

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)
ФАКУЛЬТЕТ ОБЩЕЙ И ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА НА
СТЕПЕНЬ БАКАЛАВРА

Моделирование активной мишени для установки ВЕС

Автор:
студент 723гр.
Михаил МИХАСЕНКО

Научный руководитель:
к.ф.-м.н.
Юрий ХОХЛОВ

Москва
22 июня 2011

Содержание

1	Введение	2
2	Концепция детектора	3
3	Кинематика реакции $\pi p \rightarrow 3\pi r$	4
3.1	Геометрия распада	4
3.2	Связь t и угла отскока	5
3.3	Границы изменения t	6
3.4	Распределение $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$	6
4	Физические процессы	8
4.1	Ионизационные потери	8
4.1.1	Механизм	8
4.1.2	Флуктуации ионизационных потерь	9
4.2	Многократное рассеяние	10
4.3	Сцинтилляция	10
5	Моделирование мишени	12
5.1	Геометрия	12
5.2	Материалы	12
5.3	Физические процессы и частицы	12
5.4	Начальные условия	13
5.5	Трассировка событий	14
5.6	Моделирование показаний детектора	15
5.7	Результаты моделирования	16
6	Реконструкция	18
6.1	Поиск вершины	18
6.2	Вычитание треков быстрых вторичных частиц	19
6.3	Трек протона отдачи	20
6.4	Практическая реализуемость	22
7	Заключение	24
8	Список литературы	25

1 Введение

Нередко в задачах адронной спектроскопии мы имеем дело с реакциями, происходящими на нуклонах и ядрах. В таких реакциях регистрируются быстрые вторичные частицы, и вся кинематика восстанавливается, используя эти данные и модельные предположения о характере взаимодействия. Импульс нуклона отдачи мал. В большинстве случаев, протон, получив импульс, не покидает мишени, теряя энергию при взаимодействии с веществом. Знание направления и импульса отдачи существенно помогло бы уточнить кинематику таких реакций. Эффективно для этих целей может быть использована активная мишень, т.е. детектирующий прибор, часть которого выступает в качестве мишени для исследуемых реакций.

Концепция активной мишени была разработана более 50 лет назад для задач физики высоких энергий, и сейчас активно применяется. Например, детектор IKAR[1] в GSI(Германия) - активная мишень в области вторичных пучков для изучения упругого рассеяния экзотических частиц при релятивистских энергиях. Другой пример - детектор MAYA[2] в GANIL(Франция), построенный для исследования очень низкоэнергетических областей в ядерной физике, недоступных для твердых и жидких мишеней.

Принципы, положенные в основу активной мишени, могут быть различные. Это зарядо-, время-проекционные камеры, сцинтиллирующие волокна. В последнем случае энергия, оставленная заряженной частицей в веществе, переизлучается сцинтиллирующими молекулами и может быть собрана на фотодиод. Таким образом, можно получить проекцию события, произошедшего в мишени.

В данной работе описывается моделирование активной мишени, состоящей из сцинтилляционных волокон, для установки ВЕС в ИФВЭ(Россия, г.Протвино), применительно к реакции $\pi p \rightarrow 3p_{rec}$ с целью детектирования протона отдачи p_{rec} и разрешения азимутального угла p_{rec} .

2 Концепция детектора

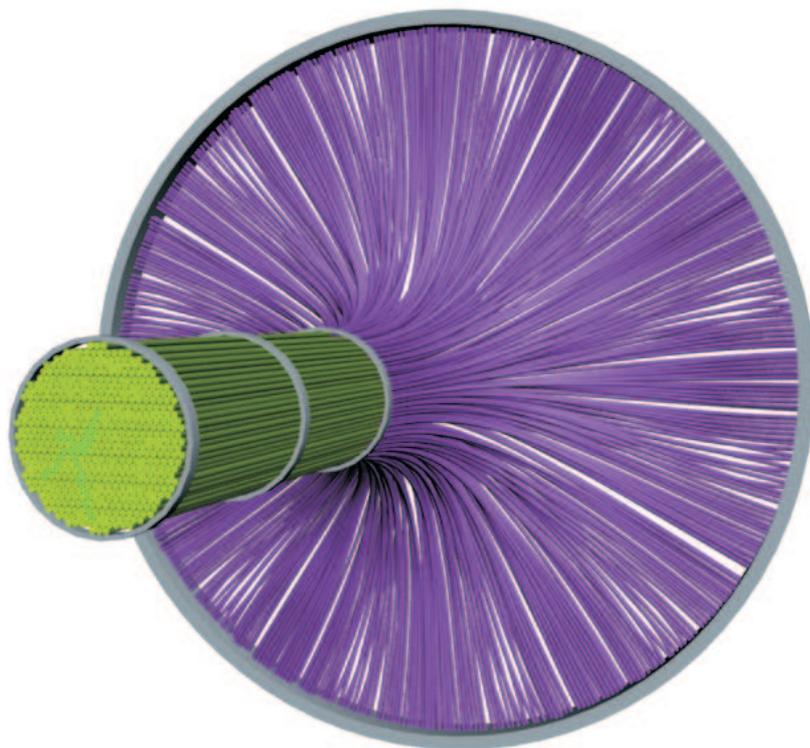


Рис. 1. 3D модель АТ-детектора. Чувствительный объем - сцинтиллирующие волокна показаны зеленым цветом, светопроводящие волокна - синим.

Рисунок 1 показывает возможное исполнение АТ-детектора. Сцинтиллирующие волокна фирмы VICRON (например, модель $B\text{CF} - 60$), имеющие миллиметровый диаметр, создают чувствительный объем. В нем ионизационные потери частиц переизлучаются в видимую часть спектра. Диаметр области чувствительного объема - 2.5см, длина - 8см (рис. 1). Соединение сцинтиллирующих и светопроводящих волокон должно быть оптически качественным, так как этим определяется светосбор и величина сигнала на фотодиоде.

Отдельно хотелось бы отметить характеристики фотодиода. Предполагается использовать кремневый лавинный многопиксельный фотодиод SIPM, производства ЦПТА (Москва) модели СРТА143-30. В отличие от вакуумного ФЭУ, такой фотодиод обладает хорошей стабильностью[3], имеет малые размеры и не подвержен воздействию магнитного поля. Пик в спектре испускания сцинтиллирующих волокон $B\text{CF} - 60$ приходится на 530нм, при этом эффективность фотодиода составляет 30%[4].

Введем систему координат, которая будет использоваться далее. Пусть пучек направлен по оси Z , и орты \vec{i} , \vec{j} , \vec{k} , соответствующие осям X , Y и Z , образуют правую тройку (рис. 2).

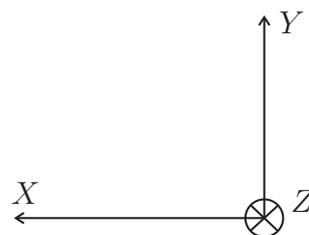


Рис. 2. Используемая система координат.

3 Кинематика реакции $\pi p \rightarrow 3\pi$

В этой главе мы рассмотрим кинематику процесса $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- p$ в системе отсчета покоя начального протона и покажем что распределение $\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = Ae^{-\alpha|t-t_{min}|}$ приводит к тому, что для протон отдачи практически весь импульс поперечный. Для этого установим связь инвариантов s, t, u с величинами в лабораторной системе и системе центра масс. Для лучшего понимания возможной кинематики будем рассматривать наглядное представление.

В приведенных расчетах принимаются следующие значения:

$E_0 = 27 \text{ ГэВ}$ - энергия начального пучкового пиона,

$m_\pi = m = 0.139 \text{ ГэВ}$ - масса пиона,

$m_p = M = 0.938 \text{ ГэВ}$ - масса протона,

$m_{3\pi} = \mu = 1.2 \text{ ГэВ}$ - масса пионной системы, взятая из эксперимента.

3.1 Геометрия распада

Связь энергии и импульса частицы в разных системах отсчета устанавливается за счет преобразования Лоренца. Поэтому можно записать соотношения между энергией и импульсом в Ц-системе (двигающейся со скоростью β относительно лабораторной) и Л-системе:

$$\begin{pmatrix} E \\ \vec{p} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & \beta\gamma \\ \beta\gamma & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E^* \\ \vec{p}^* \end{pmatrix} \quad (1)$$

Пусть вектор скорости системы направлен вдоль оси $0 - X$, тогда запишем преобразования:

$$E = \gamma E^* + \gamma\beta p_x^* \quad (2)$$

$$p_x = \gamma p_x^* + \gamma\beta E^* \quad (3)$$

$$p_y = p_y^* \quad (4)$$

$$p_z = p_z^* \quad (5)$$

Рассмотрим следующую ситуацию: частица с импульсом \vec{p} и массой m в лабораторной системе распадается $\rightarrow 2$ с импульсами \vec{p}_1, \vec{p}_2 , и массами μ и M соответственно. В Ц-системе распадающаяся частица покоится (рис. 3), а $\vec{p}_1^* = -\vec{p}_2^*$.

