



Физически факултет

Магистърска програма по "Физика на ядрото и елементарните
частици"

Дипломна работа

за

придобиване на образователно-квалификационна степен
"магистър"

на

Борис Огнянов Хайдуков, факултетен №7PH3100029

Симулации на неутринни взаимодействия в сцинтилационен детектор в експеримента ESSnuSB

Научен ръководител: доц. д-р Мариян Богомилов

София, март 2025

Съдържание

1	Въведение	3
2	CP - нарушения	4
2.1	Зарядово спрягане и четност	4
2.2	CP нарушения	5
2.3	Смесване между аромати	6
3	ESSnuSB	7
3.1	Цел на експеримента	7
3.2	Linac	8
3.3	Акумулиращ пръстен	9
3.4	Мишена	10
3.5	Детекторен комплекс	11
4	Софтуер	15
4.1	GENIE	15
4.2	Geant4	15
4.3	Реконструкция	15
5	Симулации	17
6	Заклучение	26

1 Въведение

Откритието на първите случаи на CP нарушения от Cronin и Fitch, 1964 [1], а именно несиметричността на прехода $K^0 \leftrightarrow \overline{K}^0$, показвайки по-голяма вероятност за раждане на K^0 , подсказва за фундаментална разлика между материята и антиматерията. Още на времето са известни методите, по които, чрез принципа на неопределеността, може да се създаде материя и антиматерия от вакуума, но тези процеси са били разглеждани като напълно подлежащи на CP симетрията, а следователно и неспособни да създадат нашата вселена. Все пак, ако се родят частица и анти-частица, и всички процеси са инвариантни спрямо CP , те просто ще анихилират. Дори ако качим мащаба до този на нашата вселена, при пълна CP инвариантност, резултатът е същия - раждането на нашата вселена е невъзможно. Откритието на случай на CP нарушение дава директен път за описване на началото на вселената и стартира дългогодишно изучаване на тази тема. След Cronin и Fitch са открити още случаи на CP нарушения, но все още не стигат, за да обяснят напълно раждането на вселената. До днешна дата има един случай на CP нарушения, който е наблюдаван, но не е изследван в детайли, и това са преходите при неутрината [2]. От ранни експерименти знаем, че тези преходи не се подчиняват на CP симетриите, но поради малките сечения на взаимодействие и неуловимата природа на тези имплицитно слабо взаимодействащи частици, количественото определяне на нарушението е значително по-трудно от това при други частици. Тази разлика налага използването на много по-точни експерименти за изследването им, с надеждата, че биха описали процеси на лептогенеза, които да могат да допълнят вече известните ни модели за бариогенеза в ранната вселена, които заедно да формират пълен модел на големия взрив и да дадат отговор на въпросите "Как е започнала вселената?" и "Защо има материя, а не антиматерия?".

2 CP - нарушения

2.1 Зарядово спрягане и четност

CP симетрията е комбинация от две симетрии - C (Зарядово спрягане), и P (Четност), приложени последователно.

Математически, симетрията спрямо зарядово спрягане се описва чрез прилагане на оператора $\hat{C}$.

$$\hat{C}q = -q \quad (1)$$

$$\hat{C}^2q = \hat{C}\hat{C}q = \hat{C}(-q) = q \quad (2)$$

Тази операция не отговаря на никой физически процес, тъй като не запазва барионните и лептонните числа, но ни дава начин да сменим заряда на една частица и да я превърнем в нейната античастица. От (2) можем да определим, че операторът $\hat{C}$ има собствени стойности $c = \pm 1$. Зарядовата четност може да се определи по дефиниция само за частици, напълно неутрални по всички токове, като γ -кванта. При нея имаме

$$\hat{C}|\gamma\rangle = -|\gamma\rangle \quad (3)$$

Знаейки собствените стойности на $\hat{C}$ за γ , използвайки разпади на частици към γ можем да определим тяхната четност спрямо зарядовото спрягане, например за π^0 чрез разпада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$:

$$\hat{C}|\pi^0\rangle = \hat{C}|2\gamma\rangle = (-1)^2|2\gamma\rangle = |2\gamma\rangle \quad (4)$$

което показва положителна четност спрямо зарядовото спрягане +1. Ако предположим разпад $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$, за който

$$\hat{C}|\pi^0\rangle = \hat{C}|3\gamma\rangle = -|3\gamma\rangle \quad (5)$$

В такъв случай бихме имали отрицателна четност, и бихме могли да заключим, че електромагнитното взаимодействие, на което се дължат разпадите $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ и $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$, не е инвариантно спрямо зарядовото спрягане. Липсата на наблюдения на такъв разпад е едно от основните доказателства за инвариантността на електромагнитното взаимодействие спрямо зарядовото спрягане. От друга страна, ако приложим $\hat{C}$ върху неутрино, то бихме променили лептонния заряд на неутрино, но не бихме променили импулса и спина му. Експериментално е наблюдавано, че неутрино има противоположни импулс и спин, а при антинеутрино те са насочени в една посока. Ако сменим само лептонния заряд на едно неутрино, бихме получили антинеутрино с противоположен импулс и спин, каквото не е било наблюдавано, което показва, че при слабото взаимодействие C е максимално нарушена.

По подобен начин можем да разгледаме и симетрията спрямо четността P , като приложим оператора на четността $\hat{P}$, обръщайки координатната система

$$\hat{P}\Psi(\vec{r}) = \Psi(-\vec{r}) \quad (6)$$

$$\hat{P}^2\Psi(\vec{r}) = \hat{P}\hat{P}\Psi(\vec{r}) = \hat{P}\Psi(-\vec{r}) = \Psi(\vec{r}) \quad (7)$$

От където определяме собствени стойности за $\hat{P}$ като $p = \pm 1$. Това действие променя посоката на импулса на една частица, и ако го приложим към неутрино, бихме получили неутрино с импулс и спин в еднаква посока, или обратното - антинеутрино с импулс и спин в различни посоки. Такива неутрина не са наблюдавани, и следователно можем да заключим, че P симетрията е напълно нарушена спрямо слабото взаимодействие.

2.2 CP нарушения

Въпреки факта, че слабото взаимодействие нарушава C и P поотделно, ако разгледаме последователното им прилагане, тоест това, което наричаме CP симетрия, можем да видим, че тя не би трябвало да се нарушава. Ако вземем отново примера ни с неутрино, сменим заряда и след това обърнем посоката на импулса, бихме получили антинеутрино със спин и импулс в една и съща посока, тоест реална и наблюдавана частица. Такива разсъждения и липса на опровергаващи резултати водят до приемането, че CP симетрията се запазва при слабите взаимодействия, което се опровергава през 1964г [1]. Експериментът, оглавен от Cronin и Fitch, наблюдава K^0 и $\bar{K}^0$. Тези две частици могат да се смесват помежду си, тъй като са неутрални, тоест при смяна $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ не се нарушава законът за запазване на заряда, както и поради това, че могат да се разпадат по еднакви канали. При пълно запазване на CP бихме очаквали прехода $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ да има същата вероятност като прехода $\bar{K}^0 \rightarrow K^0$, но експериментът показва по-голяма вероятност за втория преход. Тази открита несиметрия показва възможен механизъм за бариогенеза.

Малко по-късно, през 1968 г., се провежда експеримент от R. Davis в мината Homestead [2], целящ регистрация на неутринния поток от Слънцето. Ароматът на неутрината, излъчени от Слънцето, зависи от процесите на ядрен синтез, които са ги създали, и следователно се очаква слънчевите неутрина да са почти изцяло електронни (ν_e). Homestead е конструиран, за да детектира само електронни неутрина, но данните от него показват наличие на около една трета от очаквания брой. Това може да се дължи на две неща: Познанията ни по астрофизика са непълни, или съществуват нарушения на CP симетрията при неутрината, които позволяват преходи не само между неутрино и антинеутрино, а и между различни семейства. Съществуването на осцилации се доказва напълно от експеримента SNO [3], който има възможност за регистрация не само на електронни неутрина, а и на общия поток, и ни дава съотношение на потоците

$$R = \frac{\phi(\nu_e)}{\phi(\nu_e + \nu_\mu + \nu_\tau)} = 0.340 \pm 0.023_{stat} \pm 0.030_{syst} \quad (8)$$

2.3 Смесване между аромати

Смесвания между различни аромати на неутриното са възможни само при наличие на маса на неутрината, тъй като изискват въвеждането на масови състояния:

$$|\nu_f(t)\rangle = \sum_j U_{fj} |\nu_j(t)\rangle, f = e, \mu, \tau; j = 1, 2, 3 \quad (9)$$

Във вакуум тези масови състояния еволюират независимо едно от друго, с честота, зависеща от разликата между масите им.

$$|\nu_j(t)\rangle = e^{-E_j t} |\nu_j(0)\rangle, j = 1, 2, 3, E_j = \sqrt{p^2 + m_j^2} \quad (10)$$

Смесванията между масовите състояния се дават от унитарната матрица на Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata:

$$\hat{U}_{fj} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (11)$$

Където $s_{12} = \sin\theta_{12}$, $c_{12} = \cos\theta_{12}$ и θ_{12} представлява ъгълът на смесване между ν_1 и ν_2 . Нарушението на CP симетрията при лептони е въведено в тази матрица чрез фазовия параметър δ . Вероятността за осцилации, ако предположим йерархия на масите от вида

$$m_3 \gg m_2 > m_1 \quad (12)$$

и предположим, че CP не се нарушава, се дава от

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = 4|U_{\alpha 3}^2||U_{\beta 3}^2|\sin^2\left(\frac{\Delta m_{13}^2}{4E}L\right) \quad (13)$$

Където L е дължината на пробега на неутриното. Следователно имаме

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = s_{23}^2 \sin^2 2\theta_{13} \sin^2\left(\frac{\Delta m_{13}^2}{4E}L\right) \quad (14)$$

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\tau) = c_{23}^2 \sin^2 2\theta_{13} \sin^2\left(\frac{\Delta m_{13}^2}{4E}L\right) \quad (15)$$

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = c_{13}^4 \sin^2 2\theta_{23} \sin^2\left(\frac{\Delta m_{13}^2}{4E}L\right) \quad (16)$$

3 ESSnuSB

3.1 Цел на експеримента

В годините след откритието на неутринни осцилации се измерват и ъглите на смесване θ_{13} , θ_{23} и θ_{12} , със стойности:

$$\theta_{12} = 33.4^\circ \quad (17)$$

$$\theta_{23} = 49.2^\circ \quad (18)$$

$$\theta_{13} = 8.6^\circ \quad (19)$$

От тях е интересен θ_{13} . Преди експерименталното му определяне, се предполагало, че стойността е почти цял порядък под откритата. Това променя изчисленията за максимумите на вероятността за осцилации между различните аромати, така че нека да разгледаме тази вероятност, взимайки предвид и CP нарушенията [4].

