

EFI -

Препринт ЕФИ-1284(70)-90

---

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE



Р.О.АВАКЯН, Р.Б.АИВАЗЯН, В.Г.ГАВАЛЯН,  
А.А.ЧИЛИНГАРЯН, К.К.ШИХЛЯРОВ

РПИ - ДЕТЕКТОР НА ОСНОВЕ СТРИМЕРНЫХ ТРУБОК

Ռ.Հ.ԱՎԱԳՅԱՆ, Ռ.Բ.ԱՅՎԱԶՅԱՆ, Վ.Գ.ՂԱՎԱԼՅԱՆ  
Ա.Ա.ՉԻԼԻՆԳԱՐՅԱՆ, Կ.Կ.ՇԻՒԼՅԱՐՈՎ

**ՌԱՃ ԴԵՏԵԿՏՈՐ ՍԹՐԻՄԵՐԱՑԻՆ ԽՈՂՈՎԱԿՆԵՐԻ ՀԻՄԱՆ ՎՐԱ**

Աշխատանքում դիտարկված է բարակ պատերով սթրիմերային խողովակների հիման վրա ՌԱՃ դետեկտորի կառուցման սկզբունքները: Բերված են նրանց ուսումնասիրման արդյունքները, ինչպես նաև մասնիկների տարաբաժանման վերաբերյալ հաշվարկները ինչպես «իդեալական», այնպես էլ գործնական դետեկտորների համար:

Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտ  
Երևան 1990



Препринт ВФИ-1284(70)

УДК 536.56:539.12

Р.О.АВАКЯН, Р.Б.АЙВАЗЯН, В.Г.ГАВАЛЯН,  
А.А.ЧИЛИНГАРЯН, К.К.ШИХЛЯРОВ

РПИ - ДЕТЕКТОР НА ОСНОВЕ СТРИМЕРНЫХ ТРУБОК

В работе рассматриваются принципы построения РПИ - детектора на основе стримерных тонкостенных трубок. Даны результаты их исследования, а также расчетов по режекции частиц как для "идеального", так и для практического детектора.

Ереванский физический институт

Ереван 1990

R.O.AVAKIAN, R.B.AIVAZIAN, V.G.GAVALIAN, A.A.CHILINGARIAN,  
K.K.SHIKHLIAROV

A TRD BASED ON STREAMER TUBES

The principle of construction of X-ray transition radiation detectors based on thin-walled streamer tubes is considered. The results of their investigation, and of calculation of the particle rejection for both an "ideal" and a practical detector are presented.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1990

На строящемся ускорительно-накопительном комплексе (УНК) ИФВЭ предполагается проведение нейтринных экспериментов с использованием гибридного нейтринного спектрометра (ГИНЕС) в качестве спектрометрической установки, позволяющей измерять характеристики вторичных частиц, проводить идентификацию электронов, мюонов и адронов в широком диапазоне углов и импульсов.

Система идентификации адронов, помимо двух черенковских счетчиков, включает детектор рентгеновского переходного излучения (ДПИ) или РПИ-детектор, способный осуществлять сепарацию адронов при энергиях  $E_a \geq 100$  ГэВ и имеющий весьма внушительные апертурные размеры (2,5 x 3) м<sup>2</sup> при длине (3 - 4) м.

Предполагается также строительство РПИ-системы несколько меньших размеров, стыкующейся с электромагнитным калориметром, в целях  $e/\pi$  - сепарации.

Конечной целью наших исследований является создание именно этих частей установки ГИНЕС.

При выборе конструкции ДПИ, имеющего значительные размеры и десятки модулей, мы отдаем себе отчет в тех трудностях и даже практической нереализуемости ДПИ, которые нас ожидают при его строительстве на основе плоских проволочных камер. Поэтому

конструктивно регистраторы РПИ будут собраны из тонкостенных майларовых трубок. Кроме простоты конструкции, позволяющей быструю замену элементов, такая система снимает и ряд других принципиальных трудностей, связанных со спецификой регистрации РПИ.

