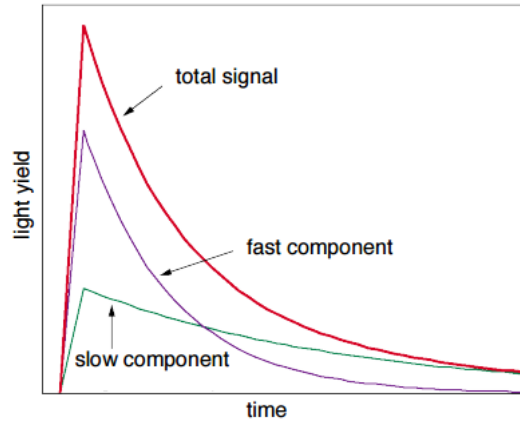
Het doel is om een scintillatorplaat te maken waarvan de dikte kan worden gevarieerd. De scintillator is gemaakt van Polyvinyltoluene BC-408. Het eerste dat we doen is een klasse maken die erft van de G4VUserDetectorConstruction klas van Geant4. Dit laat ons toe om onze eigen detector eigenschappen te specificeren. De enige functie die we over moeten nemen van de base klasse is de Construct functie. In deze functie zetten we alle geometrische en fysische eigenschappen die de detector zal hebben. Let op dat het niet enkel gaat om de scintillator plaat maar over de gehele detector ruimte.

Allereerst zoeken we de materiaal eigenschappen van lucht en PVT op in de materiaal database van Geant4. Dit geeft ons een G4Material terug waarin alle eigenschappen zitten die we nodig hebben. We konden ook onze eigen materialen maken, maar omdat we geen exotische materialen nodig hebben kunnen we de voorgeprogrammeerde materialen gebruiken. Let op want de materialen die uit de materiaal database komen van Geant4 bevatten enkel maar compositie informatie, dus uit welke atomen en in welke percentages deze zijn opgesteld. Omdat we een scintillator willen simuleren hebben we ook optische eigenschappen nodig, hiervoor moet de G4Material van PVT worden aangepast met informatie uit de datasheet van BC-408 [4]. We hebben het spectrum met de relatieve licht output nodig welke op de volgende figuur te zien is.



Figuur 1: Spectrum optische fotonen BC-408

Uit deze figuur moeten nu zoveel mogelijk punten worden gehaald en ingevoerd worden in de eigenschappen tabel van PVT. Naast het optische foton spectrum en de relatieve licht sterkte moet ook de brekingsindex en absorptie lengte worden ingegeven. Dan zijn er nog een aantal scintillator eigenschappen nodig: De hoeveelheid optische fotonen per energie eenheid en de vervaltijd. De hoeveelheid optische fotonen kan geschaald worden om de simulatie minder intensief te maken, in ons geval hebben we dit op 10^2 optische fotonen per MeV gezet terwijl in werkelijkheid BC-408 zo'n 10^3 optische fotonen per MeV produceert. Dan zijn er de vervaltijden die moeten worden ingevoerd. In scintillators kunnen er twee vervaltijden zijn [20] [8]: een snelle en een trage. Als beide aanwezig zijn dan moet er rekening gehouden worden met het overlap van signalen. Er zal meer uitleg gegeven worden over scintillators in een later hoofdstuk.

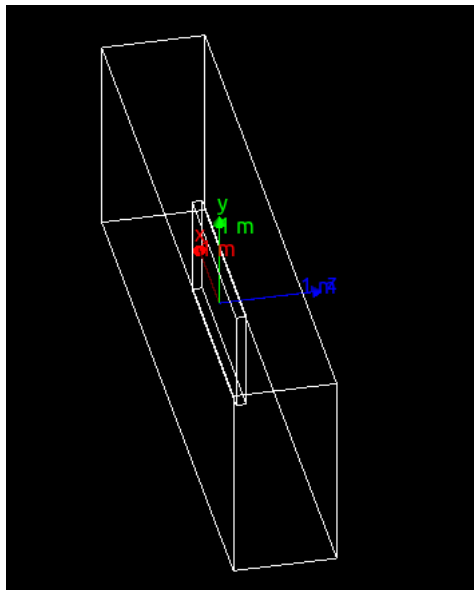


Figuur 2: Overlap van snelle en trage component

Aangezien er maar één vervaltijd is gegeven in de data sheet voor de PVT die wij gebruiken moeten we dit duidelijk maken aan Geant4. Om dit duidelijk te maken aan Geant4 zetten we de FASTTIMECONSTANT eigenschap op 2.1 ns (volgens de datasheet) en de YIELDRATIO eigenschap op 1. De

YIELDRATIO is de verhouding tussen de FASTTIMECONSTANT en de TOTALDECAYTIME waarbij de TOTALDECAYTIME de som is van de FASTTIMECONSTANT en de SLOWTIMECONSTANT. Dus als we YIELDRATIO op 1 zetten zal er enkel een snelle component zijn. Hiermee zijn alle benodigde optische eigenschappen van de scintillator ingevoerd, hetzelfde kan gedaan worden voor verschillende gasen die zich in de ruimte zouden bevinden.

Hierna moeten de dimensies van de experimenten ruimte worden gedefinieerd en deze ruimte moet worden gevuld met lucht. Hierna bepalen we hoe groot de PVT plaat moet zijn en definiëren we zijn positie t.o.v. de experimenten ruimte. Als dit allemaal juist is gebeurd kan dit worden gevisualiseerd om te zien of alles op zijn plaats staat:



Figuur 3: Visualisatie van PVT plaat geplaatst in het midden van de met lucht gevulde experimenten ruimte

1.1.2 Primaire Deeltjes

Het volgende dat we moeten specificeren in de simulatie is welk deeltje we zullen afvuren en welke eigenschappen dit deeltje zal hebben. In deze studie zijn er een aantal deeltjes die we zullen afvuren die elks hun energie gebied hebben. Voor elk deeltje geldt wel dat we telkens maar één deeltje zullen afvuren recht op het midden van de scintillatorplaat. Het is mogelijk om ook een speciale distributie van deeltjes te eisen of om zelfs de simulatie te koppelen met een MC event generator zoals Pythia.

In deze simulatie kijken we naar:

Deeltje	Energie
muon	5 MeV - 100 GeV
electron, positron, gamma	10 keV - 10 MeV
neutron	10 meV - 10 GeV

Voor neutronen hebben we een groot energiebereik doordat er neutronen bestaan van ongeveer 25 meV. Deze neutronen worden thermische neutronen genoemd. Dit is de energie die correspondeert met de meest waarschijnlijke snelheid op een temperatuur van 290 K (17 °C). Ze ontstaan doordat de neutronen energie afgeven tijdens een aantal scattering events en zo in thermisch evenwicht komen met hun omgeving. Deze neutronen worden meestal snel geabsorbeerd door kernen om isotopen te maken.

Het maximum dat we onderzoeken voor neutronen is 10 GeV. Deze neutronen worden ultrasnelle of relativistische neutronen genoemd (dit is al vanaf 20 MeV).

Omdat neutronen in zo'n groot bereik voorkomen zullen we neutronen afvuren in elk energie gebied om het effect hiervan op de scintillatorplaat te observeren.

Muonen worden voornamelijk geproduceerd door de impact van kosmische straal protonen op de kernen in de atmosfeer. Door deze botsing ontstaan er pionen welke redelijk snel vervallen in muonen. De energie van kosmische stralen is zeer uiteenlopend waardoor ook de energie van muonen. Dezelfde hadron-hadron interactie wordt gebruikt in deeltjes botsing experimenten om muon beams te genereren voor bijvoorbeeld het muon g -2 experiment.

Al deze info moet worden geïmplementeerd in een zelfgemaakte klasse die erft van de `G4VUserPrimaryGeneratorAction`. De enige functie die moet worden geïmplementeerd is de `GeneratePrimaries` functie welke dus wordt opgeroepen elk event.

1.1.3 Fysische Processen

De detector met zijn eigenschappen is gemaakt alsook de deeltjes die we gaan afvuren met hun eigenschappen. Het laatste dat moet worden gedefinieerd is hoe deze deeltjes interageren met de detector. Dit wordt in Geant4 de Physics List [5] genoemd. Dit is simpelweg een lijst waarin alle fysische processen worden aangezet die we willen meenemen in de simulatie, bijvoorbeeld: Optische processen voor scintillatie en cerenkov (apart aan te zetten), Verval processen voor het laten vervallen van deeltjes, Elektromagnetische processen met een extra component die kan worden aangezet voor synchrotron straling etc.

We zullen tijdens dit onderzoek verschillende combinaties gebruiken om te zien wat het effect is van specifieke processen. Dit zal ons ook helpen om de verkregen data wat beter te begrijpen.

Om dit te implementeren kunnen we een standaard set van fysica processen gebruiken die wordt gegeven door Geant4 of we kunnen een eigen klasse maken die erft van de `G4VModularPhysicsList`. Deze klasse zal in zijn constructor al de fysica processen moeten hebben die we willen gebruiken in de simulatie. Het voordeel van een eigen modulaire fysica proces klasse te maken is dat we meer controle hebben over welke processen er nu net aan staan en op welke wijze deze werken.

2 Stopping Power Analyse

2.1 Theorie

In dit deel zullen we de lineaire stopping power onderzoeken die afhangt van de deeltjes die we afvuren en van het medium waarin deze deeltjes zich voortbewegen. De stopping power is de differentieële energie verandering van een deeltje in een materiaal gedeeld door de differentieële padlengte waarin deze energie verandering gebeurt. Let op dat stopping power (die wordt gedefinieerd door de formule van Bethe) enkel voor geladen deeltjes geldt omdat het mechanisme waarin deeltjes energie verliezen in een medium voornamelijk afkomstig is van de Coulomb kracht tussen de elektronen op de buitenste schil van de atomen van het medium en de lading van het deeltje dat door het medium beweegt.

De lineaire stopping power wordt geschreven als [1]:

$$S = -\frac{dE}{dx} \quad (1)$$

De klassieke uitdrukking voor S wordt de Bethe formule genoemd en wordt geschreven als:

$$S = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} N B \quad (2)$$

waar

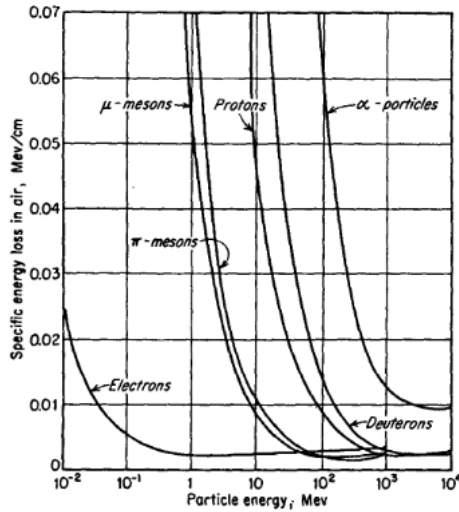
$$B = Z \left[\ln \frac{2m_0 v^2}{I} - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right] \quad (3)$$

waarbij dat v en ze de snelheid en lading van het primaire deeltje zijn respectievelijk, N en Z zijn het aantal atomen per volume eenheid en atomair getal van de atomen in het medium respectievelijk, m_0 is de electron rustmassa en e de elektron lading. De parameter I is de gemiddelde excitatie en ionisatie potentiaal van het medium en is een experimenteel te bepalen parameter voor elk element.

Omdat B in vergelijking (3) traag varieert met deeltjes energie kunnen we het gedrag van de Bethe formule observeren door enkel naar de voorfactor te zien in 2. Hieruit kunnen we zien dat S gaat als $\frac{1}{v^2}$ of dus volgens het inverse van de energie van het deeltje. Dit kan verklaard worden door het feit dat hoe trager het deeltje gaat, hoe langer het in het bijzijn van een ander geladen deeltje in het medium blijft waardoor de Coulomb kracht langer inwerkt en dus de energie verandering groter wordt.

We kunnen ook zien wat het verschil is tussen verschillende soorten geladen deeltjes met dezelfde energie. Als we kijken naar de voorfactor zien we een z^2 afhankelijkheid. Dit betekent dat deeltjes met een grotere lading sneller energie verliezen dan deeltjes met een kleinere lading. Een alfa deeltje zal sneller energie verliezen dan een proton bijvoorbeeld.

Een typische grafiek voor de stopping power van verschillende deeltjes ziet er als volgt uit:

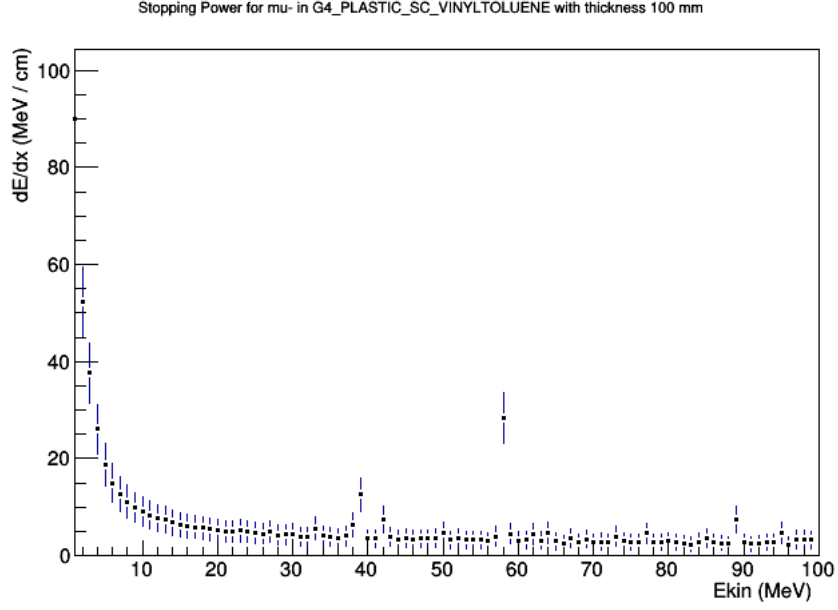


Figuur 4: Stopping power van verscheidene deeltjes in lucht

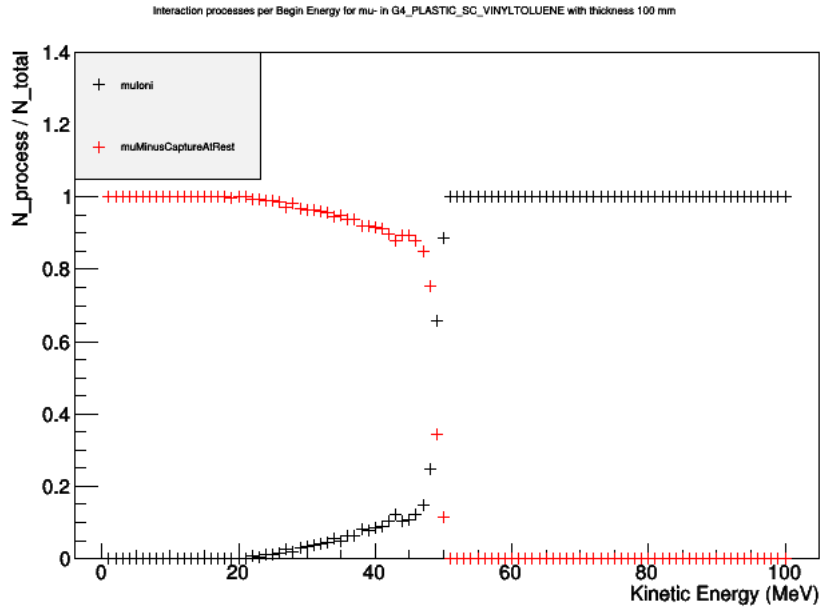
2.2 Muonen

Muonen zijn zware negatief geladen deeltjes die voornamelijk interageren met het medium via ionisatie [13].

We zullen nu muonen met een energie tussen 1 MeV en 100 MeV afvuren op de PVT plaat en de interactie processen observeren.

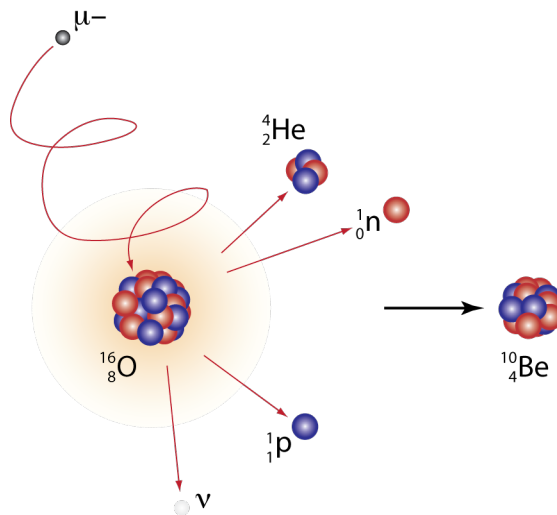


Figuur 5: Stopping power van muonen met energie tussen 1 MeV en 100 MeV



Figuur 6: Interactie processen van muonen met energie tussen 1 MeV en 100 MeV

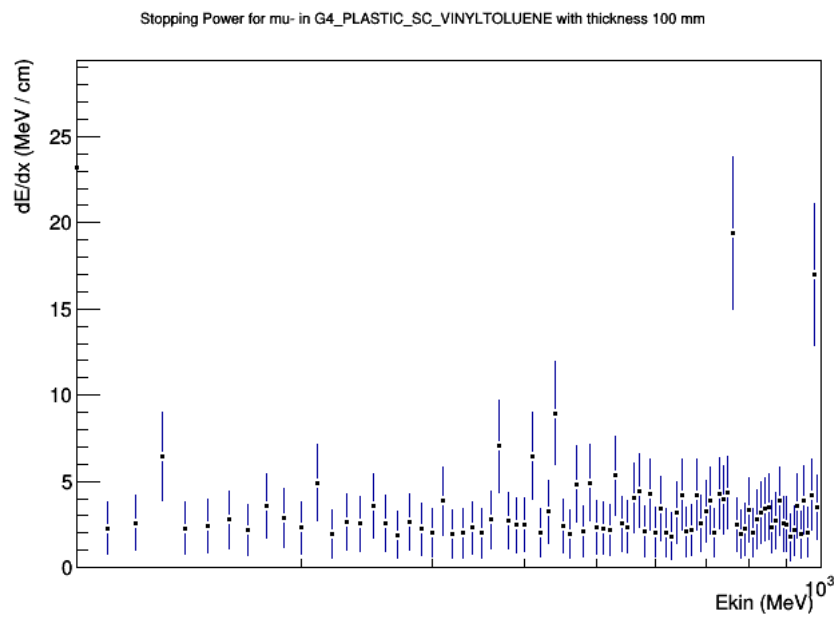
We zien dat dE/dx inderdaad afneemt zoals in de voorbeeldfiguur van dE/dx curves voor verschillende geladen deeltjes. Als we kijken naar de processen die het muon aangaat dan zien we dat voor energieën < 40 MeV muon capture overheerst. Muon capture gebeurt doordat een traag muon wordt aangetrokken naar een atoom en hierdoor in een orbitaal komt te zitten [10] [18] [14]. Het muon kan hierna wel naar lagere orbitalen bewegen en uiteindelijk door K-capture in de kern vallen en de kern doen opsplitsen [16]. Dit is niet het enige dat kan gebeuren, maar dit zullen we tijdens de secundaire deeltjes analyse in meer detail bespreken.



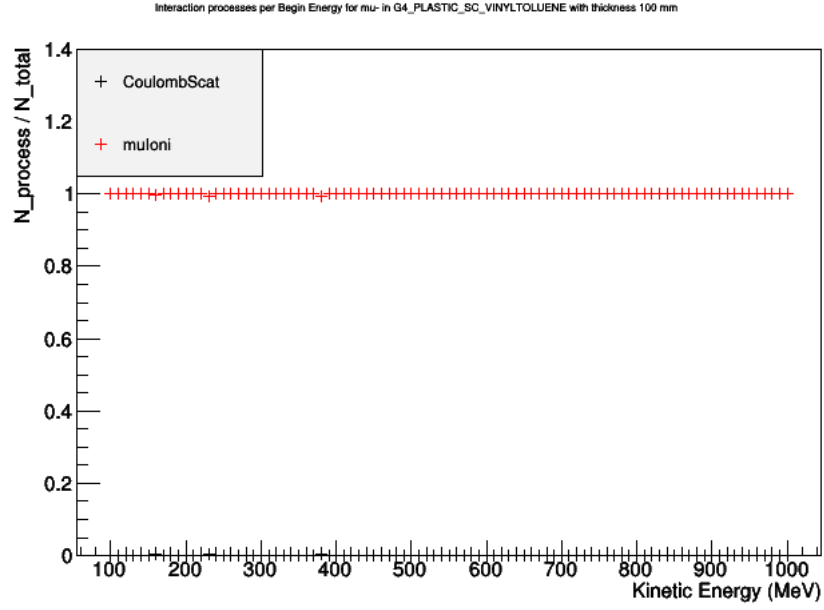
Figuur 7: Muon capture

Vanaf 40 MeV begint de ionizatie te overheersen. Dit is dus simpelweg wanneer een muon genoeg energie heeft om een elektron (meestal een elektron van de buitenste orbitaal) los te rukken van het atoom waar het aan gebonden was.

Voor muonen tussen de 100 MeV en 1 GeV zien we het volgende:

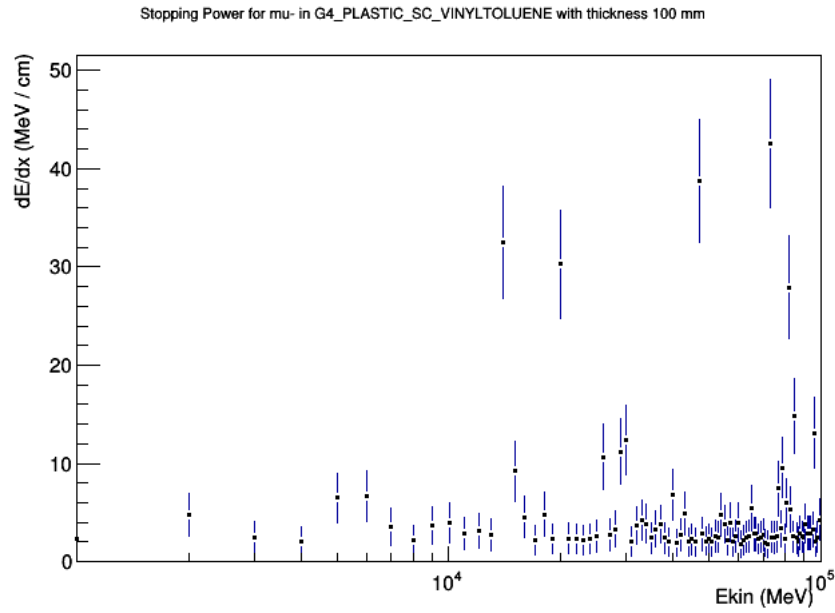


Figuur 8: Stopping power van muonen met energie tussen 100 MeV en 1 GeV

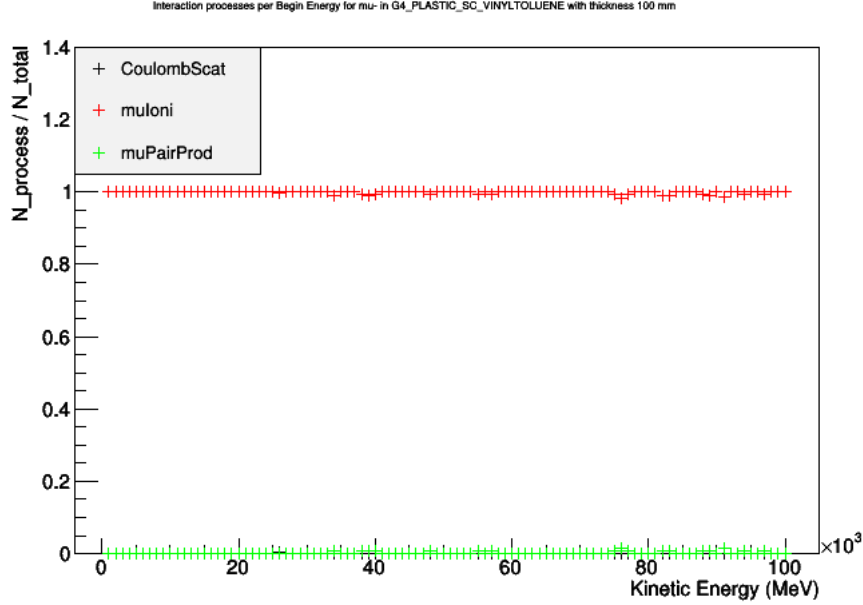


Figuur 9: Interactie processen van muonen met energie tussen 100 MeV en 1 GeV

We zien niets speciaals in dit energie gebied. De muonen interageren nog steeds voornamelijk door ionizatie en heel soms door te scatteren op elektronen. We kunnen nu naar een nog hoger energie gebied gaan tussen 1 GeV en 100 GeV. We zien hier het volgende:

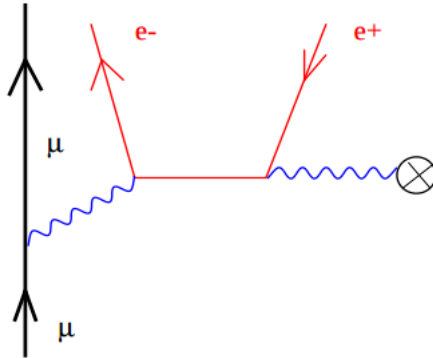


Figuur 10: Stopping power van muonen met energie tussen 1 GeV en 100 GeV



Figuur 11: Interactie processen van muonen met energie tussen 1 GeV en 100 GeV

Het process dat nog steeds overheerst is ionizatie en soms is er scattering op elektronen, maar er is nog een extra process bijgekomen die niet veel voorkomt namelijk muon paar productie. Dit is het fenomeen dat een muon in het Coulomb veld van een kern (voor impuls behoud zoals bij paar productie van het foton) een elektron-positron paar produceert zoals op volgende diagram.:



Figuur 12: Feynman diagram voor muon direct paar productie

We zouden ook verwachten dat brehmstrahlung een rol zou spelen bij muon energie verlies. Maar dit is op de energieën die wij onderzoeken niet van toepassing. De waarschijnlijkheid op brehmstrahlung [12] schaaft met $\frac{1}{m^2}$ en met Z^2 dus we zullen dit enkel zien op veel hogere energieën. Het is ook mogelijk dat muonen door verval hun energie afgeven, dit zullen we zien bij de analyse van de secundaire deeltjes.

2.3 Elektronen en Positronen

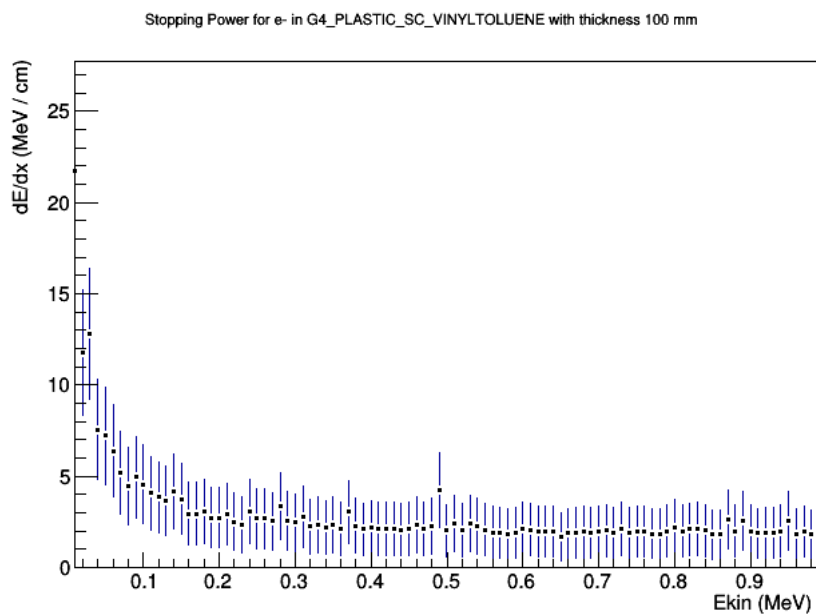
In tegenstelling tot de zwaardere geladen deeltjes zullen elektronen zeer plotse veranderingen in hun banen ondervinden doordat de massa van het inkomend deeltje (het elektron) gelijkend of veel kleiner is dan de deeltjes waarop ze botsen, namelijk de atomaire elektronen of kernen. Hierdoor is de impulsverandering veel groter dan bij de muonen. Dit heeft als effect dat stralings effecten bij elektronen (hetzelfde voor positronen) een belangrijk energie verlies kanaal zijn in tegenstelling tot de zwaardere

geladen deeltjes waarbij stralings effecten verwaarloosbaar zijn. Deze stralings effecten doen zich voor wanneer een geladen deeltje een versnelling ondergaat en dit zijn nu net de plotse baansveranderingen die elektronen meer meemaken dan bijvoorbeeld muonen.