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = P_0 + P(\sin\delta) + P(\cos\delta) \quad (20)$$

където

$$P_0 = s_{23}^2 \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \Delta_{31} \quad (21)$$

е вероятността за смесване без нарушаване на CP и

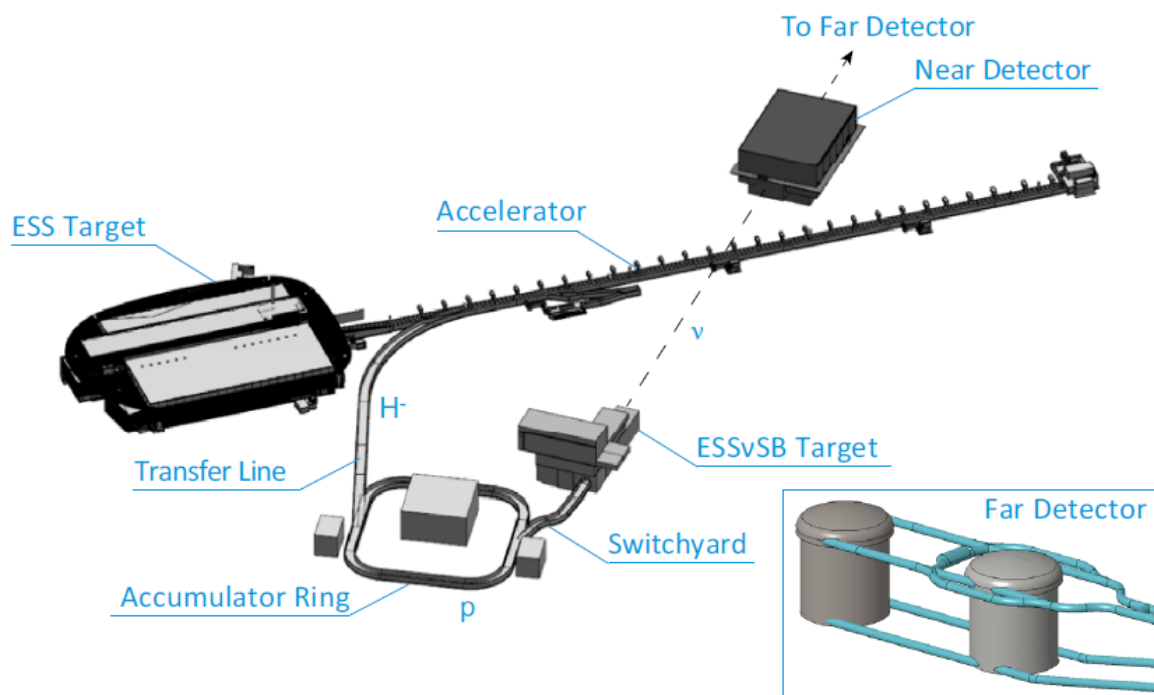
$$P(\sin\delta) = \sin\delta \cdot \cos\theta_{13} \cdot \sin 2\theta_{12} \cdot \sin 2\theta_{13} \cdot \sin 2\theta_{23} \cdot \sin\Delta_{31} \cdot \sin(2\alpha\Delta_{31}) \quad (22)$$

Тук $\Delta_{31} = \frac{\Delta m_{31}^2}{4E} L$ и $\alpha = \frac{\Delta m_{21}^2}{\Delta m_{31}^2}$. Членът, зависещ от $\cos\delta$, се държи идентично при максимум, така че няма да бъде разглеждан. Максимум в осцилацията е постигнат, когато

$$\Delta_{31} = \frac{(2n-1) \cdot \pi}{2} \quad (23)$$

За фиксирана дължина, двата максимума биха били при различни енергии, като вторият максимум е при по-ниска енергия. Въпреки, че и в двата случая $\sin^2 \Delta_{31}$ стига максимума си от 1, при сега известния ни размер на θ_{13} сравнителната големина на CP нарушаващия член би била до три пъти по-голяма във втория максимум, спрямо първия. Това се получава, тъй като $\sin(2\alpha\Delta_{31}) = \sin(\alpha\pi)$ в първи максимум и $\sin(2\alpha\Delta_{31}) = \sin(3\alpha\pi) = \sin(\alpha\pi)$ при мако α във втория. Това е така и при по-ниска стойност на θ_{13} , но при стойност, почти порядък над очакваната, това придава мултипликативен ефект, и увеличава големината на CP нарушенията. Освен това по-ниската енергия при втория максимум потиска взаимодействията с материя по пътя на снопа, които размиват данните и служат като "фалшиви" CP нарушения. При откриването на големината на θ_{13} през 2012 г. [5] другите експерименти за определяне на константата на CP нарушения, T2K в Япония и DUNE в САЩ, вече са в стадий на планиране, и са замислени да събират данни в първия максимум на осцилация, неспособни да се възползват от новооткритата чувствителност на втория максимум. За да се използва тя и да се намери δ с възможно най-голяма точност, се предлага следващо поколение експеримент ESSnuSB.

Нека да разгледаме дизайна на ускорителя и детекторите, които ще бъдат използвани. ESSnuSB ще бъде разположен в Лунд, Швеция, и ще бъде надстроен върху вече съществуващия там ускорител за протони ESS (European Spallation Source). Надстройката ще изисква нов източник, способен да произвежда отрицателни H^- йони, промени по ускорителя, система за пренасочване на H^- първо към пръстен, чиято цел е компресирането на сравнително дългия сноп, и после пренасочване към мишената. От мишената потокът неутрина ще мине първо през близкия, а после през далечния детекторен комплекс (Фиг. 1).

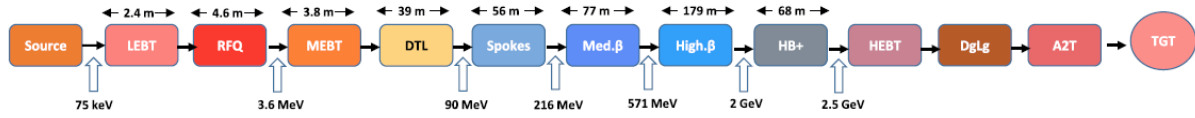


Фиг. 1: Комплексът на ESSnuSB. [6]

3.2 Linac

Източникът е базиран на вече доказан метод за произвеждане на H^- в SNS (Spallation Neutron Source) [7]. В него радио честотна (RF) антена, направена от мед и покрита с порцелан, доставя енергии на радио честотата, за да възбуди водородна плазма в стоманена плазмена камера. Постоянни магнити се използват за изолация на плазмата. В нея енергетични електрони се сблъскват с водородни молекули (H_2), възбуждайки ги, след което ниско-енергийни електрони (около 1eV) се прикачват към възбудения водород, създавайки един H^- и един H^0 атом. H^- атомите се изтеглят от камерата с магнити, докато незаредените H^0 атоми остават. Електроните, изведени от камерата заедно с H^- атомите, се извеждат от снопа и събират, за постигане на сноп чист H^- . Тази система позволява за екстракция на 80mA сноп, като след загуби по пътя до мишената достигат 60mA .

След произвеждането мѐ снопът влиза в линейния ускорител, съставен от три основни части: LEBT (Low Energy Beam Transfer), MEBT (Medium Energy Beam Transfer) и суперпроводяща права (Фиг.Ч2).



Фиг. 2: Схема на линейния ускорител с нужните надстройки. [6]

В LEBT, поради ниските енергии, снопът е уязвим към деформация и загуби, най-вече загубата на допълнителния електрон в H^- . За да се предотврати това, формата на снопа се поддържа от магнити, както и се поддържа висок вакуум за намаляване броя на възможните взаимодействия с газове. Основната цел на LEBT е отсяване на останали неутрални частици и електрони, гарантирайки чистотата на снопа. Освен това има голяма вероятност LEBT да служи и за събиране на снопа H^- , нужен за ESSnuSB, с лъча H^+ , вече произвеждан в ESS, който да се използва за други експерименти, позволявайки за едновременно ускорение. След преминаване през LEBT, снопът минава през Radio Frequency Quadrupole (RFQ), който ускорява снопа от няколко десетки keV до порядъка на MeV и го вкарва в MEBT.

Основната цел на MEBT е оформянето на снопа, като критична част от това е "нарязването" му от един продължителен сноп на по-малки сегменти, за използване по-напред в експеримента - в акумулаторния пръстен.