В настоящее время нами в основном разработана технология изготовления майларовых трубок и сделаны их образцы длиной 3 м диаметром 16 мм и толщиной стенки 12 мкм. Такие трубки выдерживают до 2,5 атм избыточного давления и обладают идеальной однородностью по газовому усилению, измеренному по всей длине трубки. Конструктивно концы трубки своей внутренней металлизированной поверхностью натягиваются на патрубки из нержавеющей стали длиной 3 см. Внутри патрубка имеется изолятор с центральным капилляром и гибкой трубкой для ввода - вывода газовой смеси. Через центральные капилляры пропущена анодная проволочка диаметром 100 мкм, которая далее центрируется через каждые 50 см с помощью специальных изоляционных вставок, имеющих кроме центрального отверстия для проволочки еще и боковое отверстие диаметром 2 мм для принудительного продува газа. Общая длина вставок не превышает 0,3 % от длины трубки. Такая конструкция позволяет устанавливать трубки как в вертикальном, так и в горизонтальном положении. Каждый модуль будет содержать "ковер" либо из 145 трубок длиной 3 м, расположенных вертикально, либо из 175 трубок длиной 2,5 м, установленных горизонтально. В качестве радиатора РПИ предполагается использовать либо пористые среды (пенопласт) [I], либо, что более вероятно, периодические слоистые среды из пленки полипропилена (III).

Ранее в работах [2,3] были приведены результаты расчетов по оптимизации РПИ-детектора для идентификации адронов и сепарации электронов от адронов. Были получены конкретные параметры установки для разного числа модулей, разных коэффициентов режекции частиц и т.д. При этом предполагалось, что энергия адронов  $E_a \geq 100$  ГэВ, а энергия электронов и адронов лежит в интервале  $\sim 1 - 100$  ГэВ. Однако в расчеты не закладывались какие-либо особенности конструкции или режима регистрации. Учитывался только метод регистрации РПИ и ионизационных потерь частиц путем подсчета кластеров, флуктуации числа которых подчиняются распределению Пуассона.

Что касается режима регистрации кластеров, то мы отдаем предпочтение режиму самогасящегося стримера, который интенсивно исследовался в конце 70-х и - начале 80-х годов, в частности, в работах [4,5]. В 1963 г. было предложено использовать этот режим в целях регистрации РПИ [6,7]. На электронном пучке Ереванского синхротрона был испытан 4-модульный ДПИ с радиатором из пенопласта, работающий в режиме самогасящегося стримера. Несколько позднее были опубликованы результаты лабораторных исследований на эту тему группой физиков из Серпухова [8].

Главные преимущества режима в рабочей точке ДПИ - большая амплитуда сигнала, исключительная помехозащищенность, практическое отсутствие шумовых сигналов, независимость от порога в широких пределах. Нельзя не отметить и красоту метода: селекция кластеров производится не внешней электронной схемой, а самой проволокой. При этом используется то обстоятельство, что вероятность перехода в стример зависит от плотности и количества

заряда в сгустке ионизации и не зависит от полной ионизации на треке.

Недостатком режима является его неспособность регистрировать последовательную серию кластеров на следе частицы. Это приводит к деформации пуассонова распределения кластеров, в результате чего максимальное число зарегистрированных кластеров от одной частицы не может превышать число модулей ДПИ. Чтобы обойти этот недостаток, необходимо, чтобы число модулей ДПИ было бы примерно вдвое больше среднего числа кластеров в детекторе. При этом количество вещества в ДПИ не увеличивается, но модули становятся малоэффективными.

Итак, наш выбор можно резюмировать следующим образом:

1. Конструкция ДПИ - ряды тонкостенных трубок, прослоенные радиаторы.
2. Метод регистрации - кластерный.
3. Режим регистрации - самогасящийся стример.
4. Радиаторы РПИ - пенопласт или, более вероятно, ПП.