Поместим исходную частицу в начало координат, тогда геометрическое место конца вектора \vec{p}_1^* находится на сфере радиуса R . Из закона сохранения энергии:

$$R = p_1^* = p_2^* = \sqrt{\frac{(s - (\mu - M)^2)(s - (\mu + M)^2)}{4s}}, \quad (6)$$

где $s = m^2$.

Перейдем обратно в лабораторную систему по формулам (2) - (5) и получим, что теперь геометрическое место концов вектора \vec{p}_1 находится на эллипсоиде (рис. 4), полуоси которого равны R - для осей, перпендикулярных направлению буста, и γR -

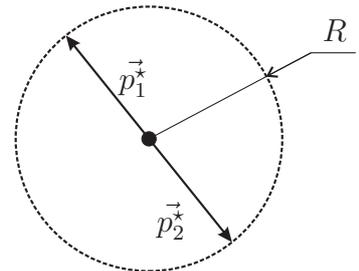


Рис. 3. Кинематика распада частицы в системе центра масс

для оси, параллельной вектору буста, а центр эллипсоида смещен на $\gamma\beta E^*$ в направлении буста (скорость исходной частицы).

При рассматриваемых массах и энергиях картина выглядит так:

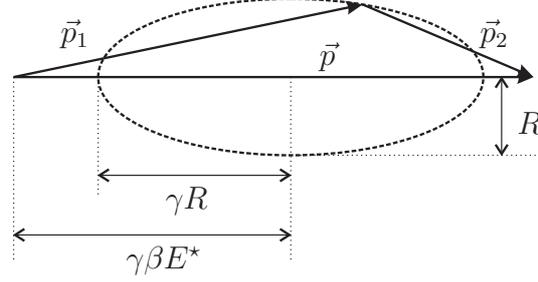


Рис. 4. Кинематика распада частицы с импульсом \vec{p} в лабораторной системе

3.2 Связь t и угла отскока

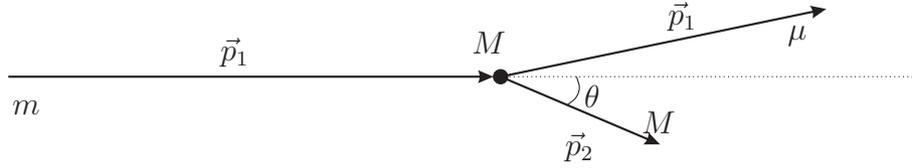


Рис. 5. На покоящуюся частицу, массой M налетает частица с импульсом \vec{p}_0 и массой m . Массы частиц, образовавшихся в результате реакции μ и M

Теперь рассмотрим реакцию $2 \rightarrow 2$ (рис. 5), где одна частица массой M покоится, а после рассеивается на угол Θ . В качестве распадающейся частицы теперь выступает сумма исходных $\mathbf{P}_0, \mathbf{P}_M$. Для таких реакций интерес вызывает рассмотрение инвариантных переменных s, t и u .

$$\begin{aligned} s &= (\mathbf{P}_0 + \mathbf{P}_M)^2, \quad \mathbf{P}_0 = (E_0, \vec{p}_0), \quad \mathbf{P}_M = (M, 0) \\ t &= (\mathbf{P}_2 - \mathbf{P}_M)^2, \quad \mathbf{P}_2 = (E_2, \vec{p}_2) \\ u &= (\mathbf{P}_2 - \mathbf{P}_0)^2 \end{aligned} \quad (7)$$

Будем изучать зависимость t от угла θ между вектором импульса начальной частицы (\vec{p}_0) и вектором второй конечной частицы \vec{p}_2 .

Каждой точке на эллипсоиде возможных концов вектора \vec{p}_1 соответствует некоторое значение инварианта t . Связь между t и $\cos \theta$ можно установить, расписав выражение для u с одной стороны как

$$u = m^2 + M^2 + \mu^2 + M^2 - s - t, \quad (8)$$

а с другой стороны из (7):

$$u = M^2 + m^2 - 2(E_0 E_2 - p_0 p_2 \cos \theta) \quad (9)$$

Энергия второй конечной частицы так же является функцией t :

$$t = (\mathbf{P}_2 - \mathbf{P}_M)^2 = M^2 + M^2 - 2E_2 M = -2M(E_2 - M) \quad (10),$$

$$E_2 = -\frac{t}{2M} + M, \text{ соответственно, } p_2 = \sqrt{\frac{t^2}{4M^2} - t} \quad (11)(12)$$

Приравниваем (8) и (9), выражаем $\cos \theta$ и, используя формулы (11), (12), находим

$$\cos \theta = \frac{M(\mu^2 - m^2) - t(E_0 + M)}{p_0 \sqrt{-4M^2 t + t^2}} \quad (13)$$

Нам также интересна обратная зависимость $t(\cos \theta)$, которую можно получить, решив уравнение (13), относительно t . Полученное квадратное уравнение на t имеет два корня: $t_+(\cos \theta), t_-(\cos \theta)$

$$t_{\pm} = -\frac{M}{(E_0 + M)^2 - p^2 \cos^2 \theta} [2Mp^2 \cos^2 \theta - (E_0 + M)(\mu^2 - m^2) \pm \pm p \cos \theta \sqrt{4M^2 p^2 \cos^2 \theta - 4M(\mu^2 - m^2)(E_0 + M) + (\mu^2 - m^2)^2}] \quad (14)$$

Заметим, что $\cos \theta = \cos \theta_{max}$ - значение, при котором t_+ и t_- совпадают, т.е. подкоренное выражение равно нулю. Отсюда получаем, что

$$\cos \theta_{max} = \sqrt{\frac{4M(\mu^2 - m^2)(E_0 + M) - (\mu^2 - m^2)^2}{4M^2 p^2}}$$

При задании масс и энергии пучка, как в нашей ситуации получаем:

$$\cos \theta_{max} = 0.239, \quad \theta_{max} \approx 76^\circ$$

3.3 Границы изменения t

Первое, что стоит отметить - из уравнения (10) следует что $t < 0$. Максимальному и минимальному значению t соответствует максимальная и минимальная энергия второй частицы, после распада (E_2), поэтому t принимает свои экстремальные значения в крайних точках эллипсоида, когда все вектора коллинеарны.

Поэтому $t_{min} = t_-(\cos(0)), t_{max} = t_+(\cos(0))$

$$t_{min} = -\frac{M}{s} \left(2Mp^2 - (E + M)(\mu^2 - m^2) - p \sqrt{(2ME - (\mu^2 - m^2))^2 - 4\mu^2 M^2} \right)$$

$$t_{max} = -\frac{M}{s} \left(2Mp^2 - (E + M)(\mu^2 - m^2) + p \sqrt{(2ME - (\mu^2 - m^2))^2 - 4\mu^2 M^2} \right)$$

3.4 Распределение $\frac{d\sigma}{d \cos \theta}$

Искомое соотношение можно переписать в виде:

$$\frac{d\sigma}{d \cos \theta} = \frac{d\sigma}{dt} \frac{dt}{d \cos \theta}, \quad \frac{d\sigma}{dt} = A e^{-\alpha |t - t_{min}|}$$

Зависимость $t(\cos \theta)$ уже найдена (14), поэтому плотность распределения $\frac{d\sigma}{d \cos \theta}$ можно найти, формально взяв производную $\frac{dt}{d \cos \theta}(\cos \theta)$ и умножив ее на функцию $\frac{d\sigma}{dt}(t(\cos \theta))$, но конечное выражение получается весьма громоздким. Однако ответ правильный, а искомая зависимость (для $\alpha = 10$) приведена на графике (рис. 6), (рис. 7)