След MEBT снопът минава в супер проводящия ускорител. Тук се извършва основното ускорение, вдигайки енергията на снопа от няколко MeV до $2.5 GeV$. В тази част охладени суперпроводящи магнити работят заедно с фокусиращи магнити, разположени между тях, за да постигнат изискваната енергия и да запазят формата на снопа. Допълненията към тази част на ускорителя ще увеличат дължината му от 352м. до около 423м. и мощността на снопа от 5 до 10MW.

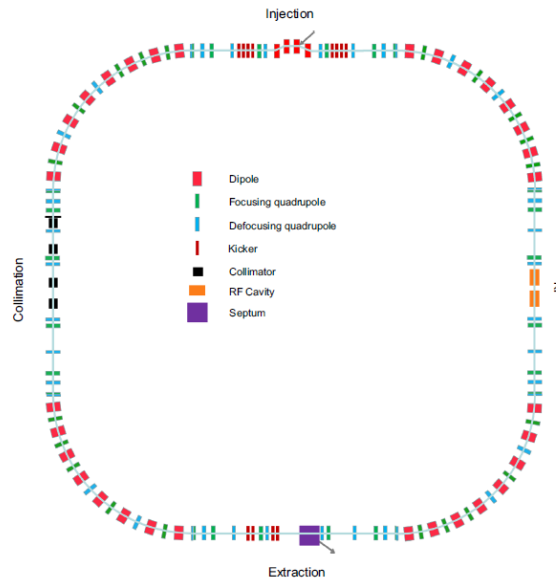
Последната стъпка преди акумулацияния пръстен е Linac To Ring (L2R) трансфера. Той използва бързо действащи магнити, които да пренасочат снопа, разделяйки H^- от протоните, използвани в оригиналния експеримент, както и компоненти за почистване на нежелани частици от него, като H^- загубили електроните си или частици, неускорени до желаните енергии.

3.3 Акумулиращ пръстен

Първата стъпка при инжекцията на снопа в акумулацияния пръстен е премахването на вече излишните електрони от H^- , оставяйки ни със снопа от протони.

След този процес протоните се движат в пръстена, докато не стигнат обратно до началното си положение. Тъй като дължината на снопа от линейния ускорител е по-голяма от времето за завъртане на снопа в пръстена, в началната точка протоните се комбинират с остатъка на снопа, ефективно "сгъвайки" снопа. След като инжекцията е завършена, снопът се прави по-компактен, с което се подготвя за изискванията на мишената

и фокусиращите магнити пред нея. С тези завършени подготовки, снопът се изкарва от пръстена чрез една последна ротация, използвайки магнити (Фиг. 3). След напускане на



Фиг. 3: Акумулиращ пръстен. [6]

пръстена, използвайки диполи за пренасочване и квадруполи за фокусиране, снопът се разделя на 4 части, подготвени за четирите мишени T1-T4. Този процес разделя мощността от $5MW$ на 4 снопа от по средно $1.25MW$.

3.4 Мишена

Мишената представлява титаниеви цилиндри със 78см. дължина и 3см. диаметър, пълни с титаниеви топчета (Фиг. 4).

За охлаждането им се използва хелий, който се изпомпва през самата мишена, в пространствата между титаниевите топчета. При достигане на снопа до мишената се създават пиони чрез:

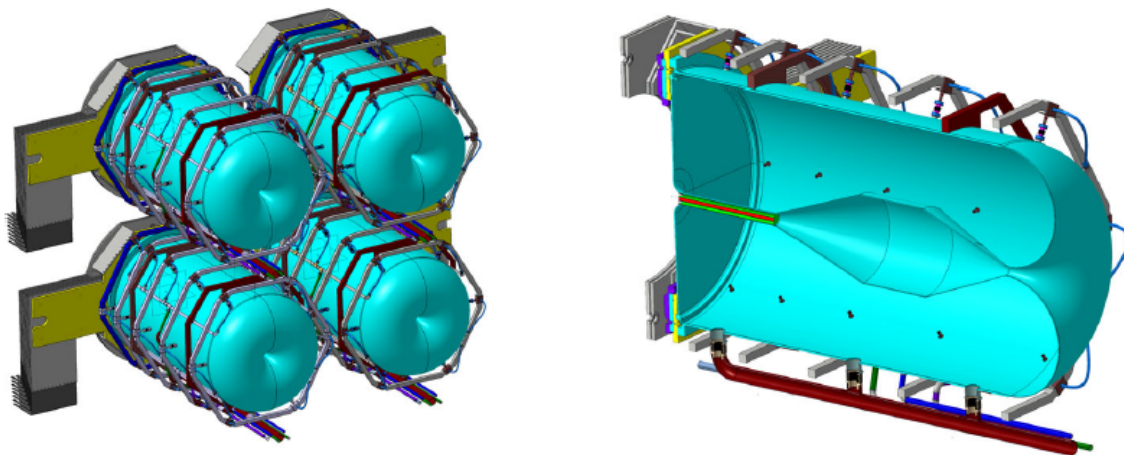
$$p + Ti \rightarrow \pi^+ + X \quad (24)$$

$$p + Ti \rightarrow \pi^- + X \quad (25)$$

След мишената има поставена система магнитни рогове (Фиг. 4), които да насочат пионите към тунела, в който да се разпаднат. Чрез смяна на полярността на тези рогове можем да селектираме между π^+ и π^- , съответно и между ν и $\bar{\nu}$. В тунела получаваме нашия неутринен сноп чрез

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (26)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (27)$$



Фиг. 4: Магнитни рогове. [6]

Въпреки, че основно очакваме пионни разпади и следователно мюонни неутрина, ще имаме и вторични разпади на мюоните, водещи до електронни неутрина.

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (28)$$

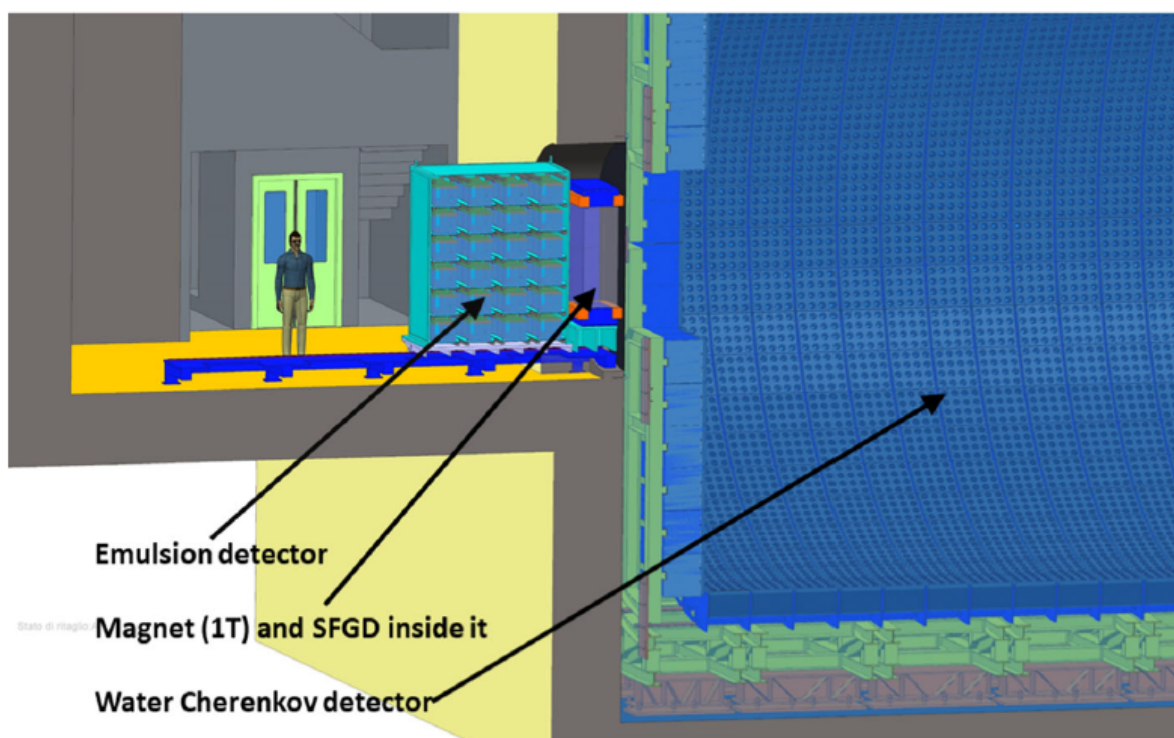
Все пак, поради ниското време за живот на пионите и нарочно избраната дължина на тунела, очакваме мюонните неутрина да доминират разпадите.

3.5 Детекторен комплекс

Детекторният комплекс на ESSnuSB се състои от две части - близки детектори и далечен детектор. Близките детектори са NINJA детектор, Super Fine Grained Detector, и воден черенковски детектор, и служат за определяне на точните параметри на снопа (Фиг. 5). Поради близостта до източника не се очакват почти никакви осцилации, и данните от тях се използват като контролна група, за да се определят осцилациите в далечния черенковски детектор.

Първият детектор, който потокът неутрина среща, е NINJA-тип емулсионен детектор. В себе си съдържа алтерниращи ядрен филм, на който да се записват взаимодействията, и материал, в който да взаимодействат неутрината. Различното в NINJA емулсионния детектор е, че вместо да се използва материал като метал, се използва вода. Това помага на детектора да поддържа пространствена резолюция под микрон, докато изследва сеченията на взаимодействията на неутрина във вода. Тези сечения са с голям принос към неопределеността при измервания, което прави данните, получени от този детектор, важни не само за ESSnuSB, а и за следващите неутринни експерименти.

