

Бесплатно



АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
ЛЕНИНГРАДСКИЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
им. Б. П. Константинова

В. А. Андреев	П. Купер
А. А. Воробьев	Дж. Лах
Г. Е. Гаврилов	Д. М. Селиверстов
В. Т. Грачев	Н. Н. Смирнов
П. Графстрем	Н. К. Терентьев
А. С. Денисов	И. И. Ткач
А. Г. Крившич	В. А. Щегельский

препринт № 1186  
апрель 1986

ДЕТЕКТОР  
ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ  
В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ПО ИЗМЕРЕНИЮ  
АСИММЕТРИИ В  $\beta$ -РАСПАДЕ  
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ  $\Sigma$ -ГИПЕРОНОВ

Ленинград

В. А. Андреев, А. А. Воробьёв, Г. Е. Гаврилов,  
В. Т. Грачёв, П. Графстрём<sup>ж)</sup>, А. С. Денисов,  
А. Г. Крившич, П. Купер<sup>жж)</sup>, Дж. Лах<sup>ж)</sup>,  
Д. М. Селиверстов, Н. Н. Смирнов, Н. К. Терентьев,  
И. И. Ткач, В. А. Щегельский

ДЕТЕКТОР ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ  
В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ПО ИЗМЕРЕНИЮ АСИММЕТРИИ  
В  $\beta$ -РАСПАДЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ  $\Sigma^-$ -ГИПЕРОНОВ

ж) Национальная ускорительная лаборатория им. Э. Ферми,  
Батавия, США.

жж) Йельский университет, Нью Хейвен, США

V.A.Andreev, A.A.Vorobyov, G.I.Gavrilov, V.T.Grachev,  
P.Grafström<sup>\*)</sup>, A.S.Denisov, A.G.Krivschich, P.Cooper<sup>\*\*)</sup>,  
J.Lach<sup>\*)</sup>, D.M.Seliverstov, N.N.Smirnov, N.K.Terentyev,  
I.I.Tkatch, V.A.Schegelsky

THE ELECTRON TRANSITION RADIATION DETECTOR  
IN THE EXPERIMENT TO MEASURE THE ASYMMETRY  
IN THE BETA DECAY OF POLARIZED  $\Sigma^-$ -HYPERONS

Abstract

A large size transition radiation detector consisting of 12 identical sampling units of polypropylene foils radiators coupled to xenon-methan proportional chambers is a part of the experimental set up to measure the electron asymmetry in the beta decay of polarized  $\Sigma^-$ -hyperons (E715, FNAL).

<sup>\*)</sup> Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, USA.

<sup>\*\*)</sup> Yale University, New Haven, USA.

(С) ЛИАФ, 1986

А н н о т а ц и я

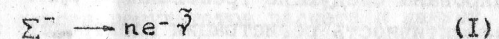
В работе описывается широкоапертурный детектор переходного излучения электронов. Детектор состоит из 12 идентичных модулей. Радиаторы детектора сделаны из полипропиленовой плёнки. Для регистрации квантов переходного излучения применялись наполненные смесью ксенона и метана пропорциональные камеры. Детектор использовался для идентификации электронов при исследовании  $\beta$ -распада поляризованных  $\Sigma^-$ -гиперонов в эксперименте E715, выполненном в Национальной ускорительной лаборатории им.Э.Ферми.

ВВЕДЕНИЕ

Детекторы переходного излучения находят всё более широкое применение в современном физическом эксперименте для идентификации частиц в области высоких энергий, где традиционные методы (черенковские счётчики, детекторы ионизационных потерь) становятся малоэффективными. Переходное излучение  $/I/$  возникает при прохождении заряженной релятивистской частицы через границы раздела двух сред с различными диэлектрическими постоянными. К настоящему времени свойства переходного излучения подробно изучены  $/2+5/$ . Количественная теория переходного излучения проверена в ряде экспериментов  $/6+8/$  и позволяет вычислять параметры детектора переходного излучения с достаточной для практики точностью.

В данной работе описывается детектор переходного излучения, разработанный и изготовленный в ЛИАФ АН СССР. Характеристики детектора были исследованы на пучке гиперонного канала ускорителя Тэватрон в Национальной ускорительной лаборатории им.Э.Ферми. Детектор использовался для идентификации электронов в эксперименте E715 по измерению асимметрии в  $\beta$ -распаде поляризованных  $\Sigma^-$ -гиперонов  $/9/$ .

Основной проблемой в этом эксперименте было выделение исследуемой реакции



на фоне в 1000 раз более интенсивной реакции



Различить эти реакции, опираясь только на кинематические критерии, было невозможно. Поэтому необходимо было разработать систему идентификации частиц, способную эффективно выделять электроны на большом фоне  $\Pi$ -мезонов. К тому же, в эксперимент E715 речь шла о прецизионном (с точностью в 1%) измерении электронной асимметрии. Это означало, что эффективность детектора электронов должна была быть либо исключительно однородной по площади детектора, либо очень высокой ( $\epsilon_e \geq 99\%$ ). В последнем случае вариации неэффективности  $\bar{\epsilon}_e$  регистрации электронов по площади детектора на уровне  $\Delta \bar{\epsilon}_e / \bar{\epsilon}_e \sim 20\%$  не могли бы привести к заметной ложной асимметрии. Именно этот путь и был выбран нами при конструировании детектора. Итак, основным требованием к создаваемому детектору была высокая эффективность регистрации электронов.

Одновременно в эксперименте необходимо было обеспечить высокую степень режекции  $\Pi$ -мезонов (на уровне  $R_{\Pi} \approx 10^5$ ). Получить столь высокий коэффициент режекции  $\Pi$ -мезонов при  $\epsilon_e \geq 99\%$ , используя только детектор переходного излучения, очень трудно. Поэтому было решено использовать комбинацию: детектор переходного излучения (ДПИ) + электромагнитный калориметр (ЭМК) на основе блоков из свинцового стекла. При этом требования к ЭМК были довольно скромными ( $R_{\Pi} \sim 10^2$ ,  $\epsilon_e \approx 96\%$ ). Несколько пониженное требование к эффективности ЭМК объясняется тем, что эту эффективность можно было достаточно точно измерять в "off-line" анализе, используя электроны из исследуемой реакции  $\Sigma^- \rightarrow \pi^- e^- \bar{\nu}$ , специально отобранные с помощью ДПИ. В этом случае изменялась только логика отбора событий в ДПИ и допускалась несколько меньшая эффективность  $\epsilon_e$  в ДПИ, что для калибровки ЭМК не имело значения. Возможность использования ДПИ в комбинации с ЭМК - одно из положительных качеств этого детектора. Таким образом, были сформулированы следующие требования к ДПИ:

- эффективность регистрации электронов  $\epsilon_e \geq 99\%$ ,
- коэффициент режекции  $\Pi$ -мезонов  $R_{\Pi} \geq 10^3$ ,

- площадь детектора  $1,0 \times 0,6 \text{ м}^2$ ,
- длина по пучку  $\leq 5 \text{ м}$ ,
- количество вещества на пучке  $\leq 0,1 L_{\text{rad}}$  ;  $\leq 0,1 L_{\text{int}}$ ,
- время регистрации  $\leq 400 \text{ нс}$ .

Импульс  $\Sigma^-$ -гиперонов в пучке составлял  $\sim 250 \text{ ГэВ/с}$ . При этом энергия детектируемых электронов ( $\Pi$ -мезонов) была в диапазоне  $9+95 \text{ ГэВ}$ . Как будет видно из дальнейшего, этот диапазон энергии является оптимальным для использования ДПИ.  $\Sigma^-$ -гипероны составляли только  $\sim 10\%$  частиц в пучке. Доминирующими же частицами были  $\Pi^-$ -мезоны, и их интенсивность составляла  $\sim 2 \cdot 10^5 \text{ П/с}$ . И хотя ДПИ помещался после анализирующего магнита, однако угол отклонения частиц пучка с импульсом  $250 \text{ ГэВ/с}$  был небольшим в результате основной пучок проходил через чувствительную зону ДПИ. Поскольку, однако, ДПИ относительно прозрачен к  $\Pi$ -мезонам, то это не привело к каким-либо проблемам, связанным с перегрузкой детектора. Поэтому не возникло необходимости введения "мёртвой зоны" в районе прямого пучка - ещё одно несомненное достоинство ДПИ.

В данной работе для идентификации заряженных частиц с помощью ДПИ применён метод регистрации "ионизационных кластеров" /I, II/. Метод основан на том, что ионизация от прошедшей частицы распределена практически равномерно по толщине рабочего слоя газа пропорциональной камеры, а поглощение  $\gamma$ -кванта ренгеновского переходного излучения (РПИ) приводит к появлению локального сгустка вторичных электронов (ионизационного кластера), тем как фотоэлектрон с энергией несколько килоэлектронвольт имеет короткий пробег в газе. Регистрируется число кластеров с энергией превышающей порог дискриминатора. Фон в этом случае обусловлен в основном,  $\delta$ -электронами, возникающими при прохождении ионизирующей частицы в рабочем газе пропорциональной камеры.

### 1. КОНСТРУКЦИЯ ДЕТЕКТОРА ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Для оптимизации ДПИ были проведены соответствующие расчёты (см. Приложение). На основе результатов расчёта и данных, полученных в предварительных измерениях, были выбраны число модулей радиатора, состав рабочего газа и расстояние анод-катод в пропорциональной камере.

В результате, детектор переходного излучения был собран из 12 одинаковых модулей, каждый из которых содержал радиатор и пропорциональную камеру. Размеры чувствительной области детектора в плоскости, перпендикулярной направлению пучка, составляли 100 см по горизонтали и 60 см по вертикали. Длина детектора в направлении пучка была равной 4,2 м, при этом количество вещества на пучке составляло  $\sim 0,1$  рад.длины и 0,06 длины ядерного взаимодействия.

Радиатор состоял из 220 слоёв полипропиленовой плёнки толщиной 17 мкм с зазором между слоями в 1 мм. Плёнка наматывалась на алюминиевую раму в горизонтальном направлении. Зазор между слоями обеспечивался алюминиевыми прокладками, расположенными вертикально по краям радиатора, а также двумя рядами капроновых нитей диаметром 1 мм, закреплённых вертикально на расстоянии 30 см от краёв радиатора.