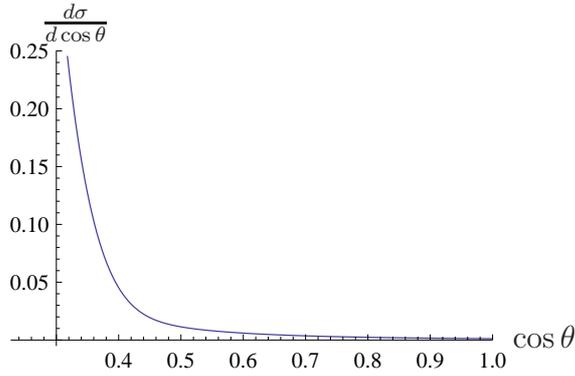


Рис. 6. Искомая зависимость в линейном масштабе

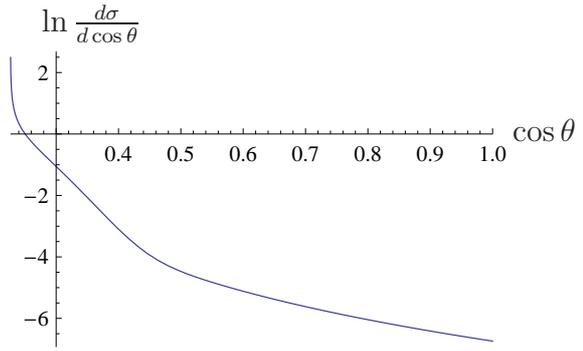


Рис. 7. Искомая зависимость в логарифмическом масштабе

Более интересно провести наглядную интерпретацию и найти функцию вероятности $P(x) = P\{\cos \theta < x\}$ - вероятность углу быть таковым, что его косинус меньше x . Рассмотрим геометрическое место концов вектора \vec{p}_1 (рис. 8), если угол отскока второй частицы к исходному направлению θ . Это два семейства точек, соответствующих $t_+(\cos \theta)$ и $t_-(\cos \theta)$

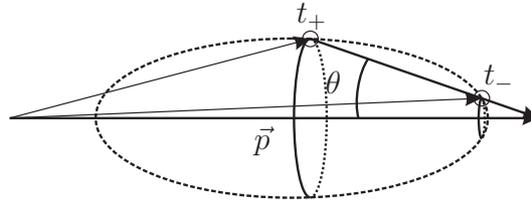


Рис. 8. Два семейства точек, соответствующих одному и тому же углу частицы отдачи, но разным переданным импульсам

И выражение для исходной вероятности можно переписать так:

$$P(x) = P\{\cos \theta < x\} = P\{\theta > \arccos x\} = P\{t_-(x) < t < t_+(x)\}$$

$$P\{t_-(x) < t < t_+(x)\} = \int_{t_-(x)}^{t_+(x)} \frac{d\sigma}{dt} dt \Big/ \int_{t_{min}}^{t_{max}} \frac{d\sigma}{dt} dt = \frac{e^{-\alpha|t_-(x)-t_{min}|} - e^{-\alpha|t_+(x)-t_{min}|}}{1 - e^{-\alpha|t_{max}-t_{min}|}}$$

Получившаяся функция вероятности (для $\alpha = 10$) приведена ниже (рис. 9). Мы видим что $P\{\cos \theta < 0.3\} = P\{\theta > 72^\circ\} \approx 80\%$.

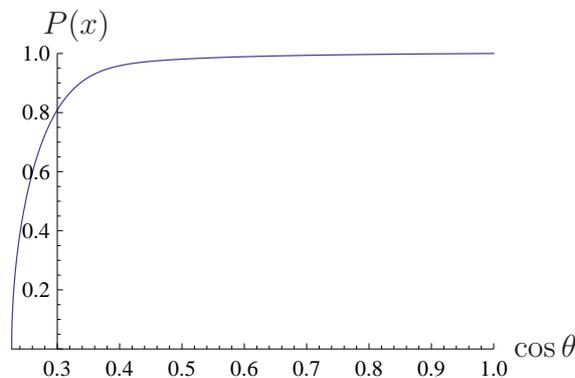


Рис. 9. Функция вероятности для $\cos \theta$

4 Физические процессы

Перейдем к динамике процесса и рассмотрим движение частицы в веществе. Проходя через вещество, частица теряет энергию, происходят процессы многократного рассеяния. Оставленная энергия переизлучается и транспортируется к детектору. В этой главе будут рассмотрены основные физические процессы [5], имеющие место в нашей задаче.

4.1 Ионизационные потери

Ионизационные потери частицы в веществе в нашем случае используются как основной способ регистрации частиц. Флуктуации энергии, оставленной налетающей частицей в поглотителе, могут существенно повлиять на разрешающую способность детектора.

4.1.1 Механизм

Посредством кулоновского взаимодействия часть энергии налетающей частицы идет на возбуждение и образование электрон-ионных пар. Выделяют первичную ионизацию, вызываемую налетающей частицей, и полную ионизацию. В нее входит также ионизация производимая быстрыми электронами, выбитыми из атомов. Такие электроны называют δ -электроны. Ионизационные потери описываются *формулой Бете-Блоха*:

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi r_e^2 c^2 z^2 \frac{Z N_A \rho}{A M_r} \frac{1}{\beta^2} \left(\ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right), \quad (15)$$

m_e - масса электрона,

r_e - классический радиус электрона ($r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$),

z - заряд налетающей частицы,

N_A - число Авогадро ($N_A = 6.022 * 10^{23}$ моль⁻¹),

M_r - молярная постоянная массы ($M_r = 1 \frac{\text{гп}}{\text{моль}}$),

Z, A - соответственно, заряд и атомный вес ядер веществам,

ρ - плотность вещества,

β, γ - параметры падающей частицы,

I - средняя энергия возбуждения, характеризующая поглощающее вещество. Можно приближенно написать $I = 16Z^{0.9}$ еВ, для $Z > 1$,

δ - поправка, связанная с экранированием электрического поля падающей частицы зарядовой плотностью атомных электронов. В связи с этим энергетические потери уменьшаются (эффект плотности). Зависимость удельных потерь энергии частицей от скорости приведена на рисунке (рис. 10).

Вызывает интерес, в том числе практический, так называемый *Бреговский пик* в зависимости удельных потерь энергии частицы от пройденного расстояния (рис. 11). Из-за взаимодействия со средой частица замедляется и из предыдущего рисунка видно, что после прохождения скорости минимальной ионизации, удельные потери начинают расти, и поэтому на последних сантиметрах трека "высаживается" большая часть энергии, что и приводит к появлению пика.

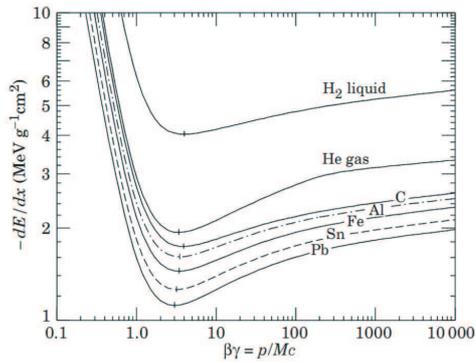


Рис. 10. Зависимость удельных потерь энергии частицы от энергии

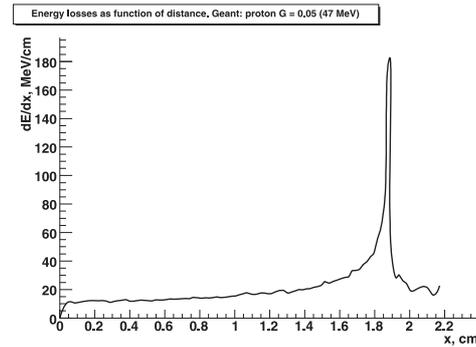


Рис. 11. Зависимость удельных потерь энергии частицы от пройденного расстояния

4.1.2 Флуктуации ионизационных потерь

В связи с тем, что процессы ионизации носят случайный характер, формула (15) дает среднее значение потерянной энергии при условии $\left. \frac{dE}{dx} \right|_{E_0} l < T_{\text{кин}}$, где l - характерный размер поглощающего вещества.

Флуктуации ионизационных потерь при больших энергиях налетающей частицы ($\left. \frac{dE}{dx} \right|_{E_0} l \ll T_{\text{кин}}$) могут быть параметризованы *распределением Ландау*:

$$L(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda}) \right], \quad \lambda = \frac{\Delta E - \Delta E_W}{\xi}$$

ΔE - потеря энергии в слое, толщиной x .

ΔE_W - наиболее вероятное значение потери энергии, даваемое формулой Бете-Блоха.

$$\xi = 2\pi r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{N_A Z}{M_r A} \frac{1}{\beta^2} \rho l,$$

(ρ - плотность, l - толщина поглотителя).

Характерный вид распределения Ландау приведен ниже (рис. 12).

В случае малой энергии налетающей частицы, такой что $\left. \frac{dE}{dx} \right|_{E_0} l > T_{\text{кин}}$, она не покидает поглотитель и оставляет всю свою энергию в нем. Поэтому флуктуации отсутствуют, и функция распределения по потерянной энергии имеет вид δ -функции.

В некоторой промежуточной области это распределение имеет характерный вид распределения Гаусса (рис. 13).