След емулсионния детектор има поставен Super Fine Grained Detector (SFGD). С размери 140x140x50 cm., той е съставен от кубчета сцинтилационен материал (главно полиестирен) с размери 1x1x1 cm, даващи общ брой кубове близо 10^6 . При преминаване на йонизираща



Фиг. 5: Близките детектори и подредбата им. [6]

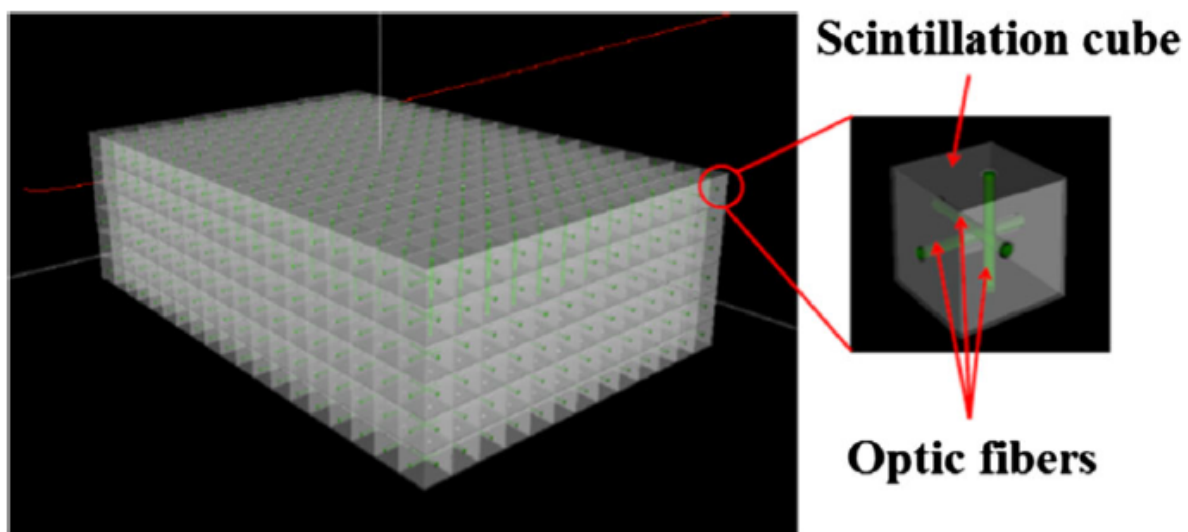
радиация, като заредени частици или светлина с висока енергия през този материал, атомите в него се възбуждат и релаксират до основно състояние, отдавайки светлина. През всяко кубче преминават оптични влакна, които абсорбират светлината и я излъчват отново с по-голяма дължина на вълната, след което я предават до края си чрез пълно вътрешно отражение. Тези влакна са свързани от двете си страни със силициеви фотоумножители, позволявайки за създаване на 3D картина на сцинтилационните изсветвания (Фиг. 6). С помощта на тази прецизна мрежа се постига огромна пространствена точност, а магнитното поле от до 1T, в което се намира детекторът, позволява определяне на заряда на преминаващите частици и точна калориметрия. Данните от този детектор дават точна картина на трековете на частиците, и позволяват добра идентификация на вида неутрино, поради разликата между лавинния вид на трекове, създадени от електрон и чистите единични мюонни трекове, допринасяйки за намаляване на статистическата неопределеност в далечния детектор. Дължината от 50см. по посока на снопа е избрана за да се позволи сравнително голям брой от частиците, резултат на взаимодействия в SFGD, да преминат във водния черенковски детектор. Това ни позволява да комбинираме калориметрията на SFGD с високата времева разделителна способност на WC.

Близкият воден черенковски детектор е проектиран да работи с високочувствителни фотоумножители по стените му. Неговата задача е регистрация на събития, използвайки черенковския ефект. Главно се очакват събития включващи заредени токове, като

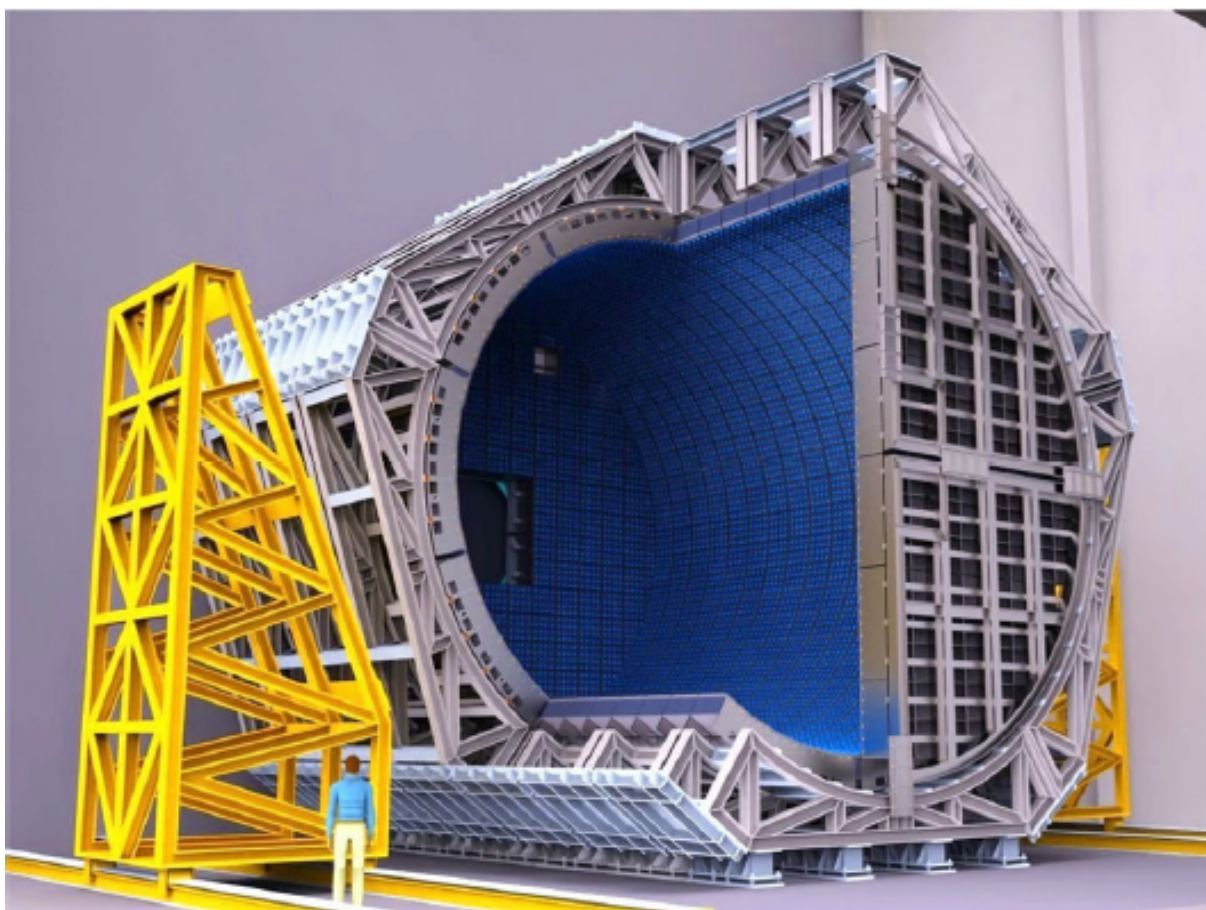
$$\nu_{\mu} + N \rightarrow \mu_{-} + X \quad (29)$$

Големият му обем ще позволи точно определяне на неутринния поток, което да намали грешката в далечния детектор (Фиг. 7).

Далечният черенковски детектор изпълнява основната цел на ESSnuSB - измерване на потока неутрина и намиране на появили се електронни неутрина при първоначален



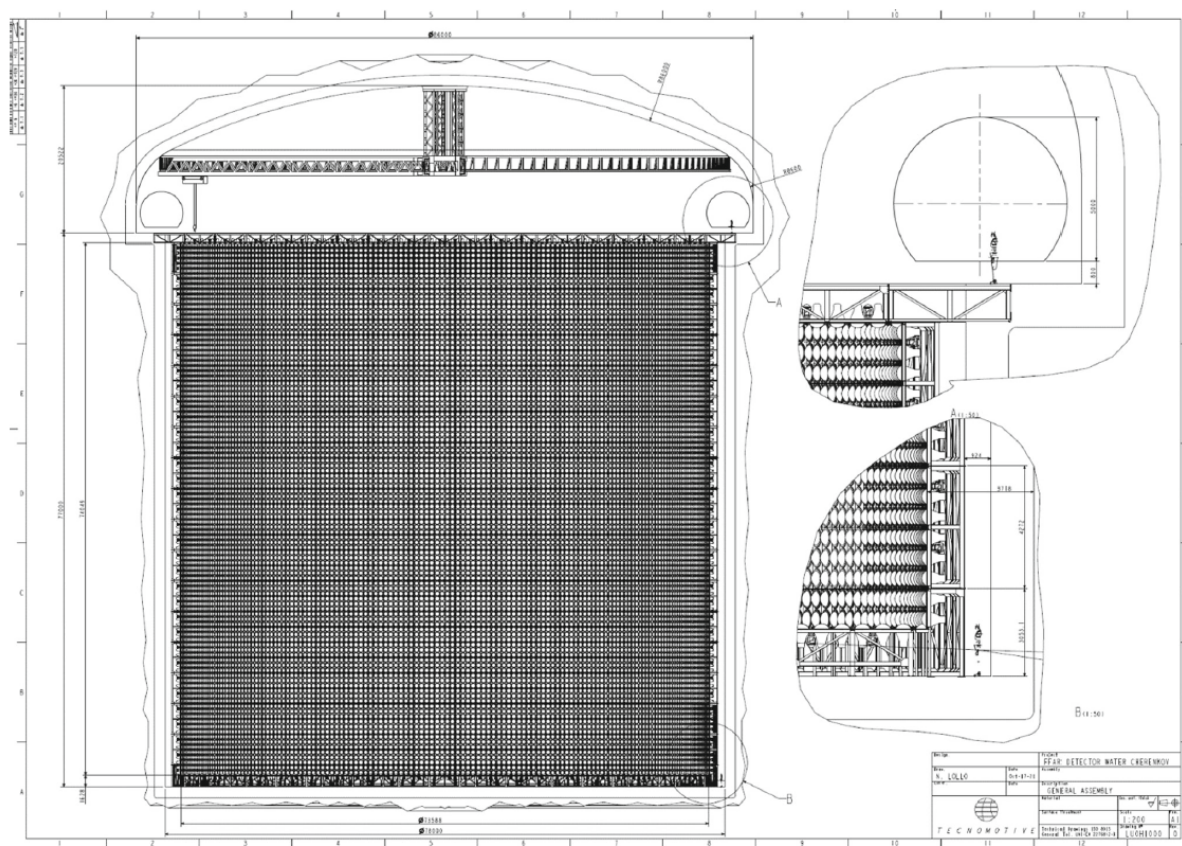
Фиг. 6: Структура на SFGD. [6]