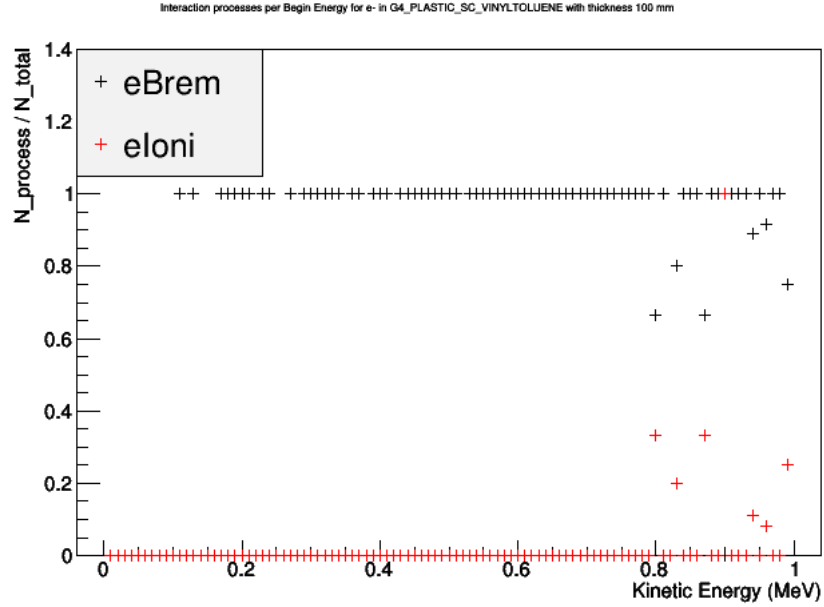
Als een elektron wordt vertraagt dan noemen we het stralingsmechanisme brehmstrahlung (afremmings straling). De formule voor de radiatieve energie verliezen ziet eruit als volgt:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_r = \frac{NEZ(Z+1)e^4}{137m^2c^4} \left(4\ln \frac{2E}{mc^2} - \frac{4}{3}\right) \quad (4)$$

In deze formule zien we ook dat door het voorkomen van een m^2 in de noemer, zwaardere geladen deeltjes weinig energieverlies door stralings effecten zullen ondergaan. We zullen nu zien naar elektronen en positronen met een energie < 1 MeV:

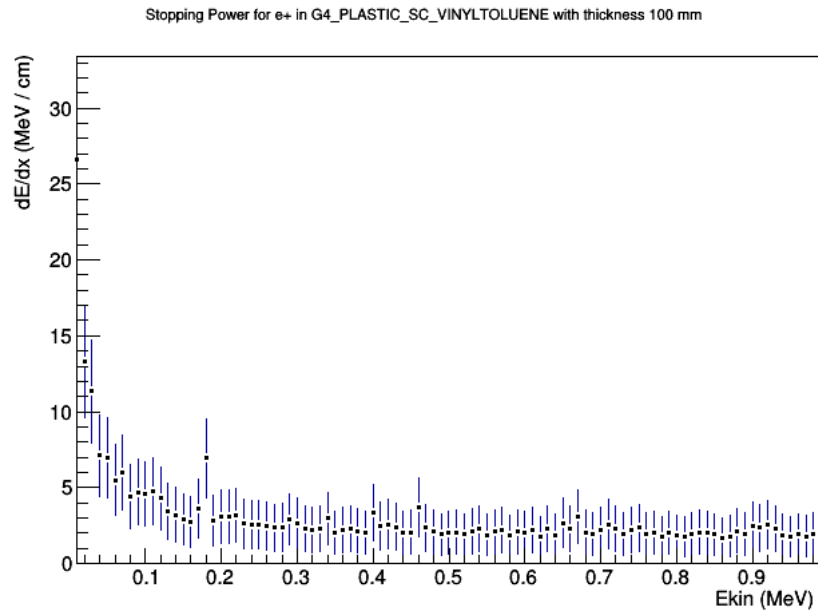


Figuur 13: Stopping power van elektronen met energie tussen 10 keV en 1 MeV

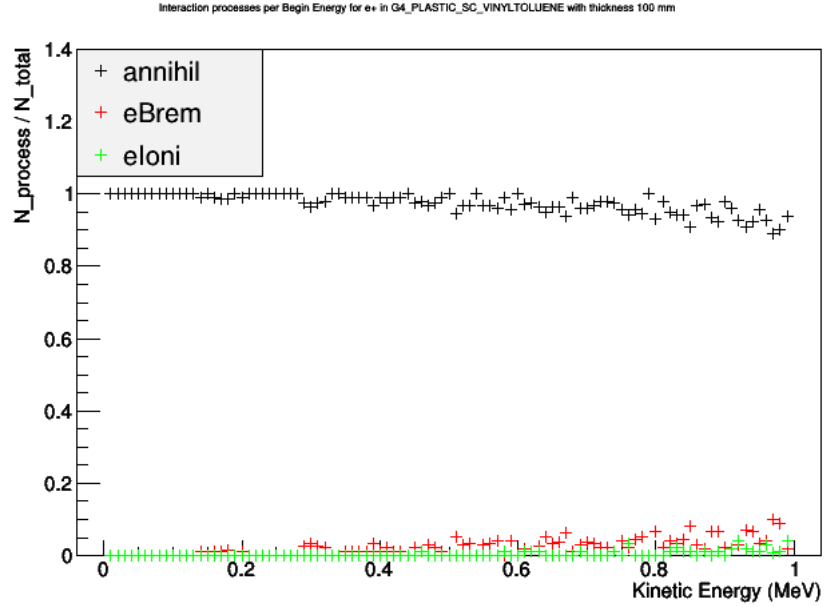


Figuur 14: Interactie processen van elektron met energie tussen 10 keV en 1 MeV

We zien dat het elektron in het lage energie gebied energie verliest door de Coulomb krachten in het atoom, maar dat er geen ionizatie of exciatio optreedt hierdoor. Onder de 1 MeV hebben we voornamelijk energie verlies door bremsstrahlung en transport van het elektron. Dit is al meteen anders dan bij het muon waarbij dat op kleine energieën energie verlies meestal gebeurde door muon capture en waarbij bremsstrahlung enkel voorkomt op hele hoge energieën. Rond 1 MeV zien we dat ionizatie mogelijk wordt.



Figuur 15: Stopping power van positronen met energie tussen 10 keV en 1 MeV

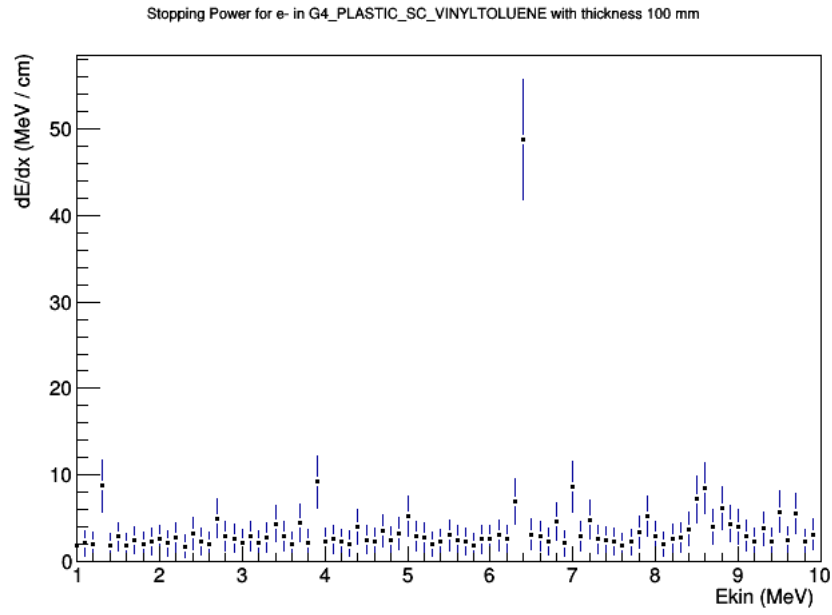


Figuur 16: Interactie processen van positron met energie tussen 10 keV en 1 MeV

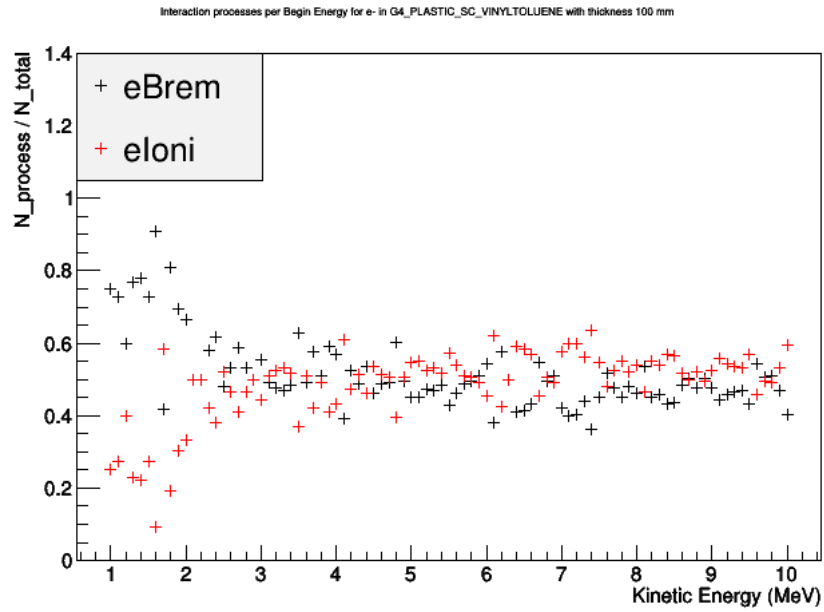
Positronen hebben nog het extra effect van annihilatie dat voorkomt. Dit heeft als gevolg dat de fotonen die de energie van het geannihileerde positron-elektron paar voortdragen ver in het materiaal kunnen doordringen. Dit effect gebeurt pas wanneer het positron niet genoeg energie meer heeft en naar een elektron wordt getrokken door Coulomb krachten.

Het is niet zo verwonderlijk dat elektronen en positronen nagenoeg hetzelfde energieverlies patroon ondervinden aangezien dat enkel de lading anders is. Maar omdat het positron nog steeds met veel elektronen tegelijk interageert zal de andere richting van afbuiging geen significant effect hebben omdat er over het algemeen wel evenveel elektronen aan elke kant rondom het positron zitten.

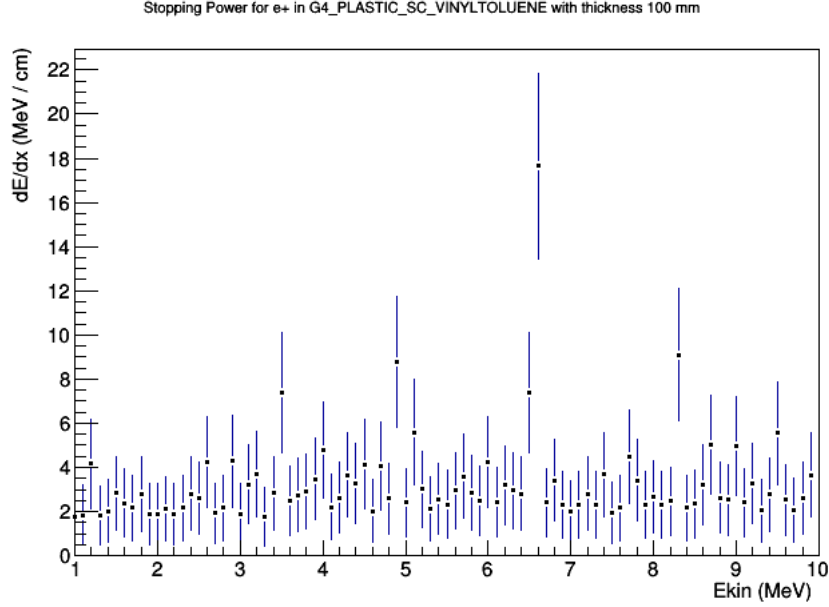
In het energiegebied van 1 MeV tot 10 MeV zien we het volgende:



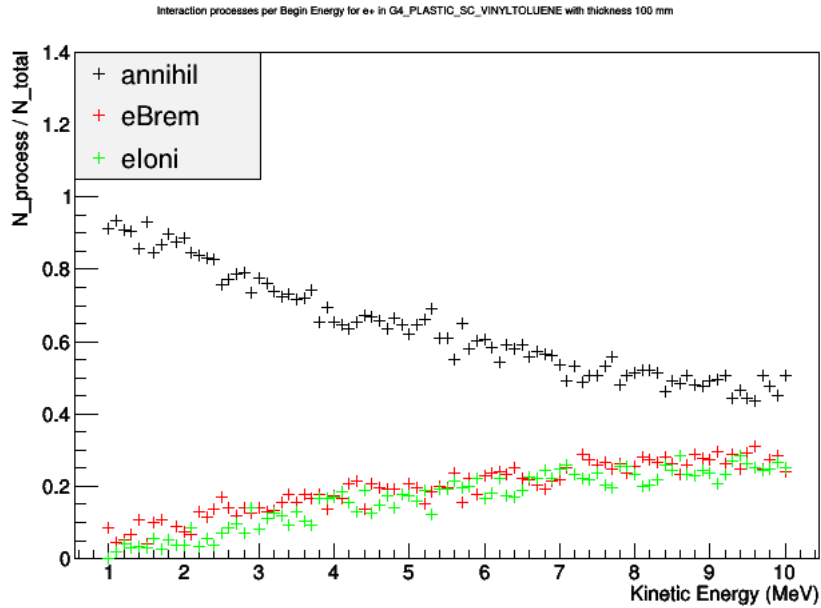
Figuur 17: Stopping power van elektronen met energie tussen 1 MeV en 10 MeV



Figuur 18: Interactie processen van elektronen met energie tussen 1 MeV en 10 MeV



Figuur 19: Stopping power van positronen met energie tussen 1 MeV en 10 MeV



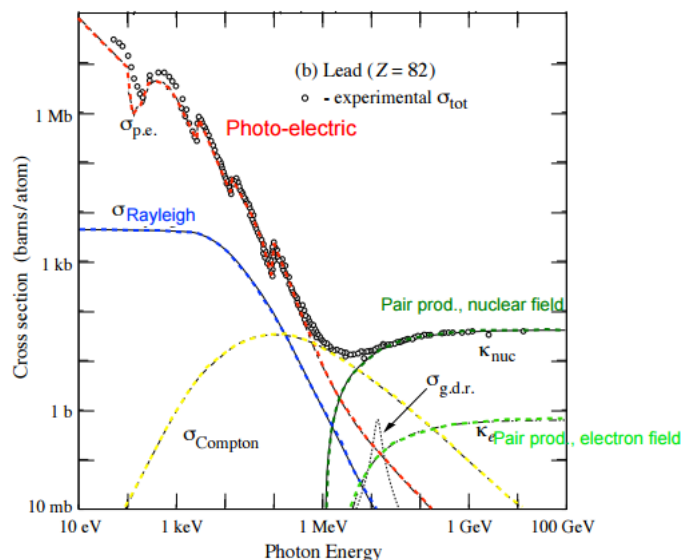
Figuur 20: Interactie processen van positronen met energie tussen 1 MeV en 10 MeV

We zien dat op deze energieën zowel brehmstrahlung als ionisatie een even grote rol spelen in de interactie met de atomen in het medium. Bij positronen neemt de invloed van annihilatie af doordat de energie zo hoog is dat het positron eerst door de andere processen energie zal verliezen waarna het, wanneer het vertraagt, aangetrokken zal worden naar een elektron en zal annihilieren.

2.4 Gamma stralen

Er zijn maar drie mechanismen waarmee gamma stralen interageren met materie die belangrijk genoeg zijn om mee te nemen in stralings metingen: foto-elektrische absorptie, Compton scattering en paar

productie [6]. Bij paar productie en foto-elektrische absorptie wordt de foton energie volledig omgezet in elektron energie en bij Compton scattering wordt een deel van de foton energie afgegeven aan een elektron waarna de foton onder een hoek afbuigt van zijn originele pad. Dit plotse gedrag is in sterk contrast met het gedrag van de geladen deeltjes die we net hebben besproken welke geleidelijk energie verliezen door interactie met veel deeltjes tegelijk. Er worden drie andere mechanismen achterwege gelaten: Moleculaire interacties, Rayleigh scattering en nucleaire interacties.

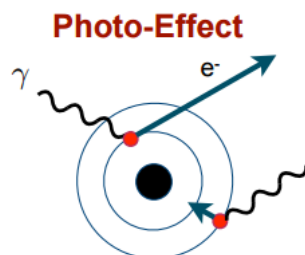


Figuur 21: Photon interactie werkzame doorsnedes voor verschillende interacties

We kunnen zien dat we gamma interacties kunnen opdelen in drie regimes corresponderend met de drie processen die we beschouwen. In elk van deze regimes is het corresponderend proces overheersend.

2.4.1 Foto-elektrische Absorptie

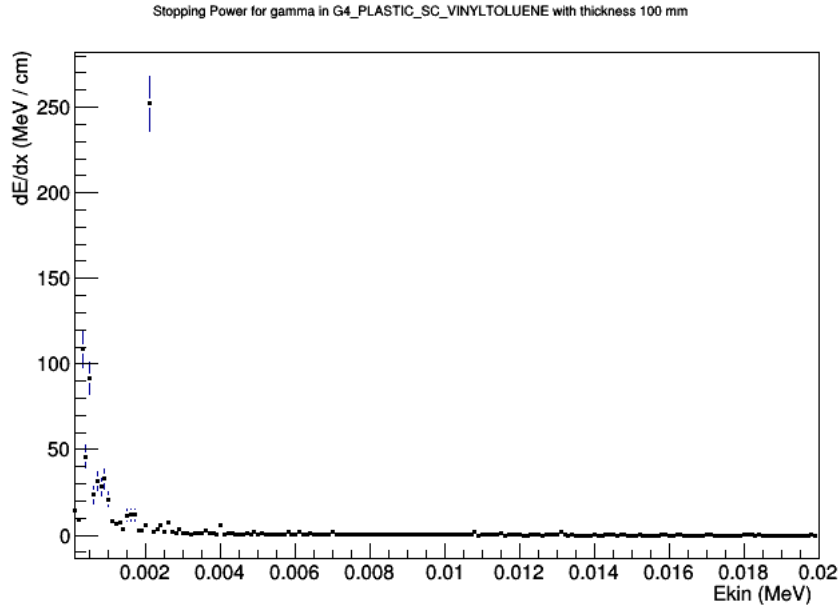
Foto-elektrische absorptie is het effect dat een foton botst op een elektron dat gebonden is aan een atoom waarna het volledig wordt geabsorbeerd door het elektron waardoor het genoeg energie krijgt om zich los te werken van het atoom.



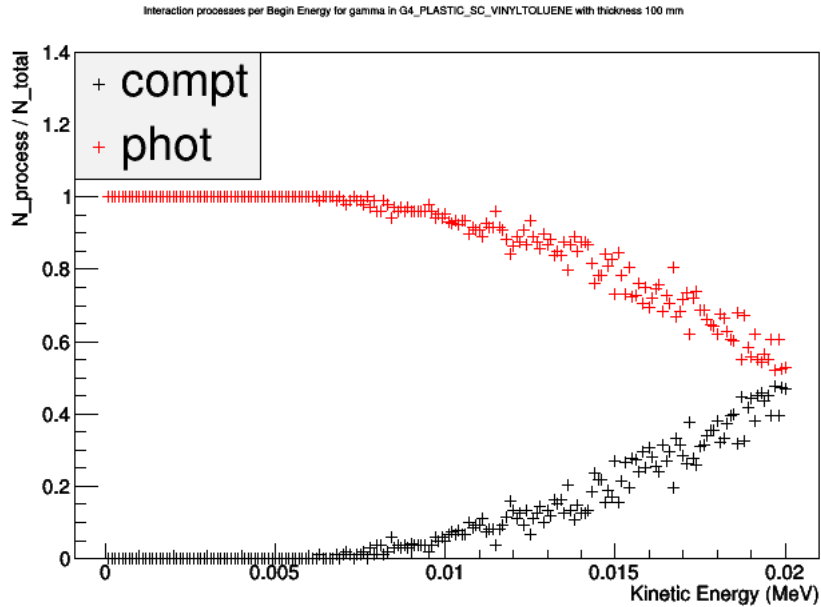
Dit elektron wordt een foto-elektron genoemd. Deze interactie komt het meeste voor bij de K-schil van het atoom. De energie van het foto-elektron wordt gegeven door:

$$E_e = h\nu - E_b \quad (5)$$

met E_e de energie van het foto-elektron, $h\nu$ de energie van de gamma en E_b de bindings energie van het elektron in het atoom. We kunnen dit effect bekijken door naar fotonen te zien onder de 20 keV:



Figuur 22: Stopping power van gammas < 20 keV met alle processen aan



Figuur 23: Interactie processen voor gammas < 20 keV

We zien dat onder de 5 keV het foto-elektrisch effect het enige proces is dat de inkomende fotonen aangaan. We zien ook dat in dit gebied dE/dx grote waarden kan aannemen omdat het foton op een korte afstand plots al zijn energie afstaat aan het elektron en geabsorbeerd wordt. We zien dat Compton scattering bij energieën groter dan 5 keV begint mee te spelen. Paar productie doet nog niet mee omdat er nog niet genoeg energie is om in een elektron-positron paar te veranderen (minstens 1 MeV nodig).

2.4.2 Compton Scattering

Compton scattering is het effect waarbij dat een foton botst op een elektron en dit foton wegkaatst onder een hoek tov zijn oorspronkelijke bewegingsrichting en hierbij van golflengte veranderd doordat er energie wordt afgegeven aan het elektron.

Compton-Scattering



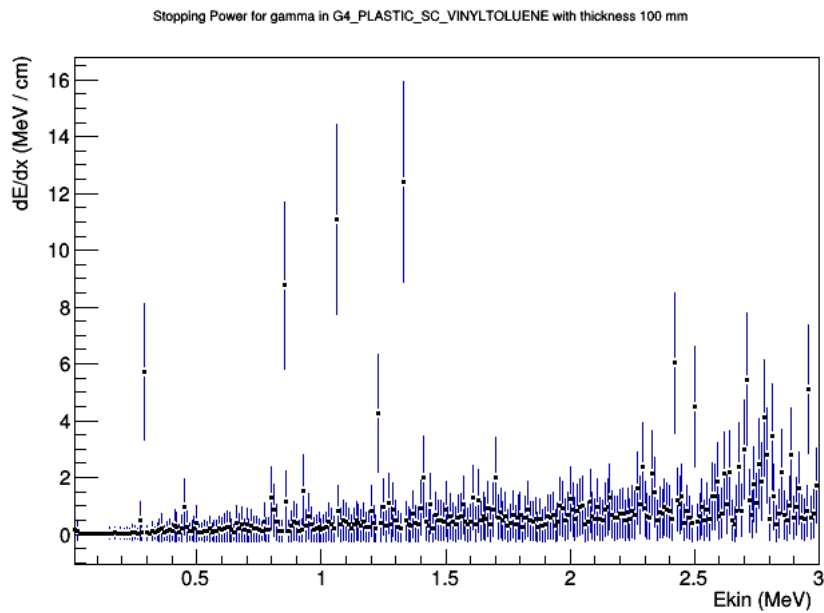
$$\gamma + e \rightarrow \gamma' + e'$$

De energie van het foton na de botsing wordt gegeven door:

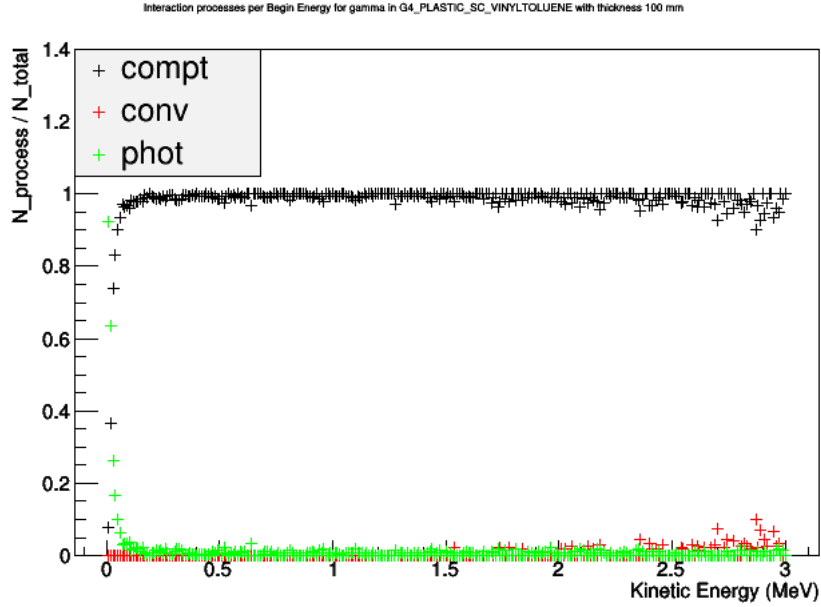
$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (6)$$

waarbij E_γ en E'_γ de energie is van het foton voor en na de botsing respectievelijk, θ de scatter hoek en $m_0 c^2$ de rustmassa van het electron (0.511 MeV).

Dit effect kan geobserveerd worden voor energieën groter dan 10 keV:



Figuur 24: Stopping power voor gammas tussen 10 keV en 3 MeV



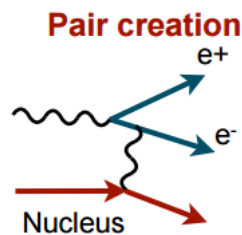
Figuur 25: Interactie processen voor gammas tussen 10 keV en 3 MeV

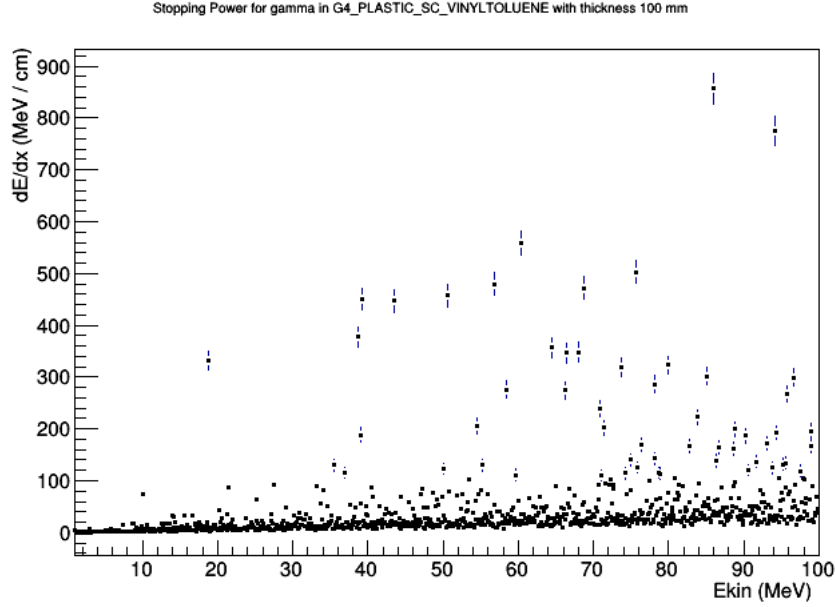
We zien dat in het Compton regime de dE/dx veel kleiner is dan die van het foto-elektrisch effect. Dit is wat we verwachten omdat bij het foto-elektrisch effect plots al de energie van het foton wordt geabsorbeerd, en hoewel het lage energieën zijn gebeurt het in een zeer korte afstand. Bij Compton scattering wordt zeker niet alle energie van het foton afgegeven aan de elektronen en gebeurt de energie uitwisseling over een langere afstand waardoor de dE/dx lager zal zijn.

We zien ook dat hoewel er toch genoeg energie is om een elektron-positron paar te maken (> 1.022 MeV) dat dit nagenoeg niet gebeurt. Pas rond de 2-2.5 MeV zien we paar producties gebeuren.

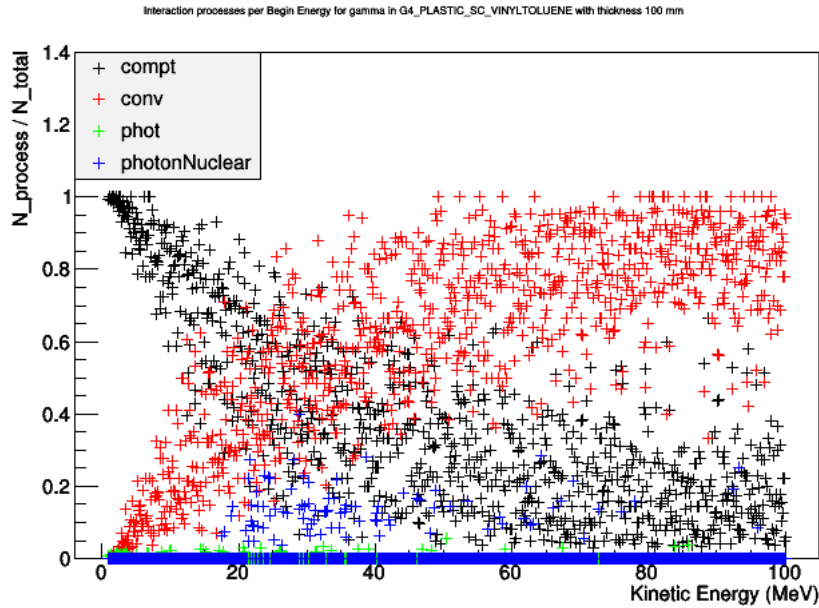
2.4.3 Paar productie

Paar productie is het effect waarbij een foton met genoeg energie kan vervallen in een elektron-positron paar. Dit kan enkel en alleen gebeuren als het foton een energie heeft van meer dan 1 MeV, maar zoals in de vorige sectie gezien gebeurt dit meestal pas bij hogere energieën.