Для распределения по потерянной энергии в всей области импульсов частиц не удается выбрать единую параметризацию.

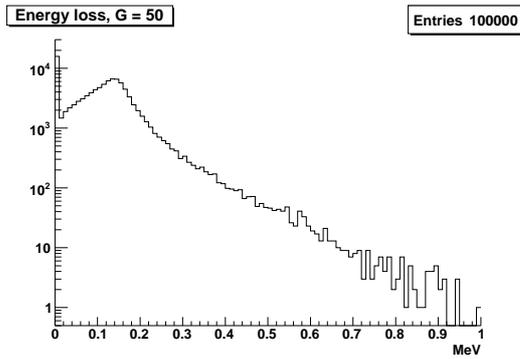


Рис. 12. Энергетические потери пиона в миллиметре пластмассы при энергии 7ТэВ

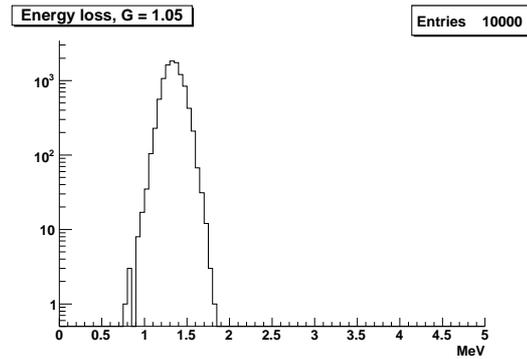


Рис. 13. Потери энергии в миллиметре пластмассы для протона 50МэВ

4.2 Многократное рассеяние

Заряженная частица, двигающаяся в веществе, будет рассеиваться на кулоновском потенциале нуклонов и электронов. Этот процесс характеризуется большим количеством взаимодействий и малым отклонением в каждом. Распределение углов многократного рассеяния описывается *теорией Мольера*. Для малых углов рассеяния при каждом взаимодействии это нормальное распределение со средним $\Theta = 0$. Корень из дисперсии распределения углов многократного рассеяния дается формулой:

$$\Theta_{rms}^{проекции} = \sqrt{\langle \Theta^2 \rangle} = \frac{13.6 MeV}{\beta p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln \frac{x}{X_0} \right]$$

где p (в MeV) это импульс, β - это скорость, а z - заряд, рассеиваемой частицы, $\frac{x}{X_0}$ - это длина трека в среде, выраженная в радиационных длинах.

$$\frac{1}{X_0} = 4\alpha \frac{N_A}{M_r} \frac{Z(Z+1)}{A} z^2 \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \ln \frac{183}{Z^{1/3}}$$

z, m, E - заряд, масса и энергия налетающей частицы,

N_A - число Авогадро ($N_A = 6.022 * 10^{23}$ моль⁻¹),

M_r - молярная постоянная массы ($M_r = 1 \frac{гр}{моль}$),

Z, A - соответственно, заряд и атомный вес ядер веществам.

4.3 Сцинтилляция

Сцинтилляция - это один из самых старых и простых способов детектирования заряженных частиц. Сцинтилляторы разделяют на два типа: органические и неорганические. Рассмотрим принцип работы органического сцинтиллятора, применяемого в нашем эксперименте.

Чаще всего органические сцинтилляторы производят из полимерного пластика, обычно это полимеры, имеющие бензольное кольцо в молекулярной структуре. Такие материалы эффективно люминесцируют после того, как заряженная частица передает им энергию. Однако испускается свет в ультрафиолетовой области и поглощается также коротковолновое излучение. Что бы получить выходное излучение в области

максимальной чувствительности фотоумножителя, т.е. $\sim 400\text{нм}$, к базовому материалу добавляют несколько флуоресцентных компонент, выполняющих функцию спектросместителей. Для такой добавки возбуждение молекул базового полимера передается в возбуждение флуоресцентной компоненты через безизлучательный переход - так называемый *механизм Фустера*. Снятие возбуждения флуоресцентной компоненты приводит к излучению с большей длиной волны. Если длина волны все еще не достаточно подходит для чувствительного диапазона фотокатода, то корректировка выполняется добавлением в сцинтиллятор второй флуоресцентной компоненты. Стоит отметить, что излучение молекул сцинтиллятора происходит изотропно.

Важной особенностью сцинтилляторов является нелинейная зависимость выходного излучения от оставленного частицей при большой плотности ионизации. Для органических сцинтилляторов это явление описывается полуэмпирической *моделью Биркса*.

Имеет место следующая зависимость переизлученного света от оставленного частицей:

$$L = L_0 \frac{1}{1 + k_B \frac{dE}{dx}} \quad (16)$$

$\frac{dE}{dx}$ - удельные потери энергии в веществе,
 k_B - константа Биркса.

5 Моделирование мишени

Цель моделирования – разыграть события, происходящие при взаимодействии частиц с мишенью, набрать статистику энергетических потерь частиц в веществе, опираясь на экспериментальные знания о начальных распределениях и получить данные, имитирующие сигналы с детекторов.

Моделирования производилось при помощи программного пакета *Geant4*. После описания геометрии установки, материалов, рассматриваемых частиц и происходящих процессов, а также задания начальных условий, программа по методу Монте-Карло рассчитывала дальнейшее поведение системы.

Распространения света не моделировалось. Количество света, оставленное в волокне, оценивалось по энергии, "высаженной" частицами в волокне.

О характеристиках материалов, геометрии, частицах и начальных условиях моделирования рассказывается в дальнейших подразделах.

5.1 Геометрия

В связи с тем, что нас интересует вопрос о работоспособности и разрешающей способности, при моделировании была учтена только принципиальная, сцинтилирующая часть мишени. Она представляет собой пучок плотно склеенных между собой сцинтилирующих волокон. Поперечное сечение имеет форму круга. Таким образом, примерно 550 СВ - 550 каналов. Диаметр волокна 1мм. Результирующий диаметр мишени 25мм. Длина мишени - 8см, ее выбирают ~ 0.1 ядерной длины, которая для пластического сцинтиллятора составляет примерно 1м.

Отдельно стоит отметить, что сцинтилляционное волокно имеет специальный поверхностный слой - оболочку (рис. 14), способствующую эффекту внутреннего отражения и распространения света вдоль волокна. Для большинства сцинтилирующих волокон толщина оболочки $T = 0.03D$. Учтем этот эффект, уменьшив радиус волокон $R \rightarrow R - T$ и слегка раздвинув на расстояние $2T$.

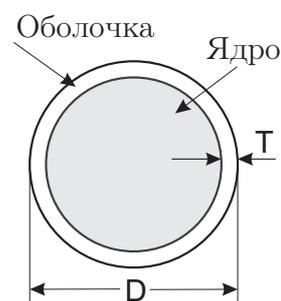


Рис. 14

5.2 Материалы

Сцинтиллирующее светопроводящее волокно представляло собой полимерное соединение C_9H_{10} плотностью $\rho = 1.038 \frac{г}{см^3}$.

Окружает детектор воздух с плотностью $1.29 \frac{г}{см^3}$.

5.3 Физические процессы и частицы

Для моделирования были учтены следующие процессы:

для **электрона**: Ионизации, Тормозное излучение, Многократное рассеяние;

для **протона**: Ионизации, Многократное рассеяние;

для **пиона**: Ионизации;

для **фотона**: Комптон-эффект, Фотоэффект.

5.4 Начальные условия

Распределения для вершины взаимодействия и начальных импульсов частиц можно получить, используя "физические" генераторы случайных величин. Однако можно поступить иначе: взять для этих целей результаты, полученные при реальных измерениях. В работе используются данные с методического сеанса на установке ВЕС (осень 2009г). Были отобраны события, соответствующие реакции $\pi N \rightarrow 3\pi N$, т.е. события, обладающие трехчастичными конечными состояниями (имеется в виду три регистрируемых пиона). Квазиэксклюзивность обеспечивается тем, что суммарная энергия быстрых пионов лежит близко к энергии пучка (импульс протона отдачи пренебрежимо мал) (рис. 15). Благодаря показаниям спектрометра определены импульсы быстрых пионов, а для пучковой частицы известны только углы с осями, но несмотря на это, для реакции $\pi r \rightarrow 3\pi r_s$ однозначно находятся все остальные параметры, такие как энергия пучка и нуклона отдачи (в начальном состоянии, протон предполагается покоящимся).