Фиг. 7: Близкият черенковски детектор. [6]

сноп, почти изцяло съставен от мюонни неутрина. Далечният детектор е комплекс от два идентични цилиндъра, всеки от които съдържа 500 килотона чиста вода (Фиг. 8).

Наличието на два детектора вместо един позволява за сравнения между тях и намаляване



Фиг. 8: Далечен черенковски детектор. [6]

на неопределеността. Детекторът използва черенковския ефект - излъчването на светлина от частици, движещи се над скоростта на светлината в съответната среда, за да регистрира разпади, случили се в активния му обем. Тази светлина се детектира от система около 100 000 фотоумножителя, всеки от които с диаметър 50 см.

Видът взаимодействие се разбира по силата и формата на светлинния пръстен, излъчен от частицата - остри и добре дефинирани пръстени за мюони, поради дългите им трекове с минимално разсейване, и неясни пръстени за електрони. Енергията и посоката на движение на частиците може да бъде установена от количеството на излъчената светлина и геометрията на пръстена. За изключване на външни източници на радиация се грижат две неща - позицията на детекторите и външен слой детектори. Детекторите са поставени около километър под земята, в стара мина, за да се намали максимално количеството космическа радиация. Допълнително слой от фотоумножители следи най-външната част на детектора, като всяко взаимодействие, регистрирано в този слой, преди да бъде засечена във вътрешния, се изключва като фоново външно лъчение.

4 Софтуер

4.1 GENIE

GENIE (Generates Events for Neutrino Interaction Experiments) [8] е софтуер разработен специално за симулации на взаимодействия на неутрина с материя, с енергии на взаимодействията от няколко MeV до десетки GeV. В себе си GENIE включва всички възможни взаимодействия между неутрина и ядра, като квази-еластично, дълбоко нееластично и кохерентно разсейване, както и възможност за прилагане на различни сечения, позволявайки за сравнение на теоретични модели. За да изпълни симулацията, GENIE приема вече готов списък с неутринен поток, съдържащ видовете и броя на неутрината, тяхната енергия и материала на детектора. На вероятностен принцип, от потока и сеченията за взаимодействие, избира къде и по какъв начин какъв вид неутрино да взаимодейства, и какви са финалните продукти, както и енергиите им. Тези първоначални истински стойности след това се записват и са готови да бъдат подадени на друг софтуер, в нашия случай Geant4, за да се пропагират през детектора.

4.2 Geant4

Geant4 [9] позволява създаването на геометрията на детектора (в нашия случай SFGD) и съдържа дефиниции на материалите, от които е построен. Освен геометрията и свойствата, Geant4 съдържа и нужните ни физически процеси, като електромагнитни, адронни и най-важно за нас оптични процеси. При инициализиране първоначалните частици се подават на Geant от GENIE, заедно с техните свойства (енергия, вид частица и т.н.). Тези частици се проследяват през детектора, като на всяко взаимодействие, тъй като целият ни детектор е зададен като чувствителна зона, се записват техните свойства и потенциални разпади. При напускане на детектора, или при абсорбция или загуба на достатъчно енергия от частиците, симулацията се завършва, и регистрираните удари се записват за анализ. Този процес се повтаря, докато не са симулирани зададеният брой събития.

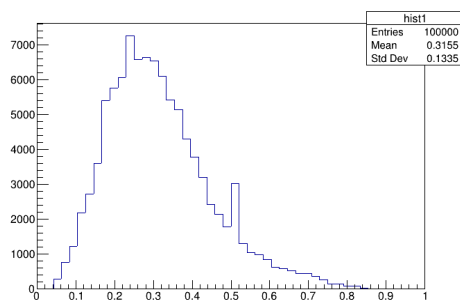
4.3 Реконструкция

След симулация и записване на всички удари чрез GENIE и Geant4 трябва да направим реконструкция - да симулираме отклика на детектора и с какви данни бихме разполагали,

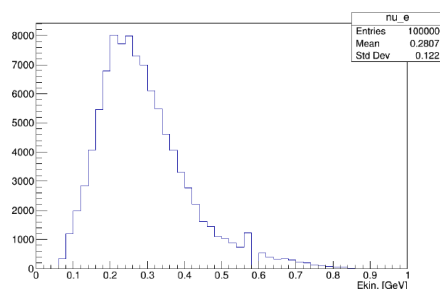
за да разберем какви са характеристиките му. GenFit [10] се използва за реконструкция на следите на частиците, използвайки симулираните фотони, за да направи предположение за енергията, посоката и заряда на една частица в детектора. Важна част от реконструкцията е и TMVA [11] - част от ROOT пакета, който позволява за статистическо обучение на модел, способен да прави предположения за енергия и импулс на една частица използвайки методи на регресия, позволявайки ни да направим реконструкция на енергията на началното неутрино от симулираните му продукти.

5 Симулации

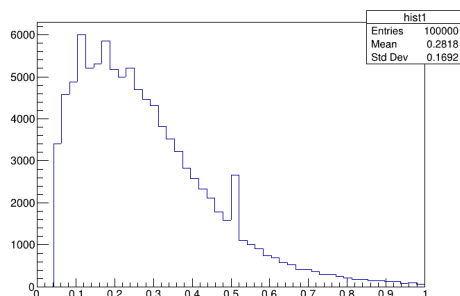
Основната ни задача при работата със софтуера е да проверим дали симулира взаимодействията правилно. За сравнение използваме стари симулации, направени с друга софтуерна рамка и преди добавянето на допълнителна функционалност, която може да "счупи" части от софтуера и да доведе до грешки. Първата проверка е потокът неутрина, подаван на GENIE (Фиг. 9-14).



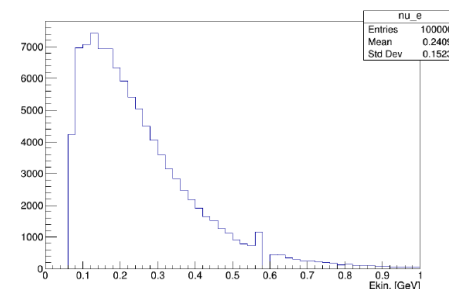
Фиг. 9: Енергия на мюонните неутрина, взаимодействащи в детектора.



Фиг. 10: Очаквана енергия на мюонните неутрина.



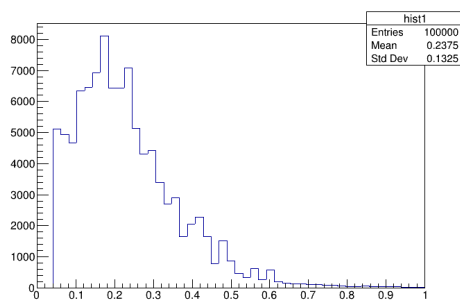
Фиг. 11: Енергия на електронните неутрина, взаимодействащи в детектора.



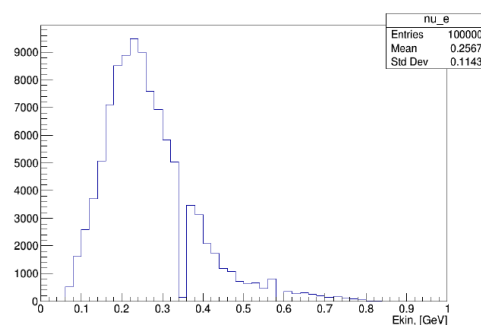
Фиг. 12: Очаквана енергия на електронните неутрина.

В стари версии на софтуера се срещаха проблеми с позициите на първоначални взаимодействия (вертекси) по посока на снопа, показвайки ясно повече взаимодействия в началото на детектора (Фиг. 15,16). С новата версия това е поправено и вертексите са хомогенно разпределени в обема на детектора, както бихме и очаквали (Фиг. 17,18).