Пропорциональная камера содержала расположенный симметрично относительно двух катодов анод из 512 золочёных вольфрамовых проволочек диаметром 25 мкм, натянутых в вертикальном направлении с шагом по горизонтали 2 мм. Катодные плоскости изготавливались из алюминизированного майлара толщиной 40 мкм. Расстояние от анодной плоскости до каждого из катодов составляло 8 мм. Для смеси  $\text{Xe}+30\%\text{CH}_4$  и рабочего напряжения 4,6 кВ время сбора электронов в камере было равно 330 нс.

Для того, чтобы одновременно обеспечить высокую эффективность регистрации электронов ( $\epsilon_e \geq 99\%$ ) и необходимую резкость П-мезонов ( $R_{\text{П}} \geq 10^{-3}$ ), основное внимание при разработке и конструировании пропорциональной камеры уделялось получению высокой однородности коэффициента газового усиления (КГУ) по всей площади камеры. В первую очередь, это обеспечивалось накладывало жёсткие ограничения на допуски в геометрических размерах. Зазоры между анодной и катодными плоскостями определялись толщиной рамок, которые склеивались из отдельных полос стеклотекстолита. Специально разработанная технология склейки позволила изготовить рамки, неоднородность толщины которых не превышала 80 мкм, что соответствует разбросу КГУ меньше 10%.

Плотность ксенон-метановой смеси значительно превышает плот-

ность воздуха. Это приводит к возникновению избыточного давления на катодные плоскости, вследствие чего катоды прогибаются и приобретают бочкообразную форму. При этом разброс значений коэффициента газового усиления в различных точках камеры становится недопустимо большим. Избыток давления можно компенсировать с помощью дополнительного буферного объёма (рис.1), который заполняется газом с высокой плотностью и малым сечением поглощения квантов переходного излучения. По соображениям техники безопасности для заполнения буферного объёма был выбран углекислый газ. Приближённый расчёт формы катода, находящегося под действием гидростатических и электростатических сил, показывает, что минимальное значение величины  $\Delta$ , равной наибольшему отклонению катода от вертикальной плоскости (рис.1), можно достигнуть при компенсации действующих на катод сил в центральной (по высоте) точке камеры. При этом катод приобретает S-образную форму, а величина  $\Delta$  достигает минимума, равного 35 мкм (таб. лд 1). Результаты измерения коэффициента газового усиления для различных условий компенсации приведены на рис.2. Следует отметить, что буферный объём служил не только для компенсации прогиба катодных плоскостей камеры, но и препятствовал диффузии воздуха в рабочий объём камеры, а дополнительные окна (алюминизированный майлар) служили экраном от возможных электромагнитных излучений.

Для уменьшения количества каналов электроники анодные проволочки камер объединялись в стрипы по восемь проволочек в каждом. При этом оказывается, что амплитуда сигнала зависит от номера проволочки стрипа, на которой образуется лавина. На рис.3 показано изменение амплитуды сигнала со стрипа при засветке коллиматорным источником X-лучей  $\text{Fe}^{55}$  (5,9 кэВ) с шириной щели 1 мм отдельной проволочки стрипа. Как и следовало ожидать, амплитуда сигнала при облучении краёв стрипа значительно больше, чем при облучении его средней части. Для выравнивания амплитуды сигнала вводились корректирующие сопротивления, схема включения которых и результат коррекции приведены на том же рисунке.

Неоднородность коэффициента газового усиления измерялась для всех камер во время стендовых испытаний. Проверка показала, что разброс значений коэффициента газового усиления по всей

площади камеры не превышал 15%, что приемлемо в нашем случае, если учесть спектр квантов РПИ и выбранное оптическое порога регистрации квантов РПИ (рис.4).

Блок-схема электроники показана на рис.5. Усилители-дискриминаторы располагались непосредственно на пропорциональных камерах. При поглощении рентгеновского кванта в газе пропорциональной камеры образуется фотоэлектрон, имеющий относительно малый пробег, что приводит к возникновению ионизационного кластера и, соответственно, короткого импульса тока на входе предусилителя. Формирующие цепи были выбраны таким образом, что при регистрации X-лучей от источника  $Fe^{55}$  ширина импульса по основанию на выходе предусилителя не превышала 50 нс, что примерно соответствовало ширине пространственного распределения ионизационного кластера. В то же время, при прохождении ионизирующей частицы длительность импульса тока на входе предусилителя определяется максимальным временем дрейфа электронов в камере, равным 330 нс. При этом на выходе предусилителя возникает сигнал, амплитуда которого значительно ниже порога срабатывания дискриминатора. Координатная информация детектора переходного излучения в данном эксперименте не использовалась, поэтому логические сигналы от усилителей-дискриминаторов объединялись по "ИЛИ" в блоке 32 OR, а затем поступали на счётчики числа ионизационных кластеров 4SC. Информация со счётчиков поступала на специальный блок DML, в котором происходило суммирование отсчётов со всех двенадцати камер и выработывался логический сигнал, если полученная сумма отсчётов превышала заданное число. В блоке BIN определялось число сработавших камер, в которых было зарегистрировано, по крайней мере, по одному кластеру. Признаком прохождения через детектор электрона было условие срабатывания не меньше чем 7 камер с общей суммой кластеров  $\geq 12$ .

Контроль порогов дискриминаторов осуществлялся с помощью генератора, управляемого цифро-аналоговым преобразователем. Импульсы от генератора, имитирующие реальный сигнал, подавались на катодные плоскости камер и за счёт ёмкостной связи с анодными стрипами попадали на входы усилителей-дискриминаторов. Для исключения взаимного влияния из-за перекрёстных наводок усили-

тели-дискриминаторы по очереди маскировались таким образом, что в данный момент измерения порогов были открыты только один из 64 каналов на каждой камере. За значение порога принималась величина амплитуды тестового сигнала, при которой число сработавших дискриминаторов составляло 50% от числа поступивших на его вход тестовых импульсов. Контроль порогов дискриминаторов проводился в течение всего времени эксперимента и показал их высокую стабильность.

Каждый 16-ый усилитель-дискриминатор, кроме логического выхода, имел аналоговый выход, что позволяло получать амплитудные спектры сигналов с соответствующего стрипа камеры.

Для определения порогов срабатывания дискриминаторов в энергетической шкале, контроля чистоты и состава газа, а также контроля высокого напряжения, прикладываемого к камерам ДПИ, использовались  $\gamma$ -источники  $Fe^{55}$  (5,9 кэВ) малой интенсивности, которые располагались на входных окнах камер так, чтобы можно было измерять спектр X-лучей в разных точках по высоте камер. Это позволяло также контролировать стабильность условий компенсации прогиба катодных плоскостей.

Энергетический порог регистрации ионизационных кластеров регулировался с помощью высокого напряжения, прикладываемого к пропорциональной камере, и был выбран равным 7,1 кэВ. С учётом поправки на вклад от ионизации, создаваемой проходящей частицей эта величина соответствует порогу в энергетическом спектре фотонов переходного излучения, равному 6,5 кэВ (рис.4).

Все контрольные измерения проводились в промежутках между импульсами у хорителя, и их результаты записывались на магнитную ленту.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Детектор переходного излучения калибровался на лучке гиперонного канала Лаборатории им.Э.Ферми в ходе эксперимента E71E. Размещение оборудования на канале <sup>79</sup> показано на рис.6. Пучок протонов с энергией 400 ГэВ из Тэватрона направлялся на медную мишень, помещённую в начале гиперонного канала. Магнит M1 отби-

л вторичные частицы с импульсом 250 ГэВ/с, образовавшиеся в шени в телесном угле  $\Delta\Omega = 1$  мкстер и с импульсным разбросом 7%. Точность измерения импульса с помощью магнита М1 и пропорциональных камер PWC1+PWC4 составляла  $\Delta p/p = \pm 0,7\%$ . Вторичные астицы или продукты их распада регистрировались в магнитном ектрометре, включавшем в себя отклоняющий магнит М2 и шесть рейфс ых камер DC1+ DC6. Разрешение спектрометра по имп лсьу ло  $\Delta p/p = p \cdot 0,0004$  (ГэВ/с)<sup>-1</sup>, а его угловое разрешение составило 150 мкрад в горизонтальном и 50 мкрад в вертикальном направ лениях.

Детектор переходного излучения TRD располагался между маг нитным спектрометром и сч тчиками SM1+ SM4, предназначенными для определения числа заряженных частиц, прошедших через детектор. лектромагнитный калориметр LG состоял из 72 блоков свинцового гекла SF5, собранных в 4 слоя общей лщины 26 рад.длин.

нейтронном калориметре NC измерялась энергия и координата ней рона из распадов  $\Sigma^- \rightarrow ne^{-}\bar{\nu}$  и  $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$ .

Быстрый триггер при отборе событий для калибровки детектопа ыл организован следующим образом. Сцинтилляционные сч тчики В1, 2 и В3 в антисовпадении с вето-сч тчиками VН1 и VН2 образывали триггер для пучка вторичных частиц. Триггер на распад  $\Sigma^-$  одержал дополнительное требование, чтобы величина сигнала с ней ронного калориметра превышала пороговое значение, соответствующее 20 эВ, при этом вето-сч тчик NV, расположенный перед ней ронным калориметром NC, не регистрировал заряженную частицу. обятия, которые идентифицировались как распад  $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$ , ис ользовались в процедуре калибровки детектора переходного излуче ния для определения коэффициента подавления  $\Pi^-$ -мезонов.

При энергии 250 ГэВ вторичного пучка содержание  $\Sigma^-$ -гиперо ов было ~10%, K<sup>-</sup>-мезонов ~3%,  $\Xi^-$  ~1%,  $e^-$  ~10<sup>-3</sup>, остальную часть учка составляли  $\Pi^-$ -мезоны. Уменьшая ток гиперонного магнита М1 отбирая тем самым частицы с меньшими значениями импульсов 10±60 эВ/с), можно было получить пучок вторичных частиц с за етным содержанием электронов. В условия триггера на электроны сеансах кали бровки ДПИ использовалось требование срабатывания еренковского сч тчика  $\hat{C}$ , что повышало содержание электронов в

событиях, записанных на ленту, до 95±97%.

