

Зміст

1 Вступ	2
1.1 Огляд експерименту	3
1.2 Спектрометричний трекер в експерименті SHiP	5
2 Предмет вивчення	7
3 Сигнал від дрейфової трубки	7
3.1 Паразитний струм	9
3.2 Ефективність реєстрації STRAW трубки	9
4 Коефіцієнт газового підсилення	10
5 Wire sagging	14
6 Sag estimation	15
6.1 Finding most probable value of wire displacement for certain point of the tube	17
6.2 Raw method	17
6.3 "Minimum of χ^2 as linear approximation	
	17
6.4 Practical measurements of DT-distribution	19
7 Track reconstruction	20
7.1 How drift time resolution depend on wire offset?	20
7.2 Finding of rt-relation	21
7.3 Track reconstruction precision	23
8 Mesurements	25
8.1 Експериментальний спектр від джерела Fe55	27
8.2 Ефект просторового заряду	29
9 Висновки	30
10 Подяка	30
11 Додаток	31
11.1 Датчик тиску	31

1 Вступ

Завершення знаходження всіх частинок Стандартної Моделі (SM) з відкриттям бозона Хіггса, і досягнень у космології появляється необхідність вивчення та розуміння фізики за межами Стандартної Моделі (BSM). Але експерименти та фізичні теорії на цей час не задають конкретних напрямків для пошуку цієї нової фізики.

Протягом наступних десятиліть існуючі масові рамки фізики будуть всебічно досліджуватися на таких експериментах як ATLAS, CMS, LHCb, Belle2 та NA62 ???. В той же час багатьма теоретичними моделями, що закривають недоліки СМ, передбачають існування так званих прихованій частинок, що взаємодіють з частинками SM дуже слабо. Таким чином велика частина фізики в області доступних енергій досі залишається невивченою і відкрита для досліджень.

В такій ситуації SHiP це нещодавно анонсований експеримент з фіксованою мішенню на прискорювачі SPS (CERN) націлений на вивчення області фізики прихованих частинок, а також на вивчення нейтринної фізики(в особливості τ нейтрино. Приховані частинки передбачаються багатьма моделями поза СМ. Інтенсивний пучок 400 GeV від SPS дозволяє дослідження багатьох моделей, які допускають існування легких екзотичних частинок з масою нижче $10 \text{ GeV}/c^2$ та великим часом життя, включаючи слабовзаємодіючі низькоенергетичні суперсиметричні(SUSY) стани.

1.1 Огляд експерименту

На енергіях доступних на прискорювачі SPS приховані частинки в основному утворюються в результаті розпаду адронів, частково в розпадах зачарованих та красивих адронів вище маси каона.

Детектор для прямого детектування прихованих частинок спроектований на повну реконструкцію цих ексклюзивних розпадів. Табл.1 узагальнює головні канали розпаду прихованих частинок в різноманітних фізичних моделях.

Принциповий фон при детектуванні прихованих частинок виникає від непружних розсіянь нейтрино і моюнів в об'ємі детектора, що утворюють довгоживучі частинки.

Пучок же при постановці експерименту проектується так, щоб мінімізувати це фонове джерело частинок. Протон, при взаємодії з мішенню призводить до рясного утворення короткоживучих резонансів, піонів і каонів. В той час як для гальмування адронів достатньо декількох метрів заліза мішенні, на виході з мішенні маємо великий потік електромагнітного випромінювання утвореного в мішенні, продуктів розпаду піонів, каонів і

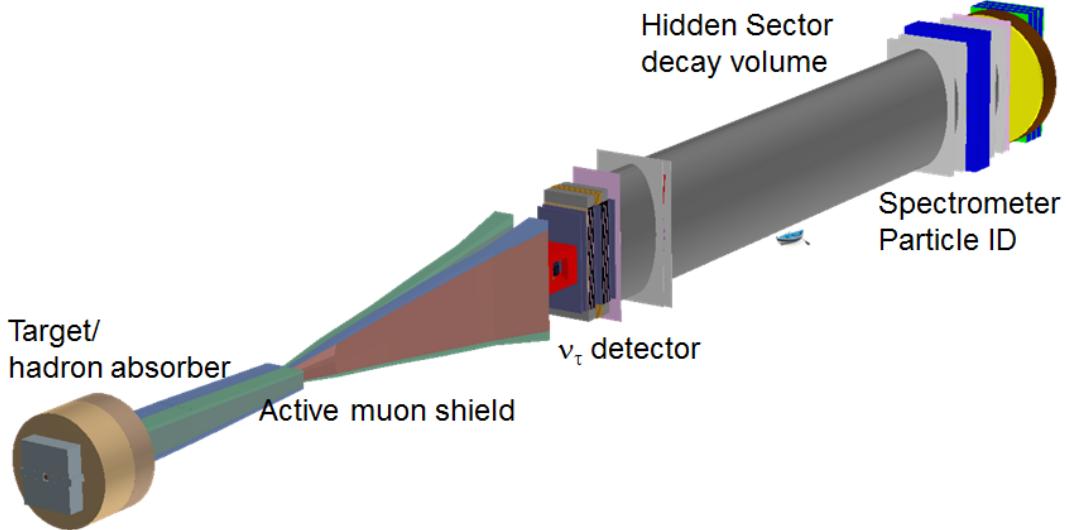


Рис. 1: Експериментальна установка SHiP [3].

Табл. 1: Головні канали розпаду прихованих частинок в різноманітних теоріях ($\ell = e, \mu$).

Модель	Продукти розпаду
Neutrino portal, SUSY neutralino	$\ell^\pm\pi^\mp, \ell^\pm K^\mp, \ell^\pm\rho^\mp, \rho^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0$
Vector, scalar, axion portals, SUSY sgoldstino	$\ell^+\ell^-$
Vector, scalar, axion portals, SUSY sgoldstino	$\pi^+\pi^-, K^+K^-$
Neutrino portal ,SUSY neutralino, axino	$\ell^+\ell^-\nu$
Axion portal, SUSY sgoldstino	$\gamma\gamma$
SUSY sgoldstino	$\pi^0\pi^0$

короткоживучих резонансів утворених в мішенні. Більшою частиною це є мюони і нейтрино. Для зменшення потоку нейтрино, зокрема потоку мюонних нейтрино і асоційованих мюонів, піони і кони необхідно зупинити якомога ефективніше ще до їх розпаду. Таким чином мішень має бути зроблена з матеріалу з найменшою довжиною взаємодії і бути достатньо довгою щоб комплексно вмістити адронну зливу по всіх напрямках поширення. Так як кути розльоту прихованих частинок очікуються достатньо великими, то жорстких вимог до розмірів до поперечного розміру пучка немає.

Корткоживучі резонанси і залишковий потік піонів і каонів після розпаду все ще продукують інтенсивний потік мюонів. Цього потоку потрібно позбутися для запобігання потрапляння його в довірчий об'єм детектора або пасивним щитом або за допомогою активного щита на основі магнітного відхилення. В свою чергу це залишковий потік має бу-

ти достатньо низьким, щоб не перевищувати сприйнятливість τ нейтрино детектора. Як зображене на Рис.1, для цієї цілі в основу детектора покладено 48м у довжину і 5м в ширину мюонний щит заснований на принципі магнітного відхилення мюонів в горизонтальній площині.

Одразу після мюонного щита розташований 10м у довжину детектор τ нейтрино, після якого починається сектор для розпаду прихованих частинок (HS decay volume) 64м у довжину [3]. Основна ціль тау нейтрино детектора – здійснити пряме спостереження $\bar{\nu}_\tau$, а також вивчити переріз взаємодії ν^τ і $\bar{\nu}_\tau$.

На сьогоднішній день виходячи з розмірів мюонного щита і вартості детектора сектор розпаду HS має еліптичний переріз з 5м в ширину в 10м у висоту. Довжина танкера вибиралася з міркувань вміщення подій розпаду прихованих частинок і кутових характеристик продуктів розпаду прихованих частинок.

Для повної реконструкції подій розпаду прихованих частинок (ПЧ) необхідно мати магнітний спектрометр і систему ідентифікацію частинок в кінці об'єму розпаду.

Система ідентифікації розпаду частинок вимагає наявності електромагнітного калориметра для e/γ ідентифікації з достатньою гранулярністю і роздільною здатністю по енергії для ефективної реконструкції π^0 , а також наявності адронного калориметра в комбінації з мюонним детектором для π/μ сепарації.

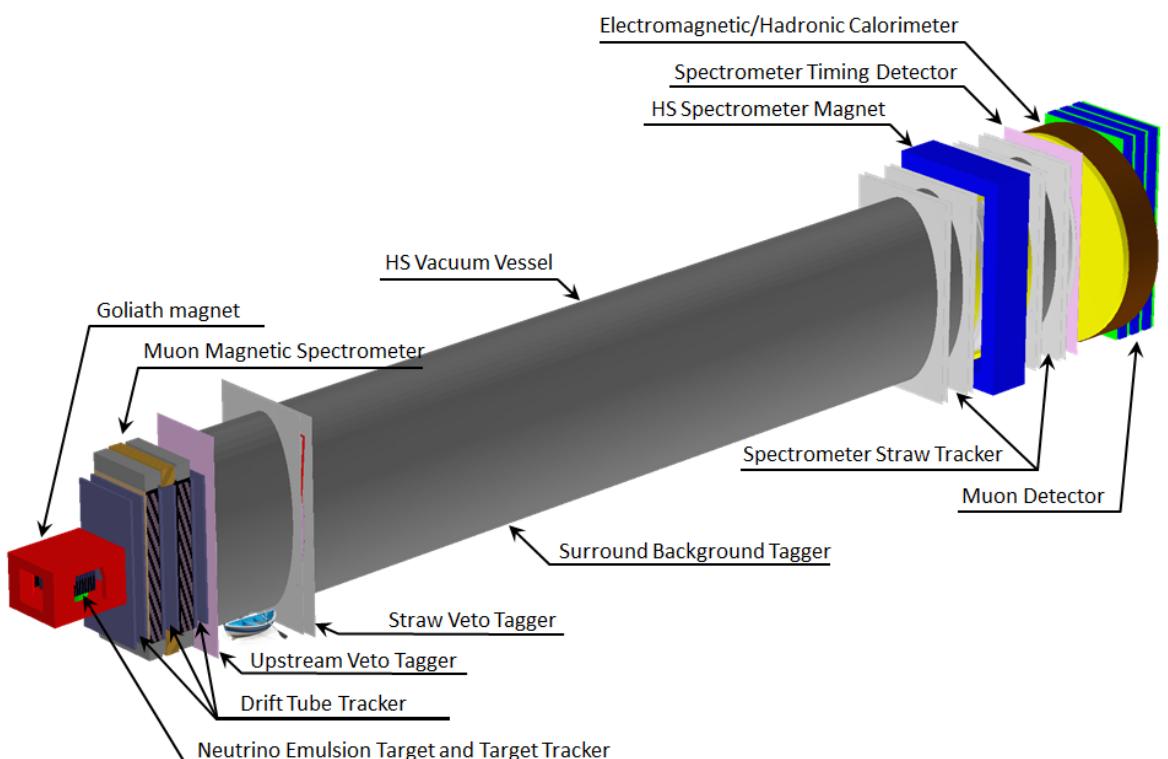


Рис. 2: SHiP детектор [3].

1.2 Спектрометричний трекер в експерименті SHiP

Спектрометричний трекер є частиною системи ідентифікації типу частинок. Мета даного спектрометра – реконструювати з високою ефективністю треки від заряджених частинок утворених в результаті розпаду прихованих частинок. Спектрометр повинен точно визначати імпульс частинки і траекторію руху частинки.

Спектрометр складається з весокоапертурного дипольного магніту і двох телескопів по обидві сторони від магніту. Схема з чотирма трековими системами симетрична відносно магніту і зображена на Рис.3а. Розмір дипольного магніту по горизонталі 5м, 10 по вертикалі і 5м у довжину. Такі параметри забезпечують гарне поле, необхідне для експерименту при прийнятній ціні.