Figuur 26: Stopping power van gammas tussen 1 MeV en 100 MeV



Figuur 27: Interactie processen van gammas tussen 1 MeV en 100 MeV

We zien dat voor energieën boven de 20 MeV Compton scattering bijdragen kleiner worden tov. paar productie. Op hoge energieën domineert paar productie. We zien ook dat foto-nucleaire effecten soms een significante portie van de interactie processen zijn. Foto-nucleaire processen zijn analoog aan het foto-elektrische effect waarbij dat een foton wordt geabsorbeerd door de kern en hierdoor een proton of neutron uit de kern komt of waarbij er zelfs pionen kunnen gemaakt worden.

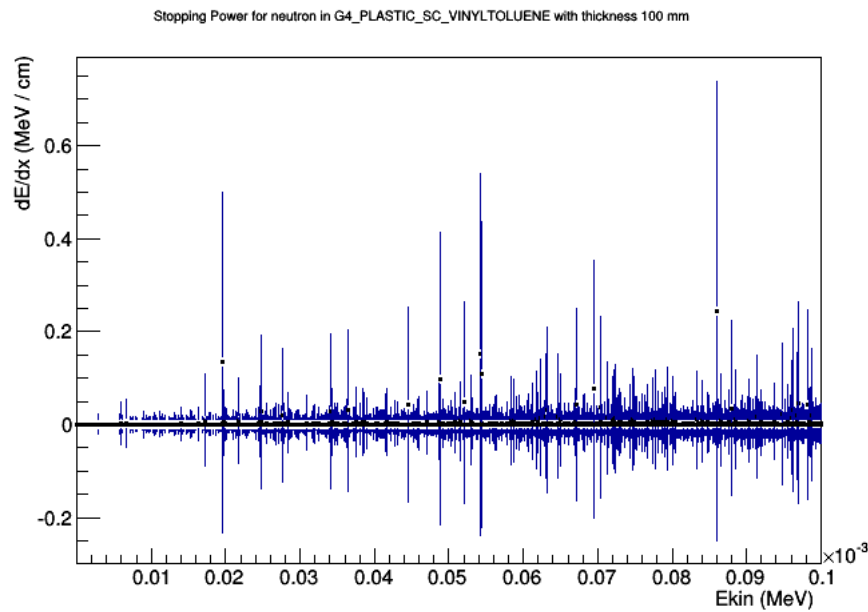
We zien dat dE/dx zich weer gedraagt zoals bij het foto-elektrisch effect en dit komt uiteraard omdat ook bij paar productie al de foton energie op een korte afstand wordt geconverteerd naar een elektron-positron paar waarbij dat het foton verdwijnt.

2.5 Neutronen

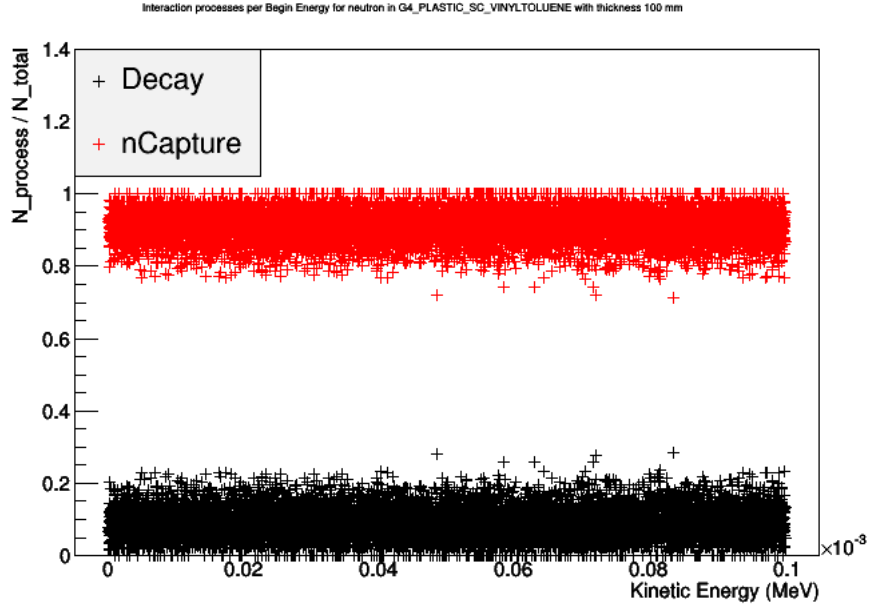
Neutronen hebben net zoals gammas geen lading waardoor ze niet interageren met de electromagnetische kracht. Een neutron ondergaat enkel interacties met de kernen van de atomen van het materiaal. Hierdoor kunnen neutronen enkele cm door materialen gaan zonder enige interactie waardoor ze zeer moeilijk te detecteren zijn met kleine detectors. Deze interactie zorgt ervoor dat het neutron helemaal kan verdwijnen en vervangen wordt door secundaire geladen deeltjes welke gemakkelijker gedetecteerd kunnen worden. Het neutron kan ook een elastische botsing aangaan waarna het neutron een verschillende energie en richting krijgt.

Er is ook een groot energiegebied waarin we neutronen kunnen vinden, dit werd in het inleidend deel besproken. We zullen neutron interacties in het gebied van 10 meV tot 10 GeV onderzoeken.

Het eerste gebied dat we bekijken is van 10 meV tot 0.1 keV:



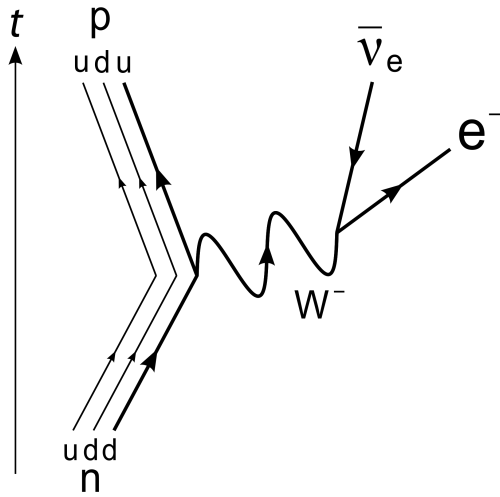
Figuur 28: Stopping power van neutronen met energie tussen 10 meV en 0.1 keV



Figuur 29: Interactie processen van neutronen met energie tussen 10 meV en 0.1 keV

We zien dat in dit energiegebied neutron verval en neutron capture de enige interacties zijn.

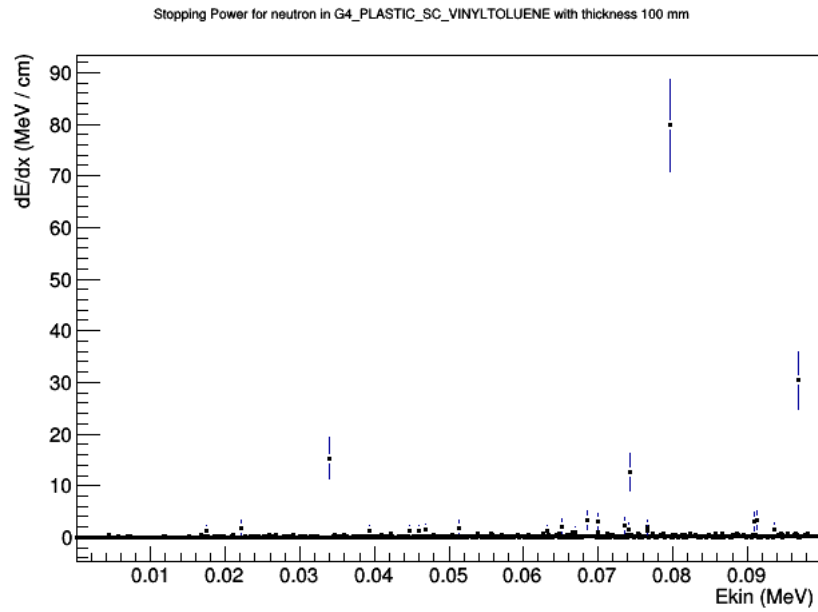
Neutron verval is het fenomeen waarbij dat een neutron vervalt naar een proton en hierbij een elektron en anti-elektron neutrino produceert. Fundamenteeler is het eigenlijk één van de down quarks in het neutron dat naar een up quark vervalt:



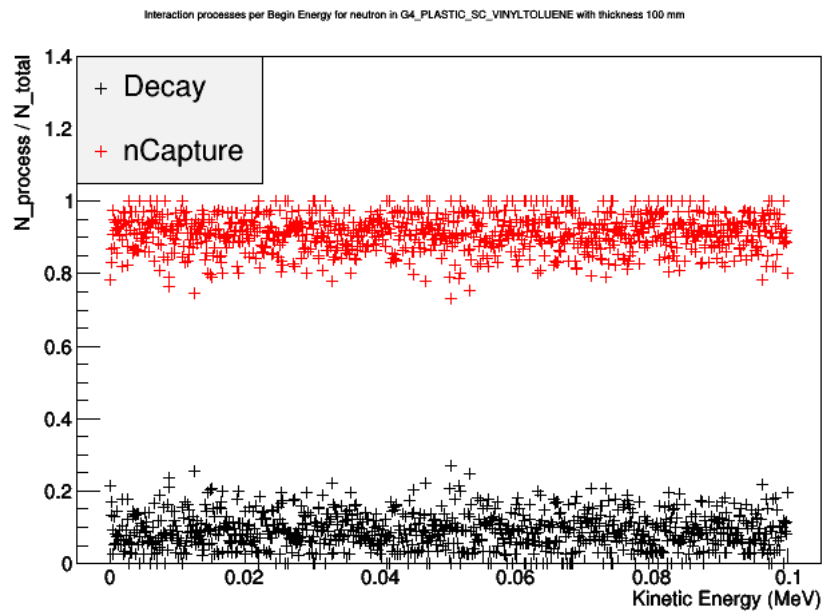
Figuur 30: Feynman diagram voor neutron verval

Bij neutron capture wordt er een neutron geabsorbeerd in de kern van een atoom in het medium. Dit zorgt ervoor dat we isotopen in het materiaal krijgen die kunnen vervallen naar andere kernen. We zullen in meer detail zien wat voor deeltjes we krijgen wanneer we de secundaire deeltjes analyse doen.

We zien exact hetzelfde gedrag in het energiegebied van 0.1 keV tot 0.1 MeV:

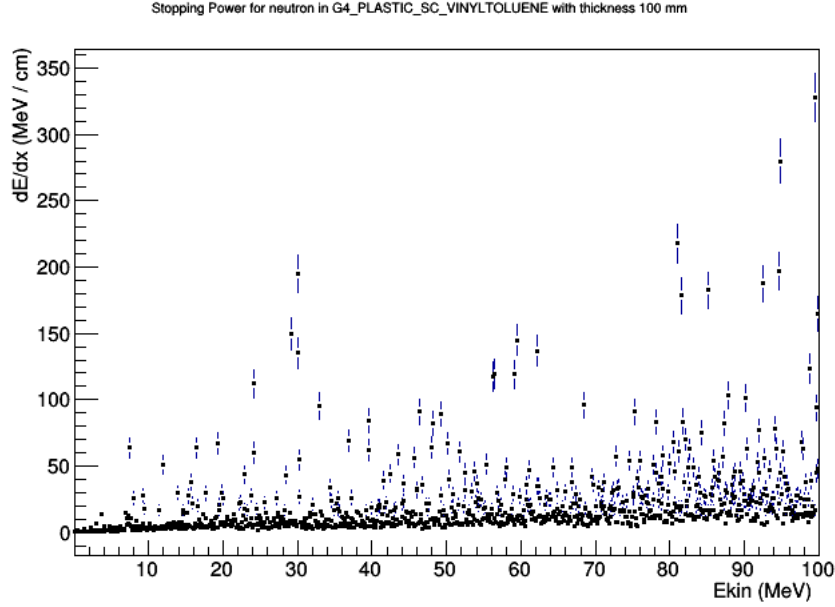


Figuur 31: Stopping power voor neutronen met energie tussen 0.1 keV en 0.1 MeV

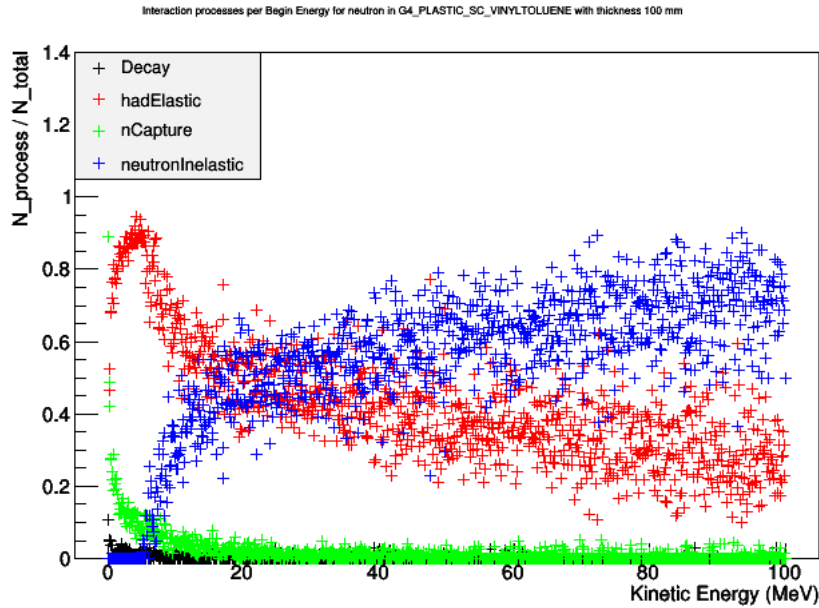


Figuur 32: Interactie processen voor neutronen met energie tussen 0.1 keV en 0.1 MeV

Er gebeuren andere zaken in het gebied van 0.1 MeV tot 100 MeV:



Figuur 33: Stopping power voor neutronen met energie tussen 0.1 MeV en 100 MeV



Figuur 34: Interactie processen voor neutronen met energie tussen 0.1 MeV en 100 MeV

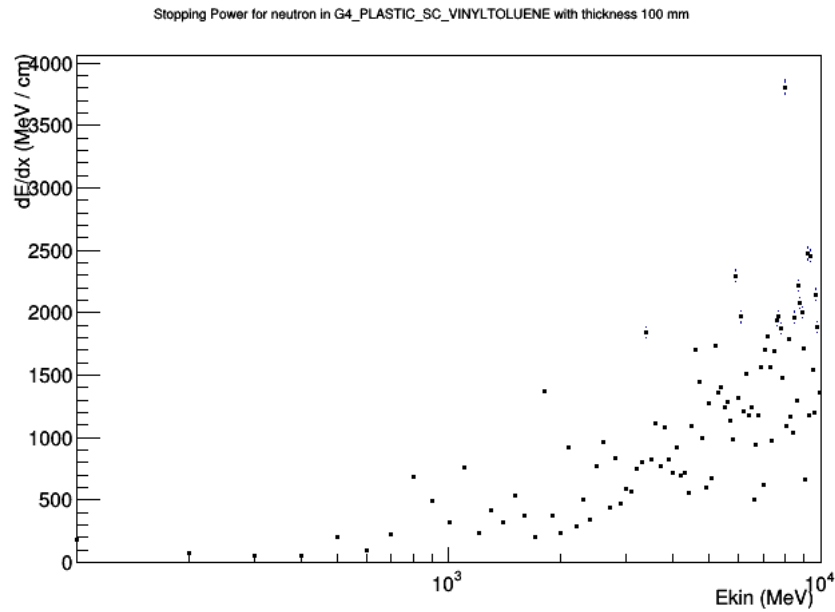
We zien dat er twee nieuwe processen zijn bijgekomen: inelastische en elastische neutron botsingen. Onder de 20 MeV is er een punt waarop dat elastische botsingen het primaire interactie proces zijn. Deze elastische botsingen zorgen ervoor dat het snelle neutron ($E > 1$ MeV) energie verliest tot het een thermisch neutron is. Deze botsingen houden nucleaire reacties in stand. Hoe lichter de atomen zijn in het medium hoe meer energie het neutron zal afstaan aan het atoom.

Naarmate de energie groter wordt neemt de bijdrage van elastische botsingen af en zullen inelastische botsingen belangrijker zijn. Bij inelastische botsingen kan het neutron genoeg energie afgeven aan de kern van het atoom zodat het geëxciteerd geraakt. Bij de deëxcitatie zal er een gamma worden uitgestraald.

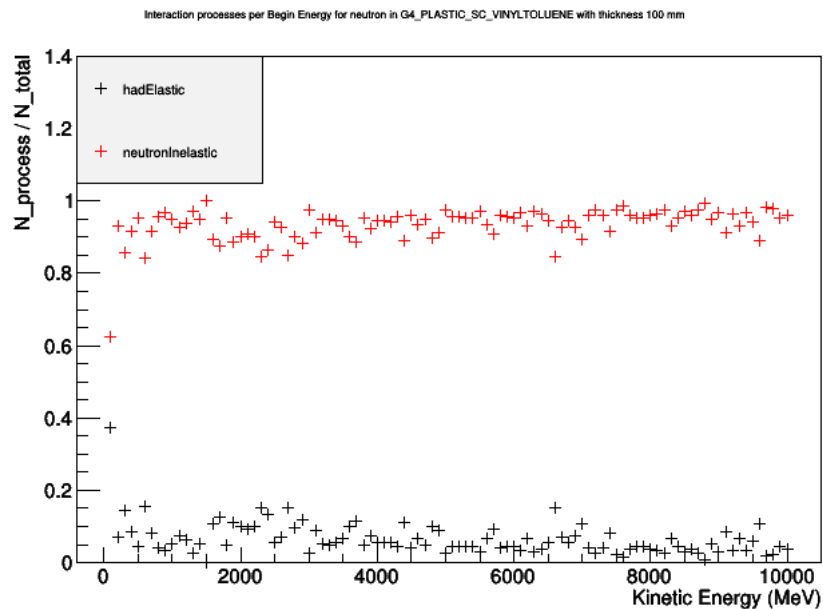
Ook kunnen er andere geladen deeltjes gemaakt worden doordat de kern instabiel is. Deze deeltjes zijn voornamelijk geladen deeltjes welke met conventionele manieren gedetecteerd kunnen worden.

Merk ook op dat neutron capture en neutron verval steeds minder voorkomen en uiteindelijk helemaal overschaduwt worden door de botsings processen.

In het laatste energie gebied van 100 MeV tot 10 GeV zien we het volgende:



Figuur 35: Stopping power voor neutronen met energie tussen 100 MeV en 10 GeV



Figuur 36: Interactie processen voor neutronen met energie tussen 100 MeV en 10 GeV

We zien dat enkel de botsings processen nog overblijven op deze energie. We zien ook duidelijk dat

het voornamelijk inelastische botsingen zijn die relevant zijn.

3 Secundaire Deeltjes Analyse

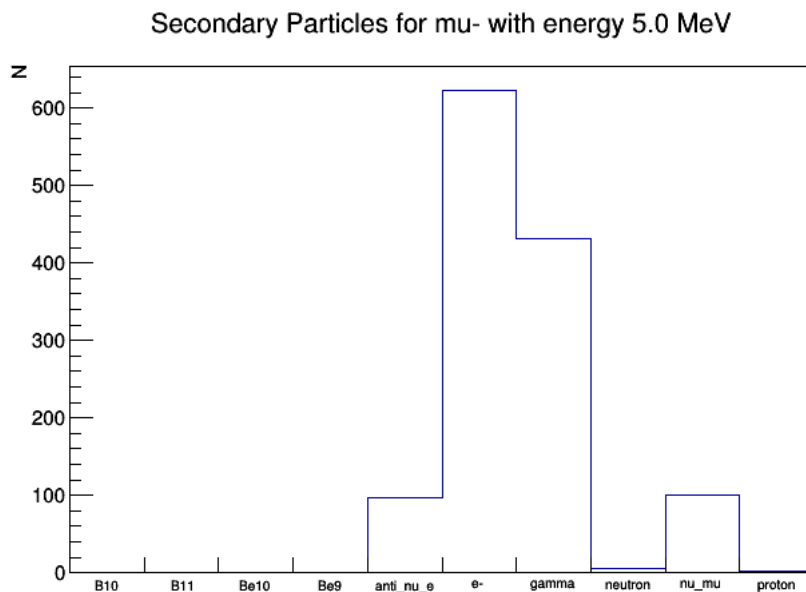
In dit hoofdstuk zullen we wat meer zien naar wat voor secundaire deeltjes er worden geproduceerd in de verschillende energie gebieden voor de verschillende beschouwde deeltjes. Doordat we in vorig hoofdstuk al hebben gezien welke processen relevant zijn voor welke energie gebieden zal het verklaren van de secundaire deeltjes vanzelfsprekend moeten zijn.

Let wel op dat we nog niet gaan zien naar de optische fotonen, deze krijgen een apart hoofdstuk. Ook moet er worden vermeld dat we telkens naar de secundaire deeltjes zien over 100 events. Dit aantal geeft genoeg kans om de minder waarschijnlijke processen te kunnen zien in de simulatie. Wanneer de secundaire deeltjes worden bekeken mag er dus niet naar de absolute aantallen gekeken worden, maar eerder naar de relatieve hoeveelheid van een secundair deeltje tov. de andere.

3.1 Muonen

3.1.1 Muon Capture: $E < 50$ MeV

Het eerste energie gebied dat we gaan onderzoeken is tussen 1 MeV en 100 MeV. We hebben gezien dat in dit gebied het muon volgens twee processen interageert met het medium: muon capture en ionizatie. Als we zien naar de secundaire deeltjes voor een muon van 5 MeV dan zullen we enkel en alleen de deeltjes zien die door muon capture zijn ontstaan:

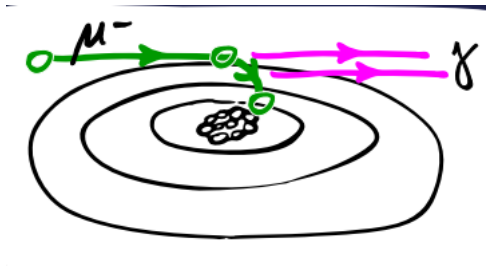


Figuur 37: Secundaire deeltjes van een 5 MeV muon

We zien dat er veel elektronen en gammas worden gemaakt. Als we dieper kijken naar de processen dan zien we dat deze in dezelfde muon capture worden gemaakt. We zien ook dat in veel gevallen dit gepaard gaat met een muon neutrino en anti elektron neutrino paar.

Muon capture begint bij een muon in een orbitaal van een atoom te vangen. Een muon zal hetzelfde gedrag tonen als een elektron. Als het muon naar een lagere orbitaal kan (lagere energie) dan zal dit waarschijnlijk ook gebeuren en omdat we vrij zeker kunnen zijn dat er geen andere muonen in het atoom gevangen zitten kan het muon naar de laagste orbitaal zakken. Tijdens dit afzakken naar een lager energie niveau zal er energie vrijkomen, meestal gebeurt dit in de vorm van fotonen (zoals we zien hebben we

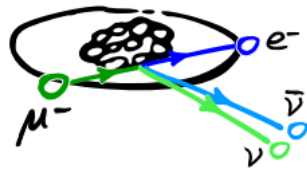
vrij veel gammas) maar dit kan ook gebeuren doormiddel van Auger transities waarbij dat de energie aan een ander electron wordt gegeven en deze uit het atoom vliegt. Deze Auger transities zouden een groot deel van de elektronen kunnen verklaren. Voor hoge orbitalen zijn Auger transities dominant terwijl voor de lagere orbitalen de foton emissie dominant is.:



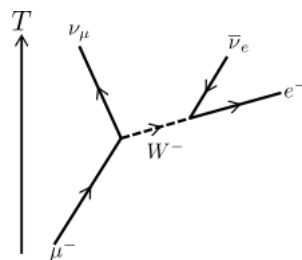
Figuur 38: EM cascade van muon capture

In speciale gevallen kan het zelfs zijn dat de transitie tussen orbitalen genoeg energie vrijgeeft dat er geen foton of elektron wordt uitgestraald maar dat er een neutron uit de kern wordt gestoten of dat de kern opsplijt, dit wordt het nucleaire Auger effect [17] en plotse fissie genoemd respectievelijk. Dit zou kunnen verklaren waarom dat we neutronen, protonen en een aantal andere atomen zien in onze secundaire deeltjes.

Na dat het muon is afgezakkt naar de laagste orbitaal zijn er een aantal mogelijkheden. Het muon kan vervallen terwijl het gebonden zit zoals:



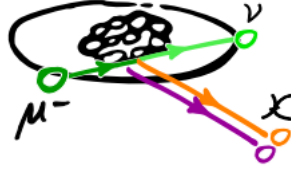
Figuur 39: Verval van gebonden muon



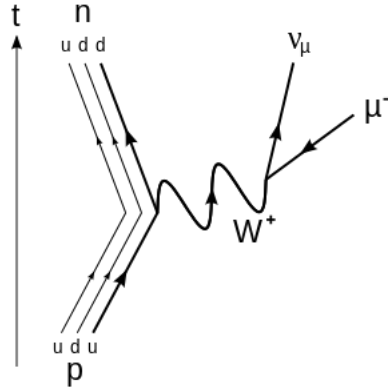
Figuur 40: Feynman diagram van muon verval

Omdat we zien dat de productie van elektronen en gammas voornamelijk gepaard gaan met de productie van een anti-elektron en muon neutrino paar kunnen we vaststellen dat muon verval terwijl het muon gebonden zit in het atoom frequent voorkomt.

Het volgende dat mogelijk is is nuclear capture. Dit is wanneer het muon van de laagste orbitaal in de kern valt. Dit gebeurt meestal met elektronen en dan wordt dit K-capture of L-capture genoemd (van K en L schil).



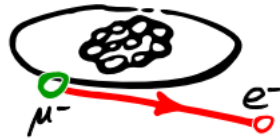
Figuur 41: Nuclear capture van muon



Figuur 42: Feynman diagram van muon capture

Zowel bij elektron als muon K-capture wordt een proton in de kern omgevormd naar een neutron en komt hierbij ook een neutrino vrij. Dit is inderdaad een proces dat we zien gebeuren waaruit we andere kernen krijgen. Wat ook mogelijk is is dat er meer dan één neutron uit de kern komt of zelfs dat er een proton uitkomt. Dit hangt er vanaf of de kern die wordt gemaakt door muon capture zelf stabiel is of niet.

Het laatste dat kan gebeuren is muon naar electron conversie [11]. Dit proces ziet er als volgt uit:



Figuur 43: Muon-electron conversie

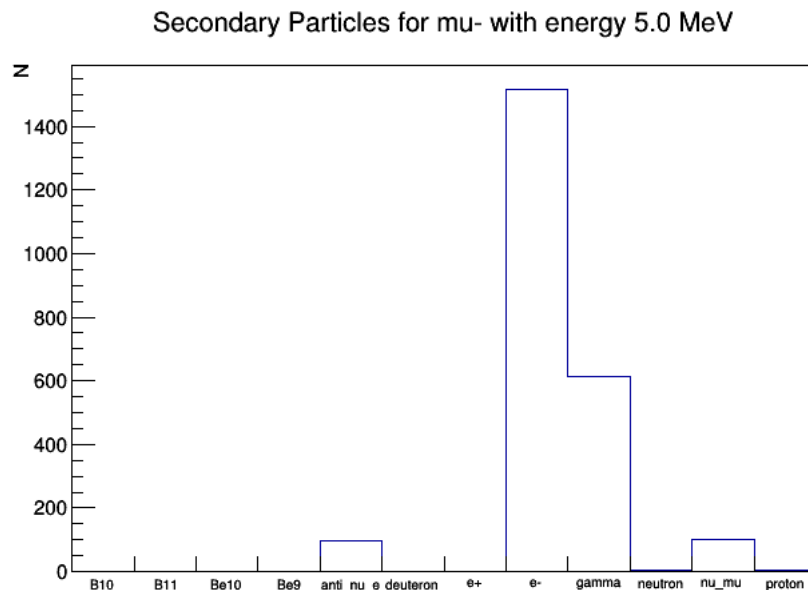
$$\mu^- + N(A, Z) \rightarrow e^- + N(A, Z) \quad (7)$$

We zien meteen dat dit proces het lepton getal niet behoudt. Dit proces is verboden door het standaard model maar is het onderwerp voor verschillende experimenten die naar dit proces kijken (COMET [15] en Mu2e). Doordat deze experimenten pas tussen 2017 en 2021 zouden beginnen werken kunnen we er vanuit gaan dat dit proces niet in Geant4 zit.

De conclusie is dus dat al deze secundaire deeltjes gecreëerd worden door een muon die gevangen wordt in een hoog orbitaal en hierna naar lagere orbitalen afzakt waarbij er fotonen kunnen ontstaan of waarbij er elektronen van het atoom uitgestoten kunnen worden. Na het afzakken kan het muon vervallen naar een elektron en neutrino paren of door K capture een proton in een neutron veranderen die dan uitgestoten wordt waardoor we andere kernen te zien krijgen.