В данной работе приведены результаты цикла исследований, необходимых для выработки и принятия решений перед созданием большой установки. Кроме того, нашей ближайшей целью является создание макета ДПИ с числом модулей от 12 до 24 на выше приведенных принципах и его использование в экспериментах по кумулятивным процессам для  $e/\pi$ -сеперации при энергиях выше  $\sim 0,5$  ГэВ на Ереванском синхротроне. Размеры рабочей апертуры макета -  $(18 \times 26)$  см<sup>2</sup> при длине (1-2) м в зависимости от числа модулей.

Общий вид одного из модулей макета с радиатором из ПП по-

казан на рис.1. Модуль содержит 16 трубок диаметром 16 мм и толщиной стенки 12 мкм. Каждая трубка имеет индивидуальное питание газовой смесью, состоящей из Xe, He, CH<sub>4</sub> и паров метилалла. Каждая последующая плоскость регистраторов РПИ смещена относительно предыдущей на величину радиуса трубки. На этом же рисунке показан 32-канальный модуль электроники съема и записи информации, рассчитанный на два модуля макета ДПИ [9].

Собранная трубка макета подвергалась тестовым испытаниям на радиоактивных источниках <sup>55</sup>Fe (рентгеновские кванты с  $E_{\gamma} = 5,9$  кэВ) и <sup>90</sup>Sr ( $E_e^{\max} = 2,2$  МэВ).

На рис.2 показана блок-схема, в которой проводились измерения. В случае электронов <sup>90</sup>Sr выработывался мониторный сигнал в схеме, выделенной пунктиром, причем использовался правый край спектра электронов для выделения частиц с минимальной ионизацией. Сигнал с трубки через усилитель с K=5, имеющий малое выходное сопротивление, разветвлялся для анализа на АИ-1024 и для выработки сигнала управления на С2, причем дискриминатор-формирователь D5 пропускает только стримерные импульсы, т.е. в случае <sup>90</sup>Sr пересчетные приборы S1, S2 и S3 отсчитывали соответственно монитор, полную загрузку трубки и число совпадений трубки с монитором. Отношение  $W_{cl} = N(S3)/N(S1)$  определяет эффективность регистрации электронов по кластерам.

В случае <sup>55</sup>Fe схема работает в режиме пропускания и, следовательно,  $N(S2) = N(S3)$ , а эффективность регистрации квантов определяется отношением  $\eta_{\gamma} = N(S2)/N(S2, \text{плато})$ . Левая верхняя часть блок-схемы предназначена для исключения после импульсов в прямом канале счета  $\gamma$ -квантов.

На рис.3 и 4 показаны кривые эффективности регистрации квантов и электронов при двух сильно отличающихся концентрациях  $Xe$ , полученные с помощью выше описанной схемы, причем регистрируются только те кластеры, которые перешли в самогасящийся стример. Видно, что при определенных напряжениях питания эффективности для  $e$  и  $\gamma$  сильно отличаются.

Используя серию подобных кривых, была получена зависимость эффективности  $W_{e\beta}$  регистрации электронов  $^{90}Sr$  от концентрации  $Xe$  при разных вероятностях  $W_{str}$  перехода в стример кластера от  $^{55}Fe$ . Эти данные представлены на рис.5. Для того, чтобы получить вероятность перехода в стример для квантов с большей энергией  $^{55}Fe$  заменялся на  $^{241}Am$ . В этом случае регистрируется в основном линия 13,6 кэВ. Из рис.5 видно, что  $W_{str}$  для  $^{241}Am$  заметно выше. Эта разница для  $^{55}Fe$  и  $^{241}Am$  находит свое другое выражение также и в сдвиге спектральных распределений стримерных сигналов, показанных на рис.6. При одинаковом напряжении питания эта сдвигка составляет 17%, причем средний ток трубки в этих измерениях выставлялся строго одинаковым.

Возвращаясь к рис.5 отметим, что данные по эффективности регистрации электронов имитируют  $\delta$ -кластерный фон пионов с энергиями в сотни мегаэлектронвольт, поэтому этот вопрос следует обсудить подробнее.