Виходячи з напрямку магнітного поля дрейфові чутливі елементи(дрейфові трубки) розташовані горизонтально для точного вимірювання вертикальної (Y) координати. Два стерео шари (U і V) повернуті відносно горизонтального на кути $\pm\theta_{stereo}$ відповідно для виміру поперечної координати X з точністю $\sim 1/\sin\theta_{stereo}$. Точність по осі X (а заодно і значення стерео кута) визначається з огляду на необхідність великої роздільної здатності для визначення вершини розпаду і куту розльоту дочірніх частинок, що формують інваріантну масу. Кожна позиційно чутлива секція складається з чотирьох профілів(Y-U-V-Y) чутливих елементів. Дві секції по одну сторону від магніту розташовані на відстані $\Delta = 2m$ одна від одної. Проміжок між секціями (2,3) "суміжними" до магніту рознесені на відстань 5м.

Таким чином трекова частина магнітного спектрометра повинна забезпечувати хорошу просторову роздільність, а також має мінімізувати вклад від багаторазового розсіяння. На додаток трекер має працювати у вакуумі. Трекер з дрейфових трубок виготовлених з тонкого поліетилентерефталату (ПЕТ) ідеально підходить для досягнення цих цілей. Газонепроникність цих труб була продемонстрована в довгострокових дослідженнях, і процедура масового виробництва також добре відома (див. експеримент NA62 [4]). Головна принципова різниця в трубка необхідних для SHiP порівняно з NA62 це довжина трубок – 5м порівняно з (2.1м в NA62). Таким чином основні зміни згідно предмету цікавості від SHiP (EoI [6]) виливається у використання іншого спектрометричного магніту, також орієнтацією дрейфових трубок, а також збільшення поперечних розмірів детектору.

2 Предмет вивчення

З новими вимогами до STRAW трекера ми отримали важливу задачу, пов'язану з великою довжиною STRAW трубок. Оскільки дріт всередині трубки і сама трубка мають масу можуть розтягуватися, таким чином під дією гравітаційного і електромагнітного поля в середині трубки деформуватися. Очікується значні просідання дроту – на величини великих порівняно з радіусом трубки. Проте, оскільки трубки будуть орієнтовані горизонтально (або ж майже горизонтально – на величину стерео кута у U і V шарах), під дією гравітаційного поля напрям провисання дроту у всіх трубках очікується строго вниз. Ця однозначність для напрямку провисання дозволить використання даного дизайну.

Без сумніву, провисання дроту ускладнить процес обробки даних отриманих від дрейфової трубки, вимагатиме особливої калібровки і можливо понизить точність реконструкції треку. Ale найперше питання в тому чи можливо використання в даному експерименті подібний дизайн трубки що допускає провисання? Яким буде погіршення точності реконструкції треків?

Помимо даного питання необхідно також визначити робочі характеристики дрейфової трубки, і якщо можливо підібрати найкращі параметри трубки для досягнення найвищих робочих показників. Всі ці питання послідовно розкриваються в даній роботі.

3 Сигнал від дрейфової трубки

Комп'ютерна програма Garfield [1] спроектована для детальної симулляції двох- та трьохвимірних дрейфових трубок. Тож в даній роботі для дослідних симулляцій будемо користуватися даною програмою.

Заряджені частинки під час проходження дрейфової трубки утворюють вздовж траекторії руху іон-електронні пари. Електрони під дією електричного поля між стінкою трубки і дротом дрейфують в напрямку дроту-анода (схематичне зображення події в трубці дивися Рис.4). Таким чином набравши маючи достатньо кінетичної енергії електрони стикаються з атомами газу в трубці чим викликають іонізацію або ж збудження молекул. Таким чином електрони викликають електромагнітні лавини в придотовій області. Іони ж дрейфують в напрямку стінок трубки. Таким чином в колі трубки виникає струм, який подальше аналізується периферійною електронікою.

В середовищі Garfield вихідним сигналом з дрейфової трубки є струм. Тож часові та амплітудні характеристики цього сигналу це те, що містить інформацію про "факт проходження частинки" через трубку і розташування

вання треку в трубці. Факт реєстрації сигналу в трубкою здійснюється пороговим методом (дивись Рис.5), тобто коли амплітуда вихідного з сигналу перевищує певне порогове значення.

Табл. 2: Параметри STRAW трубки

Параметр	Значення
дріт	$30\mu m$ gold-plated Tungsten
Довжина трубки	$5m$
Напруга	$1750V$
Внутрішній радіус трубки	$9.8 mm$
Густина матеріалу	$19.3 g/cm^3$
Сила натягу дроту	$\sim 90 g$
Робоча газова суміш	$Ar70\% CO_230\%$

Таким чином ми маємо виставити порогове значення на рівні достатньо низькому для того, щоб не пропускати слабкі сигнали і ефективність реєстрації трубки була якомога вищою, і заодно порогове значення має бути встановлено достатньо високо над рівнем шуму, щоб не реєструвати хибні треки.

Разом з реєструванням факту проходження частинки через трубку заодно фіксується момент часу коли спрацьовує пороговий тригер. Маючи в арсеналі часову мітку коли трек пройшов крізь трубку або ж будь-яку іншу часову мітку рівновіддалену від даного моменту можемо визначити положення треку відносно положення дроту в трубці.

При аналізі сигналу потрібно вважати фактор електроніки. Підсилювач що використовується для отримання сигналу амплітуди зручної для аналізу на послідуочих аналізуючих ланках дещо викривлює сигнал. Зазвичай такі підсилювачі не чутливі до високочастотної компоненти вхідного сигналу (тому електронна компонента сигналу майже ігнорується електронікою а лишається лише іонна) і функція відгуку виглядає приблизно так:

$$f_{resp} = A \cdot (e^{-t/0.005} - e^{-t/0.030}) \quad (1)$$

Тому на виході з підсилювача отримуємо сигнал (див. Рис.5), що є згорткою вихідного з кола кола трубки струму та функції відгуку підсилювача (1).

В ролі тестової частинки для симуляції сигналів у програмному пакеті Garfield виберемо мюон μ з енергією $1GeV$. Для кожного треку будемо записувати позицію трека і час між хітом і тригеруванням сигналу пороговим методом. Будемо називати цей проміжок часом *дрейфу*

1.

Таким чином маючи на руках величину час дрейфу t_{drift} можемо відновити положення треку r_{track} в трубці. Типовий розподіл часу дрейфу як функції положення треку зображенено на Рис.17а.

3.1 Паразитний струм

Для зображення реалістичної картини в наших симуляціях потрібно врахувати фактор наявності побічних паразитичних джерел, що можуть викривлювати сигнал і впливати на кінцевий результат. В каналі периферії трубки очікується шумові паразитичні струми, що є наслідком неідеальності робочих елементів.

Зазвичай неможливо передбачити який вигляд матимуть шумові компоненти сигналу і їх необхідно вимірювати експериментально. Проте на даний момент в нас такої можливості немає, хоча б з тої причини що екземплярів електроніки, яка планується використовуватися для обробки сигналу від дрейфових трубок на даний час немає. Тож як перше наближення для спектру шумової компоненти сигналу було вибрано типове значення з експериментів минулих поколінь.

Шум вибиралася таким розподілом, щоб на виході з підсилювача "покадрово" мати розподіл гауса з параметром розподілу σ рівним амплітуді сигналу від дрейфу 2000 електронів в напрямку від дроту до стінок трубки²

На Рис.5 шумовий внесок в сигнал позначено синьою лінією.

Також слід зазначити той факт, що програмний пакет Garfield в результаті події видає сигнал $I(t)$ що бере свій початок ($t = 0$) від моменту утворення первинних іон-електронних кластерів вздовж треку частинки. Відсутність передісторії може вплинути на вихідний сигнал хоч і не значно.

3.2 Ефективність реєстрації STRAW трубки

Взаємодія зарядженої частинки з молекулами газу носить імовірнісний характер. Для коротких треків (десь поблизу стінки трубки) ймовірність не утворити жодної електрон-іонної пари стає високою.

Середня кількість іон-електронних кластерів на одиницю довжини треку визначає ефективність реєстрації. [2] Менша іонізаційна довжи-

¹Дана назва є дуже зручною в даному контексті при роботі з даними, так як безпосередньо сам час дрейфу (час необхідний початковим іонам щоб дістатися анода-дроту) не реєструється, а лише похідна від нього величина, що відрізняється від часу дрейфу на деяку сталу

²Поки що це здогадки, проте з наявністю перших екземплярів електроніки можна буде дати шумовій складовій реальну оцінку.

на збільшує ефективність із-за більш частого утворення кластерів. В Garfield можна розрахувати таку статистику. На Рис.7b зображене розподіл кількості кластерів для центрального треку для дрейфової трубки з описаними вище параметрами. Зі зменшенням довжини треку в трубці(ближче до периферії трубки) ефективність реєстрації треків буде знижуватиметься(див. Рис.6).

З Рис.6 можна зробити висновок, що ефективність реєстрації трубки рівна майже 100% по всій області трубки окрім пристінкової області. Підвищення тиску газу в трубці скоріше за все підвищить ефективність реєстрації, проте її виклике інші проблеми.

4 Коефіцієнт газового підсилення

В цьому розділі буде вестися мова про процеси підсилення сигналу в трубці, про електромагнітні зливи. Якщо присутнє розмноження, то збільшення числа електронів на відрізок часу ds дається виразом:

$$dN = N\alpha ds \quad (2)$$

Коефіцієнт α визначається з характеристик збудження і іонізації атомів, перерізів взаємодії електронів з атомами при достатній енергії та інших ефектів. Це також залежить від характеру поширення електронів і електромагнітного поля. α зростає зі збільшенням напруженості електричного поля і набуває суттєвих значень лише для полів достатньо сильних, достатніх для надання електрону прискорення між зіткненнями з атомами достатнього для іонізації атомів. Тож можемо припустити, що коефіцієнт α залежить від великої кількості параметрів.

Інтегральний коефіцієнт підсилення G є більш цікавий для нас в даній задачі, отримується з рівняння (2) шляхом інтегрування (2) по траєкторії руху:

$$G = N/N_0 = \exp \int_{s_{min}}^a \alpha(s) ds \quad (3)$$

Тут s_{min} це точка простору в якій електричне поле стає достатньо високим для розвитку іонізаційних процесів, a радіус дроту до якого прискорюється електрон.

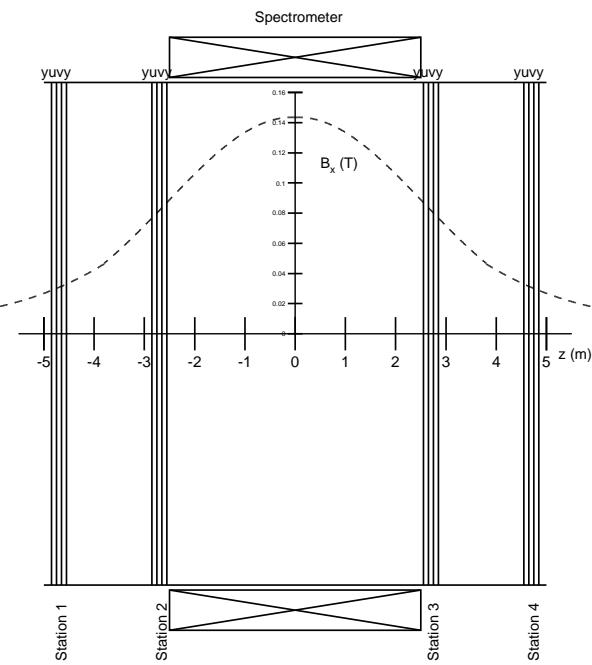
Програмний пакет GARFIELD дозволяє знайти коефіцієнт підсилення G для будь-якої точки простору(G - це координатно залежна величина). Проте коефіцієнт підсилення є приблизно однаковий у всьому об'ємі трубки, окрім придротової області трубки, так як власне в цій

області і розвиваються лавини. На рисунках 8а, 8б показано напруженість електричного поля в поперечному перерізі трубки. Як можна помітити, електричне поле в області дроту не змінюється, тож коефіцієнт газового підсилення G також одинаковий для випадку зміщеного дроту і центрованого дроту.