### 3. ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ ДЕТЕКТОРОМ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Для измерения эффективности регистрации электронов детекто ром переходного излучения использовались пучки электронов со средними энергиями 10, 14, 20, 27, 43 и 53 ГэВ. Примесь адронов в событиях, записанных на ленту, составляла 3±5%. Для анализа от бирались однострековые события, в которых, согласно информации с дрейфовых камер, частица заведомо проходила через апертуру ДПИ, через сч тчики множественности SM1+ SM4 и попадала в электро магнитный калориметр LG. Идентификация электронов при отборе событий проводилась с помощью калориметра LG. Критериями слу жили распределение энергии электромагнитного ливня по четырём слоям калориметра и величина E/p - отношение энергии выделив шейся во всём калориметре, к импульсу частицы. Для электронов эта величина распределена около единицы с FWHM=0,064. Отбира лись события  $0,9 < E/p < 1,1$ . Из  $6,4 \cdot 10^4$  событий, записанных на ленту, было отобрано около  $3,5 \cdot 10^4$  событий, удовлетворяющих перечисленным выше критериям. Примесь событий, в которых заре гистрированная частица не являлась электроном, не превышала 0,1%

Ра распределение событий по числу зарегистрированных иониза ционных кластеров  $N_c$  для электронов с энергиями в интервале 9±55 ГэВ представлено на рис.7. Число  $N_c$  определялось как сум ма кластеров по всем 12 модулям детектора. На рис. приведены два распределения: для событий с одиночными частицами и для со бытий, в которых отбор по множественности не производился. В последнем случае электромагнитные ливни, образующиеся в мате риале ДПИ, существенно искажают пуассоновское распределение в области больших значений  $N_c$ . Отбор событий, не содержащих электромагнитных ливней, проводился с целью получить отклик де тектора на один прошедший электрон.

События, в которых электрон прошёл через ДПИ, не образовав ливня, отбирались по информации от сч тчиков множественности SM1+ SM4. Требовалось, чтобы величина амплитуды сигнала, усред-

пённого по всем 4 счётчикам, не превышала значения  $1,5(dE/dx)_M$ , где  $(dE/dx)_M$  - наиболее вероятная величина ионизационных потерь одной частицы в счётчике. Этому критерию удовлетворяло  $2,2 \cdot 10^4$  событий. Из рис.7 следует, что экспериментальное распределение числа зарегистрированных кластеров для событий, в которых электрон не образовал ливня, хорошо описывается распределением Пуассона со средним  $\langle N_c \rangle = 26,92 \pm 0,04$ . Расчёт по методу Монте-Карло даёт величину  $\langle N_c \rangle = 27,04 \pm 0,16$ . Некоторое превышение экспериментального значения вероятности  $P$  над вычисленным по распределению Пуассона для  $P < 10^{-3}$  в области  $N_c < 10$  обусловлено, в основном, фоном частиц, не являющихся электронами.

Полученная величина  $\langle N_c \rangle$  означает, что в среднем в одном модуле детектора переходного излучения регистрировалось  $\langle N \rangle = 2,24$  кластера. При такой большой величине  $\langle N \rangle$  неизбежны наложения кластеров и, как следствие, просчёты регистрирующей электроники. Для компенсации просчётов электроники была применена специальная схема, в которой вырабатывались один или несколько дополнительных импульсов, если длительность выходного импульса дискриминатора в случае наложения двух и более кластеров превышала величину 55 нс. Эта величина на  $5 \pm 10$  нс превышала характерную длительность выходного импульса дискриминатора при срабатывании от одиночного ионизационного кластера. Результат действия схемы компенсации иллюстрируется на рис.8, на котором представлены распределения по числу зарегистрированных кластеров для одного модуля ДИИ, усреднённые по всем 12 модулям. Параметр  $\lambda$  пуассоновского распределения, приведённого на рис.8, определялся из соотношения  $P(0) = e^{-\lambda}$  - вероятности не зарегистрировать ни одного кластера на один проходящий электрон. Очевидно, что величина  $P(0)$  не зависит от просчётов регистрирующей электроники и имеет одно и то же значение для обоих экспериментальных распределений на рис.8, а значение  $\lambda$ , определённое из соотношения  $P(0) = e^{-\lambda}$ , должно совпадать со средним  $\langle N \rangle$  в случае пуассоновского распределения.

Зависимость неэффективности регистрации электронов от порогового числа зарегистрированных кластеров  $N_T$  (признаком электрона было  $N_c \geq N_T$ ) как для всего детектора, так и для различно-

го числа модулей, по которым проводилось суммирование кластеров приведена на рис.9. Изменение характера поведения экспериментальных точек при неэффективности  $\epsilon_e < 0,1\%$  обусловлено фоном частиц, не являющихся электронами. Ли и, соединяющие экспериментальные точки на рис.9, а также на других рисунках, где не приведены расчётные распределения, проведены для наглядности. Критерий идентификации электронов на фоне адронов, как будет видно ниже, можно улучшить, если учесть дополнительную информацию о числе сработавших модулей  $N_a$ , т.е. таких модулей, в каждом из которых был зарегистрирован, по крайней мере, один кластер (рис.10). Распределение событий по числу сработавших модулей удовлетворительно описывается биномиальным распределением с параметром, значение которого определяется вероятностью  $P(0)$ . Двумерное распределение событий по суммарному числу зарегистрированных кластеров  $N_c$  и числу сработавших камер  $N_a$  для электронов представлено на рис.11, а зависимость неэффективности регистрации электронов от порогового числа зарегистрированных кластеров для различных значений числа сработавших модулей - на рис.12.

В эксперименте E715 признаком электрона в "on-line" отбоя событий распада  $\Sigma^- \rightarrow n e^- \bar{\nu}$  было условие  $(N_c \geq 12) \cdot (N_a \geq 7)$ . Неэффективность регистрации электронов при этом составила  $(0,29 \pm 0,04)\%$ . Эта величина получена как интегральная для пучка электронов с приведёнными выше значениями энергий, причём электроны проходили через среднюю часть апертуры детектора. Распределение неэффективности регистрации электронов по площади детектора представлено в таблице 2. Для измерений в верхней и нижней частях детектора пучки электронов отклонялись в вертикальной плоскости с помощью дополнительного магнита. Область измерения неэффективности, указанная в таблице 2, охватывает всю часть апертуры детектора, через которую проходили электроны в распаде  $\Sigma^- \rightarrow n e^- \bar{\nu}$ . Таким образом, отклик детектора переходного излучения на электроны измерялся не только во всём наблюдаемом интервале импульсов электронов распада  $\Sigma^- \rightarrow n e^- \bar{\nu}$ , но и по всей полезной площади детектора. Как можно видеть (таблица 2), максимальная неэффективность составила  $0,6\%$ .



#### 4. ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА РЕЖЕКЦИИ $\Pi^-$ -МЕЗОНОВ ИЗ РАСПАДА $\Sigma^- \rightarrow n\Pi^-$

При исследовании отклика ДПИ на прохождение  $\Pi^-$ -мезонов использовались следующие критерии отбора событий:

- 1) отбирались только однострековые события, т.е. события, когда через пропорциональные и дрейфовые камеры прошла только одна заряженная частица;
- 2) величина импульса отрицательно заряженной частицы, измеренная магнитным спектрометром, должна находиться в пределах  $9 \pm 95$  ГэВ/с, что соответствует импульсам  $\Pi^-$ -мезонов в распаде  $\Sigma^-$ -гиперонов с энергией  $\sim 250$  ГэВ;
- 3) точка распада должна находиться в распадной зоне установки;
- 4) отбирались частицы, проходящие через все 12 модулей ДПИ, 4 счётчика множественности SMI+SM4 и попадающие в калориметр LG;
- 5) восстановленная масса распавшейся частицы (в предположении распада  $\Sigma^- \rightarrow n\Pi^-$ ) должна находиться в пределах  $1197 \pm 24$  МэВ.

Источником фона в измерениях отклика ДПИ на  $\Pi^-$ -мезоны являются электроны, содержащиеся в пучке (энергетичный  $\gamma$ -квант тормозного излучения электрона попадал в нейтронный счётчик), а также электроны из распадов  $\Sigma^- \rightarrow ne^- \bar{\nu}$  и  $\Xi^- \rightarrow \Lambda \Pi^-$  (с последующими распадами  $\Lambda \rightarrow n\Pi^0$ ,  $\Pi^0 \rightarrow 2\gamma$  и конверсией  $\gamma \rightarrow e^+e^-$ ). Для дополнительного подавления таких событий требовалось, чтобы как черенковский счётчик  $\hat{C}$ , так и калориметр LG не дали признак "e", а отношение величины энергии, выделившейся в LG, к импульсу попавшей в него частицы не превышало 0,7.

Было отобрано  $4,2 \cdot 10^4$  событий, удовлетворяющих приведённым выше критериям. Анализ этих событий проводился либо без использования информации со счётчиков SMI+SM4, либо при условии, что через счётчики SMI+SM4 прошла только одна заряженная частица. Регистрация детектором переходного излучения нескольких заряженных частиц, возникающих в результате образования адронного ливня в материале детектора, приводит к уменьшению величины коэффициента подавления  $\Pi^-$ -мезонов. Для того, чтобы в "off-line" анализе надёжно отобрать события, соответствующие одному

$\Pi^-$ -мезону, прошедшему через ДПИ без образования ливня, требовалось, чтобы величина амплитуды сигнала с каждого из четырёх счётчиков SMI+SM4 не превышала значения  $1,5 \cdot (dE/dx)_M$ , где  $(dE/dx)_M$  - наиболее вероятная величина ионизационных потерь одного  $\Pi^-$ -мезона в одном счётчике.

Ниже, если не оговорено особо, приводятся результаты обработки событий, удовлетворяющих условию "одиночной частицы". Таких событий было отобрано  $\sim 1,9 \cdot 10^4$ . Вклад обусловленного электронами фона в эти события оценивается на уровне 0,01%.

Как видно из рис.13, полученное распределение событий по числу зарегистрированных кластеров не описывается распределением Пуассона. Как известно, число первичных актов взаимодействия заряженной частицы с рабочим газом пропорциональной камеры подчиняется распределению Пуассона. Однако, в нашем случае детектор работал в режиме регистрации ионизационных кластеров, которые могут образоваться:

- 1) в результате пространственной флуктуации числа первичных взаимодействий заряженной частицы с малыми величинами энергетических потерь в каждом соударении;
- 2) в результате рождения энергичного  $\delta$ -электрона в одном из актов взаимодействия. При этом первичный  $\delta$ -электрон может образовать более одного ионизационного кластера из-за вторичных процессов, что является одной из причин отклонения полученного экспериментального распределения от распределения Пуассона.

Другая причина связана со спецификой усилителя-дискриминатора (УД), который использовался для регистрации ионизационных кластеров. Длительность выходного логического импульса УД  $\sim 1/12$  обуславливается временем превышения сформированного в усилительной части схемы сигнала над порогом дискриминатора и возрастает с увеличением амплитуды сигнала. Поэтому схема компенсации просчёта кластеров срабатывала два и более раза не только в случае наложения сигналов от двух и более ионизационных кластеров, но и в случае регистрации сигнала с большой амплитудой от одного ионизационного кластера (в нашем случае - с амплитудой больше 18кэВ), что существенно при регистрации  $\Pi^-$ -мезонов, когда среднее число

кластеров, зарегистрированных на одну прошедшую частицу, мало ( $\sim 0.2$ ).