Все наши измерения показывают, что при прохождении электрона с минимальной ионизацией через слой  $Xe$  различной толщины регистрируется такое число кластеров, которое в пересчете на см  $Xe$  равно  $0,18 \pm 0,02$ . При этом вероятность перехода в

стример для кластеров с  $E_{\gamma} \approx 6$  кэВ ( $^{55}\text{Fe}$ ) выбиралась равной 0,8. С другой стороны, теоретическое значение для числа  $\delta$ -кластеров на 1 см  $\text{Ce}$  для  $E_{\delta} \geq 6$  кэВ и минимально ионизирующих частиц равно 0,08 [10]. В других экспериментах [11,12] это значение достигает 0,2; 0,22, т.е. почти втрое превышает теорию. В нашем случае переход ступка заряда (лавины) в стример носит статистический, вероятностный характер. Для квантов с  $E_{\gamma} \approx 6$ кэВ ( $^{55}\text{Fe}$ ) мы задаем эту вероятность на уровне 80%. Для того, чтобы получить аналогичные вероятности для  $\delta$ -кластеров с  $E_{\delta} < 6$  кэВ, в отсутствие соответствующих  $\gamma$ -линий, мы воспользовались экспериментальными результатами, полученными Ретером [13] и аппроксимированными Чиковани [14], относящимися к вероятности перехода лавины в стример. Эти результаты приведены на рис.7. Видно, что вероятность перехода в стример на уровне 80% обеспечивается при числе частиц в лавине  $\sim 1,6 \cdot 10^9$ . Для определения этого числа в нашем случае был измерен КТУ как в пропорциональной, так и в стримерной областях путем измерения среднего тока трубки с точностью 5 нА. Эти результаты представлены на рис.8 и хорошо совпадают с данными в работах [4,5], полученными другой методикой. Из рис.8 видно, что даже при  $U = 3,2$  кВ, когда все сигналы принадлежат области стримера, число частиц  $\approx 3,6 \cdot 10^8$ , а в лавине более чем на порядок меньше. Это несовпадение числа частиц в критической лавине на кривой Ретера с числом частиц в лавине, переходящей в стример у поверхности проволоочки, само по себе интересно с точки зрения образования стримера в разных условиях и требует отдельного рассмотрения.

Тем не менее мы можем сделать реалистическое предположение, что кривая Ретера сохраняет свою форму и в наших условиях. Тогда мы можем нормировать эту кривую в точке  $P=80\%$  на энергию 5,9 кэВ и получить вероятности  $W_{str}(E_\delta)$  перехода в стример при  $E_\delta < 6$  кэВ. Далее, пользуясь дифференциальным распределением Резерфорда  $P(E_\delta) \sim E_\delta^{-2}$ , показанного на рис. 9; и умножая его на соответствующие вероятности перехода в стример, получаем дифференциальное распределение  $W(E_\delta) = P(E_\delta) \cdot W_{str}(E_\delta)$  для числа  $\delta$ -кластеров, перешедших в стример. Интегрирование этого распределения дает значение 0,18, что прекрасно согласуется с нашими экспериментальными результатами. Следует отметить, что полученные вероятности перехода в стример используются не только для проверки совпадения с теорией, но учитываются в дальнейшем в спектрах РИИ при расчетах практического ДПИ.

Для выяснения вопроса о временном разрешении ДПИ были измерены временные спектры стримерной трубки (рис. 10). Хотя полуширины распределений близки, временный спектр при напряжении  $U = 3075$  В, близком к рабочему, обладает более длинным "хвостом". Чтобы полностью охватить рабочую область трубки необходимо затратить  $\sim 270$  нс.

Был также измерен темновой ток трубки, который во всем диапазоне изменения напряжения питания от пропорционального режима до стримерного лежал в интервале (30-50) нА.

Расчет макета ДПИ для  $e/\pi$ -сепарации проводился в два этапа. Вначале рассчитывался "идеальный" ДПИ, в котором учитывался только метод регистрации - кластерный. Начальные ограничивающие условия заключались в том, что 24 - модульный детектор не

должен превышать по количеству вещества  $5 \text{ г/см}^2$  и по длине 2 м, что в пересчете на один модуль составляет  $0,2 \text{ г/см}^2$  и 8 см соответственно. Поэтому следует выбрать оптимальную толщину  $\alpha$  одного слоя радиатора.