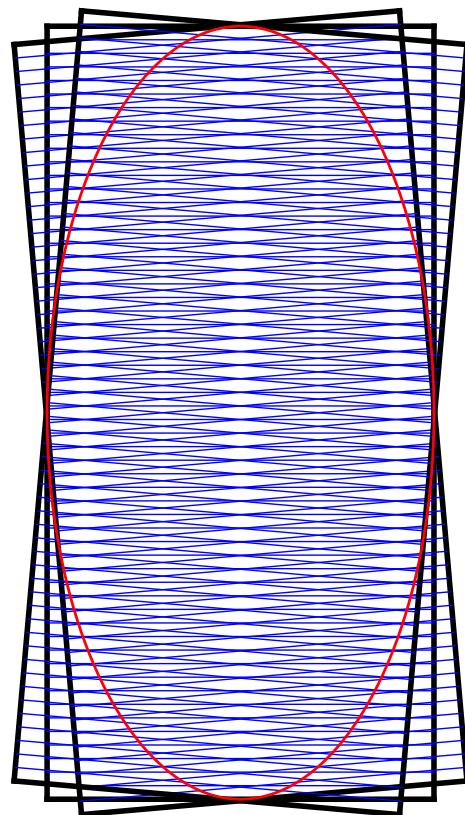
Реалізація методу розрахунку коефіцієнту підсилення в Garfield не ідеальна. Вона дає очікуваний порядок значення G проте є деякі розбіжності з експериментом (дивись Розділ 8). Тож для отримання більш надійних симуляцій коефіцієнту підсилення і пов'язаних симуляцій в найближчому майбутньому пропонується провести повторні розрахунки в новішому програмному пакеті Garfield++ [7] (він новіший, враховує більше ефектів у газах, і розширену оболонкову модель атомів).

З рисунку Рис.9 можна помітити строго експоненціальну залежність коефіцієнту підсилення $G(V)$ від напруги на аноді. Це це вселяє особливої довіри. Таким чином розрахунки необхідно перерахувати на пакетах новіших³.

³По очікуванням зі слів Rob Veenhof - автора програми GARFIELD [1] розходження може бути вплоть до 100%



(a) Розташування шарів трекера і дипольного магніту. Інтенсивність компоненти магнітного поля B_x як функція від z .



(b) Фронтальний вигляд на шари однієї секції трекера. Червоним кольором зображене довірча область реєстрації частинок(згідно до параметрів довірчого HS об'єму

Рис. 3: Схема спектрометра

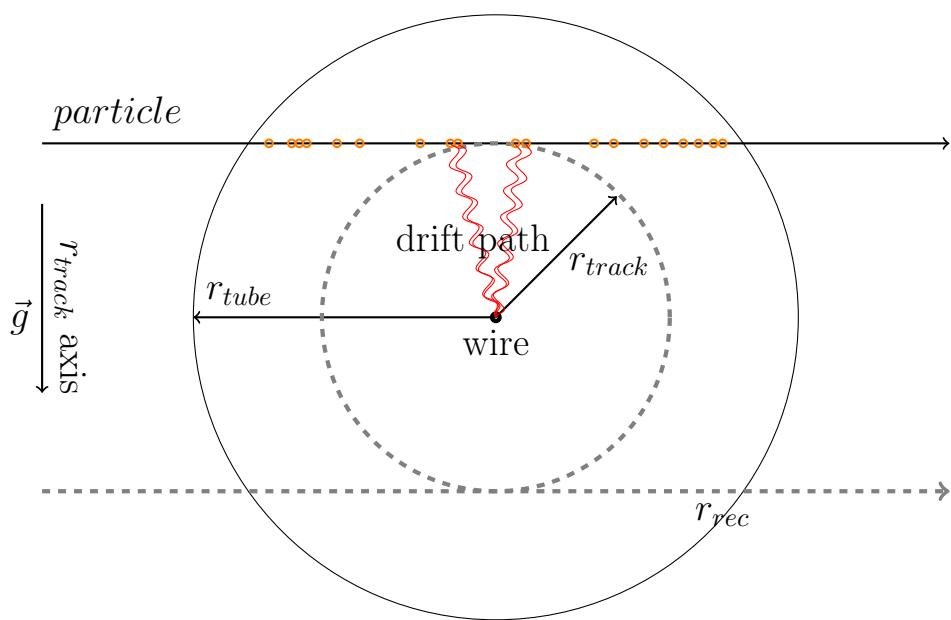


Рис. 4: Схематичне зображення факту проходження зарядженої частинки через дрейфову трубку. Місця утворення іон-електронних пар вздовж треку зображені оранжевими кружечками. r_{track} - відстань від місцеположення найближчих кластерів до дроту. $r_{tube} = 4.9\text{mm}$ - радіус трубки.

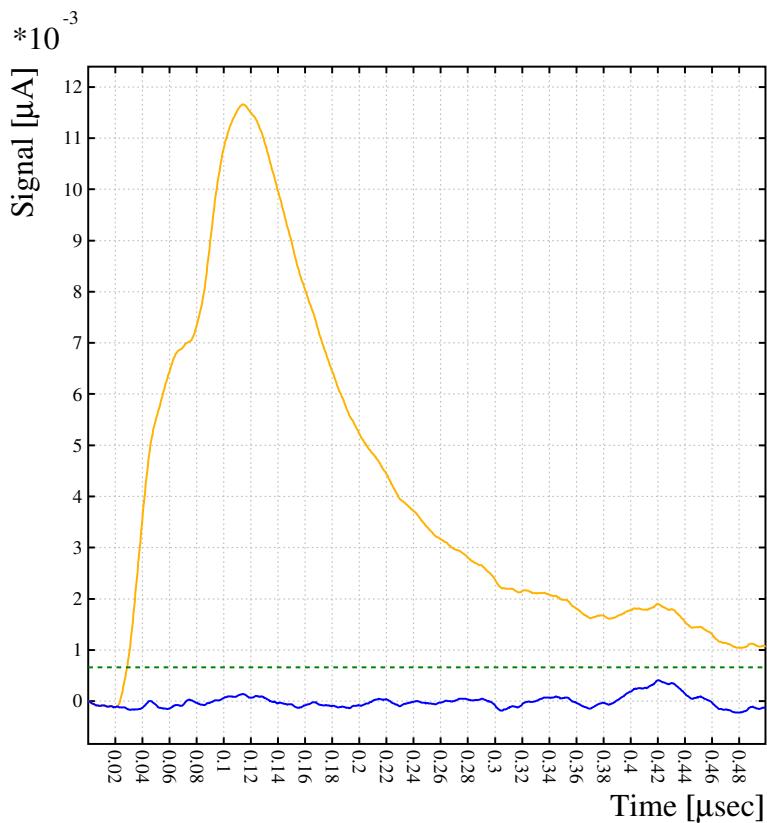


Рис. 5: Приклад симуляції вихідного сигналу $V(t)$ як згортки сигнал + шум з функцією відгуку підсилювача (жовта лінія). Шумова компонента цього ж сигналу зображена синьою лінією окремо. Зелена штрихована лінія позначає порогову напругу для тригераування сигналу, що рівна 5σ від розподілу шуму.

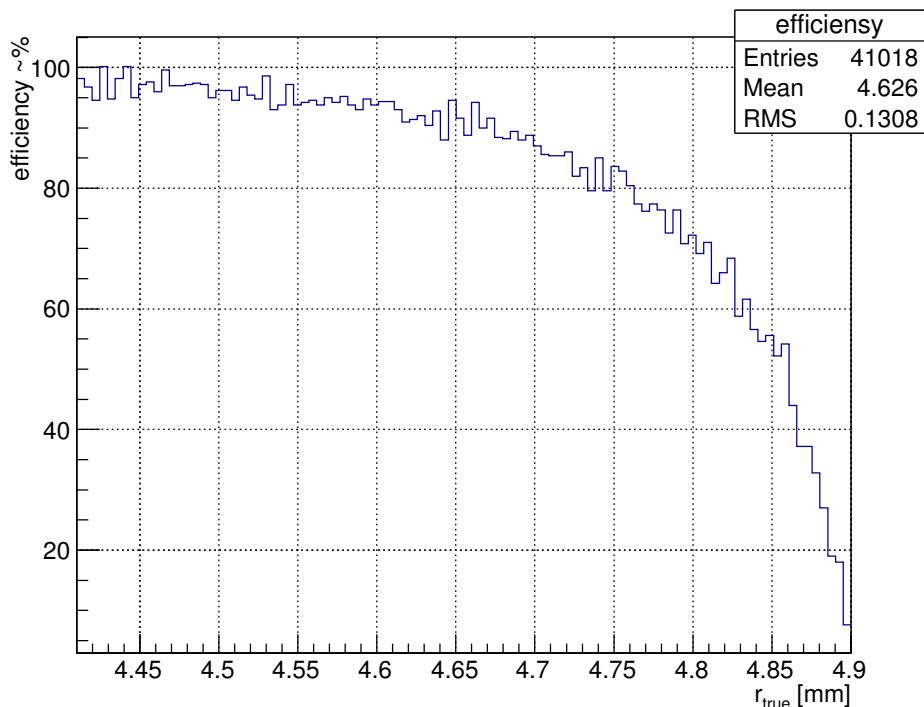
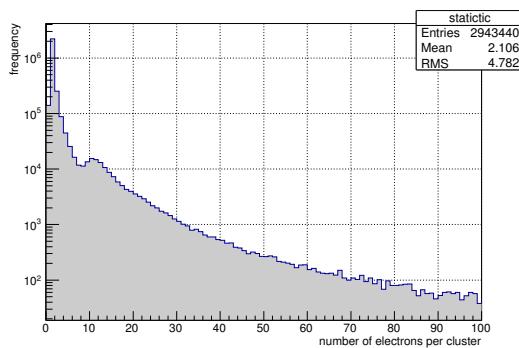
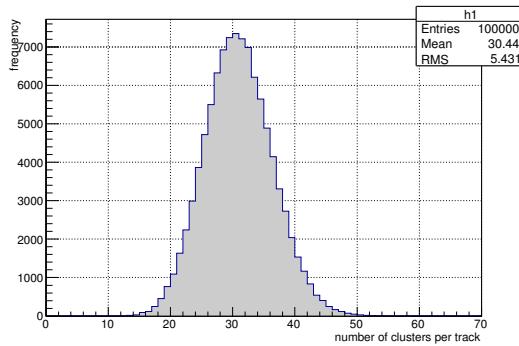


Рис. 6: Ефективність реєстрації в пристінковій області трубки. Розрахунок зроблений в програмі Garfield. Даний розподіл - це результат однорідного рівномірного опромінення пристінкової області трубки потоком 50тис. мюонів. $\frac{50k \text{ events}}{100\text{bin}} = 500 \frac{\text{events}}{\text{bin}}$)

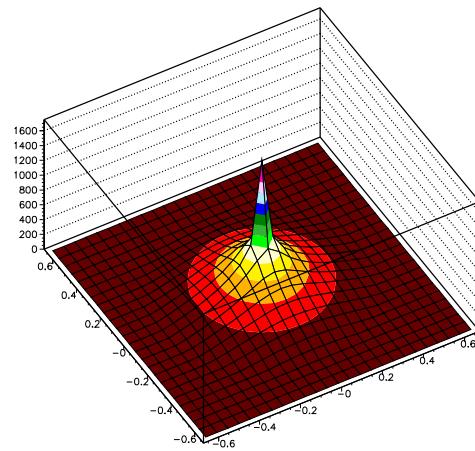


(a) кількість електронів на кластер

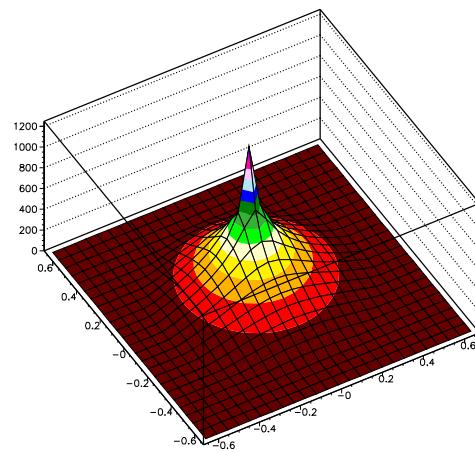


(b) кількість кластерів на трек

Рис. 7: Статистика з Garfield зв'язана з реєстрацією мюона енергії 1 GeV в дрейфовій трубці (див. Табл.2).