We hebben in deze analyse enkel en alleen gezien naar de secundaire deeltjes die door het muon zelf

werden geproduceerd, maar in praktijk zullen deze secundaire deeltjes ook secundaire deeltjes kunnen maken door interacties met het medium. Als we deze secundaire deeltjes erbij nemen dan zien we het volgende:



Figuur 44: Totaal secundaire deeltjes van 5 MeV muon

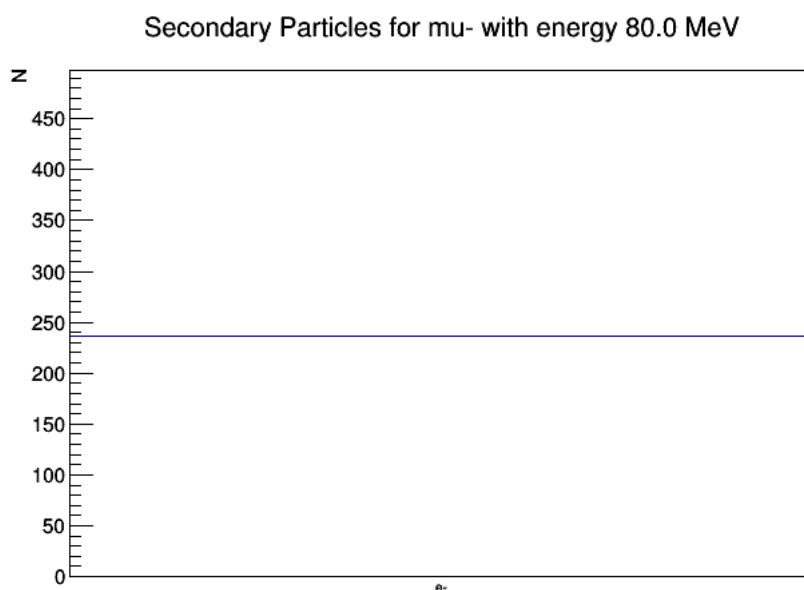
We zien dat er veel meer elektronen zijn dit wordt verklaard door drie effecten: het foto-elektrisch effect, compton scattering en ionizatie. In het geval van compton scattering zien we dat gammas die hieraan meedoen vrijwel nooit maar één vrij elektron produceren, maar meerdere. Dit zijn gammas die meer energie hebben dan wat nodig is voor het foto-elektrisch effect. Verder zien we dat de elektronen die vrijkomen door het eerder uitgelegde muon capture genoeg energie hebben om meerdere andere atomen te ionizeren.

Doordat er genoeg hoog energetische gammas zijn is het duidelijk van waar de positronen komen, deze komen namelijk van paar-productie. Deze worden wel snel terug geannihileerd en produceren hierbij gammas. Een ander proces dat mee bijdraagt aan het aantal gammas is brehmstrahlung. Dit is wat we verwachten doordat we terugdenken aan de analyse van de processen waar een elektron aan meedoet en het hoog aantal geproduceerde elektronen die we nu terugvinden.

We zagen dat er neutronen werden geproduceerd tijdens muon capture en deze kunnen we nu terug opsporen en zien wat er mee gebeurt. De neutronen zijn verantwoordelijke voor de twee nieuwe processen: neutron capture en elastische hadronische botsingen. Het materiaal PVT zit vol met waterstof en koolstof. Een waterstof kan een neutron absorberen en hierbij een gamma uitstralen waardoor we nu deuterium krijgen. We zien dat deuterium inderdaad tussen de lijst van secundaire deeltjes zit. De elastische hadronische botsingen zorgen er dan weer voor dat een neutron botst met een kern en hierbij een proton losmaakt. Deze neutron interacties gebeuren niet veel omdat, zoals we eerder hebben gezien, neutronen weinig interageren met materie.

3.1.2 Muon Ionizatie: $50 \text{ MeV} < E < 1 \text{ GeV}$

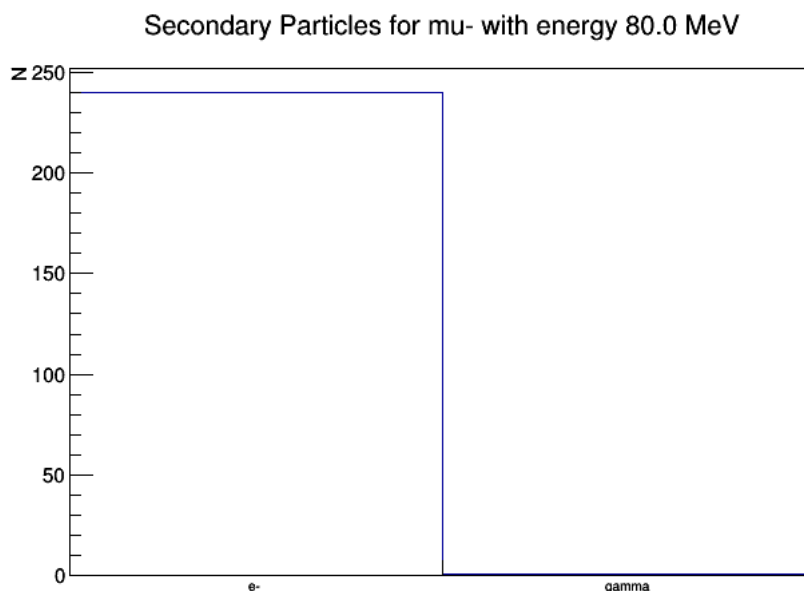
Laten we nu dezelfde analyse doen voor een muon van 80 MeV. De secundaire deeltjes geproduceerd door het muon alleen zijn als volgt:



Figuur 45: Secundaire deeltjes van een 80 MeV muon

Uit de analyse van de vorige sectie zien we dat het muon op deze energie enkel en alleen nog maar interageert volgens ionizatie. Dit is ook duidelijk te zien in de secundaire deeltjes die we krijgen. We zien enkel maar elektronen. Een opmerking dat we wel kunnen maken is dat op deze energie het muon zo goed als altijd meer dan één elektron vrij maakt.

Als we de secundaire deeltjes meenemen die deze elektronen produceren dan zien we het volgende:



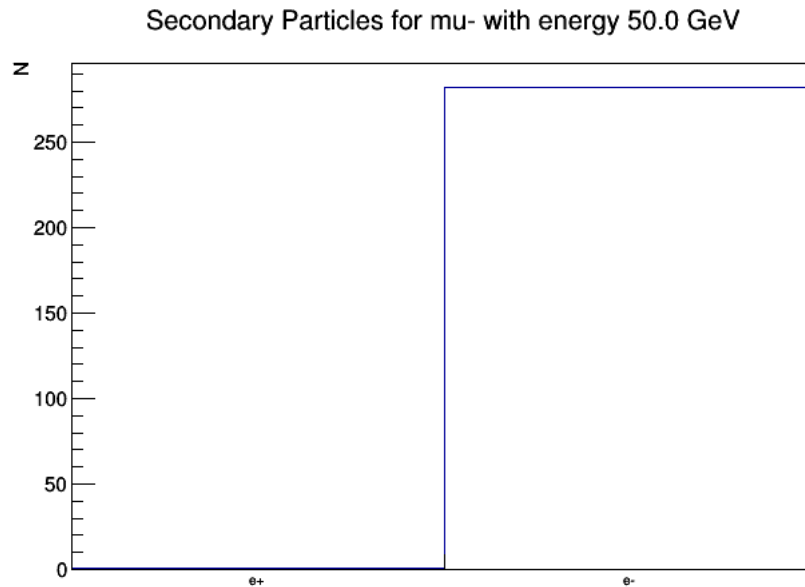
Figuur 46: Totaal secundaire deeltjes van 80 MeV muon

We zien dat de elektronen gammas produceren door brehmstrahlung en dat deze gammas op zich genoeg energie hebben om elektronen vrij te maken doormiddel van het foto-elektrische effect. Ook zien we dat in enkele gevallen de elektronen die zijn vrijgemaakt door muon ionizatie genoeg energie hebben

om zelf elektronen vrij te maken door ionizatie.

3.1.3 Muon Ionizatie en Paar Productie: $1 \text{ GeV} < E < 100 \text{ GeV}$

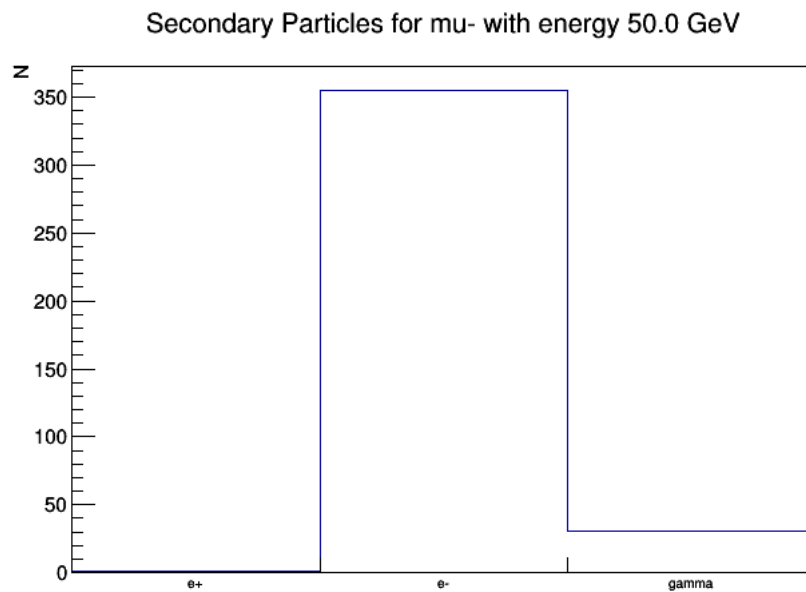
In het hoogste energie gebied zagen we dat er naast ionizatie ook paar productie te voorschijn kwam. Als we naar de secundaire deeltjes zien voor een 50 GeV muon dan zien we het volgende:



Figuur 47: Secundaire deeltjes van een 50 GeV muon

Merk op dat dit niet gamma paar productie is maar muon paar productie. Zoals we zien wordt paar productie nog stevig onderdrukt door ionizatie. We hebben in de vorige sectie gezien hoe muon paar productie werkt dus dit zal hier niet herhaald worden.

Als we de secundaire deeltjes meenemen van deze elektronen en positronen dan zien we het volgende:

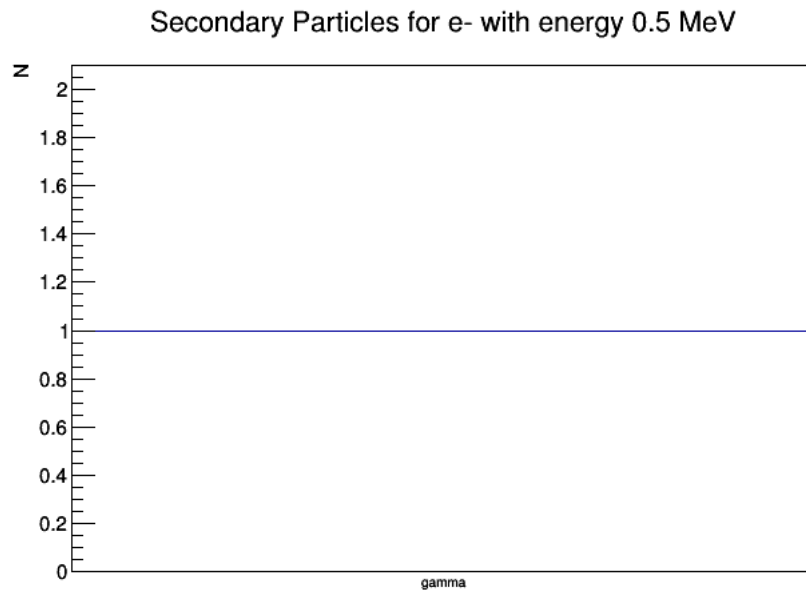


Figuur 48: Totale secundaire deeltjes van een 50 GeV muon

Ondertussen weten we al dat de gammas geproduceerd worden door brehmstrahlung van de elektronen en dat er elektronen vrij gemaakt worden door enerzijds gammas doormiddel van compton scattering en het foto-elektrisch effect en anderzijds door de elektronen zelf door ionizatie. Wat wel opvalt is dat we geen annihilatie zien van de positronen, dit kan verklaard worden doordat de positronen die worden gecreërd door muon paar productie genoeg energie hebben om de Coulomb aantrekking te overwinnen en door de PVT plaat kunnen vliegen zonder op een elektron te botsen.

3.2 Elektronen en Positronen

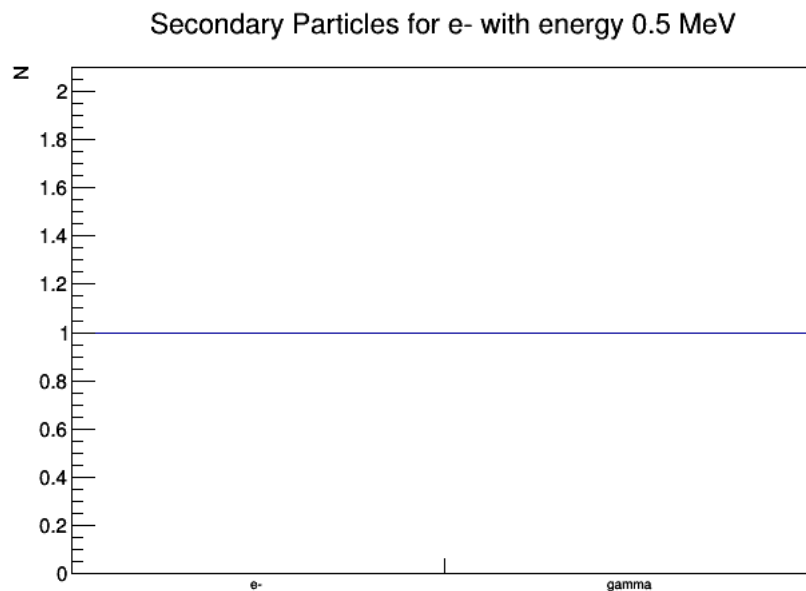
3.2.1 Transport en Brehmstrahlung: $10 \text{ keV} < E < 1 \text{ MeV}$



Figuur 49: Secundaire deeltjes van een 0.5 MeV elektron

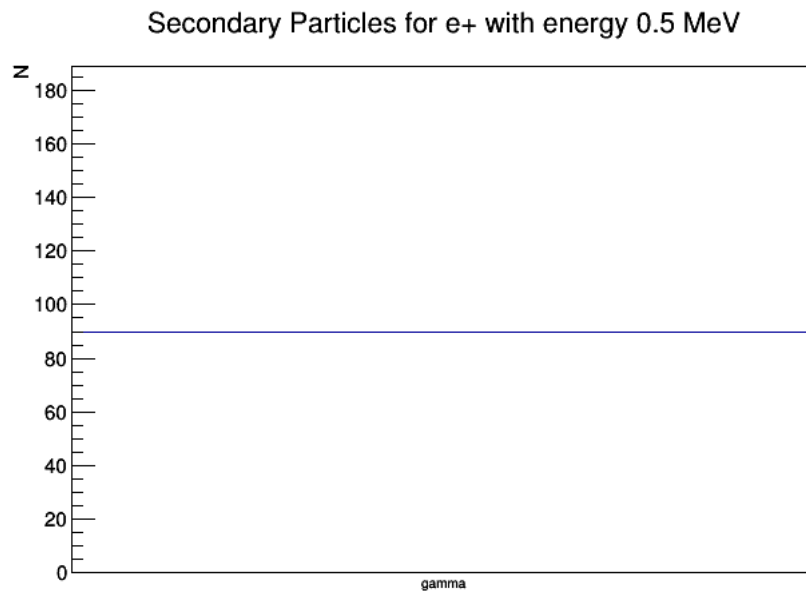
We zien dat er over 100 events maar één foton is geproduceerd en dit was door brehmstrahlung.

Als we kijken wat dit gamma doet dan zien we dat het een elektron vrijmaakt doormiddel van het foto-elektrisch effect:



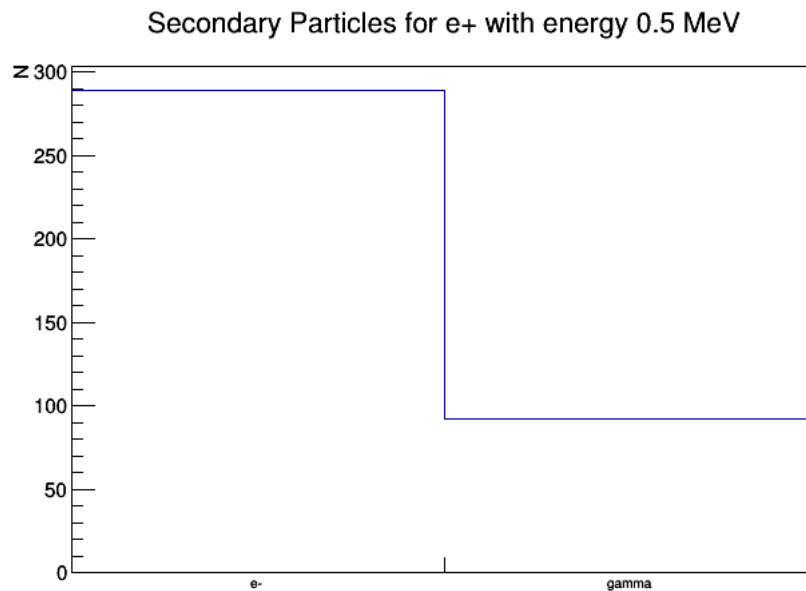
Figuur 50: Totaal secundaire deeltjes van een 0.5 MeV elektron

Voor een positron ziet het er duidelijk anders uit:



Figuur 51: Secundaire deeltjes van een 0.5 MeV positron

We zien dat er net zoals bij het elektron gammas kunnen geproduceerd worden doormiddel van brehmstrahlung, maar we zien veel meer dat gammas geproduceerd worden door annihilatie.

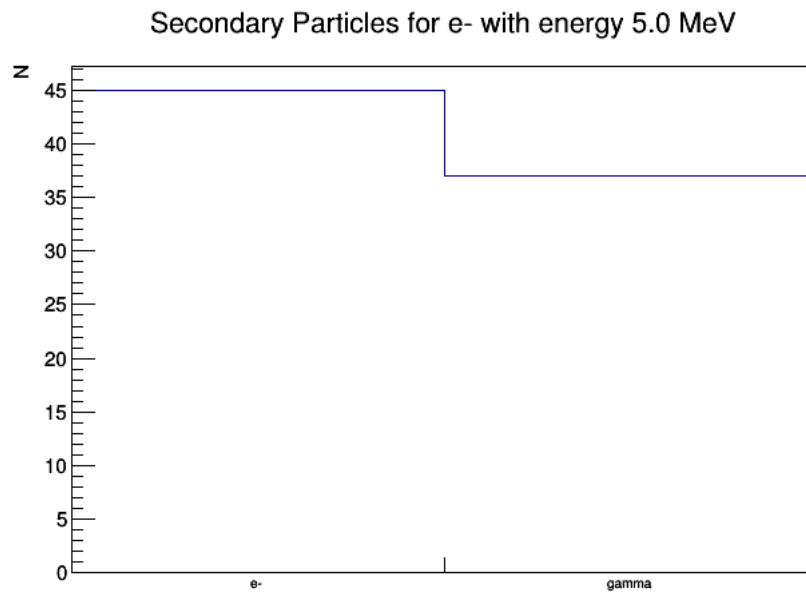


Figuur 52: Totaal secundaire deeltjes van een 0.5 MeV positron

We zien dat er zeer veel elektronen worden vrij gemaakt door de gammas doormiddel van het foto-elektrisch effect en compton scattering. Er gebeurt hier niets dat we nog niet eerder hebben besproken.

3.2.2 Brehmstrahlung en Ionizatie: $0.5 \text{ MeV} < E < 10 \text{ MeV}$

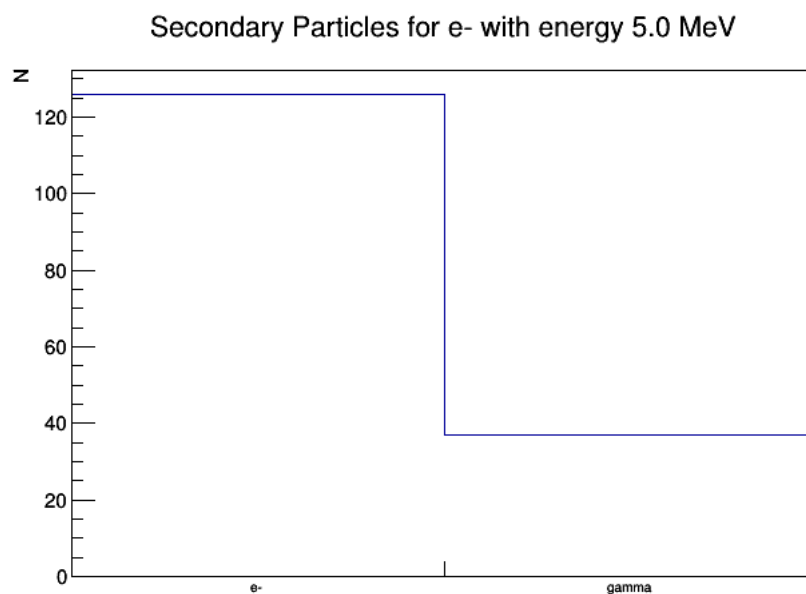
In de vorige sectie zagen we dat er voor een elektron van 5 MeV ongeveer even veel brehmstrahlung als ionizatie gebeurde. Als we naar de secundaire deeltjes kijken dan krijgen we:



Figuur 53: Secundaire deeltjes van een 5 MeV elektron

We zien dat er inderdaad ongeveer dezelfde hoeveelheid gammas als elektronen zijn wat duidelijk maakt dat er ongeveer evenveel brehmstrahlung interacties zijn als ionizaties.

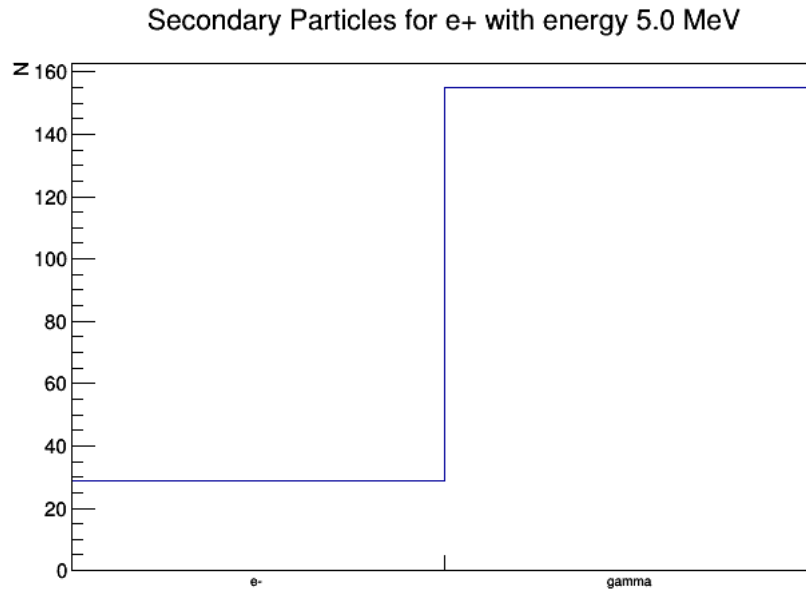
We kunnen al raden wat deze elektronen en gammas verder zullen doen in het materiaal, maar voor de volledigheid zullen we er toch nog eens naar zien:



Figuur 54: Totaal secundaire deeltjes van een 5 MeV elektron

We zien dat enkel de gammas nog verdere interacties aangaan. De gammas zullen via compton scattering en het foto-elektrisch effect nog andere elektronen vrij maken.

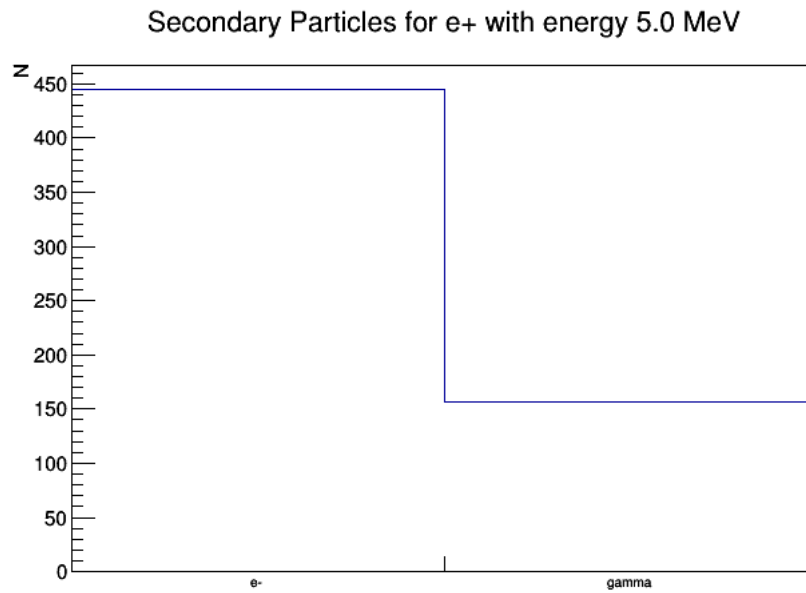
Voor een positron zagen we dat ionizatie en brehmstrahlung evenveel ging meedoen tijdens interacties, maar dat annihilatie nog steeds het meest voorkomende interactie proces was. Dit kunnen we duidelijk zien in de secundaire deeltjes:



Figuur 55: Secundaire deeltjes van een 5 MeV positron

We zien dat het aantal gammas het aantal elektronen overstijgt wat is wat we verwachten aangezien we twee processen hebben (brehmstrahlung en annihilatie) die gammas produceren en maar één (ionizatie) die elektronen produceert.

Natuurlijk als we de secundaire deeltjes geproduceerd door de secundaire deeltjes van het positron meenemen dan krijgen we een ander beeld:



Figuur 56: Totaal secundaire deeltjes van 5 MeV positron

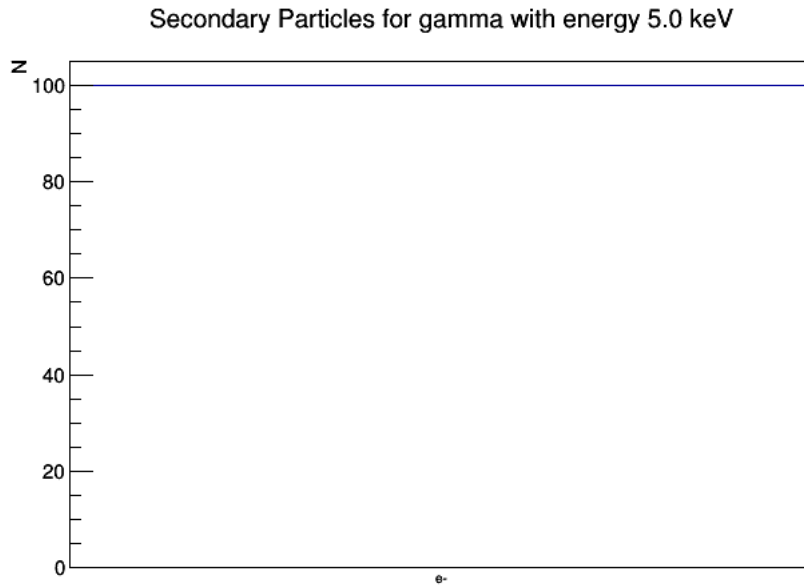
Doordat het positron zoveel gammas produceert en gammas voornamelijk door compton scattering of het foto-elektrische effect interageren met de materie krijgen we dat er veel meer elektronen in het eindresultaat zitten dan gammas.

3.3 Gamma stralen

In de vorige sectie hebben we gezien dat er maar drie interactie processen zijn (die nuttig zijn om mee te nemen in de analyse) waar gammas aan deelnemen. Deze drie processen hebben telkens een eigen energie gebied waarin ze domineren. We zullen nu zien welke secundaire deeltjes er opduiken in deze gebeieden.

3.3.1 Foto-Elektrische effect: $0.1 \text{ keV} < E < 20 \text{ keV}$

Doordat het foto-elektrisch effect het enige interactie proces is voor een foton van 5 keV verwachten we enkel elektronen te zien. Als we kijken naar de secundaire deeltjes dan is dit inderdaad wat we zien.

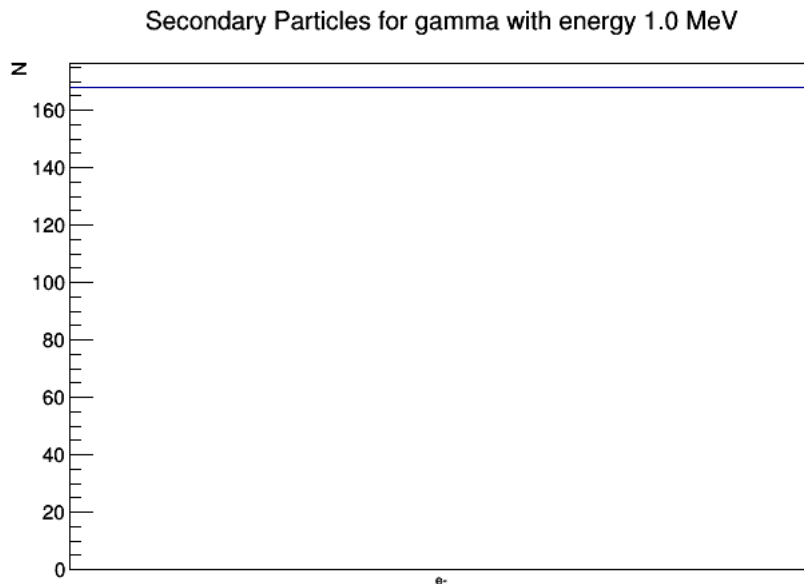


Figuur 57: Secundaire deeltjes van een 5 keV gamma

Deze elektronen hebben zo'n lage energie dat ze geen andere interactie meer aangaan dus er zijn geen andere secundaire deeltjes die worden geproduceerd door deze elektronen.