На рис. II показана зависимость числа квантов РПИ на выходе III-радиатора с числом слоев  $n = 150$  и расстоянием между слоями  $\delta = 300 \text{ мкм}$  от энергии электронов. Каждой кривой соответствует определенное значение  $\alpha$ . Видно, что с ростом  $\alpha$  выход излучения растет при относительно высоких энергиях. При энергиях (0,5-1) ГэВ картина прямо противоположная, причем в этой области относительно мало и число квантов. Очевидно, что значение  $\alpha = 15 \text{ мкм}$  наилучшим образом удовлетворяет требованиям детектора во всем диапазоне энергий. При  $\alpha = 15 \text{ мкм}$  и  $n = 150$  модуль содержит  $0,2 \text{ г/см}^2$  вещества. На рис. II  $\delta = 300 \text{ мкм}$ . Это значение связано с ограничением по длине детектора. В то же время оно, как это видно из рис. I2, хорошо удовлетворяет требованиям сепарации при  $E_e = (0,5-1) \text{ ГэВ}$ . В этой области энергий выход излучения не растет при  $\delta > 300 \text{ мкм}$ . При  $\delta = 300 \text{ мкм}$  полная длина всех 24 радиаторов составляет  $\sim 110 \text{ см}$ .

Возникает вопрос о количестве регистрирующих плоскостей трубок, расположенных за данным радиатором. Это связано с формой спектра излучения. На рис. I3 показаны спектральные распределения на выходе III-радиатора с  $n = 150$ ,  $\alpha = 15 \text{ мкм}$  и  $\delta = 300 \text{ мкм}$  для энергий электронов от 0,5 до 4 ГэВ. Видно, что основная часть квантов находится в интервале частот от нескольких до  $\sim 20 \text{ кэВ}$ , причем максимум распределений

близок к 7 кэВ. Если за радиатором выставить 4 слоя трубок с концентрацией  $Xe$   $K = 30 \%$ , что соответствует общей усредненной толщине слоя  $Xe$ , равной 15 мм, то поглощение квантов в этих слоях выглядит так, как показано на рис.14, из которого видно, что уже в первых 3,75 мм  $Xe$  поглощается  $\sim 55 \%$  излучения. Расчеты показывают, что наиболее целесообразно иметь за каждым радиатором только одну плоскость трубок. Следующая плоскость трубок сдвигается по отношению к предыдущей на величину радиуса, как показано на рис.15. На этом рисунке кроме того отмечены точки входа частиц при  $X = 5$  мм и  $X = 8$  мм. При  $X = 5$  мм частица пересекает 24 модуля, при  $X = 8$  мм - 12, при этом количество вещества в обоих случаях остается одинаковым. Дальнейшие результаты расчетов приведены именно для этих траекторий, кроме случая, когда исследуется однородность работы детектора вдоль оси  $X$ .

Сразу отметим, что расчеты проводились в два этапа. Вначале аналитически рассчитывается "идеальный" детектор, в котором учитывается только метод регистрации. При этом выдаются все основные характеристики ДПИ, в том числе фактор режекции  $R$  в зависимости от эффективности регистрации электрона  $We$ . На следующем этапе в расчет вводятся известные нам факторы, учитывающие особенности работы стримерной трубки. Таких факторов два - это зависимость вероятности перехода в стример  $\gamma$ -кластера от его энергии и неспособность последовательной регистрации кластера.

В результате этого были получены массивы данных по эффективности срабатывания модуля  $W_m$  в зависимости от его номера  $N_m$ ,

которые использовались в Монте-Карло-расчетах для получения значений  $e/\pi$  режекции в практическом ДИИ.