(a) центрований дріт



(b) дріт зміщений на $1mm$ відносно центру трубки

Рис. 8: Напруженість електричного поля для різних позицій дроту в трубці розрахована в Garfield. Параметри трубки, і напруга описані в Табл.2

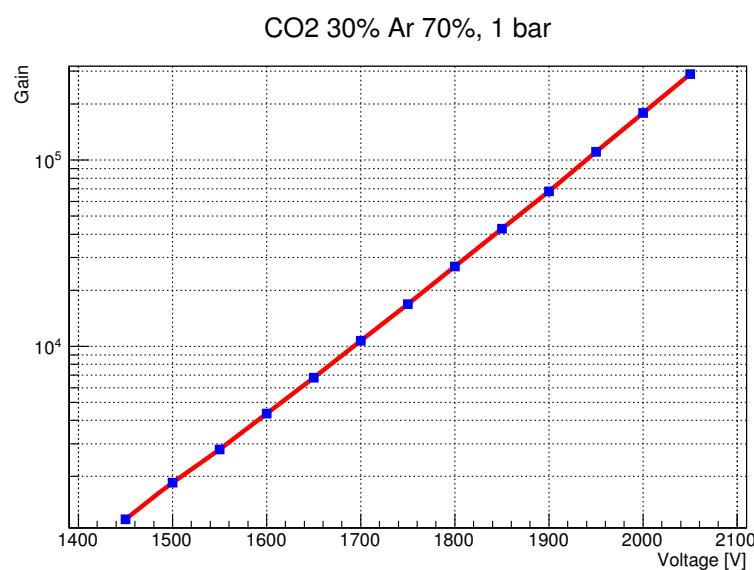


Рис. 9: Залежність коефіцієнту газового підсилення від напруги на дроті.
Решта параметрів трубки описано в Таблиці 2.

5 Wire sagging

Очевидно, що зі зміщенням дроту з центру трубки електричне поле та-кож викривлюється(див. Рис.8a,8b) і траекторії дрейфу електронів та іонів в трубці відповідно також змінюються (див. Рис.10b). Як наслі-док змінюється залежність часу дрейфу від позиції треку в трубці(TR-відношення). Так що TR-відношення втрачає свою попередню симетрію.

Easy to predict that the displacement of the wire invokes distorting an electric field(see figs 8a,8b) and drift path for electrons/ions inside the tube(see fig.10a and fig.10b). The rt-relation for track reconstruction directly depend on the wire position in the tube. So rt-relation lose it's previous symmetry(see next sections).

Напрям провисання провисання дроту для дрейфової трубки розта-шованої вертикально неможливо, так як фактор гравітації тут не грає ролі. Проте в горизонтальному положенні такої неоднозначності нема. Від так умова горизонтального положення дрейфових трубок горизон-тально є необхідною для можливості знаходити положення треків у труб-ці з високою точністю і з допуском провисання дроту (положення дроту в середині нічим не фіксується).

Even when strung with a pulling force T close to the breaking limit, wires in several metre long tubes will experience a gravitational sag that is large in comparison with the achievable accuracy of drift tubes.

We estimate significant wire sagging(by comparison to the tube radius) because of wire attracts to the tube under affecting of gravitation and electric field force.

You can see a profile of wire sagging of 5m length wire in 1cm diameter straw tube and 1750V voltage on the fig.11 calculated in GARFIELD software [1].

The calibration of STRAW tube with sagged wire is more difficult by comparison to the mode without sagging.

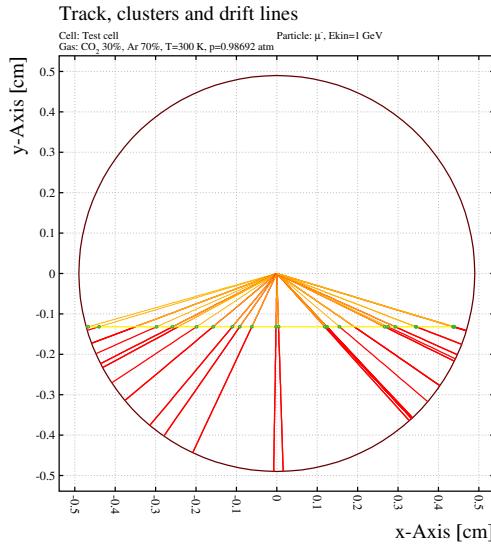
Variation of wire tension, wire radius should be taken into account as high affect factor for sag value.

6 Sag estimation

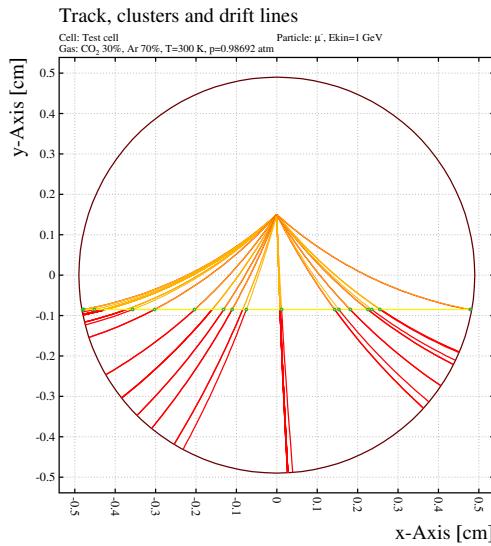
In this section we have to find out method for assessing sagging. This is key step that makes track reconstruction procedure possible.

At first we have to think on data we can use for such kind of calculations. Much attractive information we can extract from drift time distribution.

The wire sags under electric and gravitation force. Therefore the sag value is differ along the tube(fig 11). But we can separate collected data for



(a) дріт строго по центру трубки



(b) дріт зміщений від центру трубки на 1.4мм

Рис. 10: Приклад траєкторій треків іонів і електронів в трубці для різних положень дроту. Рисунки є симуляціями і експортувалися безпосередньо з середовища GARFIELD. Місця утворення початкових кластерів позначено зеленим коловором. Лінії дрейфу електронів позначені жовтим коловором, іонів - червоним.

different position along the tube. STRAW tube detector consist of several parallel layers of tubes at some angle to each other. So we can easily fix longitudinal position(along the tube) for tracks that cross several crossed tubes(at least two). Collimation is also possible via scintillator triggering before and after STRAW tube.

Lets say we can install our STRAW tube into homogeneous particle flow and save drift time distribution for some narrow section of the tube. These distributions are different from each other(see example on Fig.12). The difference between diagrams increasing with sag difference. So it is good

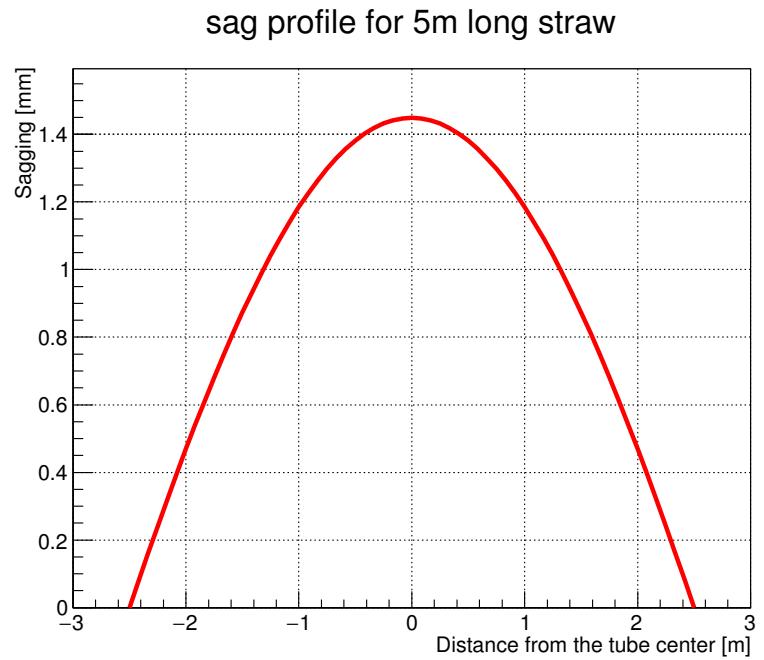


Рис. 11: Wire sag profile under electric and gravitation field calculated in GARFIELD. All options for this straw system are described in table 2.

tools for sag calibration.

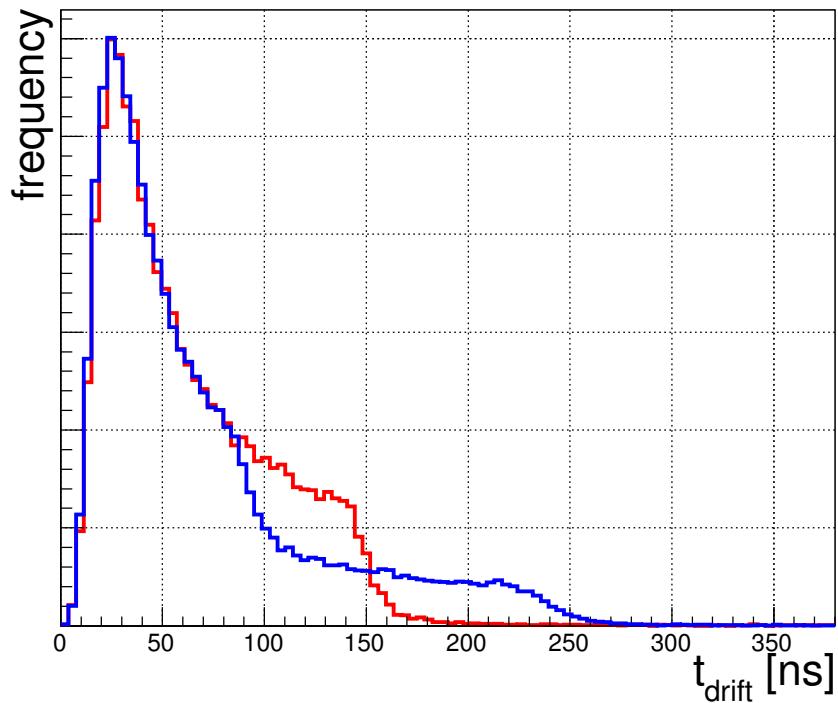


Рис. 12: Drift time distribution for a homogeneous irradiation with a centered wire (red) and for a wire offset of 0.9 mm (blue).

Then we have to bind each drift time distribution with appropriate sag value. This is part of laboratory work when sag profile measurements can be performed via optical method prior to the exposition.

Distributions on graph 12 contain GARFIELD simulations for some certain wire(not for section of sagged wire)because of GARFIELD can handle only two-dimensional tasks.

Lets say we have an equipment for scanning the tube to measure wire sagging profile. After profile measurements we divide our tube into sections. Wire position within separate section should be within desired precision.

So we need divide our tube into 57 sections (see figure 13) if maximum of wire offset(at the center of the tube) is equal to $1.45mm$ and desired precision is $50\mu m$.

$$N_{halftube} = \frac{1.45mm}{50\mu m} = 29; \quad (4)$$

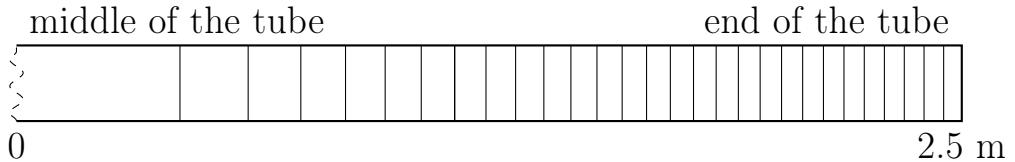


Рис. 13: Tube sectioning. Sag value at the tube center is $1.45mm$. Difference of wire sag value from section to section is $50\mu m$

Then we need an exposition of sufficient number of events for every of sections(at least 50k events). There can be troubles time of exposition time because square of sections at the end of the tube is quite small. So the time of exposition of distant sections will be inversely much longer.