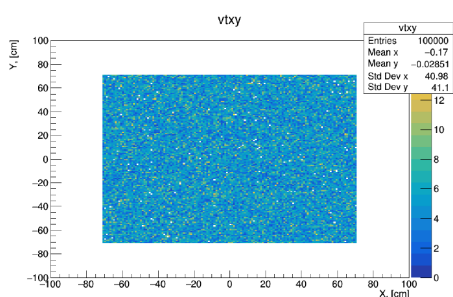
Проверката на енергийния спектър на лептоните, създадени в следствие на неутринни взаимодействия (мюони, анти-мюони и електрони) е по-сложна. При преминаването им през детектора се записват техният импулс на всяко взаимодействие, като например разсейване, така че ако просто сметнем кинетичната енергия на лептоните, бихме броили всеки лептон на всяко взаимодействие. При електроните ситуацията е още по-лоша, поради факта, че електрони се раждат и избиват от много взаимодействия. Докато е малко вероятно да



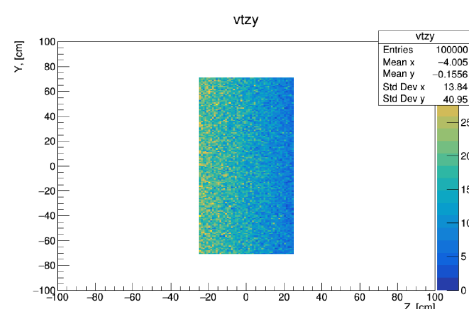
Фиг. 13: Енергия на муонните анти-неутрина, взаимодействащи в детектора.



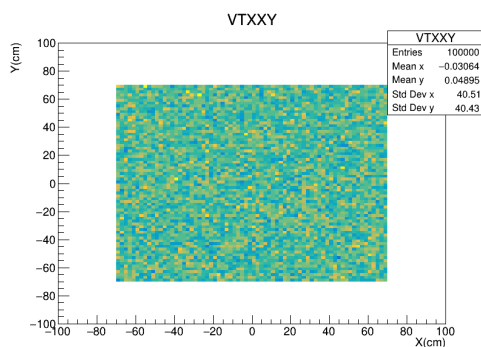
Фиг. 14: Очаквана енергия на муонните анти-неутрина.



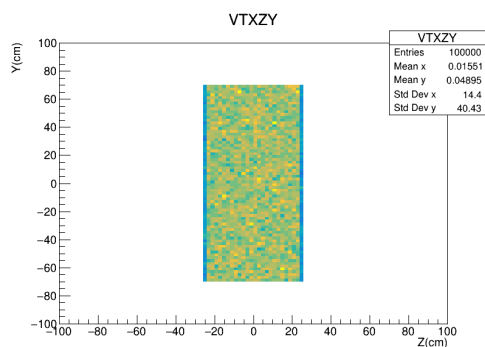
Фиг. 15: XY разпределение на вертексите в стара версия на софтуера.



Фиг. 16: ZY разпределение на вертексите в стара версия на софтуера.



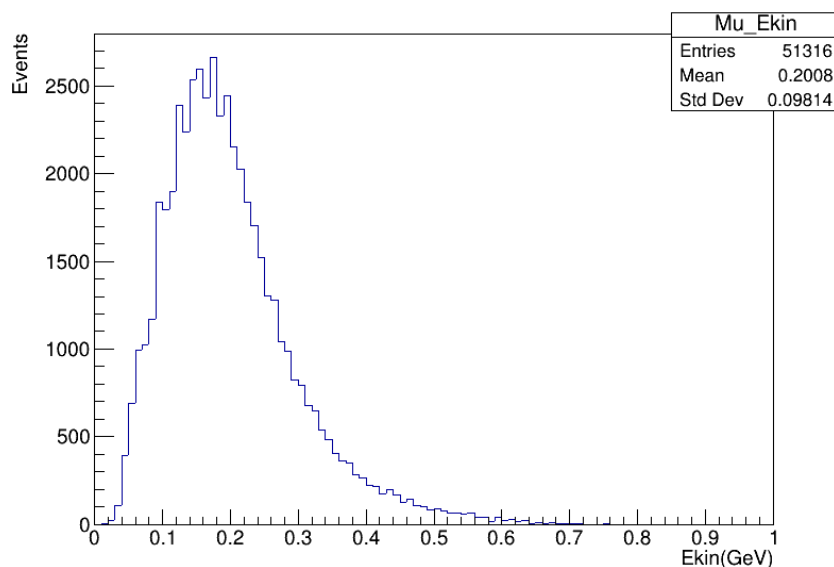
Фиг. 17: XY разпределение на вертексите.



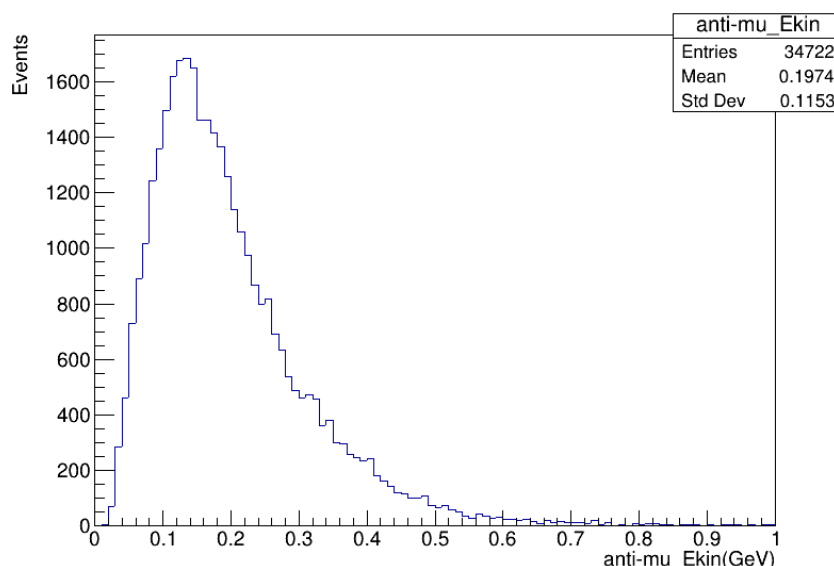
Фиг. 18: ZY разпределение на вертексите.

намерим муон, който не е роден в следствие на взаимодействие на неутрино, ако тръгнем да броим всички електрони ще регистрираме и всеки избит електрон или електроните, родени при получаване на електронна лавина. Тяхното значение идва при реконструкцията, докато в момента нас ни интересуват истинските стойности на оригинално симулираните частици. За да получим по-точни описания, можем да направим две неща - първо, при записване на импулса на една частица след взаимодействие, се записва и времето, по което се е случило взаимодействието. Това ни позволява да сортираме по времето и вида частица, намирайки най-ранния случай в едно събитие, при което е записан съответният лептон, което логично

би било създаването му. Важни за изследването на енергията на електроните са и вертексите. В Geant4, при подаване на първоначалните частици и стартиране на симулацията, на тях им се задава вертекс. До края на симулацията, при всяко взаимодействие на тези частици им се задава същият вертекс. Ако имаме частици, родени от взаимодействия по време на пропагацията на първоначалните ни частици, като избиване на електрон от атомна обвивка, те биха имали вертекс в позицията на създаването им. Така, чрез сортирането, приложено по-горе, както и сравнения на вертексите за всяка от частиците, за да се подсигурим, че са продукт на разпада на неутрино, можем да получим разпределенията им по енергии (Фиг. 19-21).

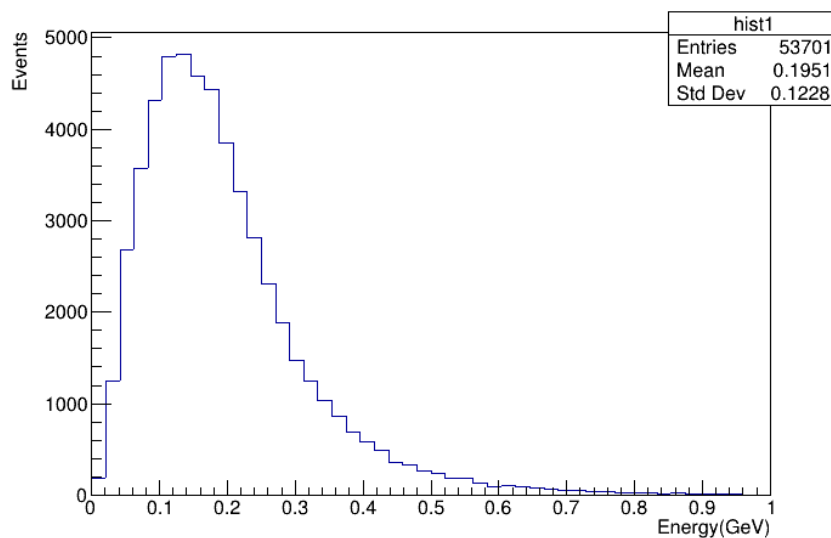


Фиг. 19: Енергия на родените мюони.

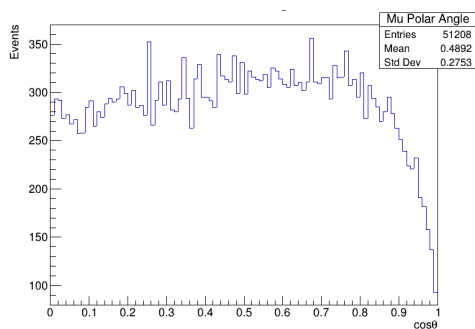


Фиг. 20: Енергия на родените анти-мюони.

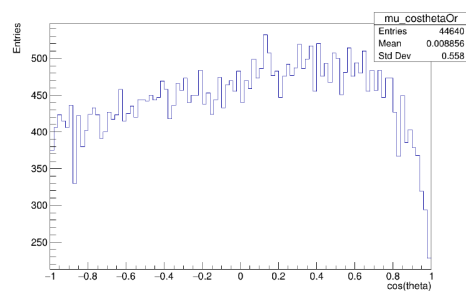
След като сме проверили основните свойства на частиците, тестваме разпределенията по полярен ъгъл, който се използва за реконструкция на топологията на събитието (Фиг. 22-27).