Таким образом, оценка коэффициента подавления  $\Pi^-$ -мезонов в данном детекторе по распределению Пуассона со средним числом, равным числу  $\delta$ -электронов с энергией выше некоторого порога, приводит к существенно завышенному результату. Адекватный учёт обсуждавшихся выше эффектов возможен только в расчёте по методу Монте-Карло. Результат такого расчёта (рис.13) согласуется с полученными данными.

Экспериментальная зависимость коэффициента режекции  $\Pi^-$ -мезонов от порога по числу зарегистрированных кластеров приведена на рис.14. Коэффициент режекции  $R_{\pi}$  определялся как величина, обратная вероятности зарегистрировать сумму кластеров  $N_c > N_T$ , где  $N_T$  - пороговое число.

Так же, как и в событиях с электронами, дополнительную информацию предоставляет распределение по числу сработавших камер детектора  $N_a$  (рис.15). Двумерное распределение событий по суммарному числу зарегистрированных кластеров  $N_c$  и числу сработавших камер  $N_a$  показано на рис.16, а зависимость коэффициента  $R_{\pi}$  от порога по числу зарегистрированных кластеров для различных значений  $N_a$  - на рис.17.

В ходе эксперимента в "on-line" отборе событий мы использовали, как уже упоминалось, требование  $(N_c > 12) \cdot (N_a > 7)$ , которое входило в условие триггера на электрон в распаде  $\Sigma^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}$ . Для событий фонового распада  $\Sigma^- \rightarrow \pi^- + p$ , отобранных по перечисленным выше "off-line" критериям, включая требование одиночной частицы, такое условие, как видно из рис.17, соответствует коэффициенту режекции  $R_{\pi} = 1,8 \cdot 10^3$ . Однако "on-line" величина режекции пиона составляла лишь  $\sim 40$ , так как в условие для триггера не включались требования иметь по одному треку в пропорциональных и дрейфовых камерах и не иметь взаимодействия в веществе детектора переходного излучения. С учётом "on-line" информации о множественности заряженных частиц коэффициент режекции  $\Pi^-$ -мезонов можно увеличить, используя большие пороговые значения  $N_c$  и (или) числа сработавших камер  $N_a$  для событий, в которых имеет место множественность. На такую возможность указывает "off-line" анализ событий, в которых в дрейфо-

вых камерах наблюдался одиночный трек. Для фиксированного порога по числу зарегистрированных кластеров  $N_c > 12$  порог по числу сработавших камер менялся от 7 до 11 в зависимости от числа заряженных частиц ливня, возникшего в веществе детектора РПИ. Был получен коэффициент режекции  $R_{\pi} \approx 250$ , а неэффективность регистрации электрона находилась в пределах  $0,8 \pm 1,6\%$  и зависела от импульса электрона.

Соотношение коэффициента режекции пионов и эффективности регистрации электронов часто приводится как основная характеристика детектора переходного излучения. На рис.18 представлена для событий с одиночной частицей зависимость между неэффективностью регистрации электронов и величиной режекции пионов, достигнутых в детекторе переходного излучения, созданном в ЛЯИФ. Выбранному условию триггера на электрон - число срабатываний детектора  $N_c > 12$  и число сработавших камер  $N_a > 7$  - соответствует неэффективность регистрации электронов  $\bar{\epsilon}_e = 0,3\%$  и коэффициент режекции пиона  $R_{\pi} = 1,8 \cdot 10^3$ . Более высокий порог по числу сработавших камер обеспечил бы больший коэффициент режекции пиона, но неэффективность  $\bar{\epsilon}_e$  при этом превысила бы значение  $1\%$ , что являлось нежелательным по условиям эксперимента.

## 5. СРАВНЕНИЕ ИЗМЕРЕННОЙ ВЕЛИЧИНЫ ВЫХОДА ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С РАСЧЁТОМ

Пучок вторичных частиц гиперонного канала ФИАИ позволил провести измерения выхода квантов переходного излучения в широком диапазоне Лоренц-факторов частиц. Для этой цели использовались  $\Pi^-$ -мезоны с энергией 9+95 ГэВ из распада  $\Sigma^- \rightarrow \pi^- + p$ , пучки  $\Pi^-$ -мезонов с энергией 140, 240 и 290 ГэВ и пучки электронов с энергией 10, 27, 46 и 53 ГэВ.

Для того, чтобы определить число зарегистрированных квантов переходного излучения, необходимо учесть вклад, обусловленный ионизационными процессами взаимодействия заряженных частиц с газом пропорциональных камер детектора. При прохождении  $\Pi^-$ -мезона с энергией 20 ГэВ через детектор переходного излучения существенными являются только ионизационные потери, так как результаты расчёта показывают, что вкладом от переходного излучения

этом случае можно пренебречь ( $\langle N_{\gamma} \rangle \sim 10^{-3}$ ). С другой стороны, ионизационные потери частиц, энергия которых соответствует Лоренц-фактору больше 150 (энергия  $\Pi^-$ -мезонов больше 20 ГэВ), выходят на плато, то есть не меняются с ростом энергии частиц. Это даёт возможность использовать среднее число кластеров  $\langle N_{\delta} \rangle$ , зарегистрированных в одной камере детектора при прохождении  $\Pi^-$ -мезона с энергией 20 ГэВ, для определения вклада от ионизационных процессов при больших энергиях налетающих частиц. Для  $\Pi^-$ -мезонов с энергией 20 ГэВ эта величина составила  $\langle N_{\delta} \rangle = 0,22 \pm 0,01$ , и этот результат вычитался из измеренных средних значений числа зарегистрированных кластеров для частиц с Лоренц-фактором больше 200.

На рис.19 приведена полученная таким способом зависимость среднего числа кластеров  $\langle N_{\gamma} \rangle$ , зарегистрированных одним модулем детектора, от Лоренц-фактора частиц. Наблюдается хорошее согласие измеренного выхода переходного излучения с расчётом, в котором ионизационные потери энергии частиц были "выключены" и использовался соответствующий порог регистрации ионизационных кластеров.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ЛИЯФ АН СССР разработан и создан широкоапертурный, 12-модульный детектор переходного излучения, который был успешно использован в эксперименте E715 на гиперонном пучке ФНАЛ по изучению асимметрии в  $\beta$ -распаде поляризованных  $\Sigma^-$ -гиперонов. Проведённые по методу Монте-Карло расчёты отклика детектора РПИ позволили оптимизировать параметры детектора. Результаты расчёта хорошо согласуются с экспериментальными данными. Детектор обеспечил необходимую для набора статистики "on-line" регистрацию  $\Pi^-$ -мезонов распада  $\Sigma^- (\Sigma^- \rightarrow \mu \Pi^-)$  при эффективности регистрации электронов 99,7% ( $\Sigma^- \rightarrow \mu e^{-} \bar{\nu}$ ). В "off-line" анализе экспериментальных данных для одиночных частиц регистрация  $\Pi^-$ -мезонов составила  $1,8 \cdot 10^3$ .

Авторы благодарят сотрудников ЛИЯФ и ФНАЛ, а также участников эксперимента E715 за неоценимую помощь в проведении данной работы.

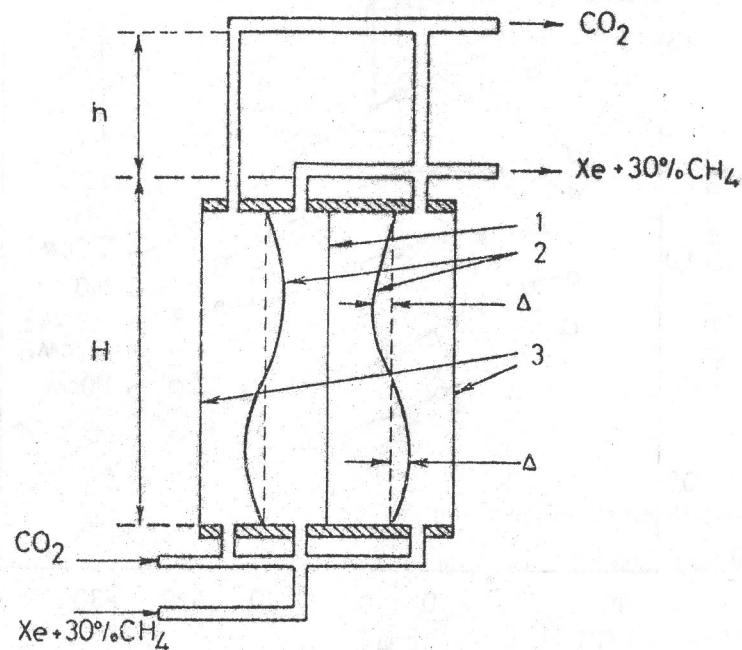


Рис.1. Схематическое изображение расположения электродов и системы газоснабжения пропорциональной камеры детектора переходного излучения (ДПИ).  
 1 - анодная плоскость  
 2 - катодные плоскости  
 3 - дополнительные окна } алюминизированный майлар  
 Δ - максимальное отклонение катода от вертикальной плоскости

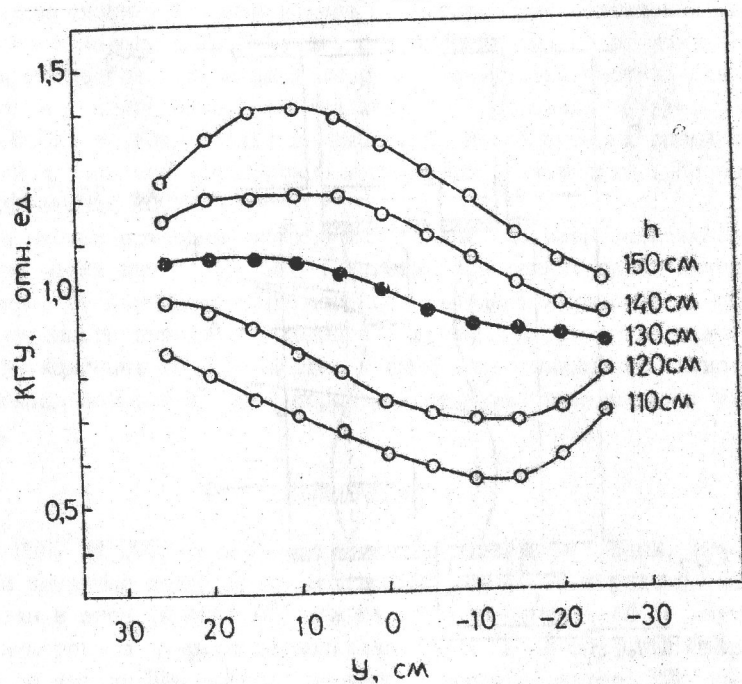


Рис.2. Зависимость коэффициента газового усиления пропорциональной камеры ДПМ от положения по вертикали источника  $Fe^{55}$  для различных условий компенсации прогиба катодов. Тёмные точки - рабочий режим.