The next step is to find dependence of dt-distribution shape with wire offset. The point that we can evaluate matching between histograms via χ^2 criteria. As we can see in the figure 14a the comparison of χ^2 has smooth dependence across increasing of wire offset for high statistic histograms.

First steps for sag estimation are:

1. measure wire sag profile via optical method;
2. make a sectioning for wire sag profile;
3. collect enough amount of events for every of dt-distribution and save this *core* distribution for further comparisons.
4. measure dt-distribution for new drift tube section that is subject of study.

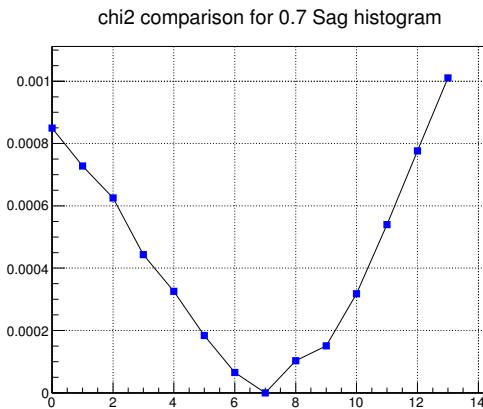
5. calculate χ^2 criteria for this current dt-distribution with each of core distribution.

6.1 Finding most probable value of wire displacement for certain point of the tube

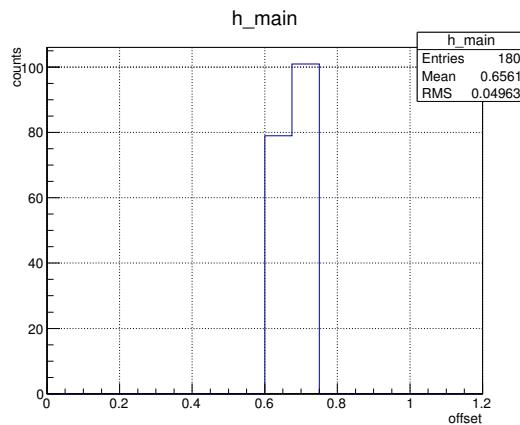
6.2 Raw method

The simplest method to find S is to equate it to the corresponding value of best matched core DT-histogram.

On the figure 14b you can see distribution of such kind of reconstruction. Even for 5k events td-distribution in this case the precision can be quite high($\sim 50\mu m$). This method limited by core DT-diagram stepping.



(a) Series of χ^2 of comparison $0.7mm$ sag core td-distribution with each each of core histograms. 14 core histograms for sag diapason $0\dots1.3mm$ with step of $100\mu m$



(b) Distribution of wire offset reconstruction from 180 series 5k events each. 50k events for core template histograms. True bias is $0.63mm$. 1 bin = $0.1 mm$.

Рис. 14: Wire position(displacement) reconstruction

6.3 "Minimum of χ^2 as linear approximation"

But what is most probable value of wire displacement S in this case? Probably somewhere between them. So can we go in more clever way to reach better result? Probably yes.

If dependence of χ^2 criteria of wire displacement S for near to the true position region is linear(that certainly is not a true, but as first approximation) than we can easily find this intermediate value of wire displacement.

There we proceed in two steps. The first is raw estimation of wire displacement as in above mentioned method.

For the second step we need to know some additional estimations. The first question is how small can be χ^2 it our case? Lets fix statistic on 50k events for one DT-distribution. This value should a bit depend for different S . But for now lets consider that it is a constant value. From the figure 15a you can see distribution of χ^2 from comparison of 20 DT-distribution⁴ for $S = 0.7mm$. Mean value + RMS of distribution is $5.3 * 10^{-5}$. So if some of the χ^2 is higher than this threshold than we go for second stage.

On the figure 14b you can see distribution wire sag calculation for 180 histograms with 5k events statistic. Precision in this case $\sim 50\mu$. The algorithm of sag estimation is pretty simple: wire offset value equal to the best match between *test* and *core* histogram.

After we know sag value at some points of the tube or every where we can make one awesome collective analysis. The smoothing of wire offset value along the tube will give us much more precision results.

From the Fig.15b the distribution of χ^2 for adjacent point have narrower distribution by comparison to "self-comparison" χ^2 distribution. Therefore method of reconstructing of wire offset that based on comparison of DT-distribution histogram can find wire offset much precisely.

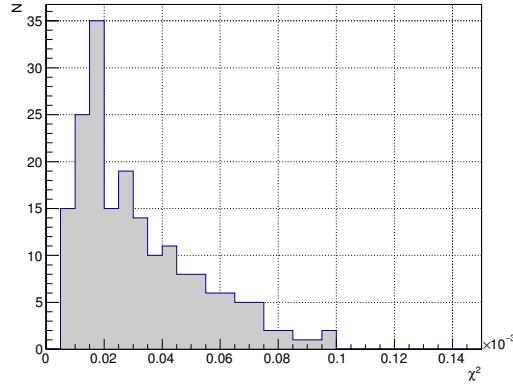
6.4 Practical measurements of DT-distribution

We need second detector that can measure position of muon that hit STRAW tube. It can be Si strip sensor based detector or detector based on scintillation with the same destination.

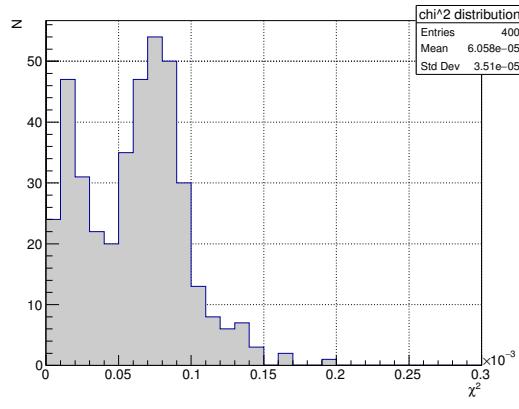
Each kind of detector have it's own advantages and disadvantages. The potential cell unit (strip or pixel) of Si detector will be smaller than in scintillator but also is much expensive. At the current stage we deal with 1cm diameter tubes. So scintillator is primal target. But it can shift to the Si sensors if scintillators will not provide satisfied precision.

Preliminary chem of DT-measurements you can see on the picture Fig.16
In this method detector before tube (D1) and detector placed after the

⁴pair comparison give us $C_{20}^2 = \frac{20!}{2!18!} = 190$ different combinations



(a) χ^2 distribution of comparison of 20 DT-distribution diagrams each other ($C_{20}^2 = 190$ combinations)



(b) χ^2 distribution of comparison DT-distribution histograms 0.6mm S vs 0.7mm

Рис. 15: Comparison of χ^2 distributions for self-comparison of DT-distribution diagram.

tube(D2) in total should provide sufficient precision for track reconstruction to be able distinguish tracks for different section of the tube (approximately as shown on the Fig. 13). Muon flow should be homogeneous and so D1 and D2 also should cover full acceptance of the tube.

The profile of wire sagging can be measured by optical method. Wall of is very thin, so it can be simplest way to get sag profile.

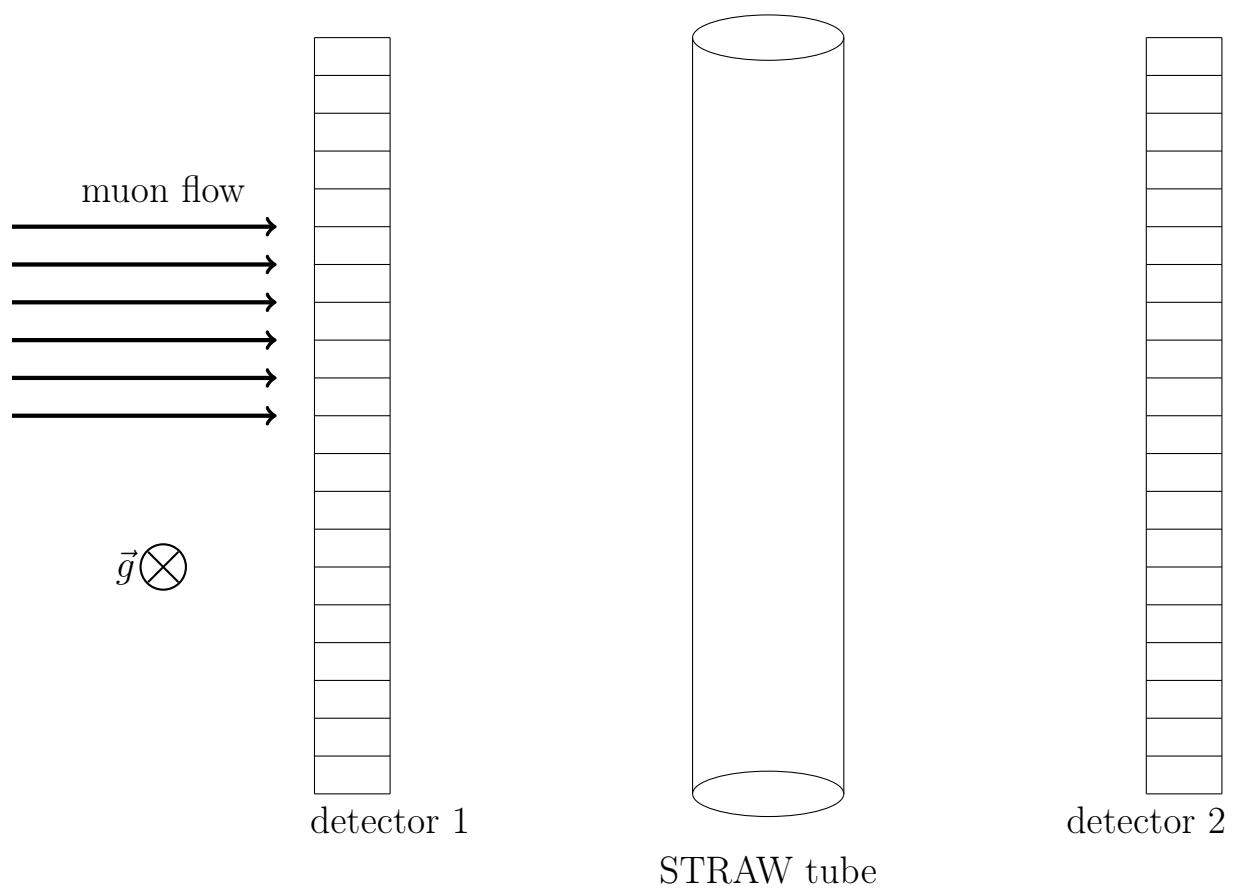


Рис. 16: principal layout of measurement of core DT-distribution histogram

7 Track reconstruction

The time between the track hit time stamp and the signal rising edge is a measure of *drift time* of these electrons. The relation between the *drift time* and the distance from the track to the center of the tube(wire while no sag for centered wire) is called *drift time - distance relation* or *tr-relation*.

The drift time t is a function of track position (relative to the wire) and electric field along the drift trajectory.

Assumed that the working position for straws will be parallel to the particle bunch, and acceptance of particle spreading will not be significantly big. So tracks will be collinear each other within every separate STRAW tube unit.

Summing the above mentioned we have one dimension task – reconstruct tracks on vertical axis⁵ (see examples of outcome tr-distribution $t = t(r, s = 0)$ in Fig.17a and Fig.17b) even the wire sagging. Sagging will be always down thanks to gravitation force \vec{g} .