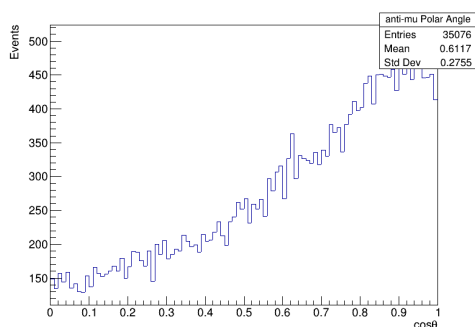
Фиг. 21: Енергия на родените електрони.



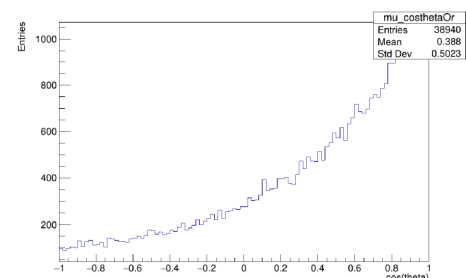
Фиг. 22: Полярен ъгъл на мюоните.



Фиг. 23: Истински полярен ъгъл на мюоните.



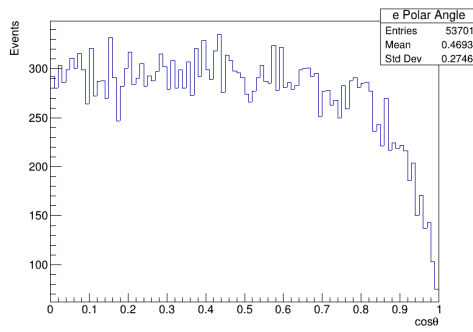
Фиг. 24: Полярен ъгъл на анти-мюоните.



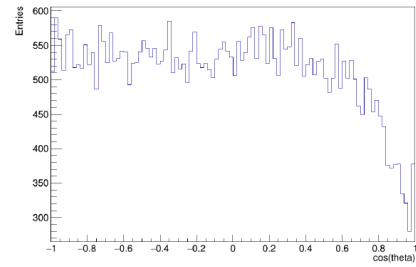
Фиг. 25: Истински полярен ъгъл на анти-мюоните.

Можем да видим и зависимостта между енергията и полярния ъгъл на частиците във (Фиг. 28-30):

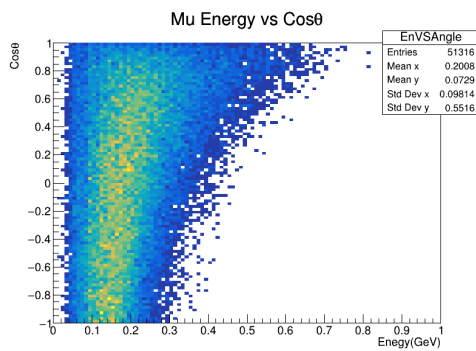
От основна важност за нашия експеримент е и дължината на следата, особено взимайки предвид изследване на събития започнали в SFGD и в следствие преминали във воднияя



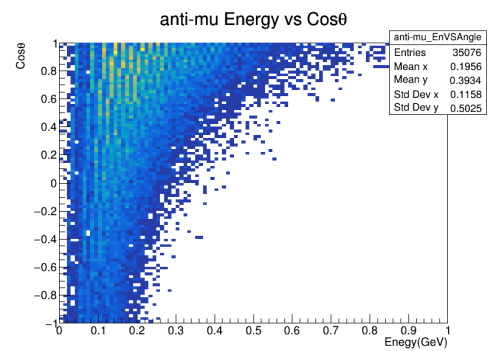
Фиг. 26: Полярен ъгъл на електроните.



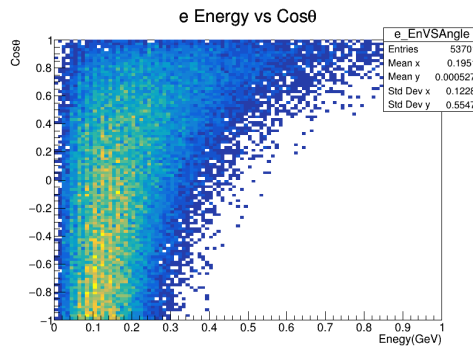
Фиг. 27: Истински полярен ъгъл на електроните.



Фиг. 28: Зависимост между енергия и ъгъл при мюони.



Фиг. 29: Зависимост между енергия и ъгъл при анти-мюони.

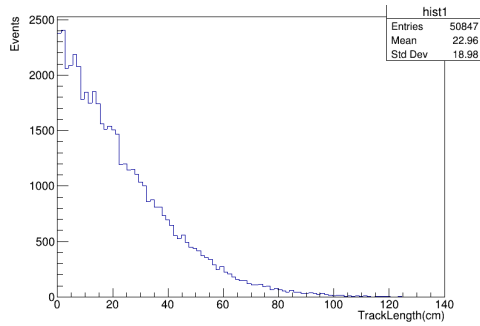


Фиг. 30: Зависимост между енергия и ъгъл при електрони.

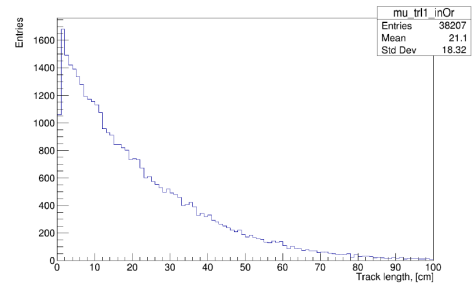
черенков детектор (Фиг. 31-36).

С което получаваме зависимостта между енергията и дължината на следата (Фиг. 37-39)

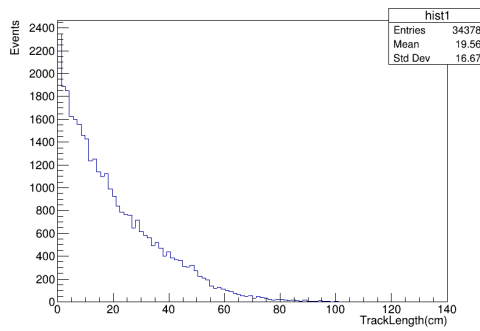
Основна част от реконструкцията на събитията се извършва чрез вградения в ROOT TMVA модул. TMVA използва познати на нас истински стойности, взети от симулацията, за да тренира модел, способен да извърши регресия, който после да приеме данни като обща депозирана енергия, пространствено разпространение на енергията и кривината на следата, за да направи реконструкция на енергията на неутриното с голяма прецизност (Фиг. 41). На Фиг. 41 е показана ефективността на този процес като функция на енергията на неутриното.



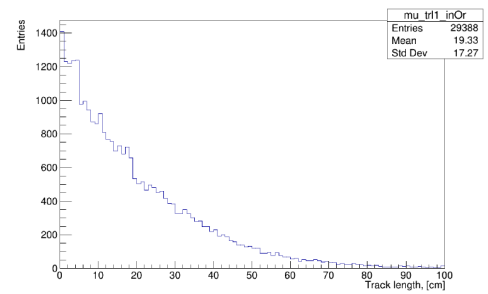
Фиг. 31: Дължина на следата на мюони.



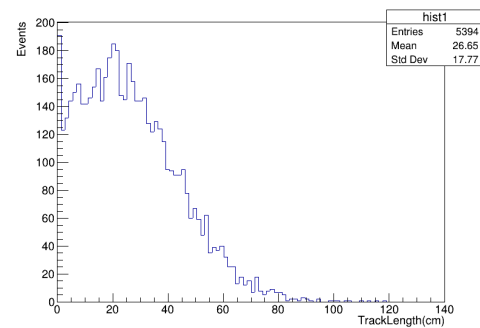
Фиг. 32: Истинска дължина на следата на мюони.



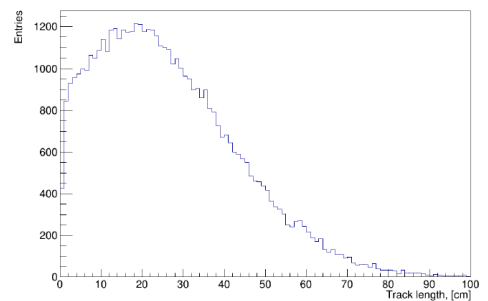
Фиг. 33: Дължина на следата на анти-мюони.



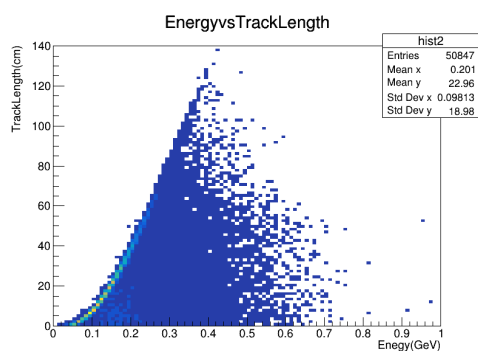
Фиг. 34: Истинска дължина на следата на анти-мюони.



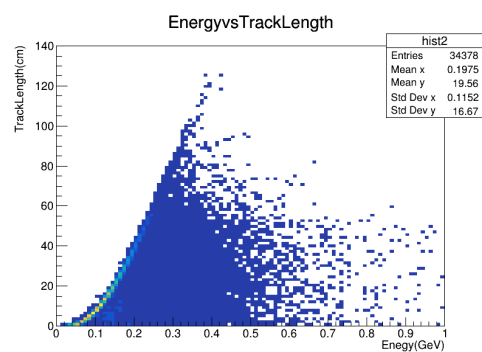
Фиг. 35: Дължина на следата на електрони.



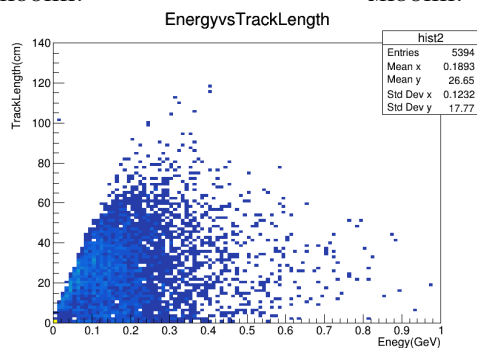
Фиг. 36: Истинска дължина на следата на електрони.