Угловое распределение пучка имеет вид(рис. 16):

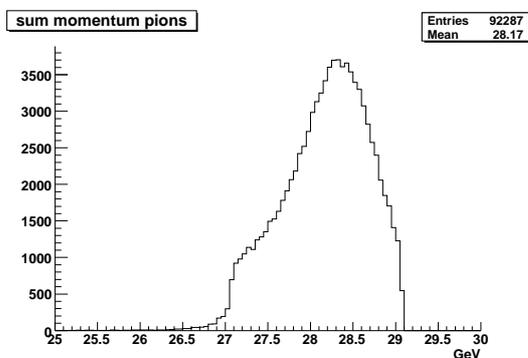


Рис. 15. Отбор данных из условия квазиэксклюзивности.

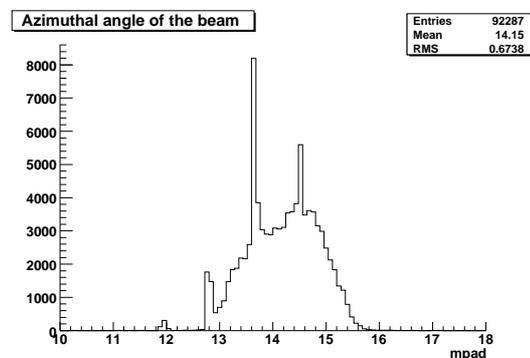


Рис. 16. Угловое распределение пучковой частицы.

Пучок пионов имеет значительные поперечные размеры. Как видно из приведенных ниже распределений (рис. 17) $\sigma_x \approx \sigma_y \approx 1\text{cm}$. В связи с этим определяются минимальные условия размеров рабочей области мишени.

Распределение продольной координаты вершины взаимодействия практически равномерное (рис. 18). Это связано с тем, что продольный размер мишени много меньше ядерной длины.

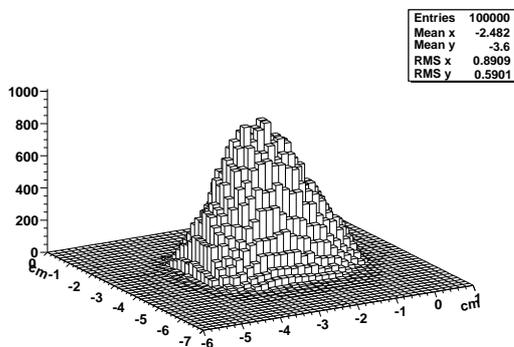


Рис. 17

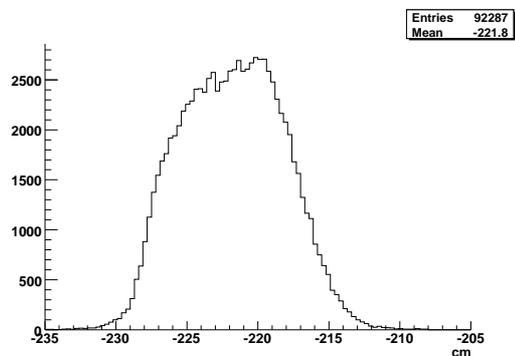


Рис. 18

Для реакций $\pi^- N \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- N$ инвариантное t -распределение имеет вид $\frac{d\sigma}{dt} = C e^{-\alpha|t-t_{min}|}$, константа α определяется свойствами рассеивающего центра. Для про-

тона $\alpha \approx 4.7$; в случае рассеяния на ядре $\alpha \approx 34$. Оба эти процесса присутствуют. Полученное по результатам фита (рис. 19) отношение количества событий на ядре в полному числу событий 53%.

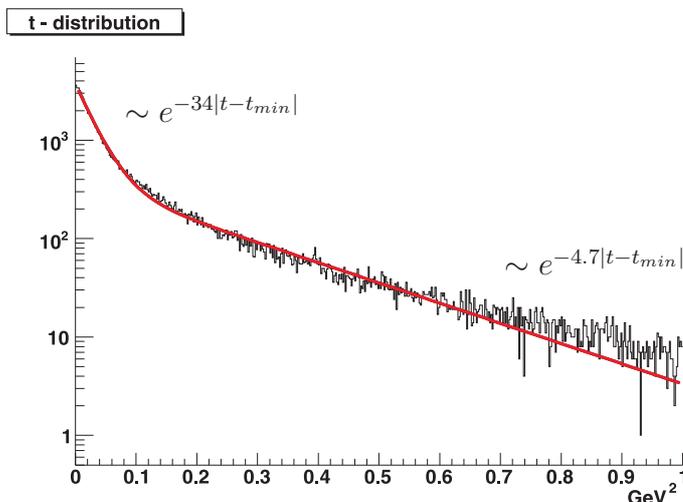


Рис. 19

Распределение по кинетической энергии для протона в конечном состоянии (рис. 20) имеет среднее 33МэВ

Теоретические расчеты проводились для массы системы трех пионов $M \approx 1.2$ ГэВ. Это соответствует пику от распада резонанса A_1 в реальных данных (рис. 21).

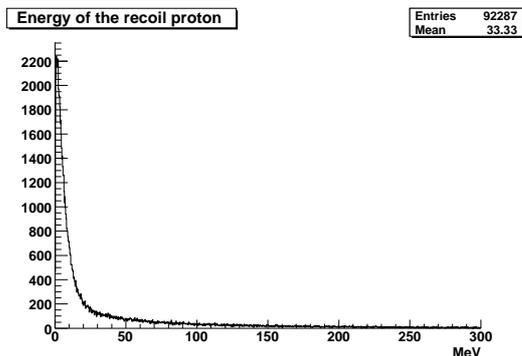


Рис. 20. Энергия протона отдачи.

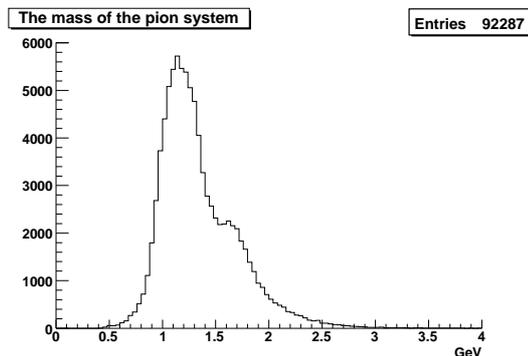


Рис. 21

5.5 Трассировка событий

Для моделирования поведения частиц в *Geant4* применяется метод расчета с переменным шагом. Для каждой, из рассматриваемых частиц, на каждом интервале с учетом вероятных процессов, описанных в тексте программы, *Geant4* определяет дальнейшее поведение, т.е. величину следующего шага, угол поворота из-за многократного рассеяния и т.п. (рис. 22).

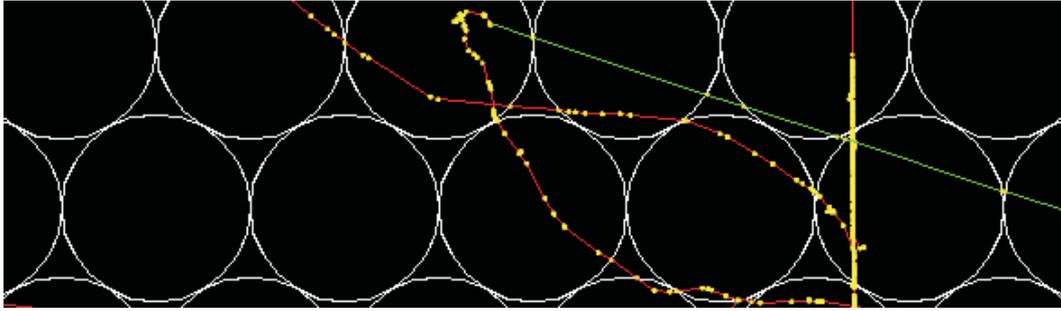


Рис. 22. Рисунок показывает результат типичного расчета события в Geant4. Красные, синие, зеленые линии соответствуют трекам отрицательных, положительных и нейтральных частиц, а желтые точки - шаги трассировки

Программным образом указывается максимальный шаг, тем самым определяется точность расчета. Можно отслеживать, в каком объекте делается шаг и как при этом меняется энергия частицы. Таким образом мы имеем возможность отследить и извлечь данные о потере энергии частицей в том или ином объекте.

Интересующая нас энергия, оставленная в каждом из сцинтиллирующих волокон мишени, записывается в лист дерева `root.TTree` и в последующем используется для пересчета в количество фотоэлектронов на детекторе.

5.6 Моделирование показаний детектора

От оставленной энергии до сигнала на фотоумножителе нас отделяют три важных процесса.

1. Эффект Биркса - деградация выходного излучения;
2. Светосбор - потеря энергии при транспортировке излучения от волокон к диоду;
3. Флуктуации показаний кремневого фотоумножителя, при фиксированной засветке.

Поэтому последним этапом моделирование должен быть учет этих процессов.