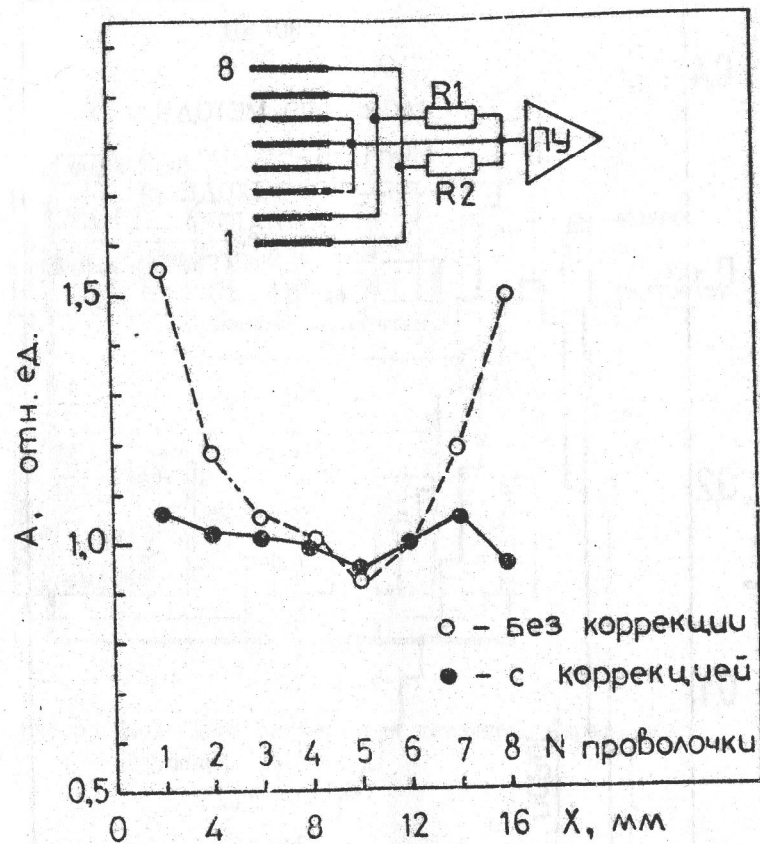


Рис.3. Амплитуда сигнала со стрипа при засветке коллимированным источником  $Fe^{55}$  отдельной проволочки.

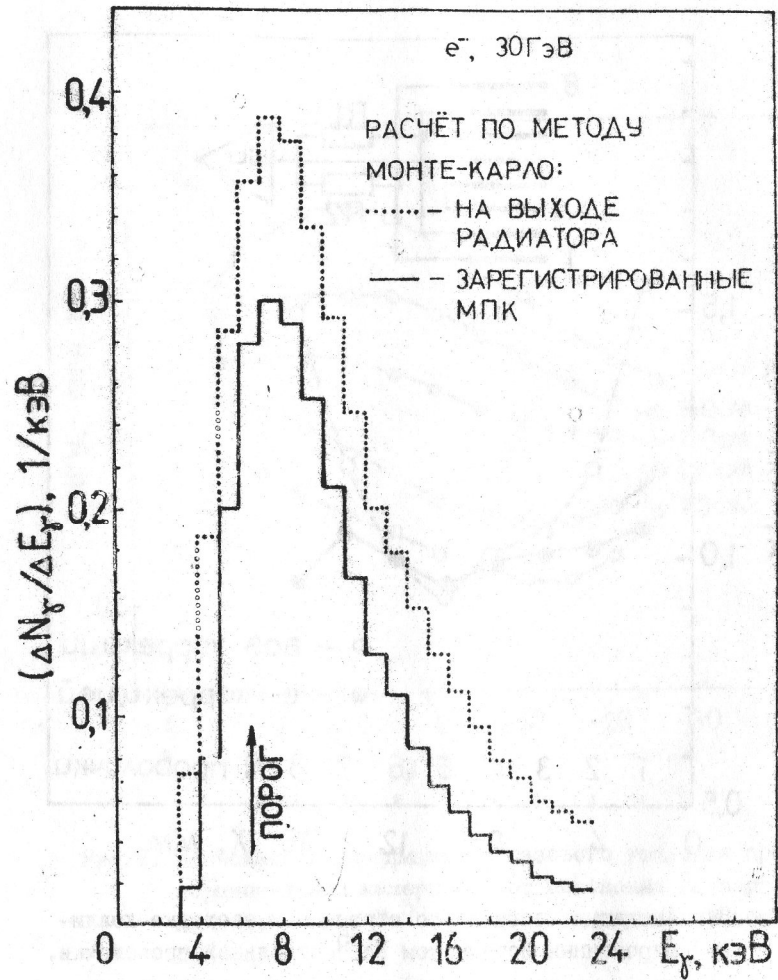


Рис.4. Дифференциальный спектр  $\gamma$ -квантов переходного излучения электронов с энергией 30 ГэВ (расчёт по методу Монте-Карло).

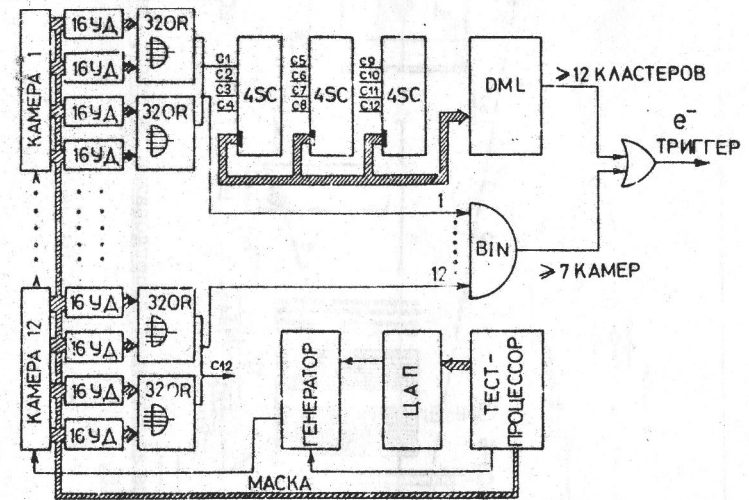


Рис.5. Блок-схема электроники детектора переходного излучения.

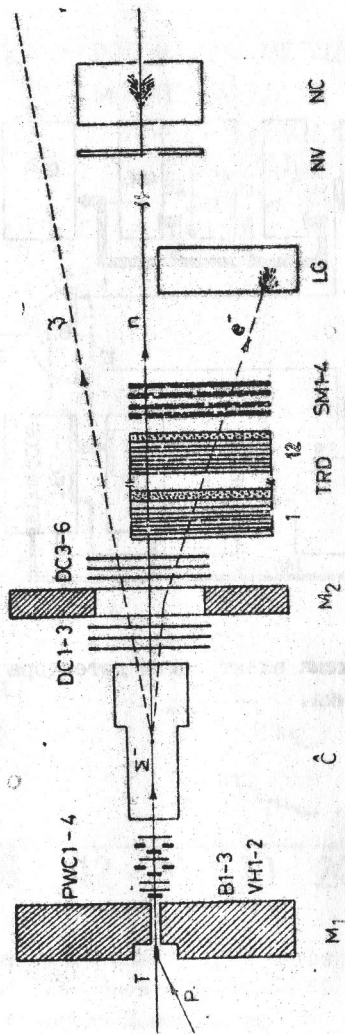


Рис.6. Схематическое изображение размещения оборудования на гиперонном пучке в эксперименте E715.

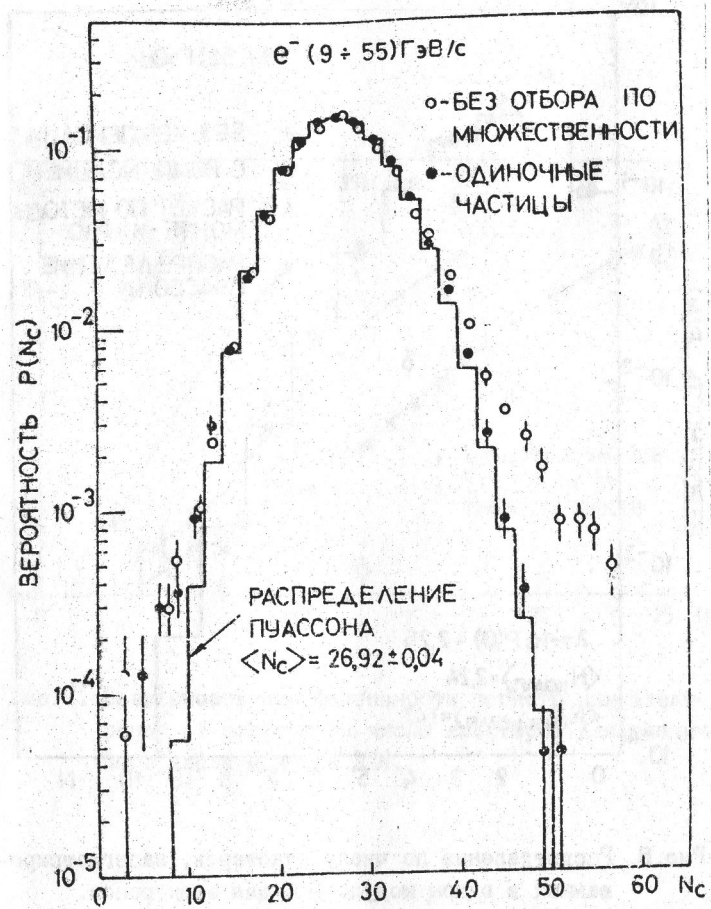


Рис.7. Распределение по числу зарегистрированных кластеров для электронов.