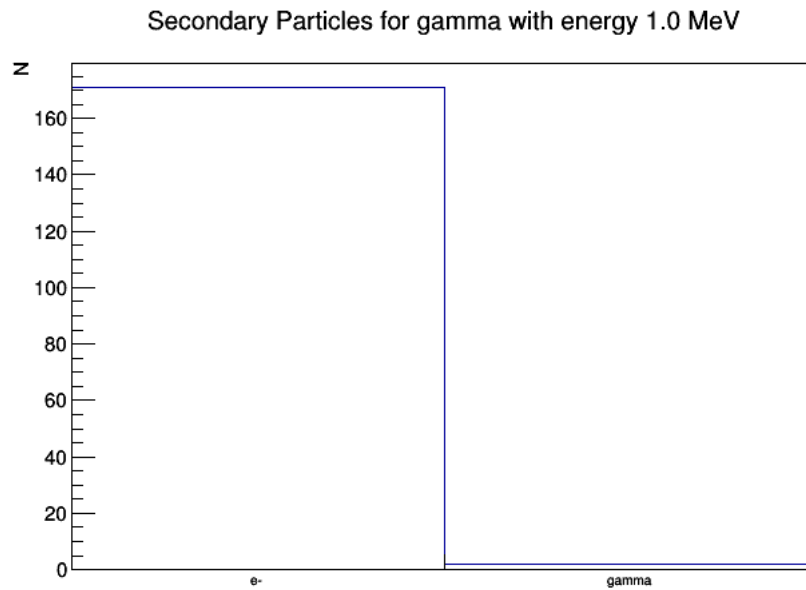
3.3.2 Compton Scattering: $20 \text{ keV} < E < 3 \text{ MeV}$

Voor een gamma van 1 MeV zien we dat er voornamelijk een interactie is doormiddel van Compton scattering, maar af en toe is er ook nog de mogelijkheid dat een gamma na een reeks Compton scatters genoeg energie heeft verloren om dan doormiddel van het foto-elektrisch effect te interageren. Als we zien naar de secundaire deeltjes dan zien we inderdaad enkel maar elektronen.



Figuur 58: Secundaire deeltjes van een 1 MeV gamma

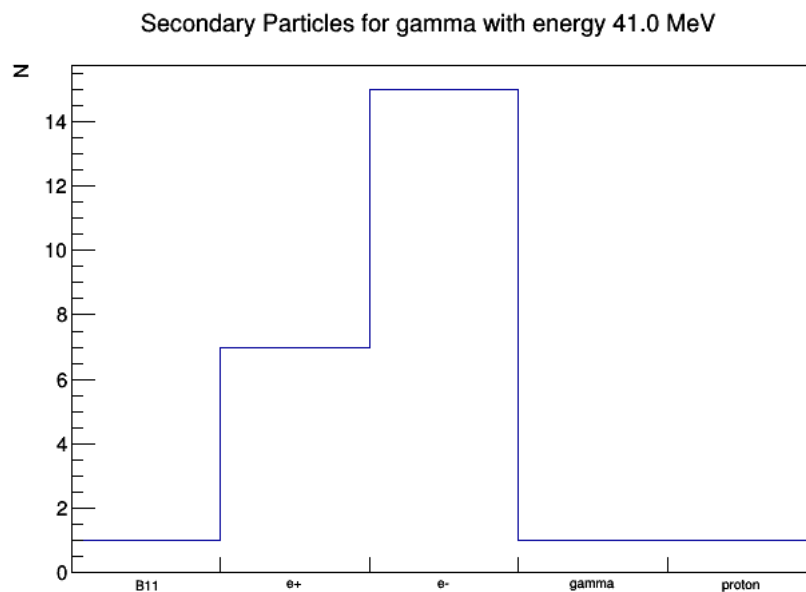
In het totaal beeld zullen we ook nog gammas tegenkomen doordat de elektronen genoeg energie hebben om doormiddel van brehmstrahlung gammas te produceren. Dit wordt bevestigd als we kijken naar het totaal aantal secundaire deeltjes:



Figuur 59: Totaal secundaire deeltjes van een 1 MeV gamma

3.3.3 Paar Productie en Photo-Nucleaire effecten: $3 \text{ MeV} < E < 100 \text{ MeV}$

We hebben gezien dat er naast paar productie op hoge energieën ook foto-nucleaire effecten kunnen optreden. Voor een 41 MeV gamma vinden we de volgende secundaire deeltjes:



Figuur 60: Secundaire deeltjes voor een 41 MeV gamma

Het eerste dat opvalt is dat er in puur aantallen weinig secundaire deeltjes zijn voor 100 events. We

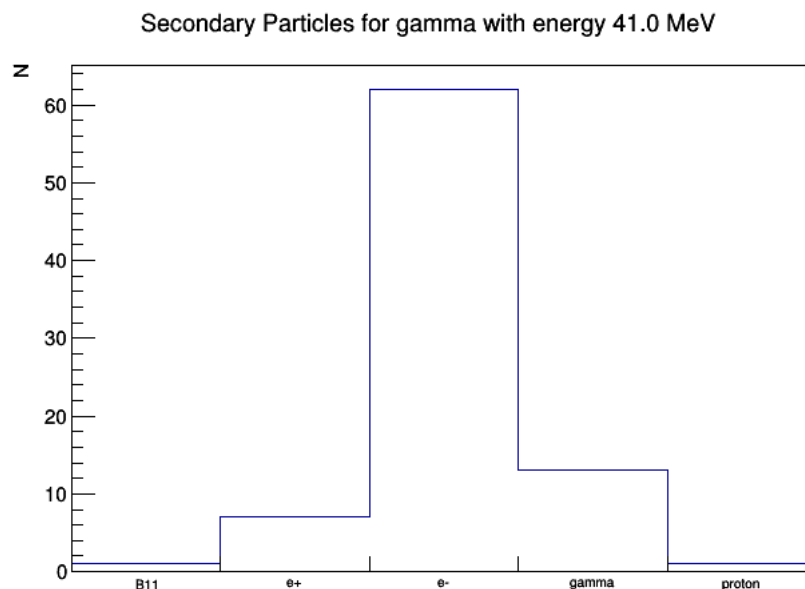
zien in de simulatie dat de gamma in veel gevallen door de PVT plaat gaat zonder enige interactie aan te gaan.

Laten we eerst eens zien naar de B11, proton en gamma die in gelijke hoeveelheid werden geproduceerd. Deze werden geproduceerd door een foto-nucleair effect. Dit is hetzelfde als het foto-elektrische effect waarbij dat nu alle energie van de gamma wordt geabsorbeerd door de kern en dat hierbij een proton uit de kern wordt gestoten. Doordat er een B11 kern tussen de secundaire deeltjes zit weten we dat het foton heeft gereageert met een koolstof kern. Doordat er een proton uit de koolstof kern werd gestoten kregen we een geëxciteerde B11 kern welke snel deëxciteerde doormiddel van een gamma uit te stralen. Dit proces wordt ook wel foto-disintegratie genoemd.

De positronen en een deel van de elektronen komen dan weer van paar-productie omdat het gamma op 41 MeV zeker genoeg energie heeft om een elektron-positron paar te creëren.

De overige elektronen zijn de uitkomst van Compton scattering events van de gamma.

We verwachten dat de positronen zullen annihileren en dat de elektronen of positronen (doordat ze zoveel energie krijgen van de hoog energetische gamma) zelf nog elektronen gaan vrij maken doormiddel van ionisatie en gammas gaan produceren doormiddel van brehmstrahlung. Als we kijken naar de totale secundaire deeltjes dan zien we het volgende:



Figuur 61: Totaal secundaire deeltjes van een 41 MeV gamma

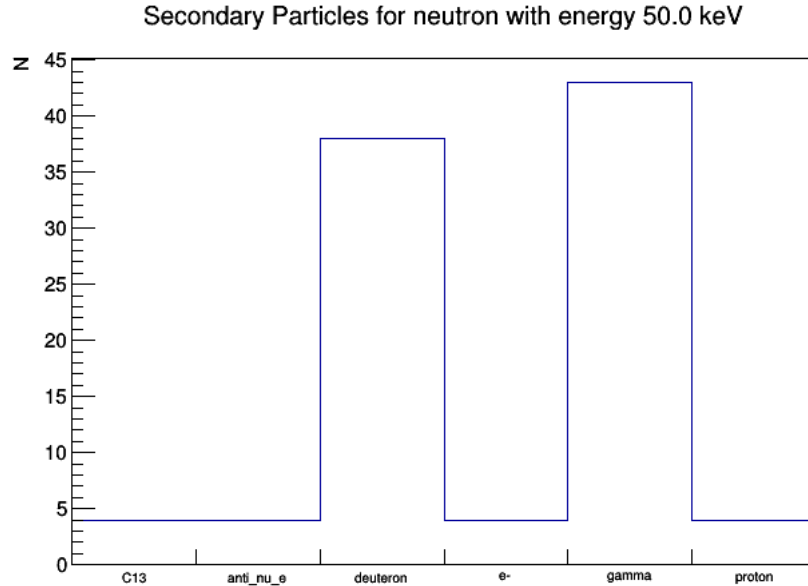
We zien inderdaad dat er een groot aantal meer elektronen te vinden zijn in het eindproduct. Deze werden geproduceerd door ionisatie door de elektronen en soms ook positronen die afkomstig waren van gamma paar productie.

Ook zien we dat de gammas die geproduceerd werden door annihilatie en brehmstrahlung nog elektronen vrijmaken doormiddel van veel compton scatters en soms ook het foto-elektrisch effect als ze voldoende energie verloren hebben.

3.4 Neutronen

3.4.1 Neutron Verval en Capture: $10 \text{ meV} < E < 0.1 \text{ MeV}$

We zagen in vorige sectie dat een neutron van 50 keV voornamelijk interageert doormiddel van neutron verval of neutron capture. De secundaire deeltjes die we krijgen zijn als volgt:



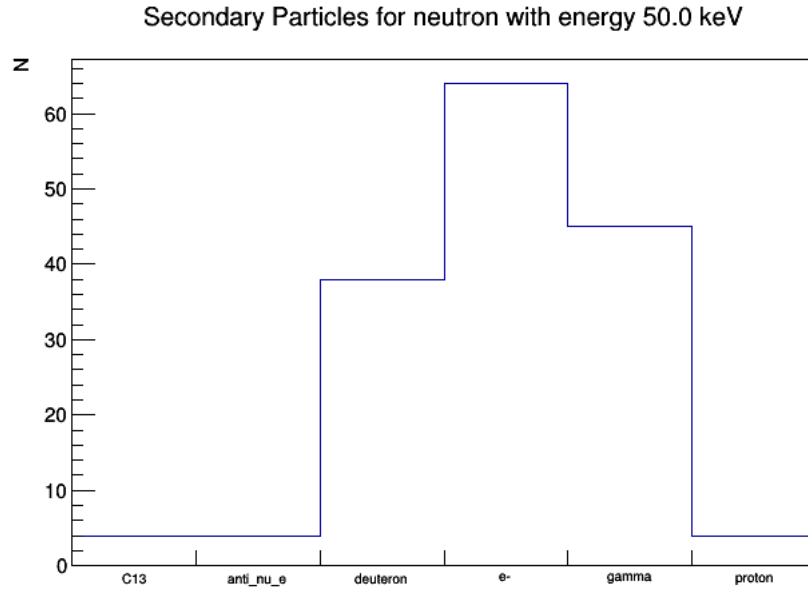
Figuur 62: Secundaire deeltjes van een 50 keV neutron

We zien dat er deuterium is gecreërd dit hadden we eerder al verklaard dat dit kwam door het absorberen van een neutron door een waterstof atoom. Hierbij wordt er ook een gamma uitgestraald.

Omdat PVT opgebouwd is uit koolstof en waterstof atomen is het ook niet verwonderlijk dat we C13 isotopen vinden tussen de secundaire deeltjes. Dit is het product van een C12 atoom die een neutron absorbeert. Hierbij kan ook een gamma worden uitgestraald.

De elektronen, protonen en anti-elektron neutrinos zijn de enige deeltjes die nog niet verklaard zijn. Deze zijn het product van het vervallen van het neutron waarbij deze deeltjes vrijkomen.

Al de secundaire deeltjes die we kunnen vinden in de PVT plaat zijn:

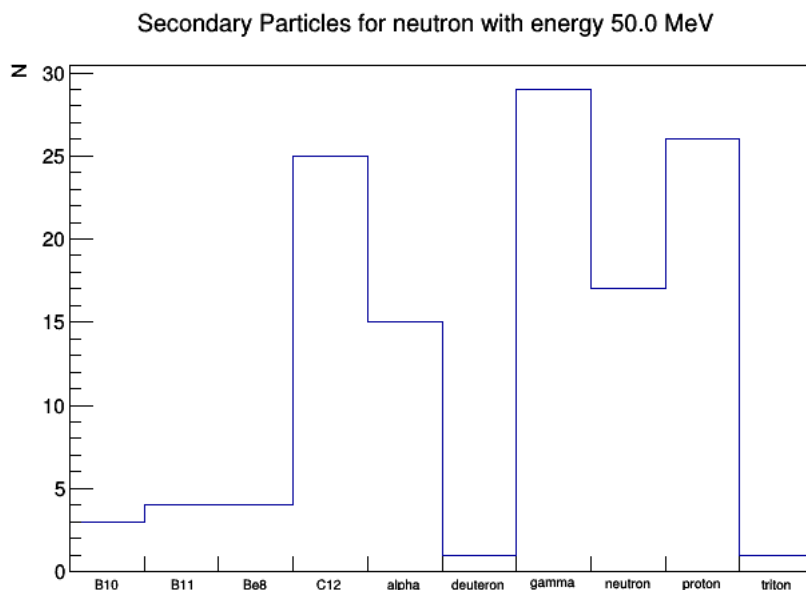


Figuur 63: Totaal secundaire deeltjes van een 50 keV neutron

We zien dat er een toename is van elektronen. Dit wordt verklaard doordat de gamma deeltjes die worden uitgestraald na neutron capture elektronen vrijmaken doormiddel van Compton scattering. Ook worden er elektronen vrij gemaakt door het foto-elektrisch effect van de gammas die afkomstig zijn van een elektron die deze produceert doormiddel van brehmstrahlung, maar dit gebeurt niet zoveel. Het is voornamelijk Compton scattering die de elektronen vrij maakt.

3.4.2 Elastische en Inelastische botsingen: $0.1 \text{ MeV} < E < 10 \text{ GeV}$

In het energiegebied tussen 0.1 MeV en 10 GeV zagen we dat het neutron vooral aan elastische en inelastische botsingen deed en minder aan neutron capture en verval. We zullen nu onderzoeken welke secundaire deeltjes hieruit komen:

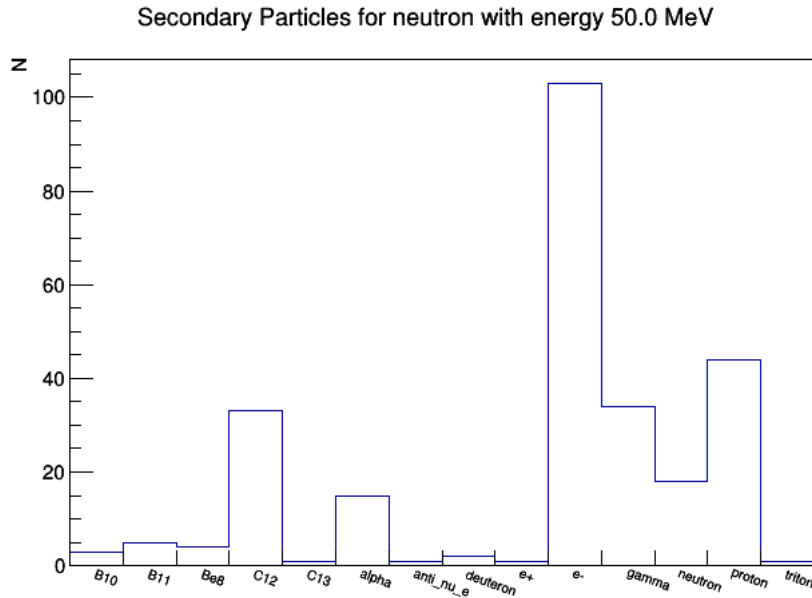


Figuur 64: Secundaire deeltjes van een 50 MeV neutron

Dit zijn de secundaire deeltjes die we krijgen als er enkel elastische en inelastische botsingen gebeuren. Er zijn geen neutron captures of vervallen gebeurd. We zien dat er veel C12 kernen en protonen te vinden zijn in de secundaire deeltjes. Dit zijn de resultaten van elastische botsingen op de C12 atomen en H atomen die de PVT plaat opmaken. Het neutron geeft de C12 kernen en de proton kernen energie waardoor deze ook bewegen in de PVT plaat en worden getrackt door Geant4.

De inelastische botsingen zijn interessanter omdat deze verantwoordelijk zijn voor het aanmaken van de andere kernen en deeltjes die we zien. Be8 wordt gemaakt doordat een neutron een alpha kern uit de kern van een C12 atoom stoot. B10 wordt gemaakt doordat het neutron een neutron en een proton uit de kern van een C12 atoom stoot. B11 wordt gemaakt doordat het neutron een proton uit de kern van een C12 atoom stoot, hierbij kan het zijn dat het neutron samen met het proton een deuterium kern vormt. Het neutron kan ook een C12 atoom uit elkaar doen spatten in 2 alpha kernen, een tritium kern en een proton. Bij al deze inelastische processen wordt al de energie van het neutron aan de kern gegeven waarop het botst, maar wordt er wel een neutron terug uitgestoten waardoor deze deelmaken van de secundaire deeltjes. Ook kan het zijn dat kernen geëxciteerd geraken door deze inelastische botsingen waarna ze gammas uitstralen om te deëxciteren.

Als we alle secundaire deeltjes meenemen dan zien we het volgende:



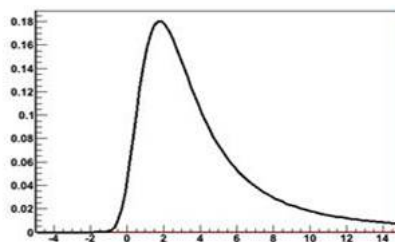
Figuur 65: Totaal secundaire deeltjes van een 50 MeV neutron

We zien dat er een aantal processen bij zijn gekomen namelijk: neutron verval, annihilatie, compton scattering, paar productie, elektron ionisatie en neutron capture. We zien dat er bij de totale groep van secundaire deeltjes zeer veel elektronen zijn. Dit kunnen we verklaren doordat de gammas die worden gecreëerd bij deëxcitatie van een kern doormiddel van Compton scattering en paar productie elektronen produceren. Deze elektronen kunnen dan weer andere elektronen vrij maken door ionisatie. Ook zien we dat de neutronen die worden uitgestoten na absorptie van het oorspronkelijke neutron vervallen naar elektronen en anti elektron neutrinos.

De positronen zijn geproduceerd door paar creatie van een gamma die werd uitgestraald door deëxcitatie.

4 Landau Distributie

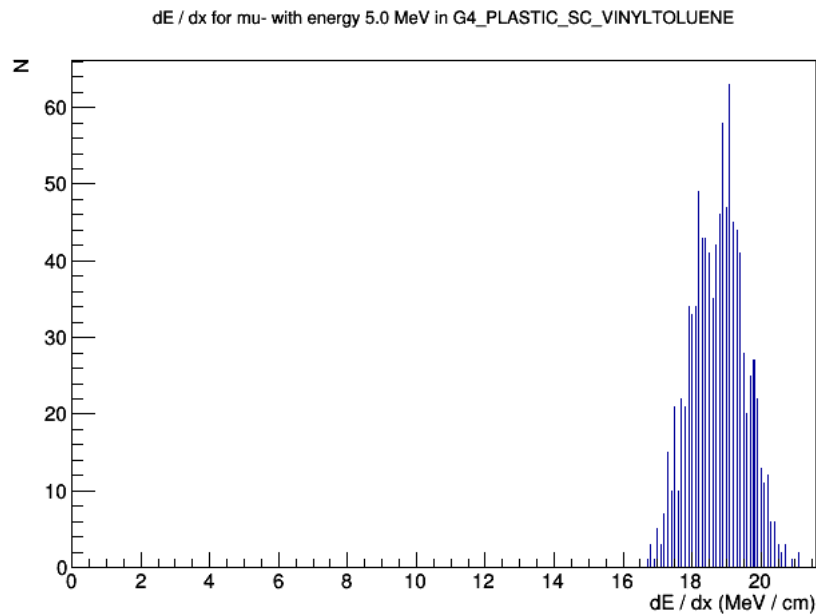
De Landau distributie is een waarschijnlijkheids distributie genoemd naar Lev Landau. Het gemiddelde energieverlies van een geladen deeltje dat door materie beweegt wordt beschreven door de Bethe-Bloch formule en de energieverlies fluctuaties van een geladen deeltje dat interageert met ionisatie werd theoretisch beschreven door Landau in 1944. De distributie van deze fluctuaties wordt beschreven door de Landau distributie [19].



Figuur 66: De Landau Distributie

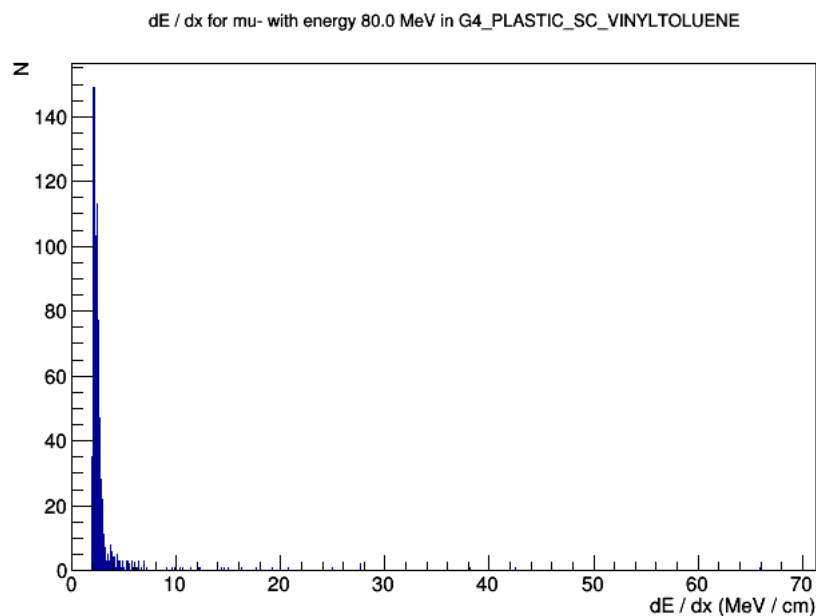
De Landau distributie lijkt op een Gaussische distributie met een lange staart. We zullen deze distributie verder uitleggen aan de hand van resultaten uit de simulatie.

Een muon van 5 MeV interageert enkel maar door muon capture zoals we in vorige secties hebben gezien. Als we kijken naar de distributie van het energieverlies dan zien we het volgende:



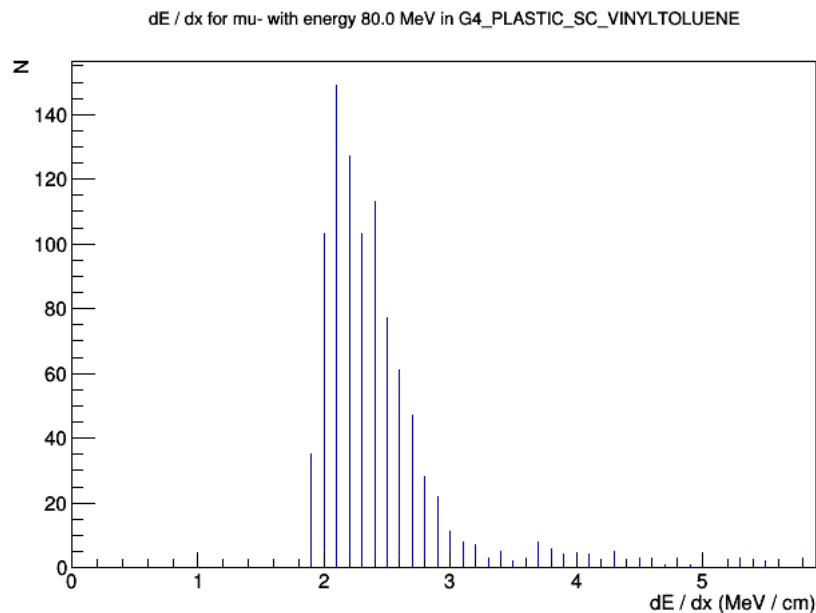
Figuur 67: Energie verlies distributie van een 5 MeV muon

Hier zien we geen Landau distributie simpelweg omdat de Landau distributie enkel voor ionizatie processen geldt. Dit kunnen we pas zien vanaf dat het muon aan ionizatie doet. Dit gebeurt op bijvoorbeeld 80 MeV:



Figuur 68: Landau distributie van een 80 MeV muon

We zien meteen de lange staart van de Landau distributie die theoretisch oneindig door kan gaan. We hebben dit afgekapt op 100 MeV/cm zodat de piek nog zichtbaar is. We kunnen verder inzoomen op de piek en de positie van de piek bepalen:



Figuur 69: Landau distributie piek van 80 MeV muon

Hierop kunnen we zien dat de piek zich bevindt op 2.1 MeV/cm. We zien ook dat er geen event plaatsvindt die minder dan 1.9 MeV/cm energie verliest. Dit komt doordat er hieronder geen ionisatie kan plaatsvinden. We zien op de ingezoomde plot dat er vanaf ongeveer 2 MeV/cm tot 6 MeV/cm energie verlies door ionisatie kan plaatsvinden. Het verschil tussen deze energie gebieden is dat op 6 MeV/cm meer elektronen geïoniseerd geraken dan rond 2 MeV/cm. We zien doorgaans in de simulatie dat het meest waarschijnlijke is dat het muon van 80 MeV twee elektronen losmaakt van de atomen wat overeenkomt met een energieverlies van ongeveer 2 MeV/cm. Rond de 4.3 MeV/cm zien we dat er al vier elektronen worden losgemaakt door hetzelfde muon.

Naast de normale ionisatie processen zien we ook het proces van delta elektronen. Deze elektronen zien we enkel als we de productie threshold in Geant4 genoeg verlagen. Delta elektronen zijn elektronen die afkomstig zijn van de ionisatie door secundaire deeltjes. Als een muon van 80 MeV door de scintillatorplaat vliegt zal het elektronen losmaken van atomen. Deze elektronen kunnen nu genoeg energie hebben dat zij hetzelfde doen. Dit kan een cascade veroorzaken aan elektronen dichtbij de track van het primaire deeltje. De lange staart van de Landau verdeling is net het resultaat van deze delta elektronen omdat er genoeg energie moet worden afgegeven om delta elektronen te kunnen maken.

Een laatste opmerking over de Landau distributie is dat de positie van de piek dezelfde is als het minimum van de stopping power curve.

5 Optische Fotonen

De voorlopige analyse hield enkel rekening met de compositie van de PVT plaat, maar niet met de optische eigenschappen [7] [9]. In experimenten gebruikmakende van scintillerend materiaal wordt er nu net gebruik gemaakt van de optische fotonen die afkomstig zijn van energie depositie in het materiaal. In dit deel zal er een inleiding worden gegeven over scintillatie, Cerenkov straling en over de detectie manieren van deze optische fotonen. Na de inleiding zal er een analyse worden gedaan net als bij de secundaire deeltjes, maar deze keer kijkend naar de optische fotonen afkomstig van elk deeltje voor elk

van de energiegebieden die we kunnen onderscheiden. We zullen o.a. kijken naar de tijdsevolutie van het aantal optische fotonen, het aandeel van de optische foton processen (Cerenkov en Scintillatie) en het aantal optische fotonen in functie van de afgezette en begin energie.

5.1 Inleiding: Scintillatie

Scintillatie is een vorm van luminescentie waarbij de uitgestraalde fotonen afkomstig zijn van de excitatie van atomen en moleculen door straling. Naast luminescentie spelen fluorescentie en fosforescentie een belangrijke rol. Fluorescentie is de emissie van licht van een andere golflengte dan van de geabsorbeerde straling. De emissie volgt zeer snel na absorptie (rond 10 ns). Fosforescentie daarentegen is hetzelfde als fluorescentie maar is niet onmiddellijk. Transitie tussen energie niveaus en dus emissie van fotonen is vertraagd (ms tot uren).

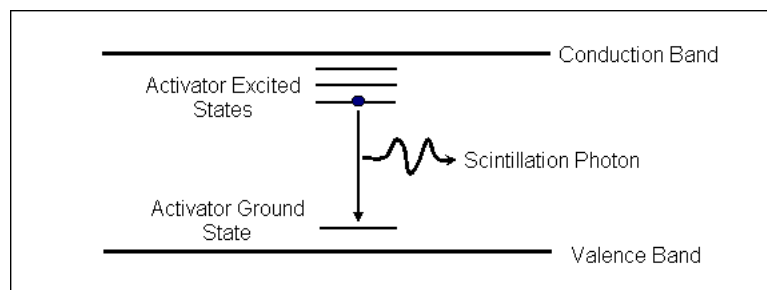
Een perfecte scintillator moet aan een paar eisen voldoen:

1. Het moet de kinetische energie van geladen deeltjes omzetten in detecteerbaar licht met een hoge scintillatie efficiëntie.
2. De conversie moet lineair zijn. De hoeveelheid licht moet proportioneel zijn aan de gedeponeerde energie over een zo groot mogelijk gebied.
3. De scintillator moet transparant zijn voor zijn eigen scintillatie licht.
4. De vervaltijd van de geïnduceerde luminescentie moet kort zijn zodat snelle pulsen gegenereerd kunnen worden.
5. Het materiaal moet van goede optische kwaliteit zijn en het moet mogelijk zijn om het in de afmetingen te fabriceren die nodig zijn voor een detector.
6. De brekings index zou ongeveer hetzelfde moeten zijn als dat van glas zodat het scintillatie licht gemakkelijk gekoppeld kan worden aan het optimale spectrum van de gebruikte lichtsensor.