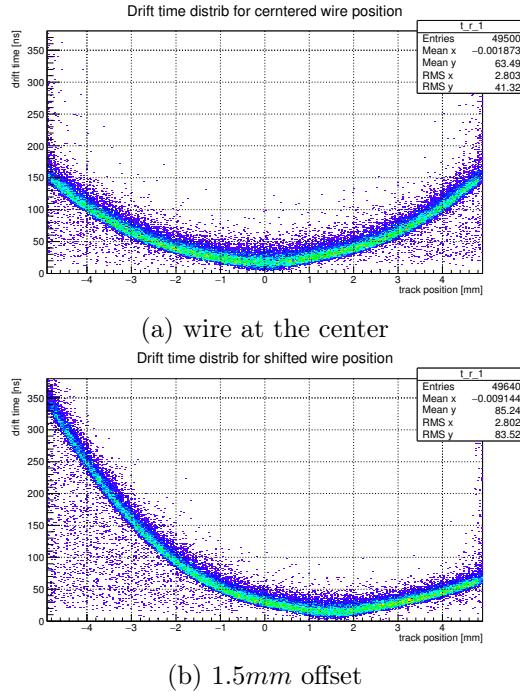


Рис. 17: Distribution of drift time t_{drift} as function of track position r_{track} relatively to the tube center

The rt-relation is differ along the tube because different wire position s . Thus we have for the drift time

$$t_{drift} = t_{drift}(r_{track}, s) \quad (5)$$

⁵An example of single track reconstruction which explains the approximate procedure of reconstruction you can see on Fig.4

The idea to STRAW tube is to find the inverse dependence

$$r_{track} = r_{track}(t_{drift}, s) \quad (6)$$

From the section "Sag estimation" we can find sag profile for straw. Therefore the rt-calibration becomes 1 dimension less:

$$r = r(t, s = const) \quad (7)$$

7.1 How drift time resolution depend on wire offset?

Distorting of electric field inside the tube invoked by wire displacement from the center position will make an effect on drift time. Here we are going to estimate magnitude of drift time change.

As was noted above we make a binning for our data along the r_{track} (fig. 17a, 17b). The resolution at every bin is RMS of every bit diagram (fig. ??).

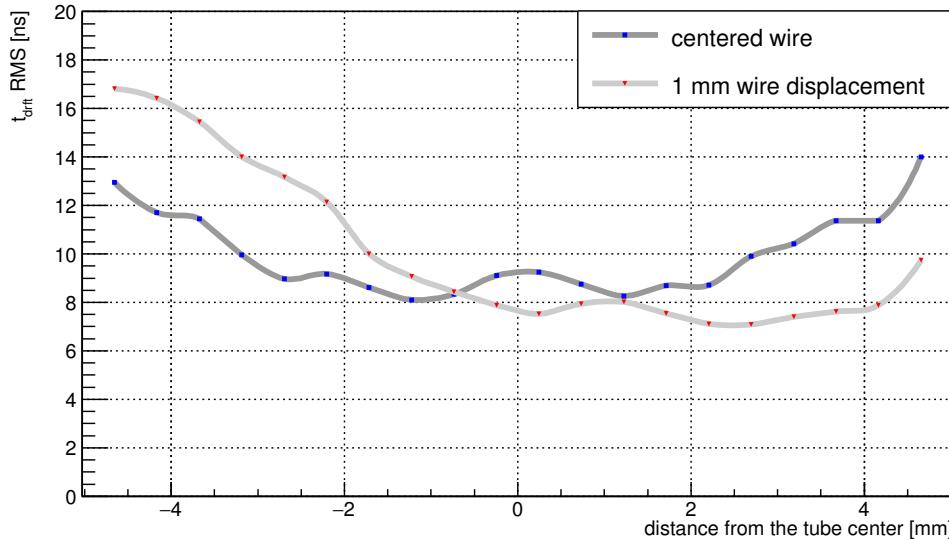


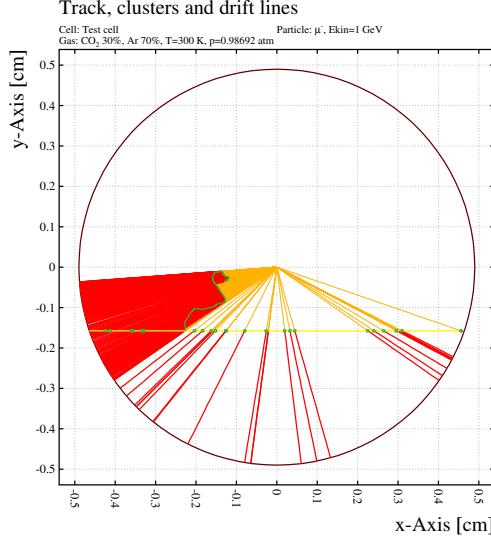
Рис. 18: Resolution of drift time as a function of distance from the wire.

We are dealing with probabilistic nature of clustering that spread rt-relation from thin line. The leakage noise is also present in calculation but the effect of it is not very high (especially in this calculation).

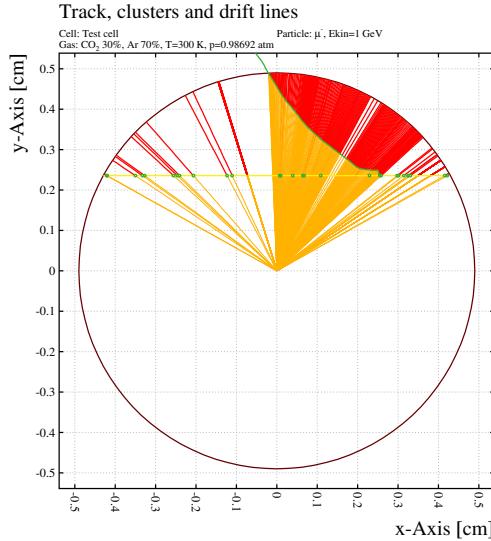
Every plot of output current (see fig. 5) consist of 1000 equidistant frames. The threshold is set to 5σ of noise. Leakage noise make effect on drift time measurements in case its amplitude becomes higher than threshold value in range from $t = 0$ to $t = t_{drift}$. At five-sigma there is only one chance in nearly two million that a random fluctuation would yield the result. The drift time for tracks close to the tube edge can be up to 150 ns and 300 ns in case

wire displaced. The probability to meet noise above threshold value is less than 0.02%.

Another source of noise points on tr-distribution comes from δ -electrons that cause secondary ionisation in tube volume. The impact do only those electrons which are emitted in the direction of the wire(see example on fig.19a).



(a) δ -electron affects on drift time



(b) δ -electron that moves away from the wire has no affect on drift time

Рис. 19: Garfield simulation with δ -electron presence. Red lines - ion trajectory, yellow - electrons. Trajectory of δ -electron marked by green curve line.

The number of events out of TR-ralation because of δ -electrons is quite small. Especially percentage of events where δ -electrons make effect on drift time is less that 1% of total number of events in GARFIELD simulations.

Tube wall is very thin but particle still can cause δ -electrons when crossi-

ng it. GEANT4 studies show that such kind effect also presents in interaction of muon with tube volume, and percentage of events with δ -electron that affect drift time even less than 0.2%.

7.2 Finding of rt-relation

The rt-relation depict relation between drift time and track position. The idea is to find the best fit of give data to achieve higher resolution and avoid systematic errors.

The problem that we have to minimize influence of noise while fit. One suppose that the noise have approximately homogeneous distribution of points that locates below the main line of distribution. Consequently we can filter it by fitting only points from regions with local point density higher than some threshold value. Another way is to make a binning our distribution along the track position and fit every 1-D histogram by Gaussian. The fit points of Gaussian mean values by fit function.

Nevertheless our data contain very small amount of "non-track"points.

TR-relation is asymmetry relatively to the $r = 0$ almost in all cases except wire in the center of the tube. Therefore we have to calibrate for every of branches. It means we need to find two track positions for every of drift time value and reject one of them in further data processing stages.

In previous section we found way to measure wire sag profile. So we can use this trick in present stage for separating data into "right" and "left" branch. Every of branches we will calibrate separately.

Lets suppose we can fit every of tr-diagram by pair of analytic fit function (8):

$$t(r_{track}) = e^{a_0 + a_1 r_{track}} \quad (8)$$

If the figure ?? you can see tr-relation. Fitting is not perfect because of using simple fit function template (8). But we will use reverse to the (8) relation, because we have to find r_{track} from known t_{drift} . We can do it be because the aim of this studies is not a precision calibration but global evaluation affect of wire sagging into total result.

As you can see in the figure ?? red fit line does not cover whole drift time spectre. So events with drift time less than covered range(less than $\sim 20ns$) counts as track through the wire:

$$r_{track}(t_{drift} < t_{min}) = r_{wire\ pos} \quad (9)$$

where $t_{min} = \min(t_{drift}(r_{track}))$, $r_{track} = \overline{(-r_{tube}, r_{tube})}$. Respectively tracks with drift time higher than maximum of fit function range artificially counts as tracks with near tangents to the tube position $r_{track} = \pm r_{tube}$ (because

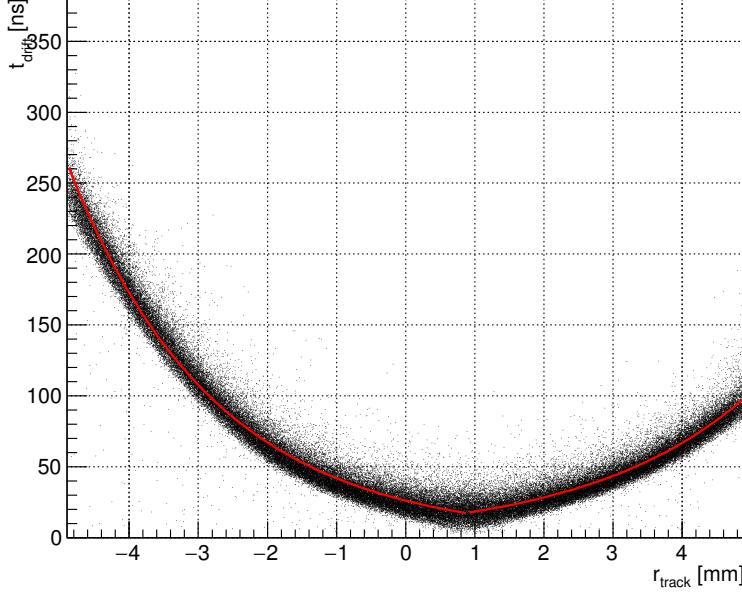


Рис. 20: TR-relation fitting for 0.9mm wire offset value

efficiency decreases near the tube wall down to 20%).

7.3 Track reconstruction precision

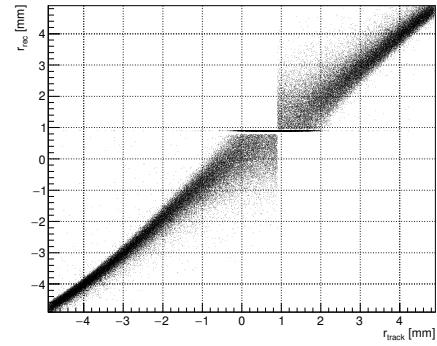
Obviously precision is head factor when during we decide design of detector.

The STRAW tube tracker should be as light as possible to avoid multiple scattering on structural components of detector. But design should be changed within reason if precision suffers from this⁶.

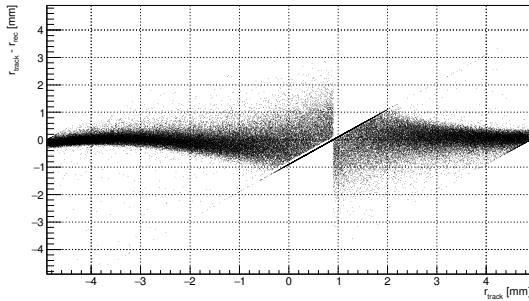
How precision of track reconstruction depends on wire position(wire displacement)?

As you can see on figure ?? there are no significant difference of track reconstruction precision between two mode of wire location despite of the increasing drift time for displaced wire position(with almost factor of two). The highest resolution($\sim 0.1\text{mm}$) near the tube wall and worst value $\sim 0.6\text{mm}$ is near the wire because the clustering effect. Higher gas pressure should resolve this problem.

⁶Especially design with no sagging works well for experiment NA62 []. But they have more than 2 times shorter straw when tube have insert in the middle of the tube. So sagging becomes negligible in this case.