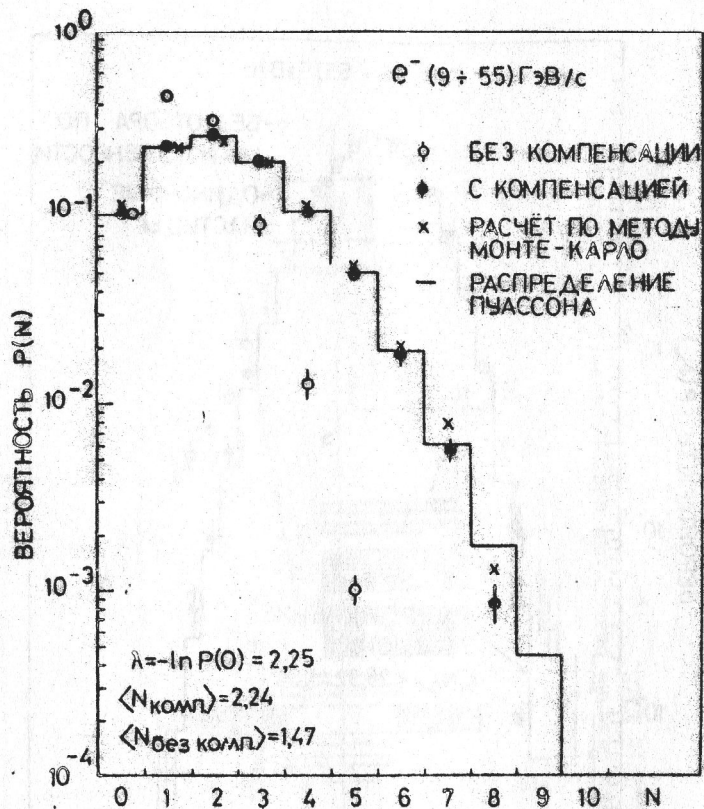


Рис.8. Распределение по числу кластеров, зарегистрированных в одном модуле ДТИ для электронов. Параметр  $\lambda$  распределения Пуассона определяется из соотношения  $P(0) = e^{-\lambda}$  - вероятности не зарегистрировать ни одного кластера на один проходящий электрон.

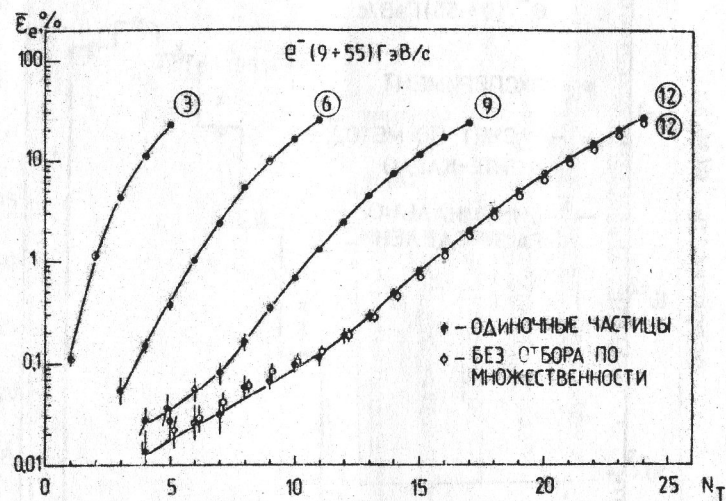


Рис.9. Зависимость неэффективности регистрации электронов от порогового числа кластеров для различного числа модулей ДТИ.

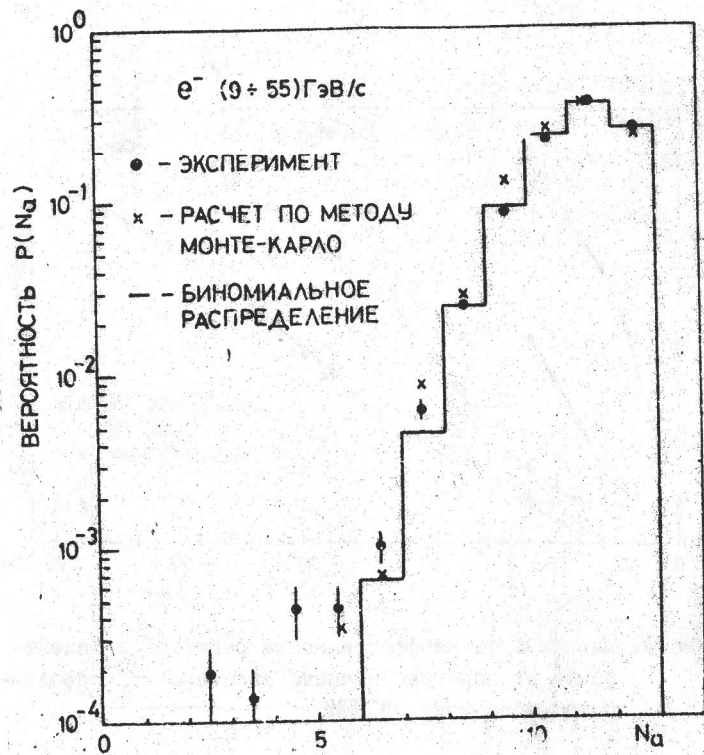


Рис.10. Распределение по числу сработавших камер ДПИ для электронов.  
 для вычисления параметра биномиального распределения использовалось значение вероятности  $P(0)$  - см.рис. .

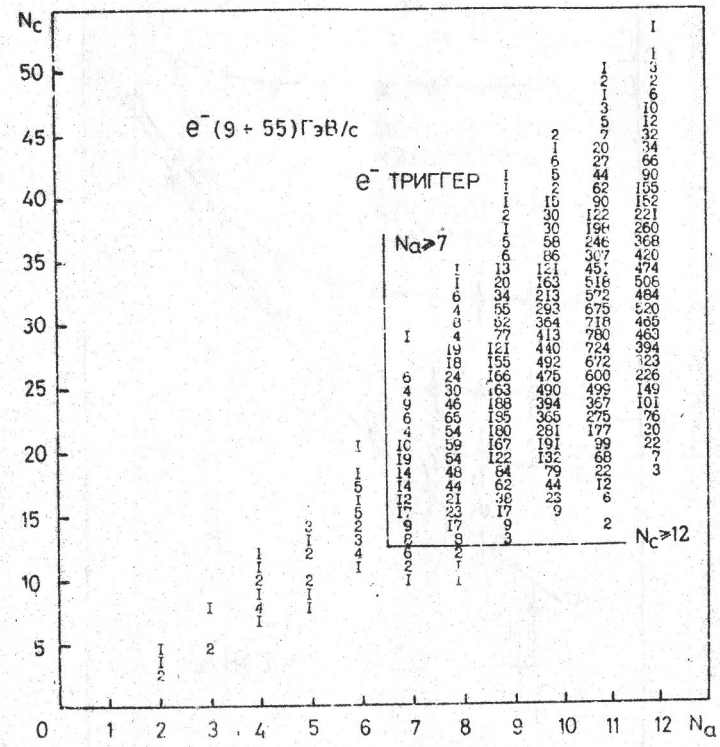


Рис.11. Распределение событий по числу зарегистрированных кластеров ( $N_c$ ) и числу сработавших камер ДПИ ( $N_a$ ) для электронов.  
 Условие e<sup>-</sup>-триггера показано линиями ( $N_c \geq 12$ ) · ( $N_a \geq 7$ ).



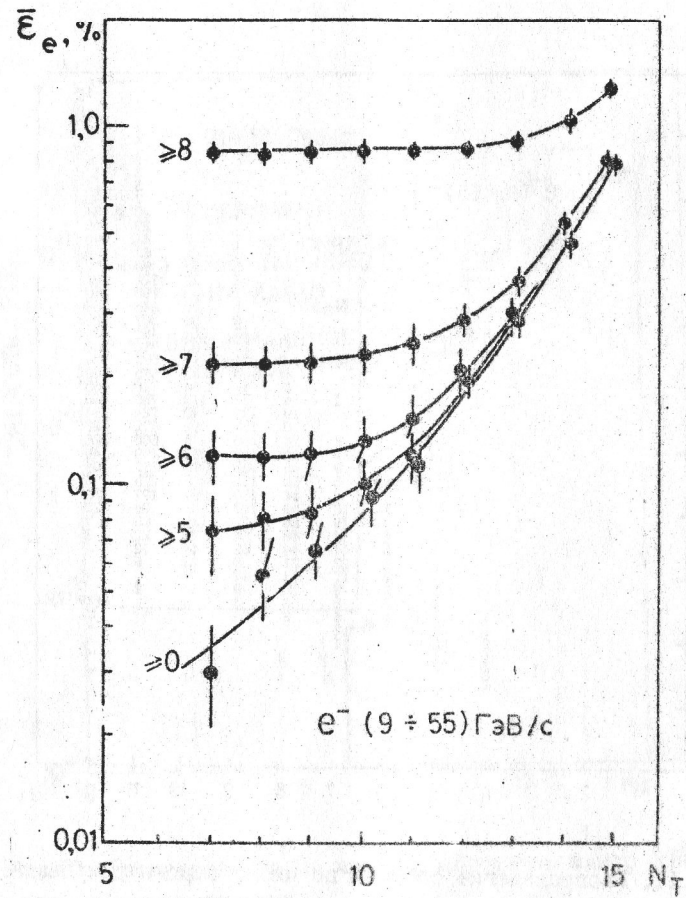


Рис. 12. Зависимость неэффективности регистрации электронов от порогового числа зарегистрированных кластеров для различных значений порога по числу сработавших камер ДПИ.