Для учета эффекта Биркса при сборе данных на каждом шаге будем учитывать не величину потерянной энергии, а количество света. Дискретный эквивалент зависимости (16) запишется так:

$$\Delta L = \frac{\Delta E}{1 + k_B \frac{\Delta E}{l}}$$

ΔE - величина потерянной энергии на данном шаге длины l ,

k_B - соответствующий коэффициент Биркса (типичное значение, используемое при моделировании, $0.02 \frac{cm}{MэВ}$),

ΔL - количество света, идущего к детектору.

Светосбор можно моделировать, рассматривая распространение гамма квантов по сцинтиллирующим и светопроводящим волокнам и после - умножая на эффективность фотоумножителя в соответствующей части спектра. Однако для этого необходимо описать полную геометрию прибора и неочевидные свойства материалов светопроводящих волокон. В нашей работе эта поправка учтена коэффициентом пересчета K_Φ , оцененным из экспериментов с волоконным детектором[6]. Значение этого коэффициента ~ 3 фотоэлектрона на потери от минимально ионизирующей частицы в миллиметре вещества сцинтиллятора. По результатам моделирования они составляют $0.15 MэВ$. Следовательно $K_\Phi = \frac{3 ф.э.}{0.15 MэВ} = 20 \frac{ф.э.}{MэВ}$.

Теперь рассмотрим флуктуации показаний детектора. При исследовании SiPM было установлено, что сигнал имеет дискретные узкие пики, соответствующие количеству фотоэлектронов, родившихся на ячейках детектора[3].

Количество фотоэлектронов подчинено *статистике Пуассона* со средним (мат. ожиданием) μ , пропорциональным количеству света, приходящего к детектору от мишени ($\mu \sim E_{loss}$).

$$\xi \sim \text{Pois}(\mu), \quad P\{\xi = k\} = \frac{\mu^k}{k!} e^{-\mu}$$

Поэтому реалистичные данные получатся, если выходное значение моделирования для каждого канала N_i (i - номер канала) поменять на случайную величину, подчиненную статистике Пуассона со средним N_i :

$$\xi_i \sim \text{Pois}(N_i).$$

5.7 Результаты моделирования

В этом разделе будут представлена последовательность иллюстраций, соответствующих этапам моделирования.

1. Расчет события в Geant4 (рис. 23). Четко видны отдельные треки пучковой частицы, протона отдачи и пионной системы, а так же видны δ -электроны, выбитые из атомов.

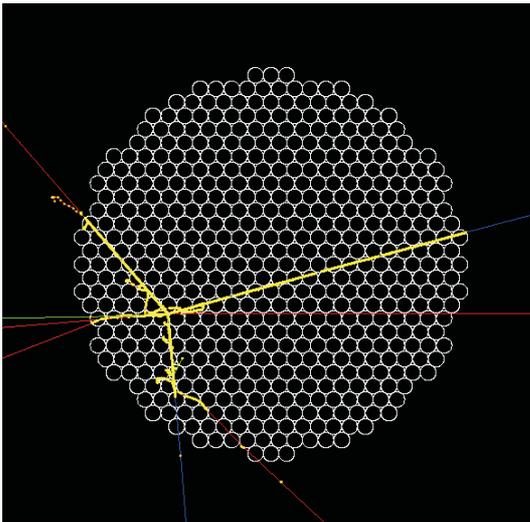


Рис. 23. Событие в Geant. Энергия протона отдачи (длинный синий трек) довольно большая и он вылетает за границы мишени.

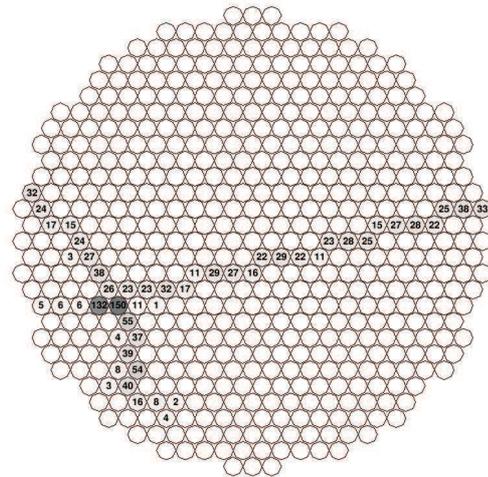


Рис. 24. Энергия, оставшаяся в волокне, выраженная в фотоэлектронах

2. Оставленная энергия в волокнах (рис. 24). Различимы треки, однако различить частицы, не используя дополнительную информацию, в большинстве случаев не представляется возможным.

3. Сигнал с фотодиодов (рис. 25), (рис. 26).

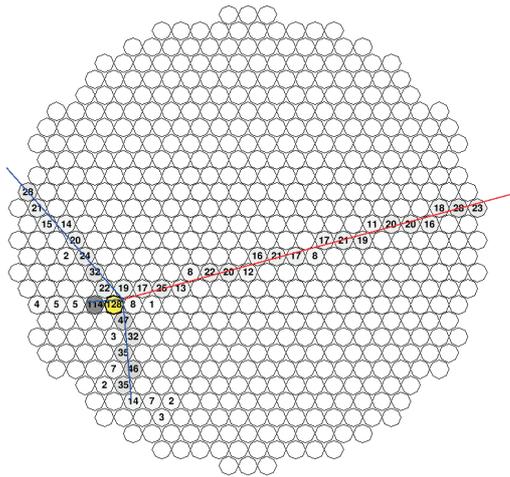


Рис. 25. Количество света в волокнах, т.е. с учетом эффекта Биркса, выраженное в фотоэлектронах

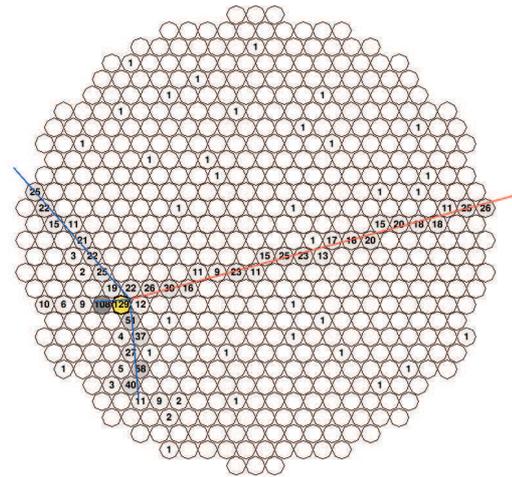


Рис. 26. количество фотоэлектронов с учетом флуктуаций показаний детектора

Не смотря на то, что каждый эффект по отдельности вносит небольшую поправку, картина события еще больше "заплывает". Разрешение ухудшается.

6 Реконструкция

После получения данных с детекторов встает следующая задача – необходимо реконструировать событие, произошедшее на установке. В случае моделирования есть возможность сравнить результаты реконструкции и начальные данные моделирования. Следовательно, мы можем оценить зависимость ошибки восстановления от параметров прибора.

Для каждого волокна, которое пересекла частица, мы имеем ненулевое значение энергии, оставленной в этом волокне и в последствии попавшей на детектор. После очередного события, произошедшего в мишени, мы получаем данные со всех 550 каналов. Родившаяся система пионов регистрируются спектрометром установки ВЕС. Таким образом, мы знаем поперечные координаты вершины взаимодействия с точностью 1мм, продольную координату – с точностью 1см, а направления вторичных частиц – с точностью 1мрад. По отношению к задаче восстановления направления и энергии нуклона отдачи вторичные частицы создают паразитный сигнал, вместе с шумовыми импульсами фотодиода. Однако амплитуды шумовых сигналов невелики $\sim 1 - 2$ ф.э., следовательно, их можно исключить выбором порога обрезания.

Так же поступить с треками вторичных частиц не получается. Сигналы от них порядка сигнала от трека протона отдачи, поэтому требуется аккуратная обработка данных.

6.1 Поиск вершины

Задача поиска вершины не является приоритетной, однако можно показать, что и она так же решается с помощью АТ-детектора.

Из данных, полученных при моделировании, видно, что ячейка, соответствующая вершине взаимодействия, почти всегда имеет максимальное значение энерговыделения, поэтому простейший, оценочный алгоритм восстановления вершины - это поиск максимума. Результаты, полученные этим методом, представлены ниже (рис. 27).

Хотелось бы отметить, что использование более сложных алгоритмов существенно улучшит разрешение, но в данной работе это не рассматривается.