(a) reconstructed track position r_{rec} as function of true track position r_{track}



(b) $r_{track} - r_{reconstructed}$ as function of r_{track}

Рис. 21: Distributions of matching of track position to their reconstructed value.

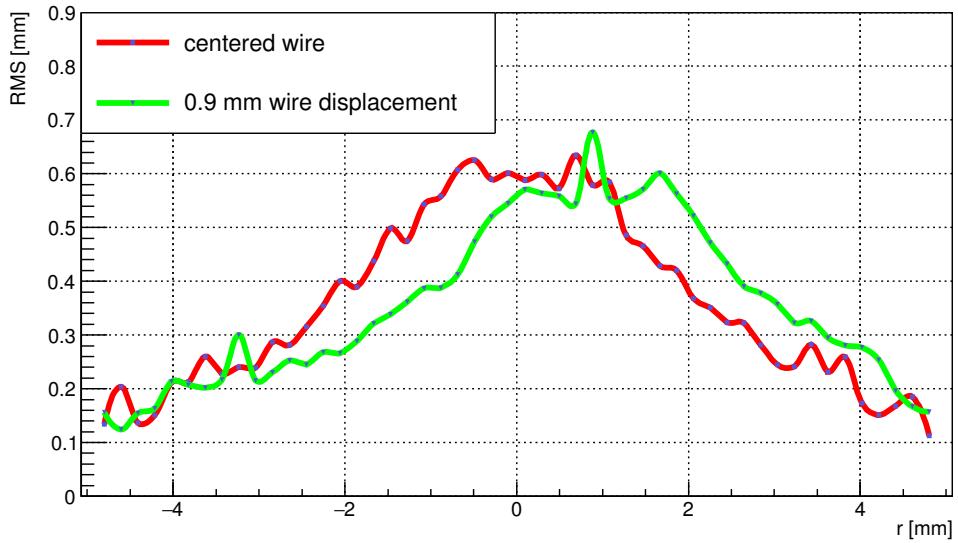


Рис. 22: Comparison of track reconstruction precision for two wire position. Value of precision at every point means RMS of data sample near corresponding track position r . Red line corresponds to the centered wire position, green line – to the 0.9mm sagged wire position.

8 Measurements

За період перебування в ЦЕРНі було проведено виміри деяких важливих параметрів дрейфової трубки. Хоча довжина тестової трубки сягала порядку 50 см в довжину, це не завадило провести виміри там де довжина трубки не грає ролі.

Трубка виготовлена в м. Дубна була доставлена в ЦЕРН у відповідну механіку яка включає в себе кріплення трубки, має канали для циркуляції і газової суміші в трубці, конектори до заземлення стінок трубки та високої напруги до дроту.

Вся система не може похвастатися компактністю, тому уникнути "паразитичних" ємностей в місцях де їх не має бути не вдалося. Про міру впливу даного недоліку зараз мова не йде, так як нема з чим порівнювати - конструкція тестового стенду, що включає всі кріплення та фіксації трубки нерозбірна.

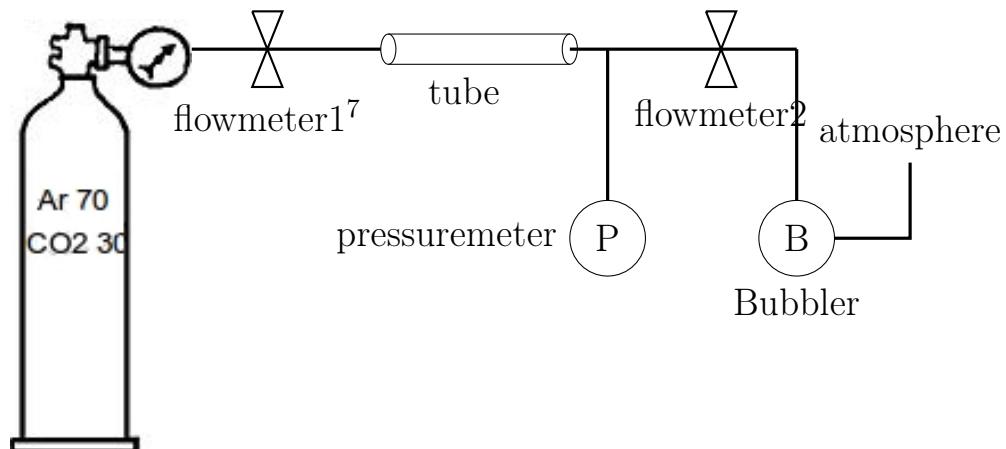


Рис. 23: Схема циркуляції газу та контролю тиску, і потоку газу через трубку

Електрична схема підключення трубки показана на Рис.24.

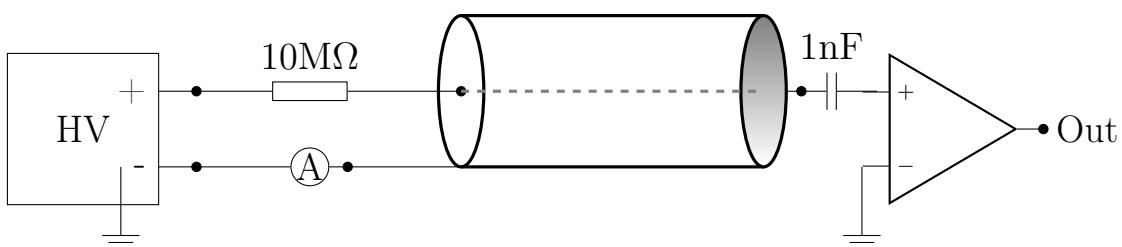


Рис. 24: Електронна схема підключення тестового зразка дрейфової трубки.

Як видно з рисунку схема для дослідження зразка трубки є досить проста.

В нашій наявності було джерело Fe^{55} яке підходить для калібривки дрейфової трубки. Fe^{55} в нашому випадку виступає джерелом фотонів з майже моноенергетичним спектром з енергією 5.9 keV.

Першим і найбільш важливим параметром, який необхідно виміряти за допомогою даної установки буде коефіцієнт підсилення сигналу в трубці G (3).

Ідея полягає в тому, щоб виміряти заряд, що протікає через електричне коло трубки за одиницю часу і по ньому знайти коефіцієнт газового підсилення. Будемо дотримуватися тієї точки зору, що струм через амперметр (see fig. 24) за відсутності радіоактивного I_0 джерела буде сталій з часом. Цей струм може мати місце в результаті струмів витоку в колі або ж фактом реєстрації трубкою фонових частинок (наприклад атмосферних мюонів). Тож за наявності джерела Fe^{55} весь надлишковий струм $\Delta I = I - I_0$ в колі дрейфової трубки буде пов'язаний лише з реєстрацією гамма-квантів джерела Fe^{55} .

З іншої сторони ΔI можна виразити через початкову кількість електронів та коефіцієнт газового підсилення (10):

$$\Delta I = G N_0 e, \quad (10)$$

тут G - коефіцієнт газового підсилення; N_0 - кількість початкових електрон-іонних пар за одну секунду, e - заряд електрона в Кл.

$$N_0 = R \cdot \langle n \rangle = R \cdot \sum_n np(n) \approx R \int_0^\infty np(n) dn; \quad (11)$$

Тут $p(n)$ - імовірність того, що фотон з енергією 5.9 KeV провзаємодівши з атомом аргону утворить n електрон іонних пар, R - частота реєстрації сигналів [Hz] так як нам потрібно знайти кількість електрон-іонних пар за час 1с. Розрахунок розподілу $p(n)$ в GARFIELD подано на рисунку ???. Як видно з рисунку в розподілі $p(n)$ присутньо 2 піки: основний фотопік, та менший escape peak. The escape peak for argon is known to be 3.2 keV less than the primary peak. An escape peak is formed by a number of photon interactions in the gas resulting in one primary ionization electron and a re-emitted X-ray with a long mean free path.

Постановка експерименту виглядає досить примітивно. На виході з підсилювача (див рис.24) сигнал подається на дискримінатор з порогом спрацьовування виставленим на рівні достатньому для реєстрації сигналів але достільно високим, щоб шум не зараховувався. Сигнал з дискримінатора у вигляді прямокутного сигналу подається на лічильниках, який спрацьовує по зростаючому фронту. Така схема має малий мертвий час порядку $0.5\mu s$, тому для частоти сигналів $R \sim 5000 \frac{\text{events}}{\text{second}} \approx 200 \frac{\mu s}{\text{event}}$ кількість незарахованих сигналів буде нищівно мала.

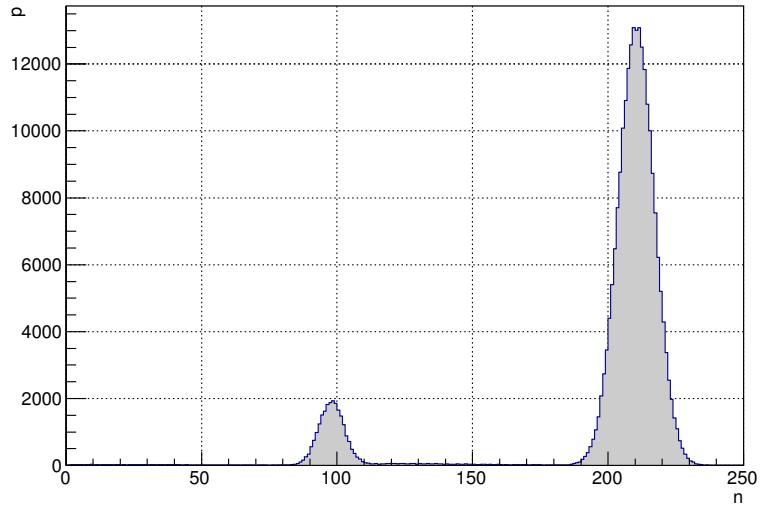


Рис. 25: Розподіл актів взаємодії фотонів енергії 5.9 кeВ з газом Аргону від кількості первинних електронів, утворених в об'ємі дрейфової трубки

Для першої оцінки коефіцієнту підсилення ми припускаємо про таку собі суперпозицію лавин і лінійну маштабованість амплітуди кінцевого сигналу від кількості початкових електронів(далі ми покажемо що це не так).

З розподілу на рис.25 знаходимо $\langle n \rangle = 197.87$ для середньої кількості первинних електронів від акту взаємодії фотону енергії 5.9keV з атомами газу $Ar70\% + CO_230\%$.

Результати вимірювань представимо у вигляді таблиці 3. Криві коефіцієнту підсилення $G(V)$ для ряду значень тиску зображені на рис.

Для обрахунку сигналу спершу розглянемо специфіку взаємодії гамма-квантів з енергією 5.9 KeВ з Аргоном.

8.1 Експериментальний спектр від джерела Fe55

Fe^{55} - по суті є джерелом гамма-квантів з енергією 5.9 KeВ. На практиці очікуємо побачити 2 піки відповідно до симуляції(дивись рис. 25).

Для того, щоб вести мову про спектр спершу необхідно кожному сигналу привести у відповідність число яке лінійно залежало би від амплітуди сигналу на виході з трубки. В нашому випадку такою величиною є інтеграл від сигналу вздовж часу порядку протяжності сигналу.