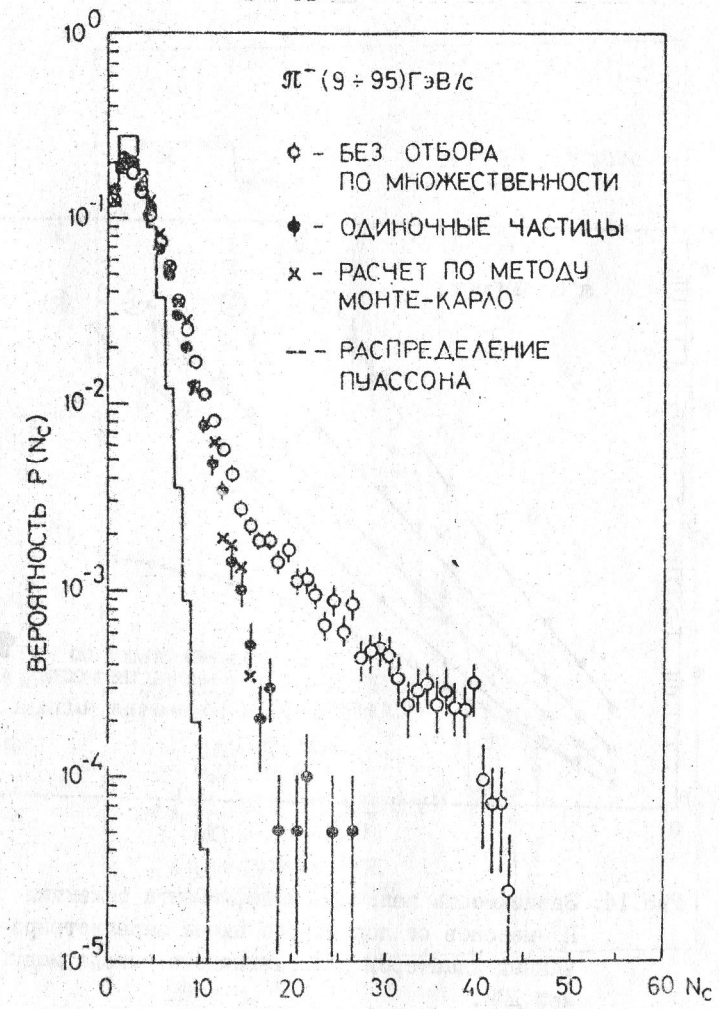


Рис. 13. Распределение по числу зарегистрированных кластеров для  $\pi^-$ -мезонов. Значение параметра  $\Lambda$ , используемое для построения распределения Пуассона, получено из соотношения  $\Lambda = -\ln P(0)$ , где  $P(0)$  - вероятность не зарегистрировать ни одного кластера на одну прошедшую частицу.

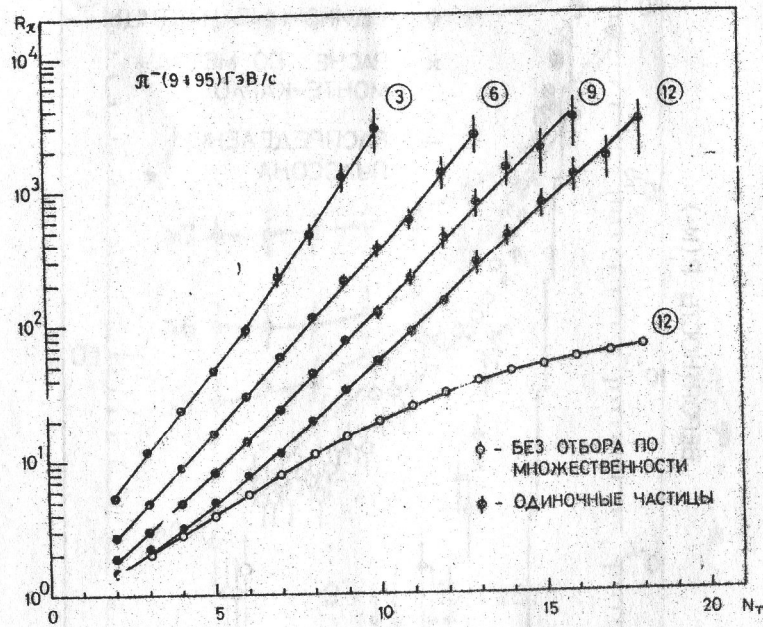


Рис.14. Зависимость величины коэффициента режкции  $\pi^-$ -мезонов от порогового числа зарегистрированных кластеров для различного числа модулей ДПЧ.

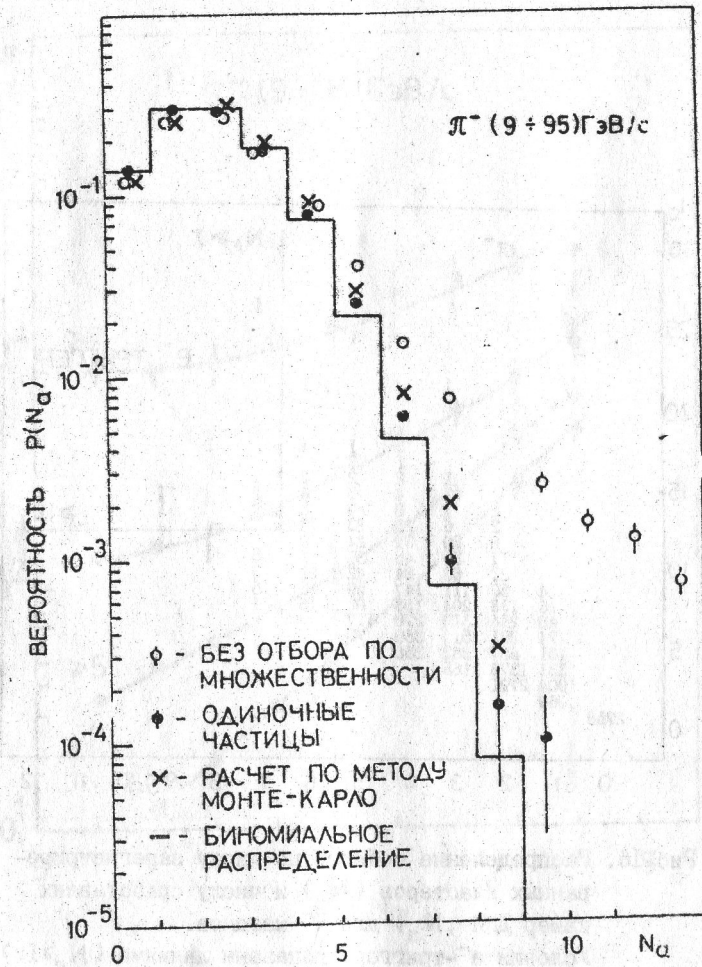


Рис.15. Распределение по числу сработавших камер ДПЧ для  $\pi^-$ -мезонов. Для вычисления параметра биномиального распределения использовалось значение вероятности  $P(0)$  (рис.13).

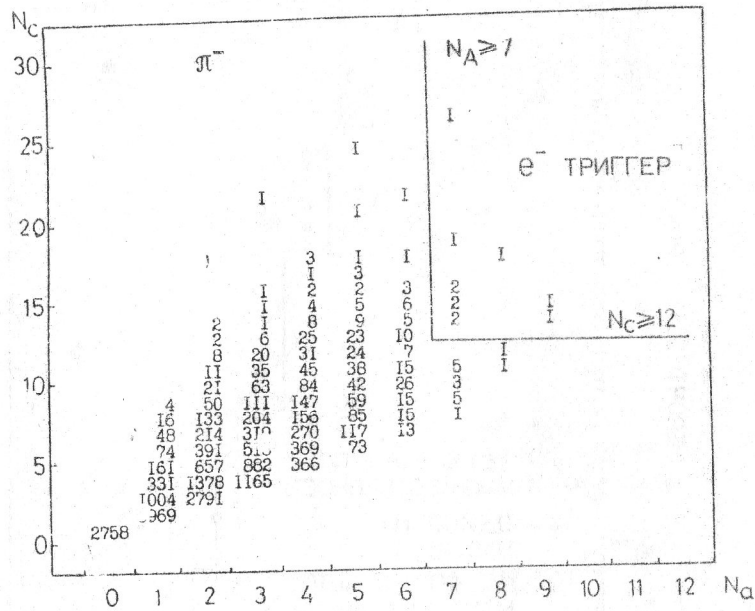


Рис.16. Распределение событий по числу зарегистрированных кластеров ( $N_c$ ) и числу сработавших камер ДИИ ( $N_a$ ) для  $\pi^-$ -мезонов. Условия  $e^-$ -триггера показаны линиями ( $N_c \geq 12$ ) и ( $N_a \geq 7$ ).

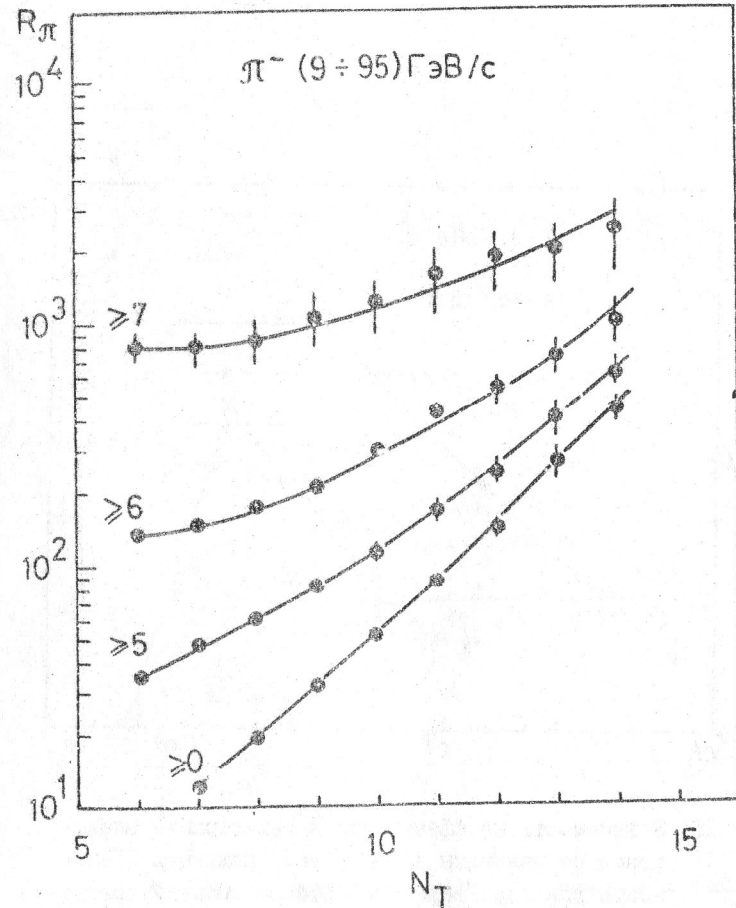


Рис.17. Зависимость величины коэффициента режкции  $\pi^-$ -мезонов от порога по числу зарегистрированных кластеров для разных значений порога по числу сработавших камер ДИИ.