Uiteraard, omdat de wereld niet perfect is, bestaat er geen materiaal die aan al deze eigenschappen voldoet. We kunnen scintillators opdelen aan de hand van hun compositie. Hierbij zullen we zien dat elke soort scintillator zijn eigen voor- en nadelen heeft en dat er dus goed moet worden nagedacht over wat voor materiaal nu net aan de specifieke detector eisen voldoen.

Allereerst kunnen we de scintillator materialen opdelen in twee grote groepen: Organische en Inorganische scintillators. In dit werkje werken we met PVT wat een organische plastic scintillator is. We zullen eerst een korte uitleg over inorganische scintillators geven vooraleer we aan de gebruikte scintillator komen.

5.1.1 Inorganische Scintillators



Figuur 70: Het scintillatie mechanisme voor inorganische scintillators

Inorganische kristallen hebben een banden structuur. De band gap is ongeveer 5-10 eV, we hebben dus te maken met een isolator. Als een foton wordt geabsorbeerd door het materiaal kan het een electron

van de valentie band promoveren naar de conductie band. Hierdoor laat het electron een gat achter in de valentie band. Het elektron en het gat kunnen recombineren waarbij er terug een foton wordt uitgezonden met dezelfde energie als de band gap. Deze band gap is meestal zo groot dat de fotonen een te hoge energie zullen hebben om zichtbaar licht te zijn.

Dit kan verholpen worden door het materiaal te doperen zodat er niveaus ontstaan in de band gap. Hierdoor kan het elektron deëxciteren tot het gat doormiddel van deze extra niveaus. In elke deëxcitatie stap zal er nu een foton worden uitgestuurd waarvan het energie lager is dan die van de oorspronkelijke band gap foton. Hierdoor kunnen we fotonen krijgen die in het zichtbare spectrum vallen door de scintillator met het juiste materiaal te doperen. De onzuiverheden waarmee we de scintillator doperen worden activators genoemd en de activator toestanden waartoe het elektron deëxciteerd en een foton uitstraalt in het zichtbare spectrum wordt een luminescentie center of recombinatie center genoemd.

Een geladen deeltje dat door de scintillator beweegt zal een groot aantal elektron-gat paren produceren. De positieve gaten zullen snel bewegen naar de locatie van een activator site en deze ionizeren. Dit gebeurt bij de activators en niet bij de oorspronkelijke rooster atomen omdat de ionisatie energie van de activators lager ligt dan die van de rooster atomen. Het elektron beweegt zich nog steeds vrij rond in het rooster doordat het in de conductie band zit. Het blijft vrij rondbewegen tot het zo'n geïoniseerd activator toestand vindt. Nu kan het elektron in deze activator site vallen en een neutrale configuratie vormen. Deze neutrale configuratie heeft zijn eigen energie toestanden welke we kunnen zien in de figuur in de band gap. Als de neutrale configuratie die is gevormd een geëxciteerde toestand is van de activator toestanden en er bestaat een toegelaten transitie van deze toestand naar de grondtoestand dan zal deze configuratie snel deëxciteren naar de grondtoestand en hierbij een foton uitstralen. Als de activator/onzuiverheid juist wordt gekozen dan kan ervoor worden gezorgd dat het uitgestraalde foton in het zichtbare spectrum ligt.

Typische half-waarde tijden voor deze geëxciteerde toestanden liggen tussen de 50-500 ns. Omdat praktisch gezien de geëxciteerde toestanden allemaal tegelijk worden gevormd is de verval tijd van deze toestanden de enige variabele dat het tijds karakter van de scintillator bepaald.

Er zijn een aantal processen dat zich kunnen voordoen naast het primaire proces dat we net hebben uitgelegd. We hadden net gezegd dat zo'n geëxciteerde configuratie zal deëxciteren naar de grondtoestand enkel en alleen als de transitie toegestaan is. Het kan voorkomen dat de geëxciteerde toestand geen toegestane transitie naar de grondtoestand heeft. Deze toestanden hebben een klein beetje meer energie nodig om naar een hoger niveau geëxciteerd te worden waar ze wel een toegestane transitie hebben naar de grondtoestand. Deze extra energie kan bijvoorbeeld komen van thermische excitatie. Omdat deze processen trager zichtbaar licht produceren, door de extra stappen die nodig zijn, wordt dit proces fosforescentie genoemd. Dit is een belangrijke bron van achtergrond licht of after-glow in scintillators.

Wat ook mogelijk is is dat de neutrale configuratie die wordt gevormd enkel maar stralingsloze transities naar de grondtoestand heeft. Deze zijn uiteraard nutteloos voor scintillatie en worden quenching processen genoemd.

Een laatste proces die niet veel veranderd aan de geëxciteerde toestanden, en dus ook niet aan het scintillator licht, heeft te maken met het elektron-gat paar dat wordt gevormd. Het is mogelijk wanneer een elektron uit de valentie band wordt gehaald dat het elektron-gat paar een gebonden toestand vormt in plaats van dat het elektron zich vrij voortbeweegt in het kristal. Deze gebonden toestand (dat waterstof achtig is) wordt een exciton genoemd. In het primaire proces ging het gat apart naar een activator site en ioniseerde het en ging het elektron apart naar een geïoniseerde activator site waarna het een neutrale configuratie vormde. Het exciton zal nu voortbewegen in het kristal tot het op een activator site komt en zal hier meteen een neutrale configuratie vormen.

Een groot voordeel bij luminescentie door activator sites is het feit dat het materiaal nu vrijwel transparant is voor het scintillatie licht. Als we in een puur kristal een elektron-gat paar produceren en deze recombineren waarbij een foton wordt uitgestraald, dan zal dit foton ongeveer dezelfde energie hebben als de band gap waarna het dus terug een elektron-gat paar kan produceren. Dit zorgt ervoor dat er veel

zelf absorptie is. We hebben gezien dat door gebruik te maken van onzuiverheden we fotonen krijgen die een kleinere energie hebben tijdens het recombinatie proces dan voor het pure kristal. Dit zorgt ervoor dat het emissie spectrum naar de grotere golflengtes wordt verschoven. Zo is er weinig tot geen overlap met het absorptie spectrum.

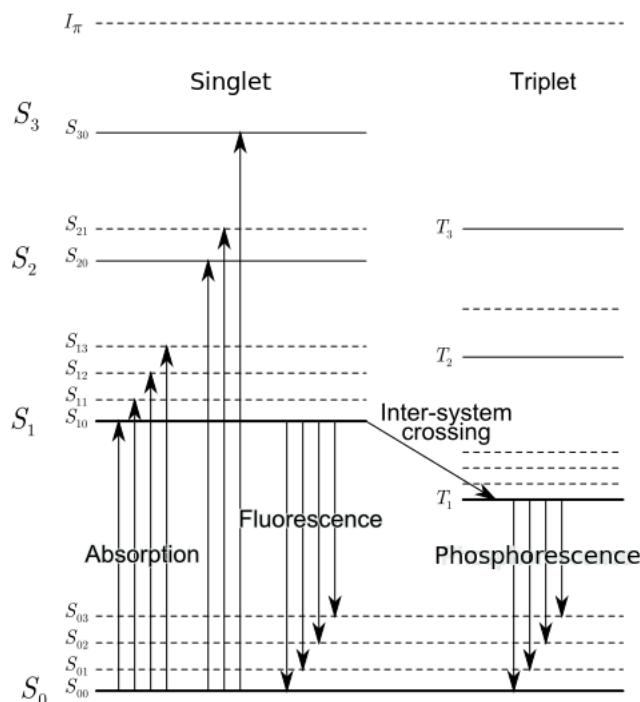
Een voorbeeld van inorganische kristallen die worden gebruikt in experimenten zijn de PbWO_4 kristallen van de ECAL van de CMS detector.

Naast inorganische kristallen zijn er ook nobel gasen die tot de inorganische scintillators behoren. Hun fluorescentie principe is geheel gebaseerd op atomische processen waarbij de deëxcitatie van de gas atomen zorgen voor het licht. Deze fotonen zijn meestal in het UV gebied waardoor er nood is aan het gebruik van golflengte verschuivers omdat de typische lichtsensoren niet gevoelig zijn voor UV licht. Deze scintillators zijn zeer snel (≤ 1 ns), maar door de lage dichtheid is de output laag. Dit kan opgelost worden door gebruik te maken van hoge drukken. Op dit moment zijn er vloeibare nobel gas scintillators in gebruik voor experimenten die op zoek zijn naar donkere materie zoals het XENON100 experiment.

5.1.2 Organische Scintillators

Organische scintillators kunnen opgedeeld worden in kristallen, vloeistoffen en plastics. De PVT plaat die wij gebruiken in deze simulatie is een plastic scintillator.

Het fluorescentie process voor organische scintillators is afkomstig van transitie van moleculaire toestanden. Het handige hieraan is dat het fluorescentie process molecuul afhankelijk is dus het maakt niet uit in welke fysieke toestand de scintillator zich bevind (vast, vloeibaar, gas) het zal telkens hetzelfde fluorescentie licht geven. Dit in tegenstelling tot bijvoorbeeld de inorganische kristallen die het rooster potentiaal nodig hebben om de bandenstructuur te creëren.



Figuur 71: Energie niveaus van een π -electron structuur

In deze figuur zien we de energie niveaus van een aantal toestanden van een molecuul. De singlet states (spin 0) zijn aangeduid met de S_x notatie en de triplet states (spin 1) met de T_x notatie volgens conventie in molecuul fysica. Deze toestanden worden verder opgesplitst doordat er ook nog vibrationele toestanden bestaan waardoor de notatie nog een extra index krijgt. De gebruikelijke afstand tussen de

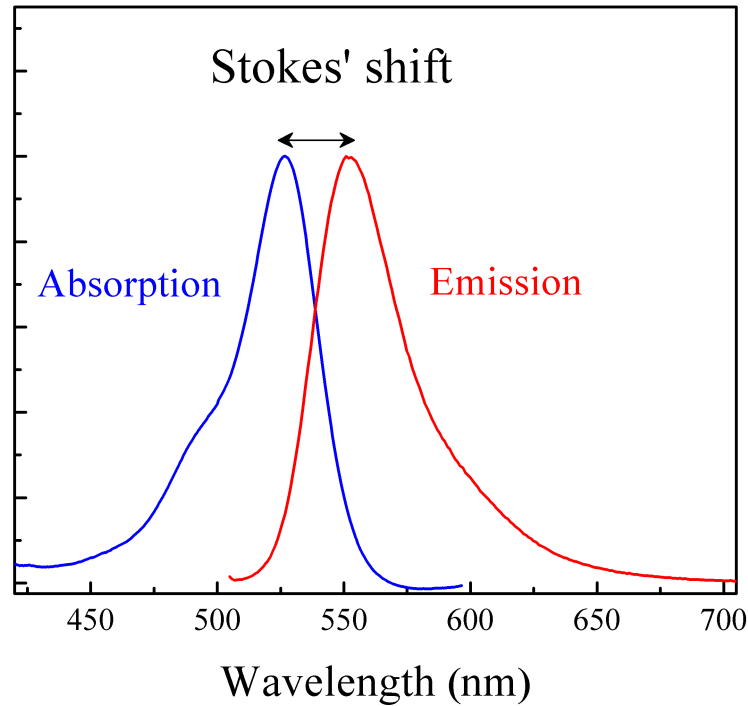
S_0 en S_1 toestand is 3 of 4 eV voor de moleculen die gebruikt worden als organische scintillators. De afstand tussen hogere toestanden is meestal kleiner. De afstand tussen vibrationele subtoestanden zijn ongeveer 0.15 eV wat veel groter is dan de thermische energie op kamertemperatuur (0.025 eV) zodat we kunnen besluiten dat op kamertemperatuur alle moleculen in de grondtoestand zijn.

Als een deeltje zich door de organische scintillator beweegt, zal het kinetische energie afstaan aan de moleculen van de scintillator. Deze energie zorgt ervoor dat de moleculen naar hogere toestanden worden gebracht volgens de absorptie pijlen op de bijgevoegde figuur. Wanneer een molecuul naar een toestand hoger dan de S_1 toestand wordt gebracht, dan zal deze zeer snel (picoseconden) stralingsloos deëxciteren naar de S_1 toestand. Zoals we hebben aangehaald bestaan er vibrationele subtoestanden. Dit zorgt ervoor dat het mogelijk is om in de $S_{1,y}$ toestand te belanden waarbij $y > 0$. Maar omdat deze moleculen niet in thermisch evenwicht zijn met hun omgeving zullen ze deze vibrationele energie snel verliezen waardoor we uiteindelijk een hoop moleculen hebben die in de S_{10} toestand zitten.

Het belangrijke scintillatie licht of fluorescentie dat we krijgen wordt uitgezonden door de transitie van de S_{10} toestand naar een $S_{0,y}$ toestand. De vervaltijd van deze fluorescentie is van de orde van een paar nanoseconden (voor onze PVT plaat is dit 2.1 ns). Dit is dus redelijk snel.

Het is mogelijk dat we van de grondtoestand van de S_1 singlet naar de T_1 triplet toestand overgaan omdat deze lager in energie is en de overgang niet verboden is, dit wordt inter-system crossing genoemd. De levensduur van de T_1 toestand kan oplopen tot 10^{-3} s hierdoor wordt de straling afkomstig van de T_1 naar S_0 transitie fosforescentie genoemd. We zien ook dat de T_1 toestand lager in energie ligt dan de S_1 toestand zodat het fosforescentie licht een grotere golflengte zal hebben dan het fluorescentie licht.

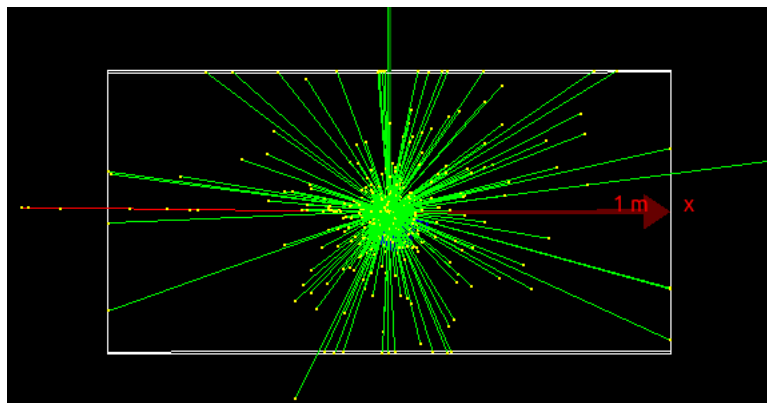
Uit deze figuur kunnen we ook verklaren waarom dat organische scintillators vrijwel transparant zijn voor hun eigen fluorescentie licht. De lengte van de opgaande pijlen is een maat voor de energie die nodig is voor deze transities en zijn de transities die worden verwezenlijkt door absorpties. De lengte van de neergaande fluorescentie (en fosforescentie) pijlen (buiten de S_{10} naar S_{00} transitie) zijn telkens korter dan deze van de absorptie. Dit is een pictografische manier om te zeggen dat er weinig overlap is tussen het absorptie spectrum en het emissie spectrum, dit wordt ook wel de Stokes shift genoemd.



Figuur 72: Stokes shift van Rhodamine

In deze simulatie werd er gewerkt met een plastic scintillator. Deze hebben in de praktijk het voordeel van relatief goedkoop en makkelijk te produceren te zijn. Ze worden verkocht in allerlei standaard vormen en maten waardoor het maken van een detector op dit vlak makkelijker wordt. Het proces om van een organisch molecuul tot een plastic te gaan is wat onnodig om uit te leggen hier, maar omdat we zien dat het scintillatie proces rust op puur moleculaire transitie weten we dat de vorm waarin het organische molecuul voorkomt niet veel zal veranderen aan de scintillatie eigenschappen.

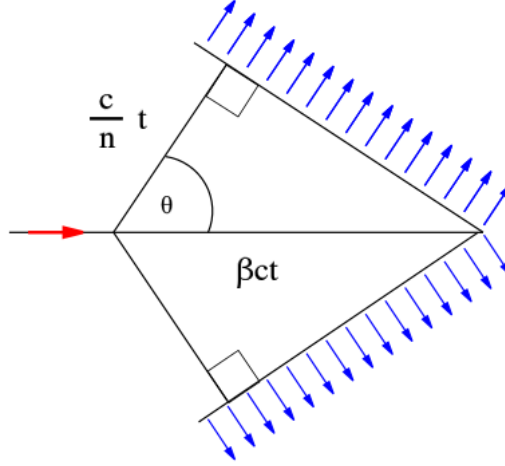
In de simulatie zien we dat het scintillatie licht vrij isotroop is wat in het geval van Cerenkov licht niet zal zijn.



Figuur 73: Isotroop scintillatie licht van een 5 MeV muon

5.2 Inleiding: Cerenkov Straling

Naast scintillatie licht is er (zoals we in de resultaten zullen zien) nog een andere bron van optische fotonen. Deze fotonen ontstaan door het process dat Cerenkov straling wordt genoemd. Cerenkov straling wordt geproduceerd wanneer een geladen deeltje zich in een medium voortbeweegt aan een snelheid die groter is dan die van licht in dat medium. Cerenkov straling is analoog aan schokgolf fenomenen zoals supersonische schokgolven. Het speciale aan Cerenkov licht t.o.v. scintillatie licht is dat het onder een hoek wordt uitgestraald t.o.v. de bewegingsrichting van het geladen deeltje:



Figuur 74: Cerenkov straling (blauw) bewegingsrichting tov. geladen deeltje (rood)

In de figuur vliegt het deeltje (rode pijl) met een snelheid v_p door het medium waarbij dat $\frac{c}{n} < v_p < c$ met c de snelheid van licht in vacuum en n de brekingsindex van het medium. Het geproduceerde Cerenkov licht propageert zich met een snelheid $v_{em} = \frac{c}{n}$ en we definiëren $\beta = \frac{v_p}{c}$.

Over een tijd t reist het deeltje de afstand:

$$x_p = v_p t = \beta ct \quad (8)$$

waarbij het Cerenkov licht de afstand:

$$x_{em} = v_{em} t = \frac{c}{n} t \quad (9)$$

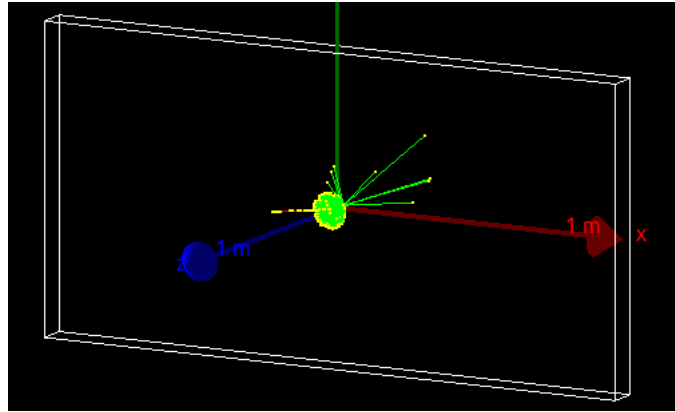
reist zodat we krijgen:

$$\cos\theta = \frac{1}{n\beta} \quad (10)$$

Dit licht is tevens verantwoordelijk voor de blauwe gloed in kernreactors. Voor deeltjes met energie van de orde van 10 MeV of lager, komt dit enkel maar voor bij elektronen door hun kleine massa.

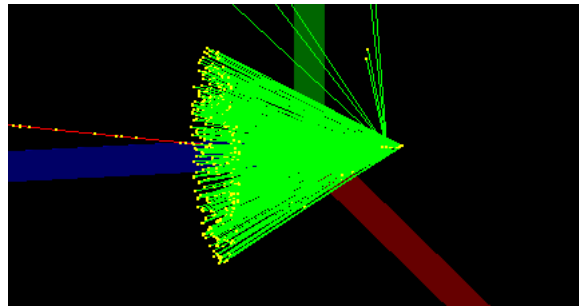
Een groot verschil t.o.v. scintillatie licht is de hoeveelheid geproduceerd licht. In veel gebruikte Cerenkov media zal een elektron maar voor een paar 100 fotonen zorgen per MeV, dit is een factor 100 kleiner dan voor scintillatie licht.

In de simulatie zien we het Cerenkov licht als volgt:

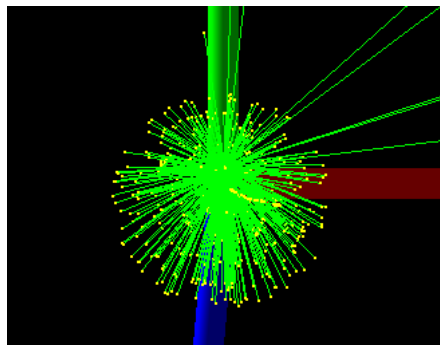


Figuur 75: Cerenkov licht van een 50 MeV muon

Zoals we zien is het licht heel gelokaliseerd rondom de baan van het muon.



Figuur 76: Zij-aanzicht Cerenkov licht van een 50 MeV muon



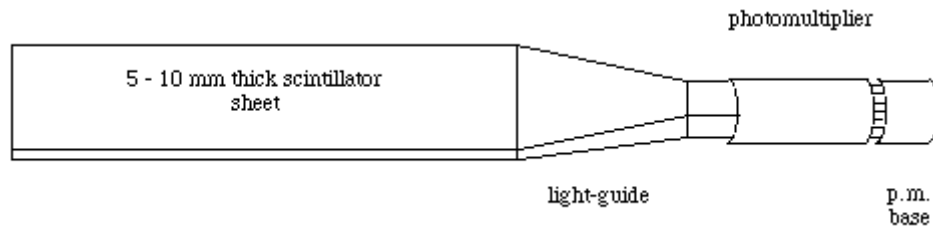
Figuur 77: Vooraanzicht Cerenkov licht van een 50 MeV muon

Op deze figuren zien we de typische conische vorm van het Cerenkov licht.

5.3 Inleiding: Detectie van Optische Fotonen

Licht detectie is een zeer uitgebreid veld waarvan elk type detector in groot detail kan worden onderzocht. Dit is niet het doel van deze sectie. We zullen hier enkel de basis uitleggen en de verdere details achterwege laten.

Een typische scintillator opstelling ziet er als volgt uit:



Figuur 78: Typische scintillator Opstelling

Allereerst hebben we de scintillator plaat waarvan we de werking al hebben uitgelegd. Vervolgens hebben we een licht gids. Meestal kunnen scintillators niet direct gekoppeld worden aan het licht detecterend deel door ruimte beperkingen of bijvoorbeeld door magnetische velden. Door gebruik te maken van een goed ontworpen licht gids kunnen de uiteindes gematcht worden aan enerzijds de vorm van de scintillator en anderzijds de vorm van de foto detector.

Een licht gids werkt volgens het principe van totale interne reflectie. Het oppervlak is meestal ge-coat met een reflectieve stof. De efficiëntie van de licht gids wordt bepaald door twee factoren: De hoek van de totale reflectie en de conservatie van de fase ruimte (Liouville theorema) [21]. Deze twee factoren tezamen zorgen ervoor dat de flux aan fotonen per oppervlakte eenheid en per ruimtehoek constant moet zijn door een medium. Dit zegt dat er geen enkele methode van optische koppeling, die berust op enkel reflectie of diffractie, bestaat die fotonen van een grote bron naar een kleine bron kunnen brengen met perfecte efficiëntie.



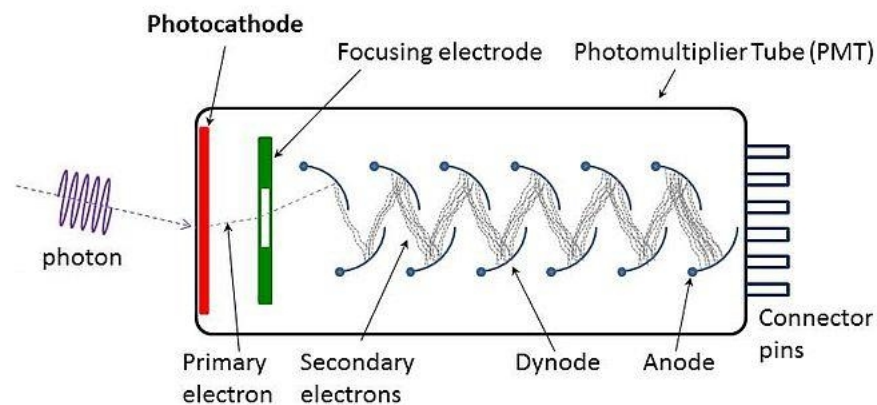
Figuur 79: Voorbeeld van een licht gids

De licht gids efficiëntie kan worden verbeterd waarbij dat ook de respons van de lichtdetector kan worden verbeterd door het gebruik van een golflengte verschuivend materiaal. Een van de redenen dat de efficiëntie van een licht gids niet optimaal kan zijn is door de conservatie van de fase ruimte, maar door gebruik van een golflengte verschuivend materiaal worden deze fase ruimte elementen veranderd. Dit materiaal absorbeert de fotonen en zend terug fotonen uit met een andere golflengte. Dit helpt ook met het afstemmen van het licht t.o.v. het gevoelige spectrum van de foto detector.

We hebben gepraat over hoe we het licht opwekken en hoe we het licht naar de foto detector krijgen, maar we hebben nog niets gezegd over hoe we het licht nu daadwerkelijk detecteren waarbij we het licht dus omzetten naar een elektronisch signaal dat met elektronica kan uitgelezen worden en waarop

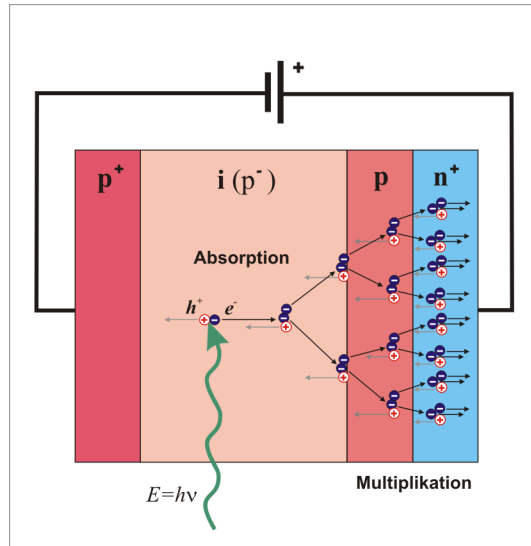
uiteindelijk data analyse op kan worden gedaan.

Een aantal soorten van de meest gebruikte foto detectors kunnen opgedeeld worden in de volgende categorieën: Fotomultipliers, Silicium toestellen (zoals avalanche photodiodes) en hybride foto detectors. Er zijn nog foto detectors, maar hiervoor verwijzen we naar de literatuur. Deze voorbeelden zullen nu in het kort worden uitgelegd. Over deze detectors kunnen zelf een paar boeken worden geschreven en dat is hier uiteraard niet de bedoeling.



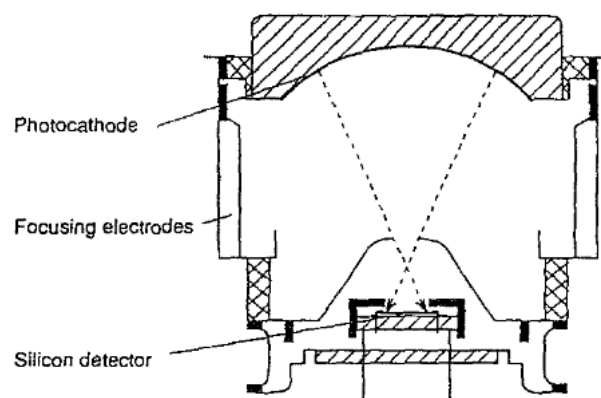
Figuur 80: Fotomultiplier

De eerste die we zullen bespreken is de fotomultiplier. Allereerst zal het inkomend foton een fotokathode raken waardoor het foto-elektrisch effect een elektron uit wordt losgemaakt. Hierna wordt het versneld naar een dynode doordat er een grote spanning staat over de fotomultiplier zodat het elektron een grote versnelling krijgt en op de dynode knalt met een grote energie. Door de impact worden er atomen in de dynode geïoniseerd. Deze elektronen worden nu naar de volgende dynode versneld waar opnieuw hetzelfde gebeurt. Uiteindelijk komen ze bij de anode terecht waar een stroompuls kan worden gemeten. Het voordeel van fotomultipliers is dat er een grote versterkingsfactor is $10^4 - 10^7$. Het nadeel is dat deze gevoelig zijn voor magnetische velden (omdat elektronen worden afgebogen weg van de dynode).