Підсилений сигнал на виході з підсилювача через через лінійний розгалужувач паралельно пускається на дискримінатор та систему затримки. З сигналу від дискримінатора формує сигнал для вибірки сигналу, а також сигнал busy, впродовж якого аналізуча система не приймає

Gain(no cor)	P[bar] (U[V])	HV [V]	Thr [mV]	I [nA]	RMS [nA]	Rate [Hz]
11138	1.0(0.857)	1600		1.7700	0.0919	=
18196	1.0(0.857)	1650		2.8915	0.1598	=
29255	1.0(0.857)	1700	32	4.6490	0.2328	4965.9
47012	1.0(0.858)	1750		7.4707	0.4380	=
73159	1.0(0.857)	1800		11.6257	0.5630	=
9885	1.106(0.906)	1650		1.6921	0.1099	=
15747	1.106(0.905)	1700		2.6955	0.13381	=
25275	1.106(0.905)	1750	32	4.3263	0.1975	5349.0
39887	1.106(0.906)	1800		6.8274	0.2841	=
61359	1.106(0.906)	1850		10.5028	0.4567	=
9260	1.205(0.951)	1700		1.6921	0.1053	
14536	1.205(0.951)	1750		2.6562	0.1274	
22991	1.205(0.951)	1800	32	4.2012	0.1900	5710
35777	1.205(0.951)	1850		6.5376	0.2880	
54684	1.205(0.951)	1900		9.9924	0.5284	
5444	1.309 (0.998)	1700		1.03	0.06	
8351	1.309 (0.998)	1750		1.58	0.14	
13267	1.309 (0.998)	1800		2.51	0.12	
20615	1.309 (0.998)	1850	32	3.90	0.15	5987
31716	1.309 (0.998)	1900		6.00	0.29	
48102	1.309 (0.998)	1950		9.10	0.38	
69987	1.309 (0.998)	2000		13.24	0.50	
100751	1.309 (0.998)	2050		19.06	0.78	

Табл. 3: Виміри коефіцієнту підсилення трубки

сигнал(по суті це є мертвим часом даної детекторної установки). Затриманий сигнал від підсилювача інтегрується протягом sampling signal і оцифровується 10 бітним АЦП. Оцифрований сигнал через оптичний канал посилається на ПК де дані гістограмуються в окремий root-файл.

Процес sampling + storing досить часо затратний, і мертвий час в даному випадку є більший за середню відстань між подіями в трубці, тому є велика імовірність пропустити події.

Етап самплінгу побудований таким чином, що дозволяє відкалибрувати сигнал для випадку відсутності сигналу в трубці. На кінцевій гістограмі це виливается в маленький пік. Відносно нього ми і будемо калібруватися. Другою реперною точкою в нас буде фотопік від gamma

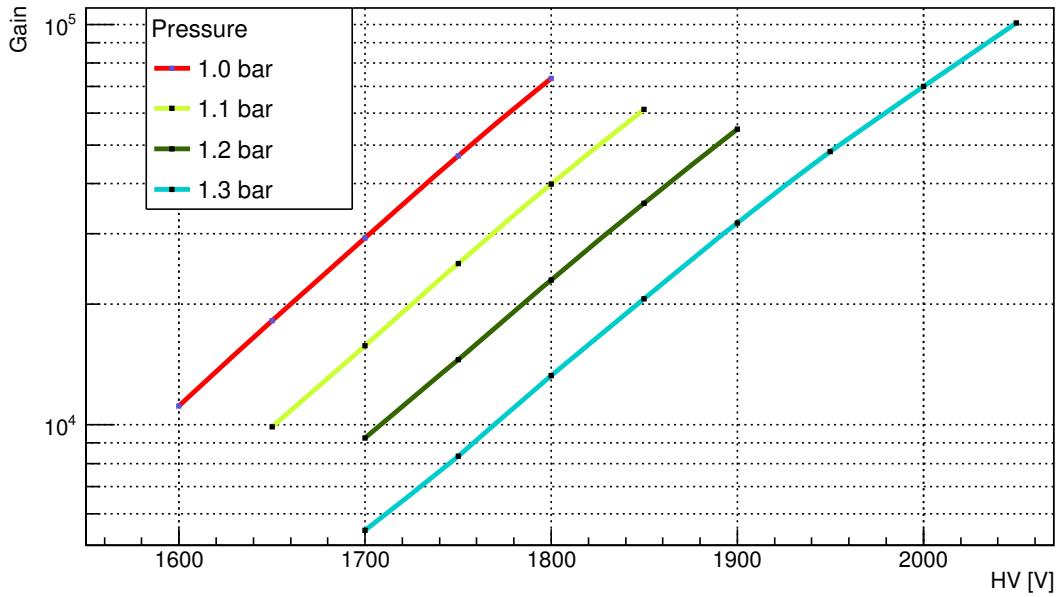


Рис. 26: Експериментальні криві коефіцієнту підсилення для набору значень тиску в дрейфовій трубці

квантів 5.9 КeВ джерела Fe^{55} .

контрольна точка	канал	к-сть електронів на подію(симуляція)
п'єдестал ($gauss \mu \pm \Delta\mu$)	301.1 ± 0.3	0
5.9 keV	2107.4 ± 0.3	210.42 ± 0.01
escape peak	1253.3 ± 0.9	97.99 ± 0.03

Табл. 4: Координати центрів піків на симуляціях(в одиницях кількості електронів на подію) та спектр зі спектрометра (вихід 12 бітного АЦП)

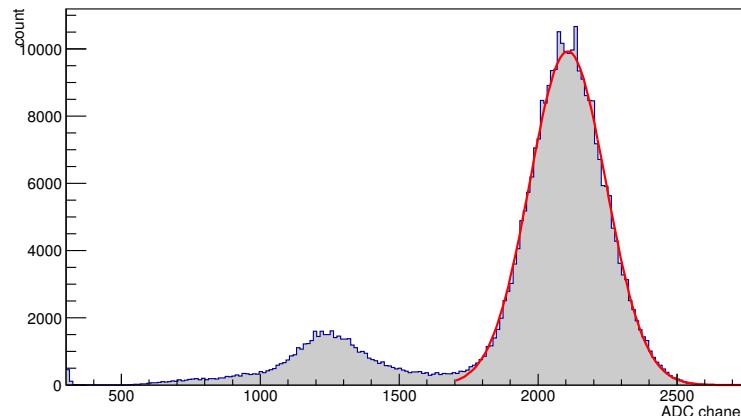


Рис. 27: Експериментальний спектр від Fe^{55} в одиницях каналів АЦП

8.2 Ефект просторового заряду

Тестове джерело Fe^{55} є джерелом гама квантів енергії $\sim 5.9keV$ які в разі фотоефекту з атомами газу аргону утворюють ~ 200 іон-електронних пар. Під дією сильного електричного поля між анодом і катодом така хмара електронів починає дрейфувати в напрямку дроту. Будь який просторовий заряд утворює своє власне е/м поле чим викривлює зовнішнє. В результаті парціальні лавини на окремий первинний електрон хмари утворює лавину мершого розміру порівняно з одиничним електроном (як наприклад від іонізації мюооном).

Даний ефект був спостережений на практиці.

Такі висновки були отримані з міркувань лінійного підсилення сигналу підсилювачем.

Відкалібрувавшись з таблиці 4 на фотопік - положення піку вильоту не збігається з очікуваннями.

$$channel_{escapePeak} = \frac{2107.4 - 301.1}{210.42} 98 + 301.1 = 1142.3 \neq 1253.3, \quad (12)$$

9 Висновки

В даній роботі було показано, що реконструкція положення треку в горизонтально розташованій дрейфовій трубці, яка допускає провисання дроту є можливим. Точність реконструкції треків, перпендикулярних до напряму провисання дроту для випадку зміщеного дроту така ж як і у випадку центрованого дроту.

Розрахунки коефіцієнту газового підсилення в програмному пакеті GARFIELD менші в ~ 2.5 рази за значення отримані експериментально для прототипу трубки. Симуляції коефіцієнту підсилення необхідно перерахувати в пакеті Garfield++.

Була розроблена методика знаходження профілю провисання дроту, яка необхідна для калібрувки дрейфових трубок, що базується на порівнянні розподілів часу дрейфу для кожної з секцій дрейфової трубки. Точність визначення положення дроту з використанням цього методу краще як 50мкм але може бути значно поліпшений з використанням комплексного підходу для реконструкції одразу повного профілю провисання дроту.

На прототипі дрейфової трубки були проведені виміри коефіцієнту газового підсилення в трубці в області робочих напруг і тисків.

При калібрувці дрейфової трубки з використанням радіоактивного джерела фотонів Fe^{55} спостерігався ефект просторового заряду.

10 Подяка

Передусім хочу висловити подяку Боярському Олексію(Boyarsky Alexey) та Шапошнікову Михайлові(Mikhail Shaposhnikov) за надання можливості виконувати магістерську роботу в ЦЕРНі. Висловлюю величезну подяку науковому керівнику Massimiliano Ferro-Luzzi за сприяння і всебічну допомогу у виконанні дипломної роботи, а також Rob Veenhof за допомогу при роботі в пакеті GARFIELD. У вимірюваннях з дрейфовою трубкою разом зі мною приймали участь Юрій Гус та Сергій Мовчан які допомагали мені в розумінні фізичних ефектів і ознайомленні з експериментальним технічним устаткуванням. Висловлюю подяку своєму керівнику від КЯФ Безшийко Олег Анатолійовичу за допомогу з дипломною роботою та вирішенням організаційних питань. Особливу подяку висловлюю Яригіній Оксані за моральну підтримку і допомогу в роботі над текстом.

11 Додаток

11.1 Датчик тиску

Для вимірювання тиску в дрейфовій трубці використовувався датчик тиску(pressure transmitters) від компанії SensorTechnics[®]. На приладі за значено ідентифікаційний код ID:СТЕ9005AQ4, по якому було знайдено відповідну документацію від виробника [5].

Згідно до документації та маркування, даний прилад розрахований на вимірювання тиску в діапазоні від 0 . . . 5 bar. Проте безпосередньо на самому манометрі вказано діапазон 0 . . . 3,5 bar. Тож для використання даного приладу ми вдалися до додаткової калібровки.

Для досягнення даної цілі було використано 2 контрольні точки: показник струму для атмосферного тиску в даний момент, і струм для вакууму. Для досягнення вакууму була використана помпа що понижувала тиск до значення < 0.001 bar що можна вважати за вакуум.

Табл. 5: Control points for calibration of pressure transmitter.

тиск [bar]	напруга [V]
<0.001	0.405
1	0.858

Таким чином залежність напруги що знімається на резисторі 100Ω залежить від тиску по закону:

$$V = 4.05 + 0.453 \cdot P[\text{bar}] \quad (13)$$

$$P[\text{bar}] = -0.894 + 2.2075 \cdot V \quad (14)$$

Література

- [1] <http://garfield.web.cern.ch/garfield>
- [2] Outer Tracker calibration and open charm production cross section measurement at LHCb. Kozlinskiy A.V. 2013.
- [3] SHiP Technical Proposal from 8 april 2015: arXiv:1504.04956v1
- [4] F. Hahn, F. Ambrosino, A. Ceccucci, H. Danielsson, N. Doble, F. Fantechi, A. Kluge, C. Lazzeroni, M. Lenti, G. Ruggiero, M. Sozzi, P. Valente, and R. Wanke. NA62: Technical Design Document. Technical Report NA62-10-07, CERN, Geneva
- [5] DataSheet for Pressure transmitters for corrosive liquids and gases CTE/CTU9000 series. http://www.first-sensor.com/cms/upload/datasheets/DS_Standard-CTE-CTU9000_E_11509.pdf
- [6] W. Bonivento, A. Boyarsky, H. Dijkstra, U. Egede, M. Ferro-Luzzi, B. Goddard, A. Golutvin, D. Gorbunov, R. Jacobsson, J. Panman, M. Patel, O. Ruchayskiy, T. Ruf, N. Serra, M. Shaposhnikov, and D. Treille. Proposal to Search for Heavy Neutral Leptons at the SPS. Technical Report CERN-SPSC-2013-024. SPSC-EOI-010, CERN, Geneva (Oct, 2013).
- [7] Garfield++ is a toolkit for the detailed simulation of particle detectors that use gas and semi-conductors as sensitive medium. <http://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp/>
- [8] Time Calibration of Hera-B the Outer Tracker Chambers in a Cosmic Ray Setup at NIKHEFF, W. Hulsbergen, O. Steinkamp, G. van Apeldorn, M. Brruinsma and W. Ruckstuhl. January 2000.
- [9] Particle Detection with Drift Chambers, Walter Blum, Werner Riegler, Luigi Rolandi. 2008 Springer-Verlag Berlin Heidelberg
- [10] GASEOUS DETECTORS FUNDAMENTS, Fabio Sauli, CERN Geneva Switzerland, 2011.
- [11] Thermal Stretching of GEM Foils and Characterization of Triple-GEM Detectors for Uses in Astronomy, Bryant Benson, april, 2011.