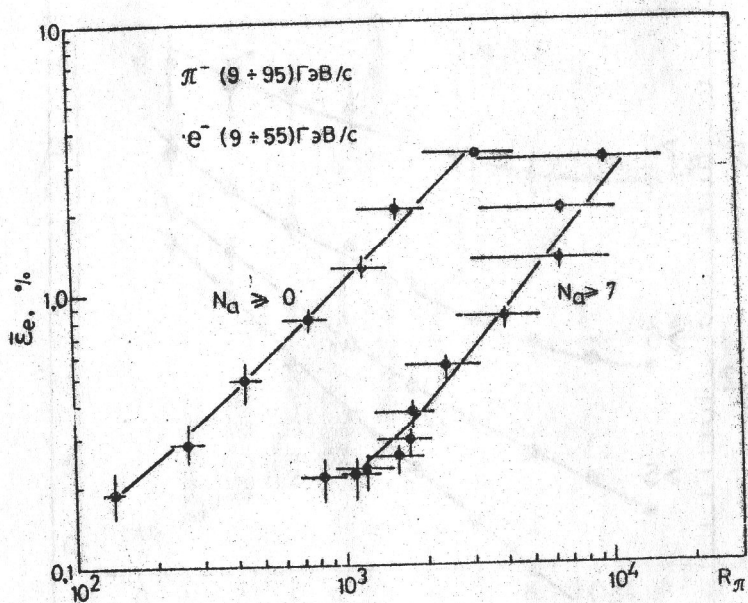


Рис.18. Зависимость неэффективности регистрации электронов от величины коэффициента режекции  $\pi^-$ -мезонов для двух вариантов отбора событий по числу сработавших камер ДПИ.

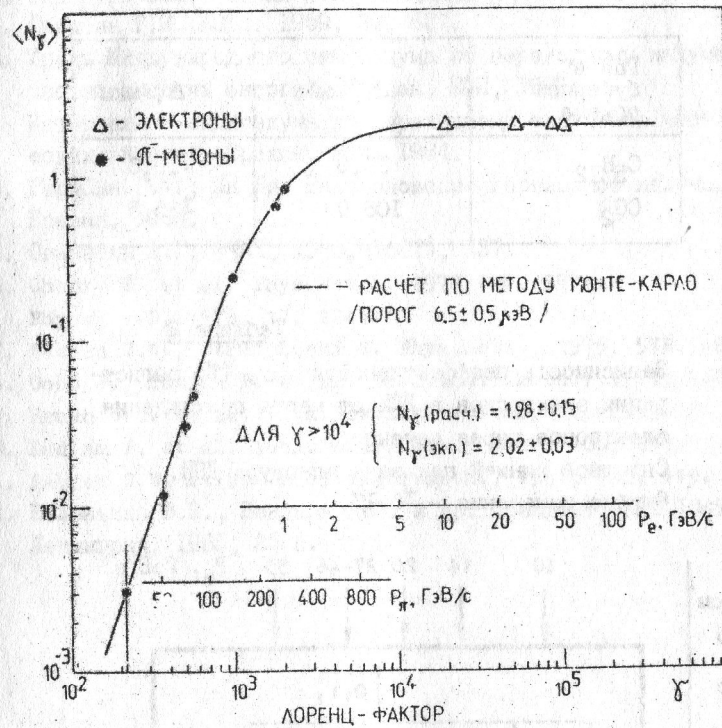


Рис.19. Зависимость среднего числа  $\gamma$ -квантов переходного излучения, зарегистрированных в одном модуле ДПИ, от Лоренц-фактора проходящей частицы.

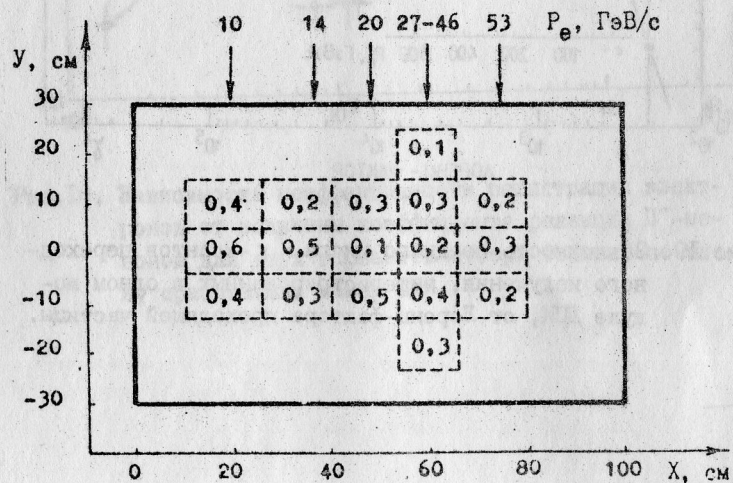
Таблица I

Результаты расчёта формы катода пропорциональной камеры для условий:  $\text{Xe}+\text{CH}_4(35\%)$ ,  $U_K = 5 \text{ кВ}$ ,  $H = 80 \text{ см}$  (см.рис.1).

Газ в буферном объёме	$h$ , см	$\Delta$ , мкм
$\text{C}_5\text{H}_{12}$	16,0	$\pm 19,0$
$\text{CO}_2$	108,0	$\pm 35,5$

Таблица 2

Зависимость неэффективности  $\bar{\epsilon}_e$  (%) регистрации электронов в ДИИ от места прохождения электронов через детектор.  
Сплошной линией показана апертура ДИИ.  
Ошибка измерения -  $\pm 0,1\%$ .



ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В.Л., Франк И.М. ЖЭТФ, 1946, 16, 15.
2. Гарибян Г.М. ЖЭТФ, 1959, 37, 527.
3. Труды Международного симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий, Ереван, ЕФИ, 1977;  
Материалы II симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий, Ереван, ЕФИ, 1984.
4. Гарибян Г.М., Ин Ши. Рентгеновское переходное излучение, Ереван, 1983.
5. Оганесян А.Г. ЭЧАЯ, 1985, 16(1), 137.
6. Cherry M. et al. Phys.Rev.D, 1974, 10, 3594;  
Phys.Rev.D, 1978, 17, 2245.
7. Fabjan C.W., Struczinski W. Phys.Lett., 1975, 57B, 483.
8. Cobb J., Fabjan P. et al. Nucl.Instr.Meth., 1977, 140, 413.
9. Hsueh S.Y. et al. Phys.Rev.Lett., 1985, 54, 2399.
10. Ludlam T. et al. Nucl.Instr.Meth., 1981, 180, 413.
11. Fabjan C.W. et al. Nucl.Instr.Meth., 1981, 185, 119.
12. Беленький В.З., Бондарь Н.Ф. и др. Препринт ЛИЯФ-1049, Ленинград, 1985, 25 с.

ПРИЛОЖЕНИЕ

РАСЧЕТ ОТКЛИКА ДЕТЕКТОРА ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Взаимодействие заряженной релятивистской частицы с детектором переходного излучения в основном характеризуется процессами генерации и поглощения  $\gamma$ -квантов РПИ, а также ионизационными потерями частиц в газе многопроволочной пропорциональной камеры (МПК). В расчёте методом Монте-Карло отклика ДПИ на прохождение релятивистской заряженной частицы учитываются оба указанных процесса.

Для моделирования "ионизационных кластеров" в расчёте промежутки анод-катод МПК разбивался на газовые слои толщиной 0,06 см, расположенные параллельно плоскости анода МПК. Величина 0,06 см была выбрана с учётом диффузии электронов в газе МПК. Координаты места пролёта заряженной частицы через детектор разыгрываются случайным образом равномерно по площади МПК.

Число  $\gamma$ -квантов РПИ и их энергия разыгрываются для каждого радиатора ДПИ с использованием подхода, предложенного в работе /П1/. На основе данных работы /П2/ разыгрывается вероятность поглощения  $\gamma$ -квантов РПИ в веществе ДПИ (радиаторы, воздух, окна камер, буферные слои газа, рабочи газ камер). Если  $\gamma$ -квант поглощается в рабочем газе камеры, то запоминается: номер камеры, номер газового слоя и энергия  $\gamma$ -кванта ( $E_\gamma$ ).

Считается, что  $\gamma$ -квант поглощается при взаимодействии с электроном, у которого энергия связи в атоме меньше  $E_\gamma$ , но близкая к  $E_\gamma$ . Далее, вычисляется кинетическая энергия фотоэлектрона

$$E_{\text{ф}} = E_\gamma - E_c,$$

где  $E_c$  - энергия связи электрона в атоме.

Для вычисления ионизационных потерь заряженной частицы в газе камеры используются формулы, приведённые в работе /П3/. Разыгрывается число взаимодействий заряженной релятивистской частицы с атомами рабочего газа, место взаимодействия, энергия, переданная атому ( $E_T$ ), и различные возможности снятия энергии возбуждения атома. Вычисляется кинетическая энергия  $\delta$ -электрона:

$$E_\delta = E_T - E_c.$$

Таким образом, для каждого взаимодействия заряженной релятивистской частицы с атомами рабочего газа МПК ( $\text{Xe}$ ,  $\text{CH}_4$ ) и для каждого акта поглощения  $\gamma$ -кванта РПИ в программе рассматривается образовавшийся с некоторой величиной кинетической энергии электрон  $k$ : остаточное возбуждение атома газа камеры. Считаем, что энергия возбуждения атома выделяется в точке взаимодействия (или поглощения  $\gamma$ -кванта РПИ), за исключением случая, когда в этом процессе участвует электрон К-оболочки атома  $\text{Xe}$  ( $E_c \approx 34,5$  кэВ). Для такого варианта разыгрывается вероятность эмиссии Оже-электрона или фотона с энергией 24,8 кэВ (равномерно по телесному углу) и прослеживается их "история".

Для  $\delta$ - (или фото-) электрона вычисляется пробег в газе камеры. Если величина пробега меньше 0,03 см (кинетическая энергия меньше порогового значения  $E_{\text{п}}$ ), то считается, что кинетическая энергия электрона выделяется в точке взаимодействия заряженной частицы с атомом газа камеры (или в месте поглощения  $\gamma$ -кванта РПИ). В противном случае разыгрывается угол вылета электрона, вероятность взаимодействия с атомами газа, место взаимодействия, энергия, переданная атому, и различные возможности снятия энергии возбуждения атома. Другими словами, существует вероятность что может появиться вторичный  $\delta$ -электрон с кинетической энергией больше  $E_{\text{п}}$ , для которого повторяется вся процедура вычислений.

В программе приближённо учитывается Брэгговский характер ионизационных потерь электронов и тот факт, что траектория движения медленного электрона в газе не есть прямая линия.

В результате использования данного алгоритма, получается распределение выделенной энергии (ионизационных потерь) от пролетающей частицы и поглощённых  $\gamma$ -квантов РПИ как функция номера газового слоя камеры. Это позволяет (учитывая временные и пороговые характеристики электроники, энергетическое разрешение) в числить число регистрируемых "ионизационных кластеров" и, таким образом, получить отклик ДПИ.