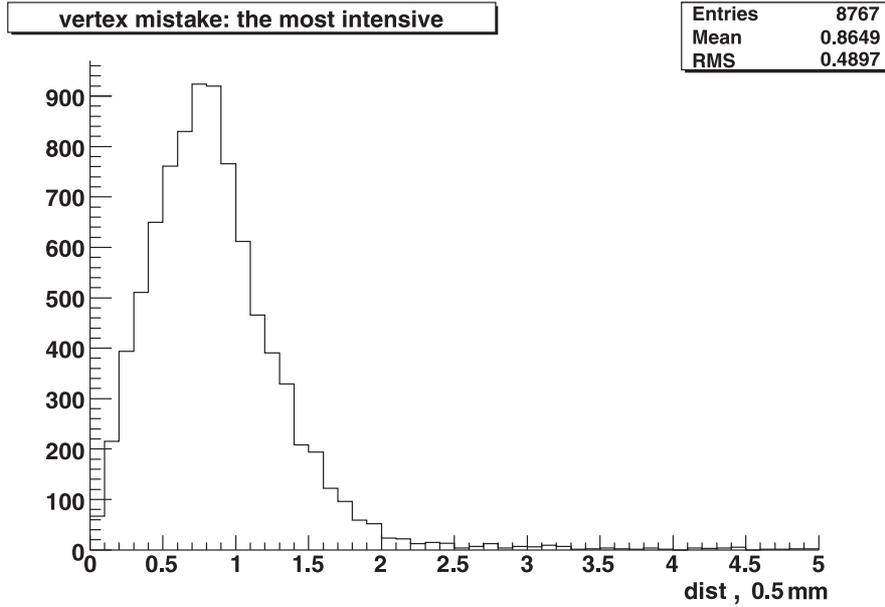


Рис. 27. В гистограмму заносилось расстояние между вершиной, восстановленной по ячейке, обладающей максимальным сигналом, и правильным расположением вершины, закладываемым в моделирование.

6.2 Вычитание треков быстрых вторичных частиц

Мы знаем координаты вершины и направления вторичных частиц, поэтому, принимая их трек за прямолинейный, мы можем выделить волокна, которые пересекли частицы. Пусть быстрый пион имеет компоненты импульса (p_x, p_y, p_z) , тогда проекция его трека в чувствительной части мишени на поперечную плоскость – это отрезок, длина которого определяется координатой вершины взаимодействия и направлением импульса. Предполагая, что пион вылетает через основание мишени, можно написать:

$$h = \left(\frac{L}{2} - (Z_{vertex} - Z_0) \right) \frac{\sqrt{p_x^2 + p_y^2}}{p_z},$$

где h - поперечная длина трека, L - длина мишени, Z_{vertex} - координата вершины взаимодействия, Z_0 - координата центра мишени.

Можно указать вектор, для направления проекции трека в поперечной плоскости: $\left(\frac{p_x}{\sqrt{p_x^2 + p_y^2}}, \frac{p_y}{\sqrt{p_x^2 + p_y^2}} \right)$.

Теперь задача о поиске волокон, которые пересекла быстрая частица сводится к задаче о поиске окружностей, которые пересекает отрезок (рис. 28), (рис. 29). Таким образом, мы имеем возможность удалить из дальнейшего рассмотрения волокна, вклад в сигнал которых, дают вторичные пионы.

Если вторичный пион мало меняет свою энергию в мишени, можно оценить вклад вторичных частиц в сигнал на детекторе. Считая длину прямолинейного трека пиона в отдельном волокне и умножая на удельные потери энергии при его скорости (или для MIP), получаем оценочное значение для вклада.

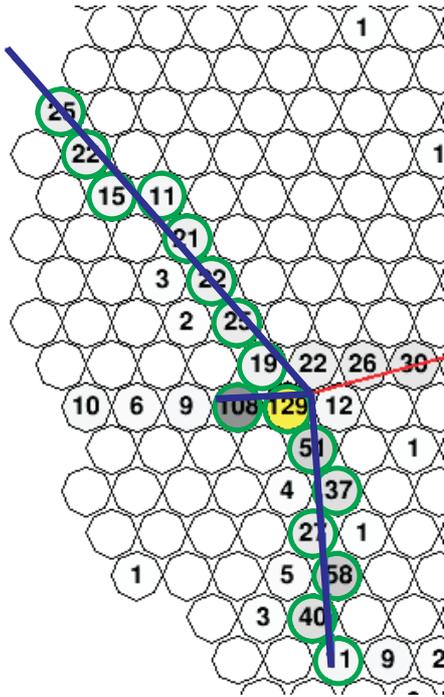


Рис. 28. Поиск пересечения отрезков (проекции треков быстрых пионов) и окружностей (сцинтилляционные волокна)

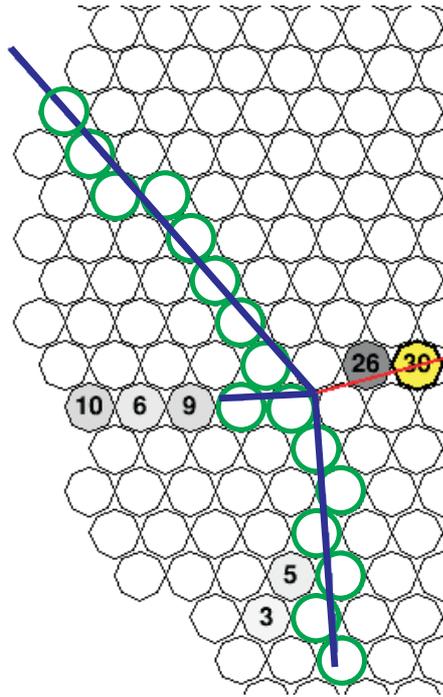


Рис. 29. Результат обнуления найденных ячеек.

6.3 Трек протона отдачи

Первый вопрос, который нужно задать – это реконструируемость трека протона вообще. При низких энергиях $< 3\text{МэВ}$ протон не покидает одного волокна, будучи выбитым в его центре. В этом случае направление вылета не может быть определено. При энергиях $\sim 10\text{МэВ}$, 2мм волокна достаточно для остановки протона. Однако, в связи с наличием структуры мишени, количество пересеченных волокон при таких энергиях может варьироваться от 1 до 4.

Предлагается критерий реконструируемости трека. Рассмотрим количество волокон с ненулевым сигналом на треке протона отдачи, предполагаемом на основе данных, заложенных в моделирование. Если таких волокон больше трех, назовем трек "условно реконструируемым". Из (рис. 30) видно, что нереконструируемыми в значении, определенном выше, являются 40% событий. Далее рассмотрим алгоритмы, цель которых определить угол протона отдачи.

Один из возможных алгоритмов, дающий неплохие результаты для частиц, небольшой энергии, непокидающих мишень - это поиск Бреговского пика. Как было показано в главе Физические процессы, по мере замедления частицы, растут удельные потери энергии. В связи с этим, угол вылета можно оценить по направлению отрезка, соединяющего вершину взаимодействия и

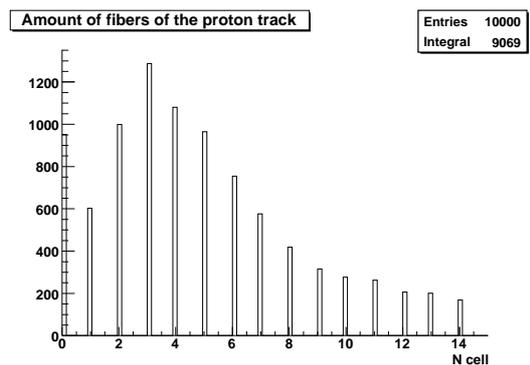


Рис. 30. Количество волокон с ненулевым сигналом на предполагаемом треке протона после вычеркивания сигналов от быстрых пионов

точку наибольшего энерговыведения. Однако, в связи с наличием дополнительных частиц реакции, точка наибольшего энерговыведения может оказаться вовсе не Бреговским пиком отскачившего нуклона. Поэтому применимость данного алгоритма сильно ограничена.

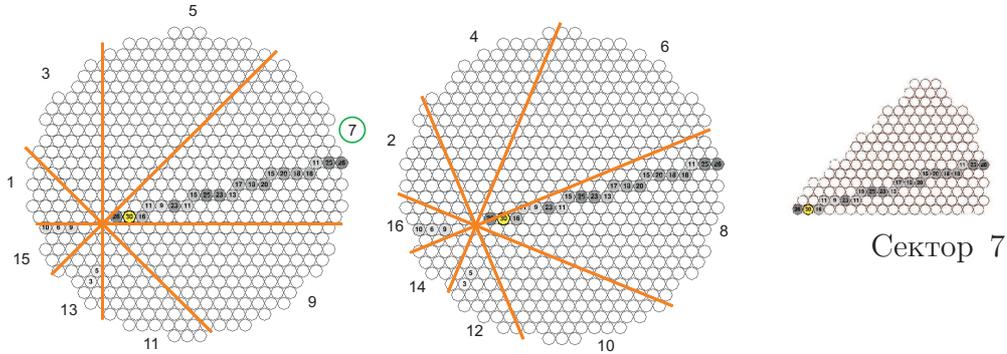


Рис. 31. В данном примере ищется сектор раствором $\frac{\pi}{4}$, при этом максимальное суммарное количество фотоэлектронов содержит сектор 7. Поэтому дальнейший поиск трека осуществляется исключительно в нем

Рассмотрим более универсальный алгоритм. Нахождение направления вылета протона производится в три этапа.