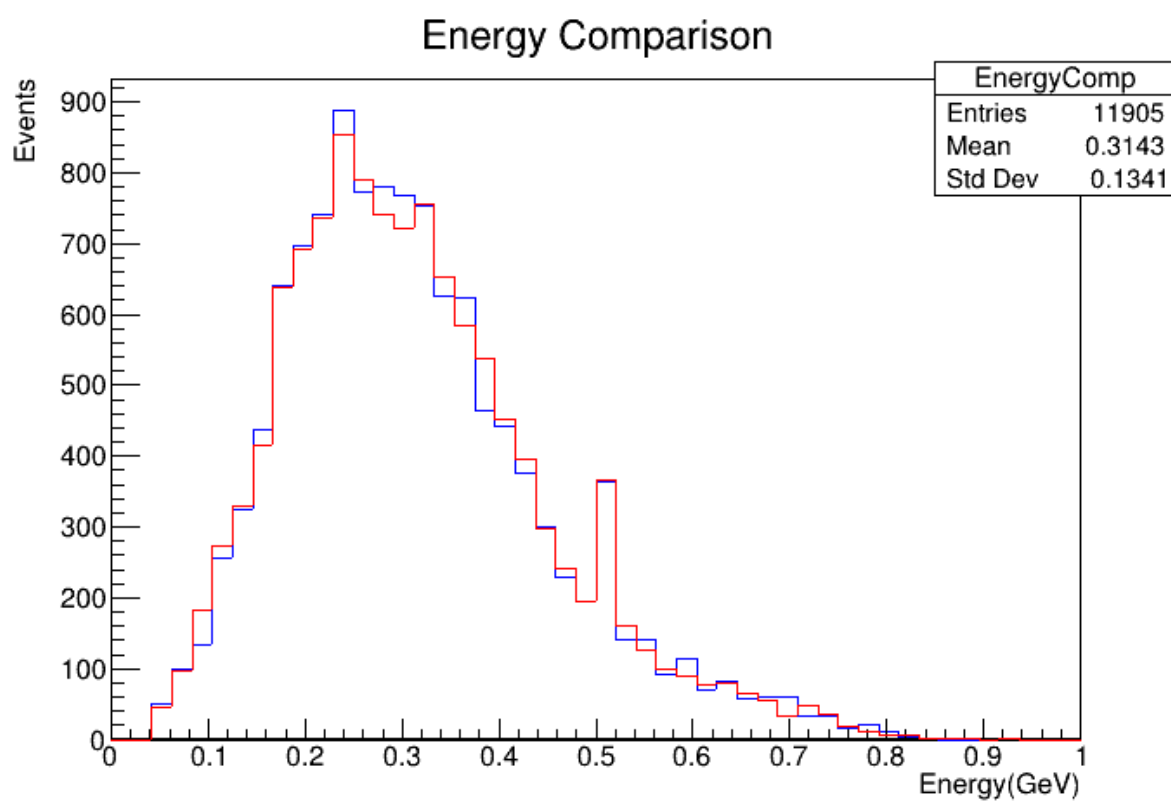
Фиг. 37: Зависимост между енергия и дължина на следата на мюони.



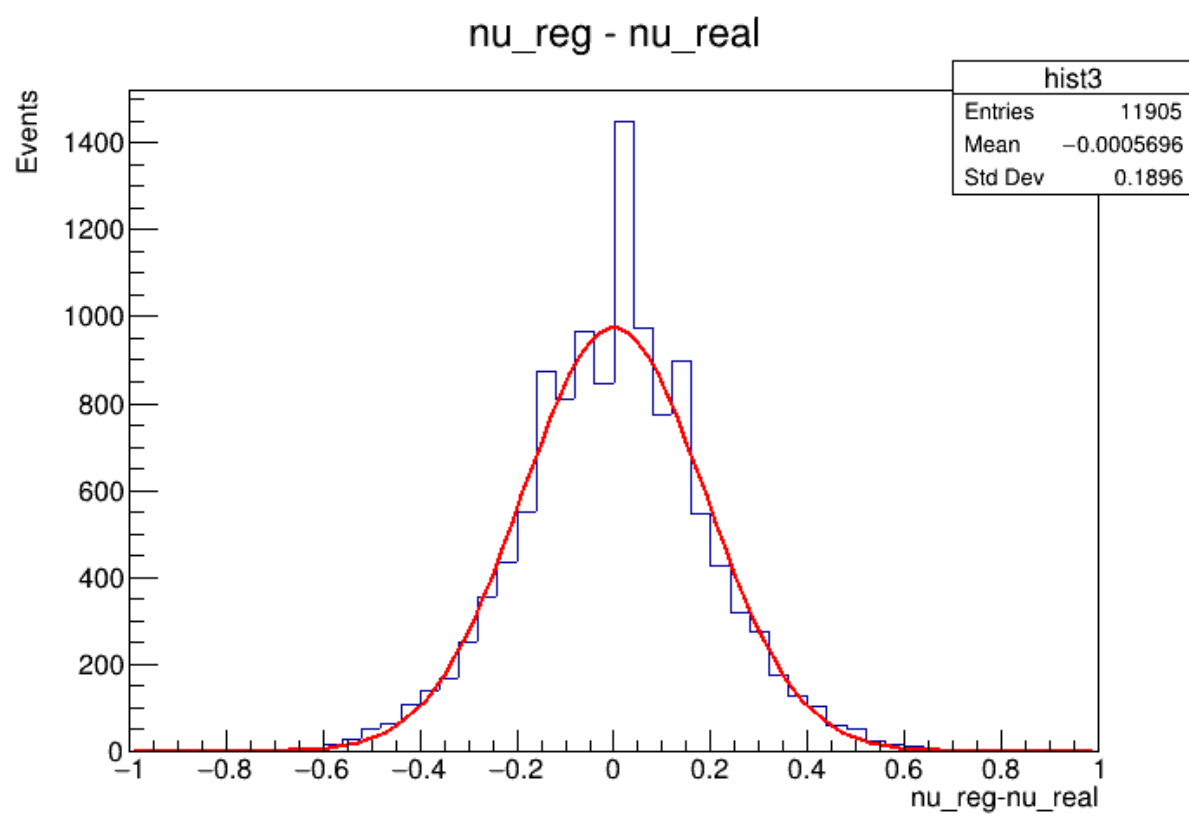
Фиг. 38: Зависимост между енергия и дължина на следата на анти-мюони.



Фиг. 39: Зависимост между енергия и дължина на следата на електрони.



Фиг. 40: Реконструирана (червено) и истинска енергия(синьо).



Фиг. 41: Отклонение на реконструираната енергия.

6 Заключение

След направените тестове можем да видим, че симулациите работят с голяма прецизност и правилно описват взаимодействията на неутрина в сцинтилационния детектор, както и поведението на родените от тях частици. Спрямо реконструкцията, виждаме ефективността на регресивния модел, особено при неутрина с по-висока енергия. Знаейки, че симулациите са надеждни, следващата стъпка би била прилагането на същия софтуер върху другите детектори, за да можем напълно да обхванем експеримента и да създадем Монте-Карло модел на взаимодействията във всеки детектор. Тези симулации по-късно биха се използвали при анализа на данните от завършения експеримент, за да подобрят точността ни при определяне на константата на CP нарушения при неутрината и биха спомогнали за разширяване на познанията ни за началото на вселената.

Библиография

- [1] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, and R. Turlay. Evidence for the 2π decay of the k_2^0 meson. *Phys. Rev. Lett.*, 13:138–140, Jul 1964.
- [2] Raymond Davis Jr, Don S Harmer, and Kenneth C Hoffman. Search for neutrinos from the sun. *Physical Review Letters*, 20(21):1205, 1968.
- [3] Alain Bellerive, JR Klein, AB McDonald, AJ Noble, AWP Poon, SNO Collaboration, et al. The sudbury neutrino observatory. *Nuclear Physics B*, 908:30–51, 2016.
- [4] Sylvie Braibant, Giorgio Giacomelli, and Maurizio Spurio. *Particles and fundamental interactions: an introduction to particle physics*. Springer Science & Business Media, 2011.
- [5] Jun Cao and Kam-Biu Luk. An overview of the daya bay reactor neutrino experiment. *Nuclear Physics B*, 908:62–73, 2016.
- [6] A Alekou, E Baussan, AK Bhattacharyya, N Blaskovic Kraljevic, Mattias Blennow, M Bogomilov, B Bolling, E Bouquerel, O Buchan, A Burgman, et al. The european spallation source neutrino super-beam conceptual design report. *The European Physical Journal Special Topics*, 231(21):3779–3955, 2022.
- [7] Robert L Kustom. An overview of the spallation neutron source project. *arXiv preprint physics/0008212*, 2000.
- [8] C Andreopoulos. The genie universal, object-oriented neutrino generator. *Nuclear Physics B-Proceedings Supplements*, 159:217–222, 2006.
- [9] GEANT Collaboration, S Agostinelli, et al. Geant4—a simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 506(25):0, 2003.
- [10] Johannes Rauch and Tobias Schlüter. Genfit—a generic track-fitting toolkit. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 608, page 012042. IOP Publishing, 2015.
- [11] K Albertsson, S Gleyzer, A Hoecker, L Moneta, P Speckmayer, J Stelzer, J Therhaag, E von Toerne, H Voss, and S Wunsch. Tmva 4. *arXiv preprint physics/0703039*, 2007.