Figuur 81: Avalanche fotodiode

Een fotodiode werkt volgens het principe dat een inkomend foton een elektron-gat paar maakt in de depletiezone van een diode. Hierna worden het gat en het elektron van elkaar weggetrokken door het potentiaal verschil over de diode. Het avalanche gedeelte komt tevoorschijn wanneer we een potentiaal van een paar 100 V over de diode zetten. Hierdoor zal het elektron versnellen en genoeg energie krijgen dat het andere atomen in de diode kan ioniseren. Deze elektronen worden op zich ook weer versneld en kunnen andere atomen ioniseren etc. Hierdoor krijgen we veel meer dan één elektron per foton. Voordelen zijn dat ze heel gevoelig zijn, ze kunnen één foton meten. Ook hebben ze een hoge gain $10^5 - 10^7$. Een nadeel is dat ze last hebben van dark counts. Dark counts zijn signalen afkomstig door temperatuurs effecten. Intrinsieke halfgeleiders hebben ladingsdragers (elektronen of gaten) op kamertemperatuur. Dus elektronen kunnen van de valentieband naar de conductieband gaan door de energie afkomstig van thermische interacties. Dit zorgt ervoor dat deze thermische elektronen worden versneld door de hoge spanning (net als de elektron-gat paren geproduceerd door het foton) en dus een signaal kunnen veroorzaken.



Figuur 82: Hybride foto detector

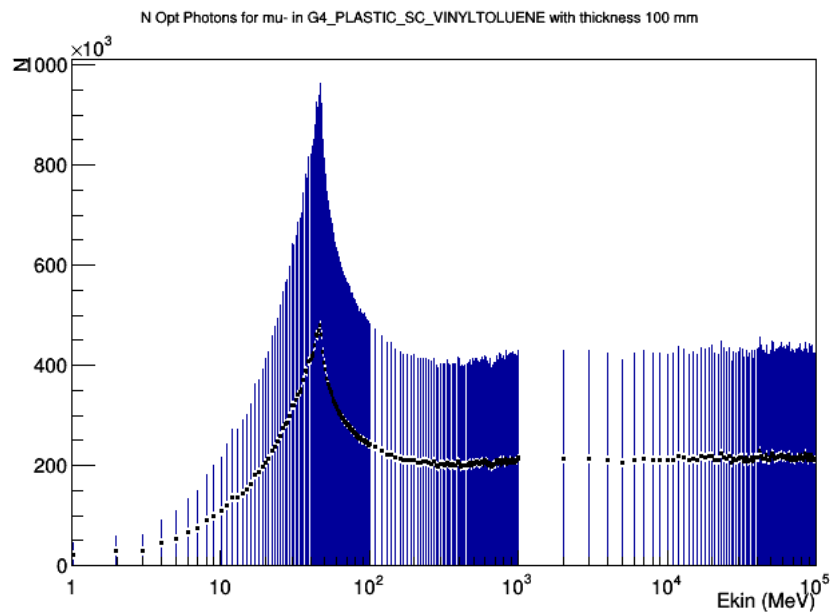
De hybride foto detector gebruikt elementen van de foto diode en de fotomultiplier. Een optisch foton botst op een fotokathode waar een elektron wordt vrijgemaakt. Hierna wordt er een spanning van typisch tussen de 10 - 15 kV tussen de diode en de fotokathode gezet. Hierdoor zal het vrijgemaakt elektron

versnellen en met een hoge energie (10 - 15 keV) op de diode botsen. Hierdoor zal het een groot aantal elektron-gat paren creëren waarvan het signaal kan worden uitgelezen of versterkt met elektronica aan de uiteindes van de diode.

5.4 Aantal Optische Fotonen in functie van Begin en Afgezette Energie

In deze sectie zullen we zien naar het gedrag van het aantal optische fotonen naarmate de kinetische energie van het primaire deeltje groter wordt. We zullen zien wat dit doet met de afgezette energie en hoe we de invloed hiervan zien in het aantal optische fotonen.

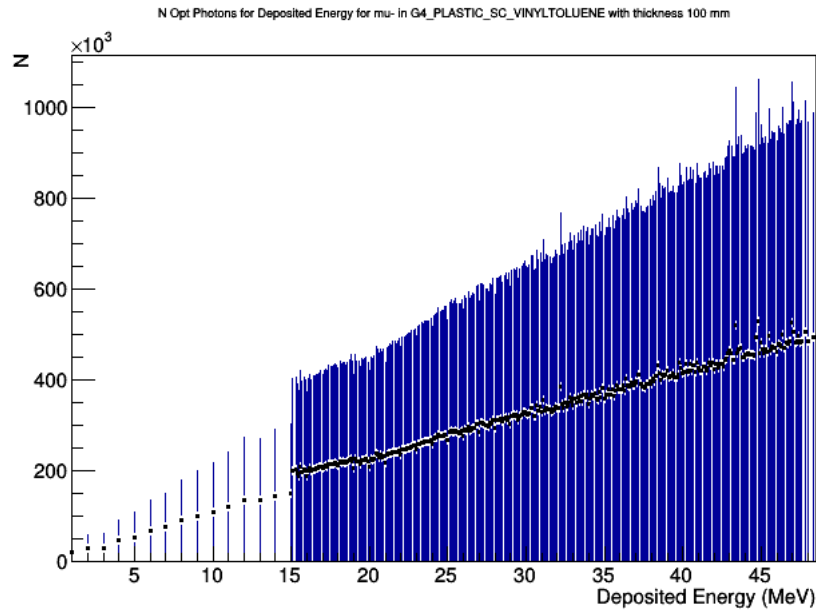
5.4.1 Muonen: 1 MeV - 100 GeV



Figuur 83: Aantal optische fotonen per kinetische energie van muon

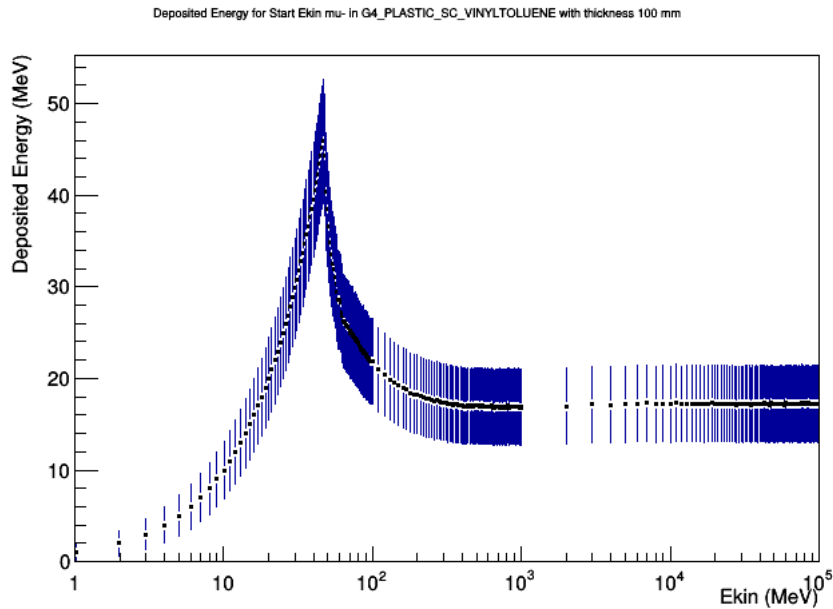
Allereerst moet er worden opgemerkt dat de x-as in log schaal staat dus dat de exponentieële die we zien in het begin van de curve in realiteit een rechte is. We zien dus dat initieel het aantal optische fotonen recht evenredig gaat met de kinetische energie, maar dan zakt het aantal optische fotonen en komen we in een constant regime terecht.

Om dit beter uit te leggen kunnen we eens kijken naar het aantal optische fotonen per afgezette energie.



Figuur 84: Aantal optische fotonen per afgezette energie van muon

Deze grafiek is niet verassend aangezien we in de eigenschappen van de scintillatorplaat hebben gespecificeerd dat er 10^4 optische fotonen zouden moeten geproduceerd worden per MeV afgezette energie. Dit recht evenredig gedrag zien we dan uiteraard terug in deze grafiek. Vanwaar komt de rare vorm dan in de eerste grafiek ? Dit zien we meteen als we kijken naar de afgezette energie per kinetische energie grafiek:

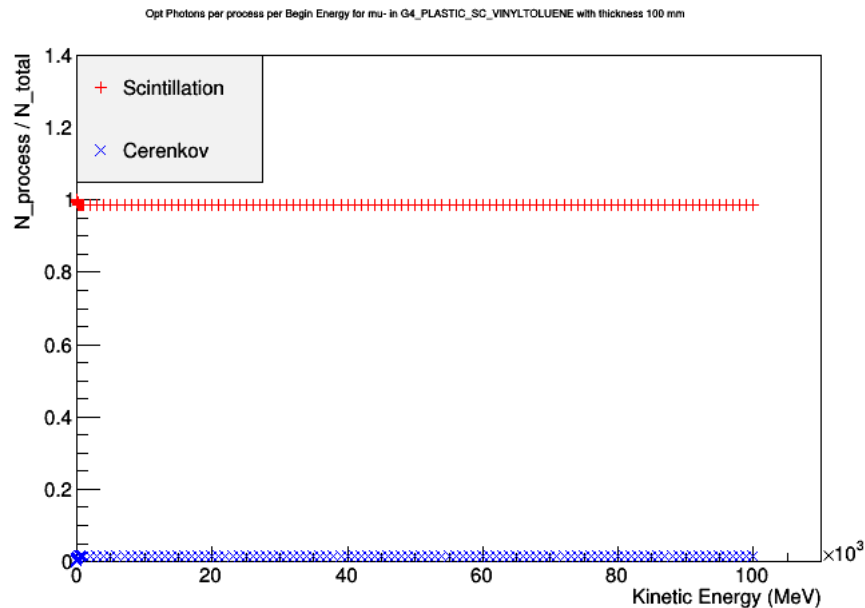


Figuur 85: De afgezette energie in functie van de kinetische energie van muon

We zien dezelfde vorm van grafiek als voor het aantal optische fotonen in functie van de kinetische

energie. We hebben dit gedrag al in andere aspecten van de analyse gezien. Tot ongeveer 50 MeV zal het muon al zijn energie afzetten in de PVT plaat waardoor we het recht evenredig gedrag krijgen. Hierna zal het muon zoveel energie hebben dat het niet volledig gestopt kan worden door de PVT plaat. Uiteindelijk komen we in het constante regime van de dE/dx curve waarbij dat het muon ongeveer dezelfde energie per lengte eenheid deponeert in het materiaal. Voor het muon lag dit rond de 2 MeV/cm. Aangezien we een PVT plaat hebben van 100 mm dik is het niet verwonderlijk dat de afgezette energie rond de 20 MeV zal liggen. We zien in deze grafieken dus niets onverwachts.

We hebben twee optische foton processen besproken, scintillatie en Cerenkov. We hebben gezegd dat Cerenkov optische fotonen 100 keer minder voorkwamen dan scintillatie fotonen dus als we kijken naar de creatieprocessen van de optische fotonen dan is het niet verwonderlijk om het volgende te zien:

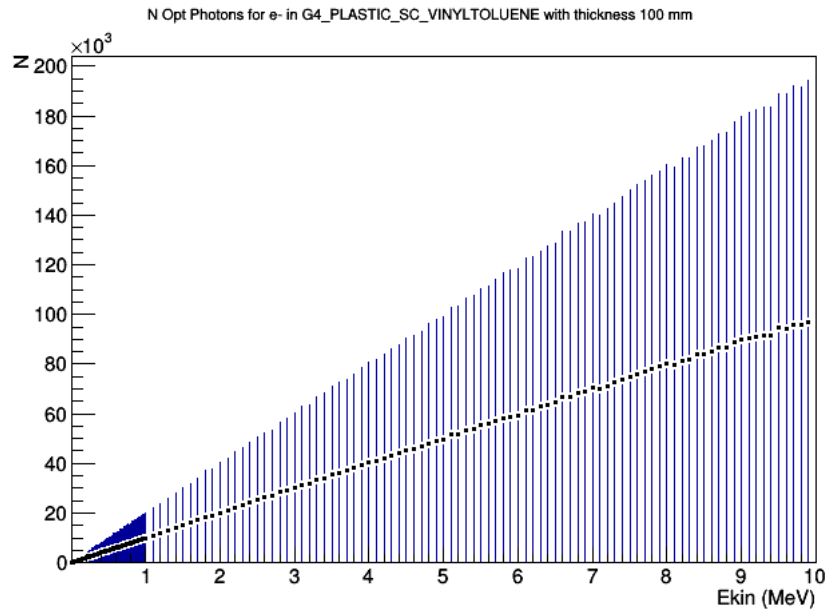


Figuur 86: Optische foton creatie processen voor muon

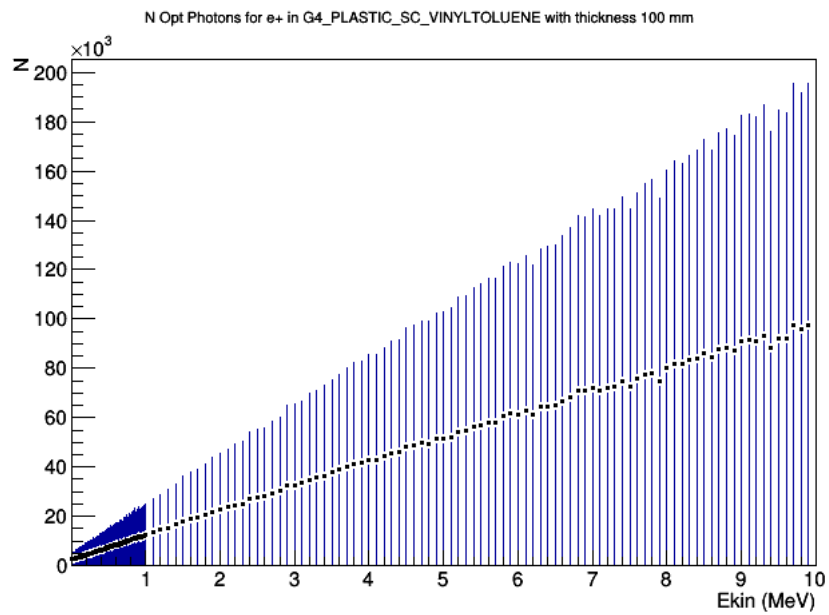
Scintillatie overheerst op elk energie gebied. Dit is hetzelfde voor eender welk geladen deeltje dat door de scintillator vliegt aangezien het enkel en alleen afhangt van afgezette energie.

5.4.2 Elektronen/positronen: 10 keV - 10 MeV

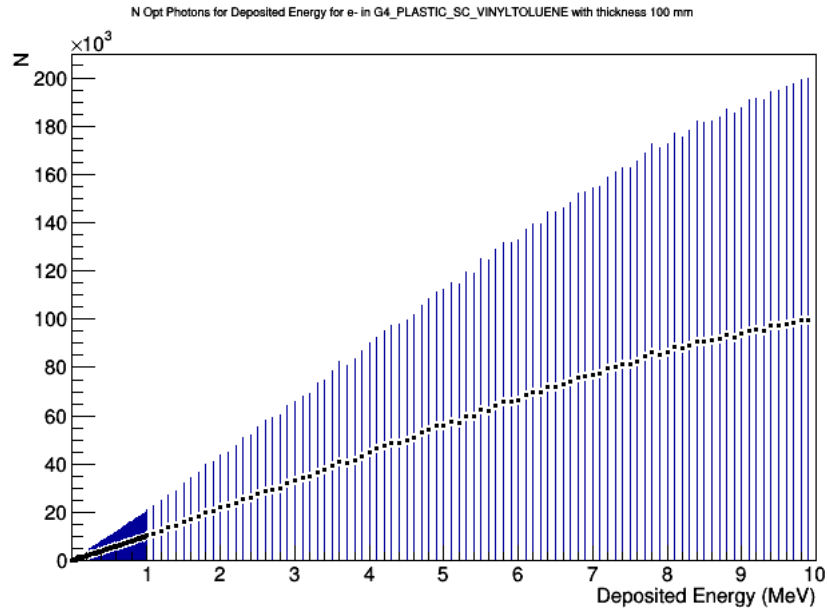
Voor de elektronen en positronen zien we in dit energie gebied niets speciaal. Al de energie wordt afgezet in de PVT plaat en we zien enkel het recht evenredige gedrag met de afgezette/kinetische energie. Voor de volledigheid zullen de grafieken hier wel getoond worden, maar verdere uitleg is niet nodig.



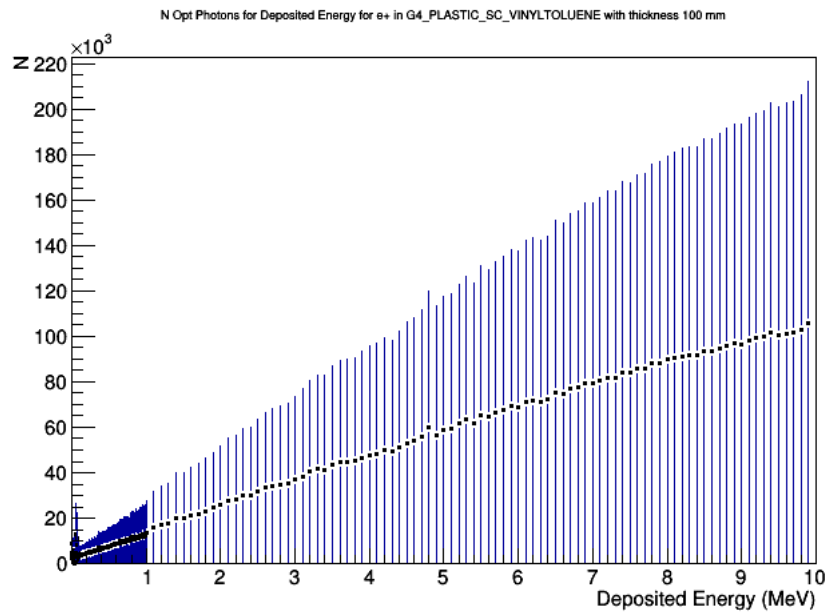
Figuur 87: Aantal optische fotonen in functie van kinetische energie van elektron



Figuur 88: Aantal optische fotonen in functie van kinetische energie van positron



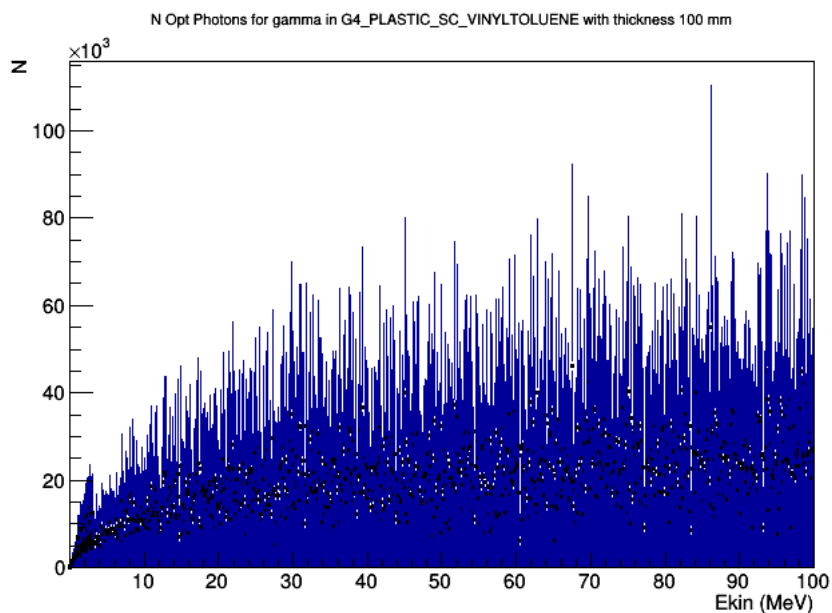
Figuur 89: Aantal optische fotonen in functie van afgezette energie van elektron



Figuur 90: Aantal optische fotonen in functie van afgezette energie van positron

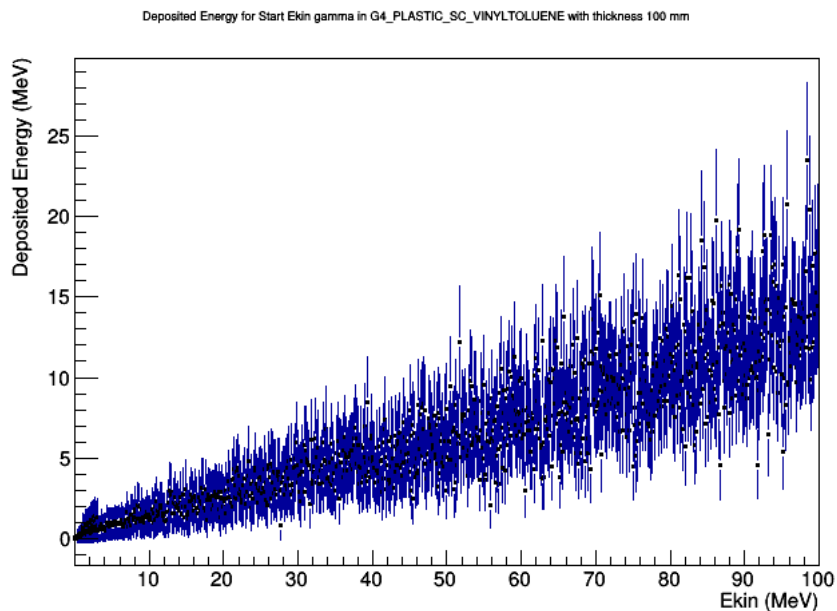
5.4.3 Gammas: 0.1 keV - 100 MeV

Voor gammas zien de grafieken er allemaal wat anders uit doordat het geen geladen deeltje is en dus geen energie verliest volgens de Bethe-Bloch wet.



Figuur 91: Aantal optische fotonen in functie van de kinetische energie van gamma

We zien al meteen dat de grafiek er niet meer zo mooi en voorspelbaar uit ziet als bij de geladen deeltjes. We zien dat er wel meer optische fotonen worden geproduceerd naarmate de kinetische energie toeneemt, maar het gaat heel chaotisch en er is niet meteen een duidelijke functie te zien door deze punten. Als we zien naar de afgezette energie van het foton per kinetische energie dan zien we het volgende:



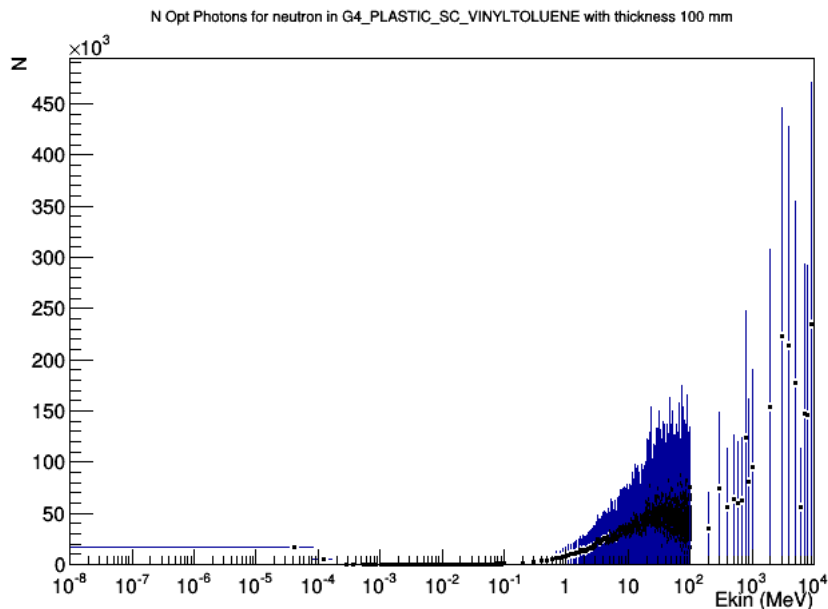
Figuur 92: Afgezette energie in functie van kinetische energie van gamma

We zien dat uitgemiddeld over 100 events per kinetische energie, de gamma niet al zijn energie zal deponeren in het materiaal. Soms wordt alle energie gedeponerd door paar creatie, foto elektrische absorptie of andere absorptie processen. Doordat deze processen andere deeltjes produceren en het aantal optische fotonen zal afhangen van de energie depositie van deze secundaire deeltjes, krijgen we

niet meer de 1 op 1 afbeelding van deze twee grafieken zoals bij de vorige deeltjes.

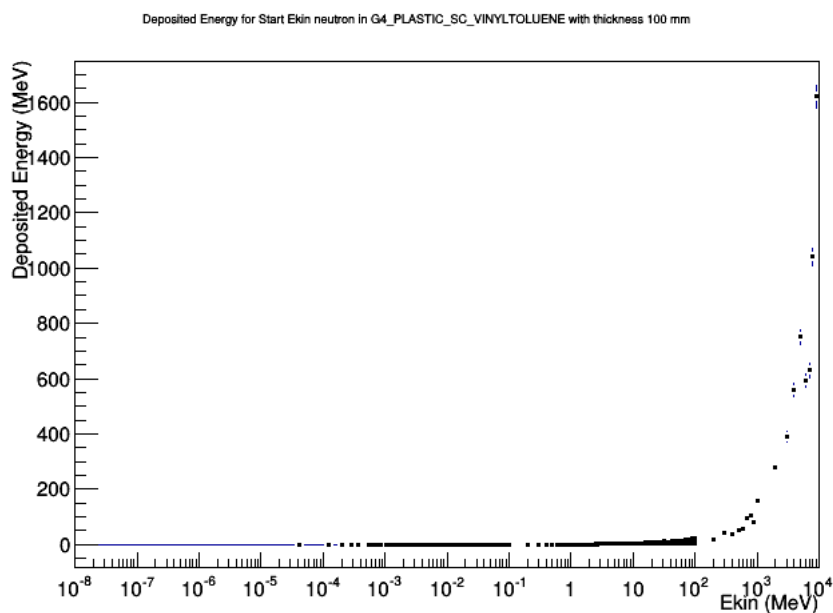
5.4.4 Neutronen: 10 meV - 100 MeV

Neutronen zijn net zoals de gammas neutrale deeltjes. Het energieverlies zal dus niet volgens de Bethe-Blog wet gaan.



Figuur 93: Aantal optische fotonen in functie van kinetische energie van neutron

We zien dat er nagenoeg geen optische fotonen zijn voor de laag energetische neutronen. Maar naarmate we hoger in energie gaan zien we dat er telkens meer en meer optische fotonen worden geproduceerd, maar net zoals bij de gammas is er geen duidelijke functie in te zien. Het lijkt een beetje exponentieel te gaan (x-as is logaritmisch dus in realiteit is dit een rechtevenredigheid), maar de datapunten hebben zo'n grote spreiding dat dit niet kan besloten worden.



Figuur 94: Afgezette energie in functie van kinetische energie van neutron

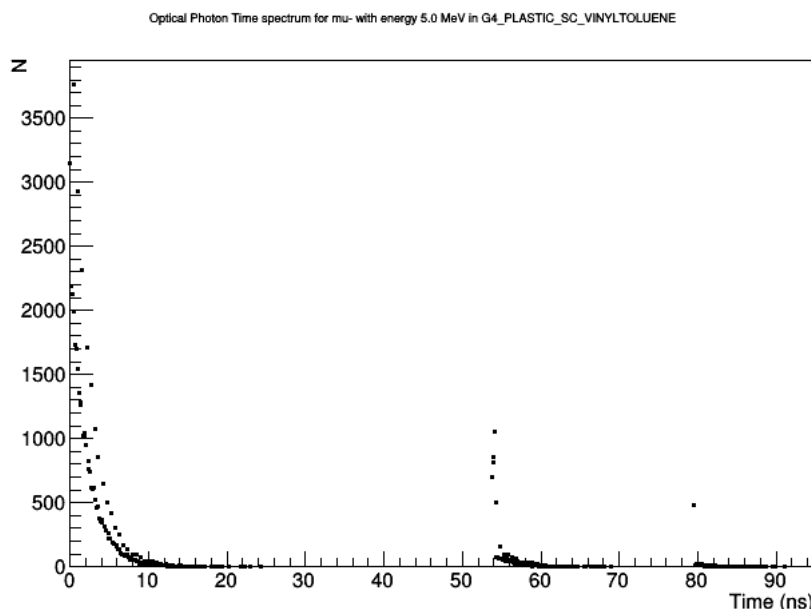
Op deze figuur zien we inderdaad dat de afgezette energie in functie van de kinetische energie iets weg heeft van een exponentiele, maar rond de hele hoge energieën stijgt de afgezette energie te hard om een exponentiele te zijn.

Over het algemeen is het gedrag gelijkend op dat van de gammas omdat er zo weinig interactie is van het neutron met de PVT plaat. De scintillatie is vooral afkomstig van de secundaire deeltjes die worden gemaakt door de hadronische elastische en inelastische botsingen die geladen deeltjes produceren.

5.5 Tijdsanalyse van Optische Fotonen

In dit deel zullen we deeltjes met een welbepaalde energie afvuren op de scintillatorplaat en meten hoe het aantal optische fotonen veranderd met de tijd. Dit zou het signaal zijn dat wordt gemeten met de foto-detectors dus het zou handig zijn als we de signalen van elk primair deeltje zouden kunnen onderscheiden van elkaar.