1. Вычеркивание треков быстрых пионов, так как это предлагается в разделе выше.

2. На оставшемся рисунке, основываясь на знании о координате вершины, можно выбрать сектор (рис. 31), содержащий наибольшую оставленную энергию. Предполагая, что искомым треком протона отдачи находится именно в найденном секторе, определяется направление трека.

3. Внутри найденного сектора определим направление, минимизирующее функционал:

$$U = \sum_{\text{все волокна}} (\varphi - \arctan \frac{y_i}{x_i})^2 Q_i,$$

где φ - искомый угол, y_i, x_i - координаты i -ого волокна, Q_i - сигнал, выраженный, например в фотоэлектронах в i -ом волокне.

Минимум достигается при $\varphi = \varphi_{\text{ср}}$, где

$$\varphi_{\text{ср}} = \frac{\sum_{\text{все волокна}} \arctan \frac{y_i}{x_i} Q_i}{\sum_{\text{все волокна}} Q_i},$$

Результат работы алгоритма приведен ниже (рис. 32). Гистограмма ошибок определения угла построена с учетом только тех событий, когда пучковая частица попадает в мишень и имеется ненулевое количество сигналов, оставшихся после обработки. Мы видим что 40% всех событий реконструируется с ошибкой меньше 0.1рад Для "условно реконструируемых" событий 60% попадает в тот же интервал.

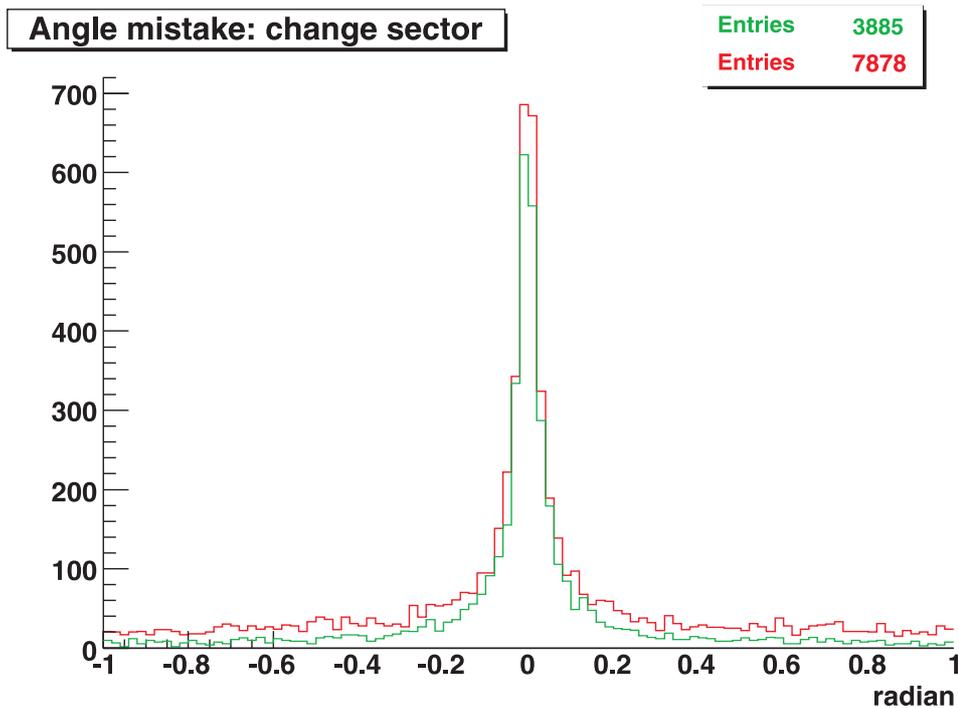


Рис. 32. Ошибка определения угла. Раствор сектора $\frac{\pi}{4}$. Гисторграмма для всех "непустых" после обработки событий показана красным цветом. Применение алгоритма для "условно реконструируемых" треков отражает зеленая гисторграмма

6.4 Практическая реализуемость

Последним пунктом хотелось бы обсудить технические средства, необходимые для реконструкции. Вопрос заключается в том, какого из технических средств для считывания сигналов с диодов будет достаточно. При помощи порогового дискриминатора (как видно из рисунка 25), можно избавиться от шумов, однако отделить быстрые частицы от протона отдачи и после найти угол вылета во многих случаях не возможно.

Приведенные алгоритмы основаны на использовании амплитуды сигнала в волокнах для поиска трека протона. Что бы это реализовать, необходимо, чтобы каждый канал детектора обладал аналогово-цифровым преобразователем. Технически это реализуемо. Количество фотоэлектронов, которое может быть собрано на детекторе в наших предположениях варьируется от единицы до нескольких сотен (рис. 33). Поэтому 8-бит АЦП вполне удовлетворяет требованиям.

Amount of photo-electrons of one sell

Entries 1152074

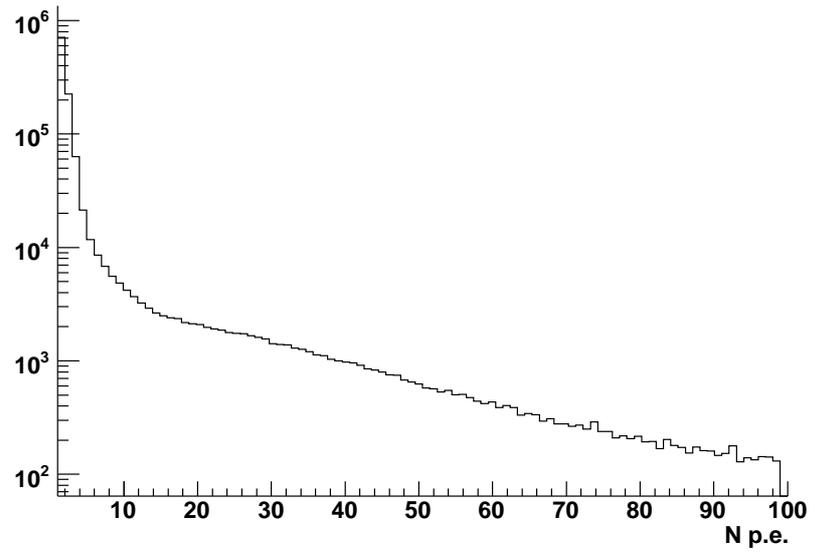


Рис. 33. Количество фотоэлектронов в сигнале от волокон детектора

7 Заключение

Работа выносит на обсуждение разработку нового детектора для установки ВЕС.

Рассмотрена кинематика реакции $\pi p \rightarrow 3\pi_s$ и показано что малые передачи импульса массивным объектам, таким как протоны в ядре, приводят к поперечному отскоку последних и дают возможность их детектировать.

Было проделано моделирование, и получено количество оставленной энергии в миллиметровых волокнах детектора, из которых следует возможность использовать в качестве фотоприемника лавинные фотодиоды SiPM.

В ходе исследования наблюдалось, что такие эффекты, как деградация излучения в сцинтилляторе (эффект Биркса) и флуктуации показаний детектора, вносят несущественную поправку в задачу восстановления угла отдачи протона.

Сделана оценка на процент событий, которые могут быть восстановлены, используя АТ-детектор. Грубое рассмотрение дает 60%. Был предложен алгоритм реконструкции, при помощи которого в 60% таких событий ошибка реконструированного угла протона отдачи составляет менее чем на 0.1град

Показана практическая реализуемость АТ-детектора.

8 Список литературы

1. *Dobrovolsky et al.*. **B214**. 1983. Nucl. Phys..
2. *T. Rogen et al.*. Tracking Algorithms for the active target MAYA. arXiv:1012.3560v2 [nucl-ex] 19 Jan 2011.
3. *M. Mikhasenko et al.*. Изучение многоячейстого лавинного фотодиода SiPM. Конференция МФТИ, ноябрь 2010.
4. ЦПТА Техническое описание СРТА 143-30. cpta-apd.ru.
5. *S. Grupen et al.*. Particle Detectors. Cambridge 2008.
6. *Рязанцев А.В.* Частное сообщение.