5.5.1 Muonen

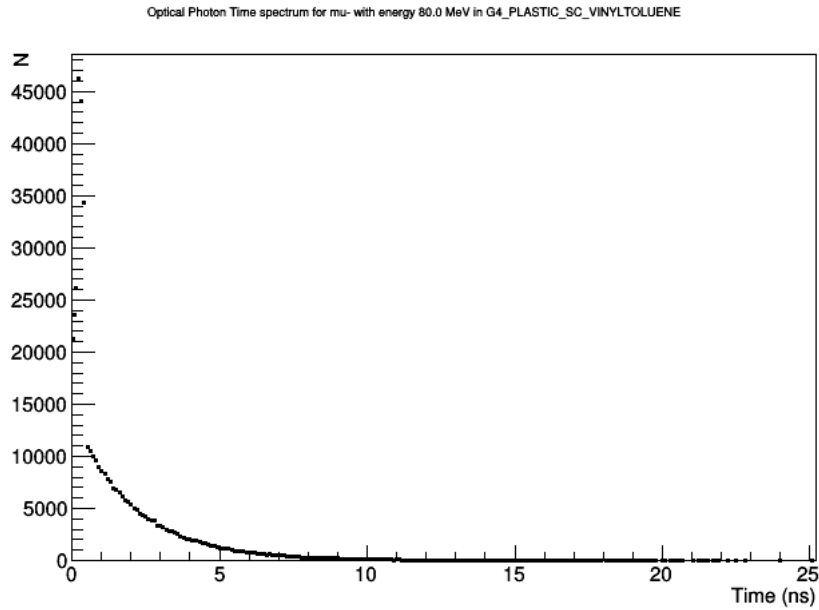


Figuur 95: Tijdsverloop van optische fotonen voor een 5 MeV muon

We zien drie pieken op de grafiek. De eerste piek komt van het muon zelf. Dit is het muon dat energie afzet in de scintillator waardoor de optische fotonen worden geproduceerd. Zowel de tweede (rond 55 ns) als de derde (rond 80 ns) piek in de grafiek zijn afkomstig van elektronen die worden geproduceerd tijdens het muon capture proces (het enige interactie proces dat het muon van 5 MeV ondergaat).

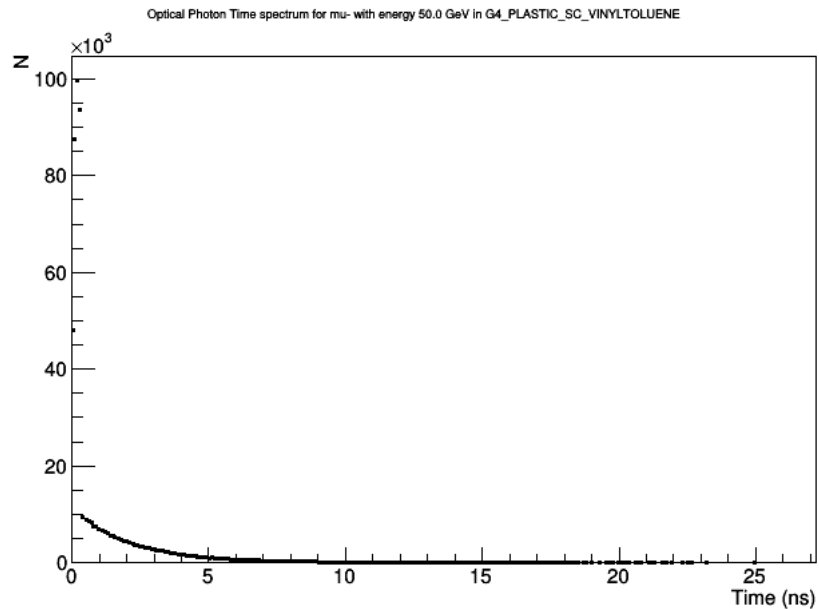
Aangezien dat het muon eerst moet afzakken in orbitalen en hierbij elektronen kan losmaken door het Auger effect lijkt het dat de tweede piek afkomstig is van Auger elektronen terwijl de derde piek afkomstig is van elektronen die ontstaan doordat het muon vervalt wanneer het aan de laagste orbitaal komt. Dit is niet zeker aangezien er geen onderscheid wordt gemaakt in de simulatie tussen Auger en verval elektronen, maar het is een mogelijke verklaring. Een andere verklaring is simpelweg dat het soms langer duurt voor een muon om gevangen te geraken en dus het produceren van het energetisch elektron uitstelt.

Als we naar een event zien waarbij er optische fotonen worden geproduceerd rond de 55 ns dan zien we dat het elektron waarvan deze optische fotonen komen samen was geproduceerd met een anti elektron neutrino en een muon neutrino. Hieruit kunnen we besluiten dat de optische fotonen rond de 55 ns afkomstig zijn van een elektron dat het resultaat was van het vervallen van een muon. We zien net hetzelfde bij de piek rond de 80 ns waardoor we kunnen vaststellen dat de simpelste verklaring de juiste is (Occam's razor).



Figuur 96: Tijdsverloop van optische fotonen voor een 80 MeV muon

We zien een mooie exponentieel afnemende curve wat we verwachten van normaal scintillatie gedrag, maar in het begin hebben we een zeer grote piek. Deze piek is afkomstig van de ionizatie van atomen wanneer het muon in de PVT plaat binnendringt. Deze elektronen zijn zeer vroeg gemaakt (< 0.005 ns) en zorgen voor optische fotonen door scintillatie en Cerenkov licht. Samen met de optische fotonen geproduceerd van het muon geeft dit dus een zeer sterke toename in optische fotonen. Achteraf spelen de elektronen geen rol meer en zijn het enkel de muonen die door energie af te zetten optische fotonen maken via scintillatie.

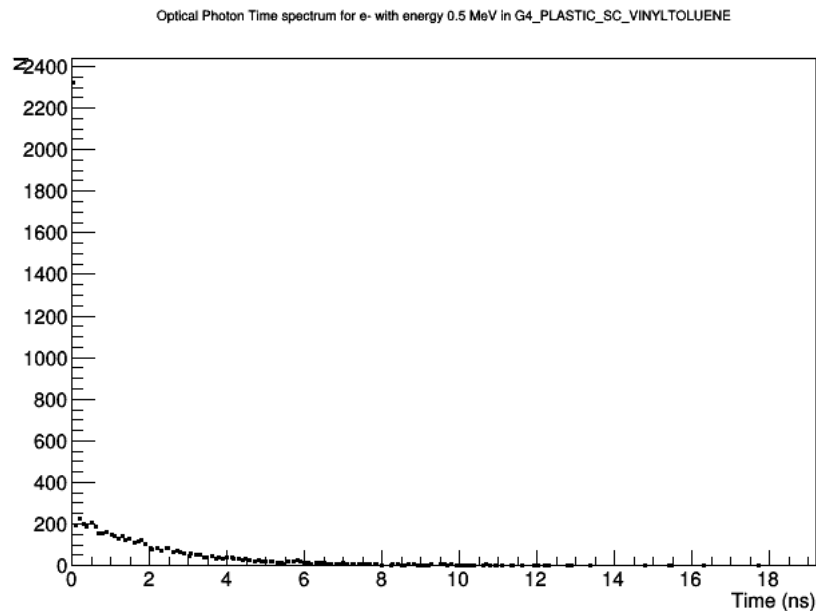


Figuur 97: Tijdsverloop van optische fotonen voor een 50 GeV muon

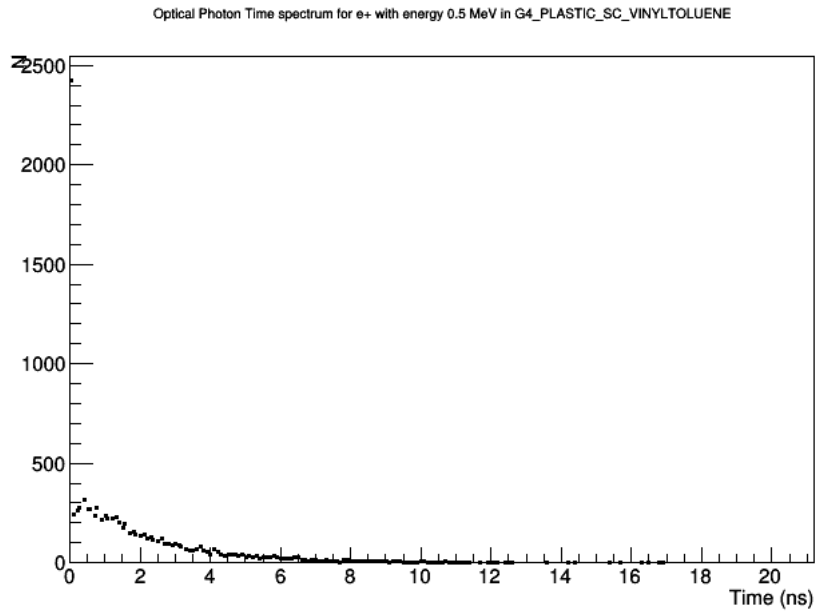
Voor een 50 GeV muon zien we exact dezelfde exponentieel afnemende curve als voor de 80 MeV muon, enkel is de initiële piek nog scherper geworden. Dat er meer optische fotonen in het begin zijn kan op verschillende manieren verklaard worden. Het kan zijn dat de elektronen die afkomstig zijn van ionisatie meer energie hebben en dus meer energie kunnen afzetten waardoor we meer optische fotonen krijgen. Ook kan het dat er meer atomen worden geïoniseerd doordat het muon een veel grotere energie heeft wat als resultaat heeft dat er meer optische fotonen zijn. Het kan uiteraard ook een combinatie zijn van beiden.

Als we zien naar de secundaire deeltjes geproduceerd door de muonen in sectie 3.1 dan zien we dat er niet veel meer elektronen worden geproduceerd als we het 80 MeV en het 50 GeV muon vergelijken. Ook zien we dat als we de totale secundaire deeltjes vergelijken met enkel de secundaire deeltjes van het muon zelf voor beide energieën, dan zien we dat het aantal elektronen hetzelfde blijft voor het 80 MeV muon, maar dat dit voor het 50 GeV muon verhoogt. Dit wilt zeggen dat de elektronen die worden losgemaakt door het 80 GeV muon meer energie hebben omdat deze ook andere elektronen kunnen losmaken. Onze eerste hypothese lijkt dus te kloppen.

5.5.2 Elektronen en Positronen

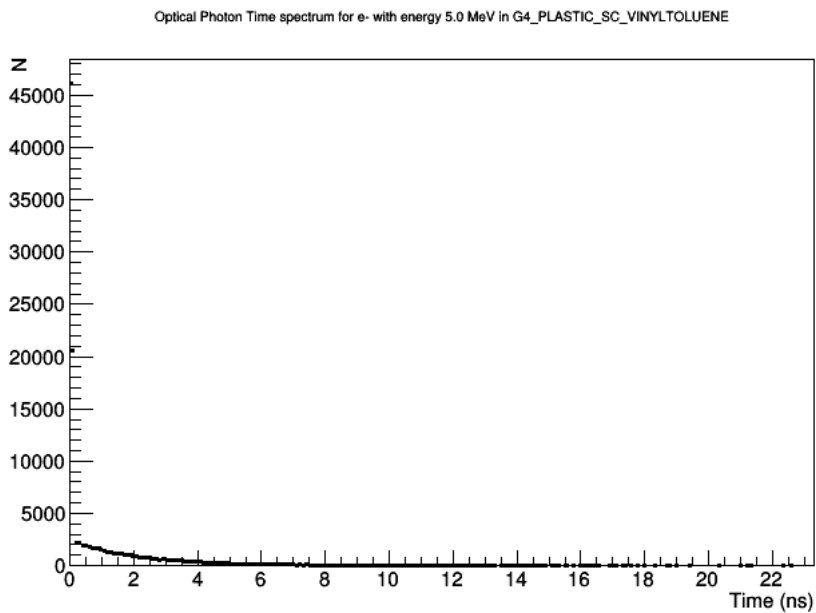


Figuur 98: Tijdsverloop van optische fotonen voor een 0.5 MeV elektron

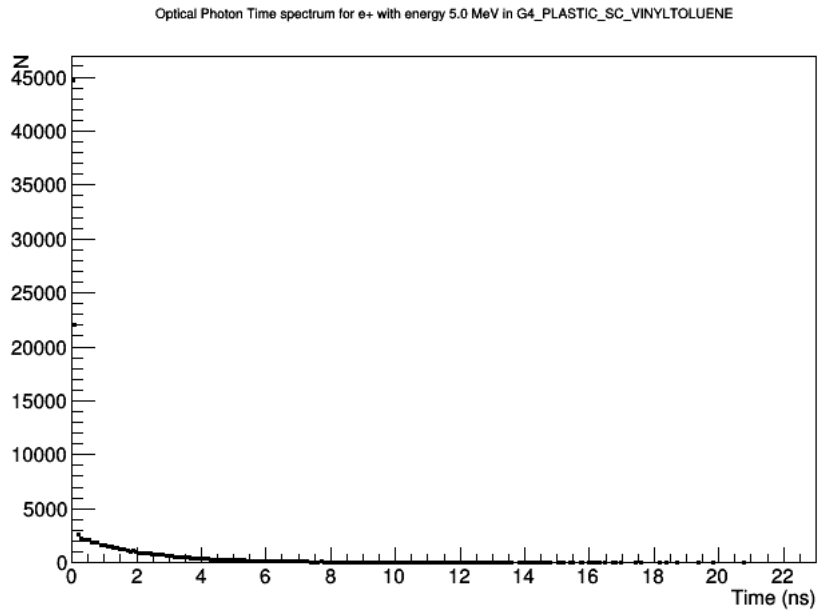


Figuur 99: Tijdsverloop van optische fotonen voor een 0.5 MeV positron

We zien een mooi exponentieel verval wat we verwachten voor enkel scintillatie licht, maar initieel zien we een zeer scherpe piek. Dit komt doordat er niet enkel scintillatie licht in het begin aanwezig is, maar ook Cerenkov licht. Na de initieele energie afzetting, waarbij het elektron/positron nog genoeg snelheid had om Cerenkov licht te produceren, is het elektron/positron voldoende afgeremd waardoor het enkel nog maar optische fotonen via scintillatie kan opwekken.



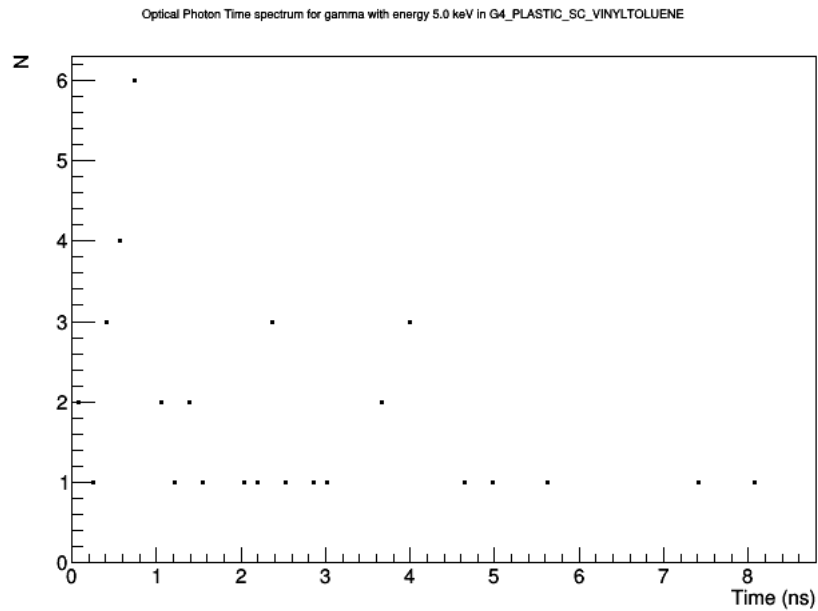
Figuur 100: Tijdsverloop van optische fotonen voor een 5 MeV elektron



Figuur 101: Tijdsverloop van optische fotonen voor een 5 MeV positron

We zien op 5 MeV hetzelfde gedrag als op 0.5 MeV enkel zijn er meer optische fotonen omdat er meer energie is om af te zetten in het materiaal. Dezelfde uitleg voor de intensie piek in het begin van de 0.5 MeV grafieken is nog steeds geldig hier.

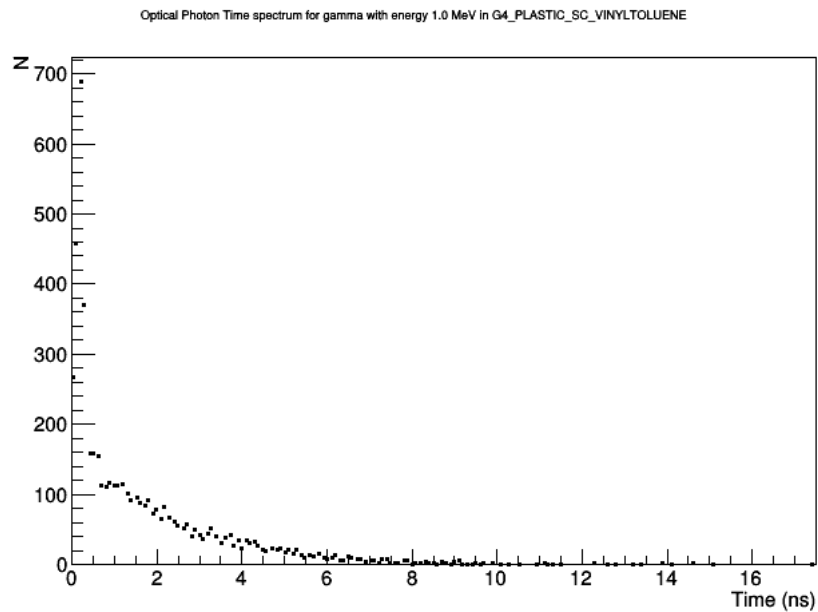
5.5.3 Gammas



Figuur 102: Tijdsverloop van optische fotonen voor een 5 keV gamma

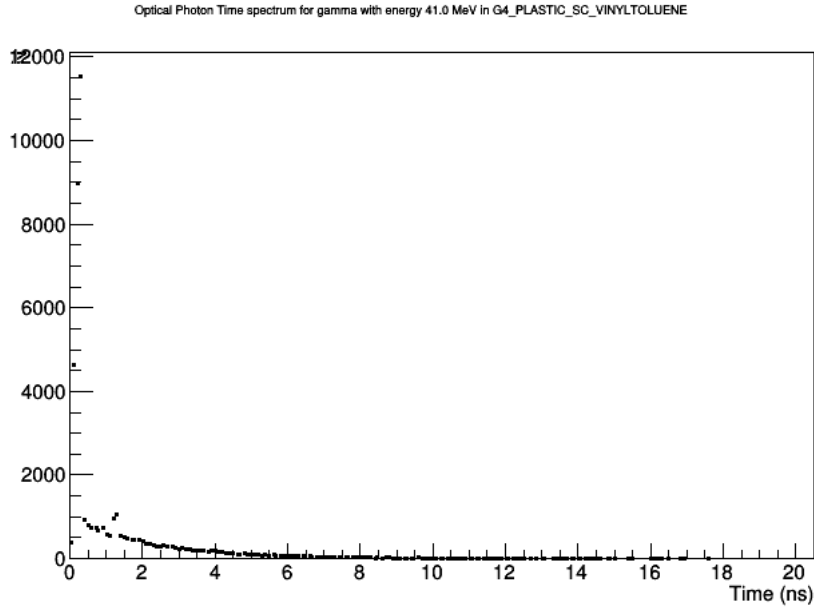
We zien dat er maar weinig optische fotonen zijn. Dit verwachten we als we de vorige analyses herinneren. Wat we wel zien is dat de optische fotonen zelden door de gamma zelf worden opgewekt. De gamma zal via het foto-elektrisch effect een elektron losmaken van een atoom waarna deze al dan niet energie afzet

in het materiaal en hierdoor een optisch foton door scintillatie produceert.



Figuur 103: Tijdsverloop van optische fotonen voor een 1 MeV gamma

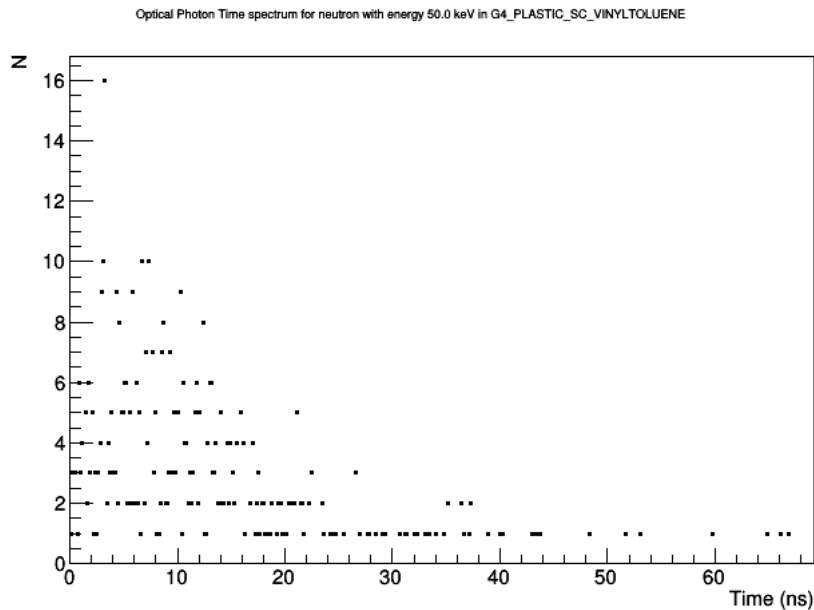
Voor een 1 MeV gamma zien we praktisch dezelfde grafiek als voor een elektron. Dit is inderdaad zo doordat het gamma in dit energie gebied voornamelijk via Compton scattering zijn energie verliest. Hierdoor worden er een aantal elektronen losgemaakt van hun atomen en zullen deze door energie afzetting optische fotonen produceren via scintillatie. Initieel zullen deze elektronen ook via het Cerenkov proces optische fotonen produceren, hierdoor zien we in het begin weer een scherpe piek.



Figuur 104: Tijdsverloop van optische fotonen voor een 41 MeV gamma

We zien weer zowat hetzelfde als op de vorige grafieken alleen zien we rond 1.5 ns een extra bijdrage aan optische fotonen. Op deze energie zijn het voornamelijk paar-productie en foto-nucleaire processen waar het gamma zijn energie door verliest. Uit paar productie krijgen we de elektronen en positronen waarvan we de invloed duidelijk zien op de grafiek (de scherpe initiële piek is nog steeds aanwezig). De foto-nucleaire processen gebeuren niet zoveel, en de producten hiervan zullen optische fotonen kunnen opwekken over een grote tijdspanne. Deze extra piek is niets extra en verdwijnt ook als er meer events worden meegenomen.

5.5.4 Neutronen

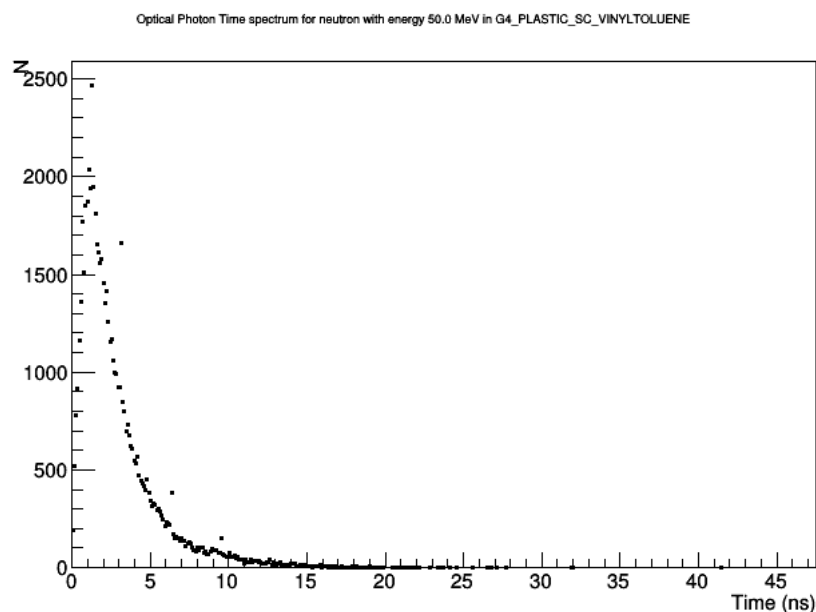


Figuur 105: Tijdsverloop van optische fotonen voor een 50 keV neutron

Wat het meeste opvalt aan deze grafiek is dat de x-as tot 60 ns gaat. Neutronen interageren enkel maar met de kernen van atomen of door te vervallen. Interactie met een kern gebeurt maar weinig waardoor het neutron een lange tijd door het materiaal kan bewegen zonder gestopt te worden. Het neutron zal wel energie kunnen afstaan aan het medium waardoor er scintillatie fotonen opgewekt kunnen worden, maar door de weinige interacties zullen de optische fotonen heel verspreid zijn over de tijd. Doordat we enkel maar optische fotonen meenemen die binnen de 100 ns sinds de start van het neutron werden geproduceerd zien we een deel van de optische fotonen niet op de grafiek. Door neutron capture kan er een gamma worden uitgestraald welke door compton scattering elektronen kan vrijmaken en waarbij deze dan optische fotonen door scintillatie kan produceren. Dit gebeurt pas vanaf ongeveer 10 ms.

De optische fotonen die zouden worden opgewekt door de verval producten van het neutron kunnen we pas zien tussen 100 - 1000 s (gemiddelde levensduur van een vrij neutron is 881.5 s).

Deze cutoff werd afgesproken in overleg met de docent.



Figuur 106: Tijdsverloop van optische fotonen voor een 50 MeV neutron

We zien dat er initieel een stijging is van het aantal optische fotonen waarna het de gebruikelijke exponentieële afname heeft. Een neutron van 50 MeV zal veel meer interacties ondergaan doormiddel van (in)elastische botsingen. De initieële stijging kan als volgt worden verklaard: Het neutron kan een beetje energie afzetten in het medium en hierdoor optische fotonen produceren, maar door (in)elastische botsingen aan te gaan zullen er een hele hoop geladen secundaire deeltjes worden geproduceerd welke meer energie afzetten in het medium waardoor er meer optische fotonen kunnen worden geproduceerd. Na de initieële creatie van deze geladen secundaire deeltjes zullen deze deeltjes hun energie verliezen en zullen we dus uiteindelijk minder optische fotonen krijgen volgens de exponentieële afname die we verwachten.

Referenties

- [1] Glenn F. Knoll, University of Michigan, Radiation Detection and Measurement.
- [2] S. Agostenelli et al., Geant4 – a simulation toolkit, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A 506 (2003) 250-303.
- [3] J. Allison et al., Geant4 developments and applications, IEEE Transactions on Nuclear Science, 53 No. 1 (2006) 270-278.
- [4] BC 408 PVT Datasheet, http://www.phys.ufl.edu/courses/phy4803L/group_I/muon/bicron_bc400-416.pdf.
- [5] Dennis Wright (SLAC), Geant4 Tutorial at Stanford, Physics 1: Physics Lists, 4 March 2014.
- [6] Prof. Dr. Schultz-Coulon, Universitt Heidelberg: Kirchhoff-Institut Fr Physik, Interactions of Particles with Matter, 18 April 2011.
- [7] Ralph Dollan, DESY - ZEUTHEN, Simulation of Optical Processes, 24 February 2005.
- [8] Prof. Dr. Schultz-Coulon, Universitt Heidelberg: Kirchhoff-Institut Fr Physik, Scintillation Detectors: Particle Detection via Luminescence, 8 May 2011.
- [9] Geant4 User Documentation, <http://geant4.web.cern.ch/geant4/G4UsersDocuments/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/html/node66.html>, Reference on 21 August 2016.
- [10] German Research Centre for Geosciences and University of Cologne, Production of Cosmogenic Nuclides in Surface Material, <http://www-cosmogenic-nuclides-de.gfz-potsdam.de/web/guest/research>, Referenced on 21 August 2016.
- [11] Geant4 Tutorial, Direct (e+, e-) pair creation by muon, 25 October 2006
- [12] Geant4 Tutorial, Brehmstrahlung, 6 December 2006.
- [13] T.E. Coan and J. Ye, Muon Physics, <http://www.physics.rutgers.edu/ugrad/389/muon/muonphysics.pdf>, Referenced on 21 August 2016.
- [14] Krzysztof Genser, Fermilab/SCD, 17th Geant4 Collaboration Meeting, Muon Stopping Discussion, September 2012
- [15] Ben Krikler, Imperial College London, The COMET Experiment: Searching for Muon-to-Electron Conversion, 2nd June 2016.
- [16] Nimai C. Mukhopadhyay, CERN, Nuclear Muon Capture, Physics Reports (Section C of Physics Letters) 30, No. 1 (1977) 1-144.
- [17] K.P. Lohs, G.W. Wolschin and J. Hfne, Nuclear auger effect in muonic atoms, Nuclear Physics A Volume 236, Issue 2, 30 December 1974, 457-468, doi:10.1016/0375-9474(74)90267-X
- [18] Yoshitaka Kuno, Osaka University, Study of Muon Capture for Muon to Electron Conversion Experiments, PSI BVR Meeting, 15 January 2013.
- [19] Stefano Meroli, The Landau Distribution for Ionizing Particles, http://meroli.web.cern.ch/meroli/Lecture_landau_ionizing_particle.html, 25 April 2012.
- [20] Manfred Krammer, Insitute of High Energy Physics, Vienna, Austria, Detectors for Particle Physics: Scintillators, https://www.hephy.at/fileadmin/user_upload/V0-5-Scintillators.pdf 26 November 2015.
- [21] Helmut Spieler, LBNL, Introduction to Radiation Detectors and Electronics: Scintillation Detectors, 2 February 1999.