Отметим также что для учета адронного фона, который экспериментально имитировался электронами, была выбрана кривая на рис.5, которая соответствует 80 % -ой вероятности перехода в стример  $\gamma$ -кластеров  $^{55}\text{Fe}$ . Но при этом необходимо было найти оптимальную концентрацию  $X_e$ , которая обеспечивала бы высокую эффективность работы детектора во всем энергетическом интервале электронов. На рис. (16-19) представлена зависимость фактора режекции  $R$  идеального детектора от эффективности регистрации электронов  $We$  при разных концентрациях  $X_e$  и при  $X = 5$  мм и  $X = 8$  мм для граничных значений энергетического интервала падающих частиц. Видно, что во всех случаях наилучший фактор режекции соответствует оптимальной концентрации  $X_e$  в пределах  $K = (40 - 45) \%$ . Для  $K = 40 \%$  на рис.20 показана зависимость полного числа кластеров в идеальном детекторе от энергии электронов при  $X = 5$  мм и  $X = 8$  мм. Видно, что основной рост числа кластеров имеет место в интервале  $\Delta E_e = (0,5 - 1,5)$  ГэВ, а при  $E_e \approx 0,5$  ГэВ и  $X = 5$  мм суммарное число кластеров примерно вдвое меньше числа модулей, т.е. ДИИ становится как бы малоэффективным, и фактор, обусловленный неспособностью режима "считать" кластеры, становится несущественным.

В соответствии с рис.20 можно ожидать резкого улучшения фактора режекции с ростом  $E_e$ . Это видно из данных на рис.21 и 22 для идеального детектора. Сравнение же рисунков показывает, что при переходе от числа модулей  $M = 12$  к  $M = 24$  фактор режекции улучшается очень сильно уже при  $E_e = 1$  ГэВ. Например,

при  $W_e = 96\%$  это улучшение составляет  $\sim 10^5$  раз, в то же время для  $E_e = 0,5$  ГэВ - всего лишь в  $\lesssim 10$  раз. И тем не менее, при  $E_e = 0,5$  ГэВ увеличение числа модулей - единственная возможность улучшить режекцию при постоянном  $W_e$ .

На основе данных, рассчитанных для идеального детектора, введя реальные условия регистрации квантов, получены эффективности  $W_m$  срабатывания модуля с номером  $N_m$  при оптимальной концентрации  $X_e = 40\%$  для  $X = 5$  мм ( $M = 24$ ) и  $X = 8$  мм ( $M = 12$ ). Эти данные представлены на рис. 23 и 24. При  $X = 8$  мм срабатывают только четные модули, и  $W_m$  монотонно растет с  $N_m$ . При  $X = 5$  мм срабатывают как нечетные, так и четные модули, поэтому  $W_m$  изменяется скачком. Используя массивы данных для  $W_m$  были проведены Монте-Карло расчеты для получения зависимости эффективности регистрации  $W_d$  пионов от  $W_e$  для разных значений  $E_e$  и  $X = 5$  мм и  $X = 8$  мм, при этом использовался метод максимального правдоподобия. Результаты розыгрыша представлены на рис. 25 и 26. Для наглядности некоторые результаты розыгрыша даны в другом виде на рис. 27.

Наконец, на рис. 28 показаны результаты расчетов для идеального детектора, позволяющие судить о степени однородности ДПИ вдоль оси  $X$ . Левая шкала - зависимость числа кластеров для  $e^-$  и  $\delta^-$  - кластеров для  $\pi^-$  от  $X$ . Неоднородность  $N$  вдоль  $X$  приводит к неоднородности по  $R$  (правая шкала). Данные приведены для  $K = 40\%$ ,  $W_e = 95\%$  и  $E_e = 4$  ГэВ.

В заключение отметим, что, как уже говорилось, для расчетов практического ДПИ нами была выбрана кривая с  $W_{str} = 80\%$  на рис. 5. На самом деле следует привести оптимизацию ДПИ, исполь-

зую и другие кривые на этом рисунке.

Авторы выражают глубокую благодарность В.В.Аммосову (ИВЭС) за стимулирование и обсуждение работы, а также А.П.Аматуни, Г.А.Вартапетяну за поддержку.

Авторы признательны, Ян Ши, М.А.Агинян, А.Р.Авакяну, М.С.Кордонскому за содействие в работе.

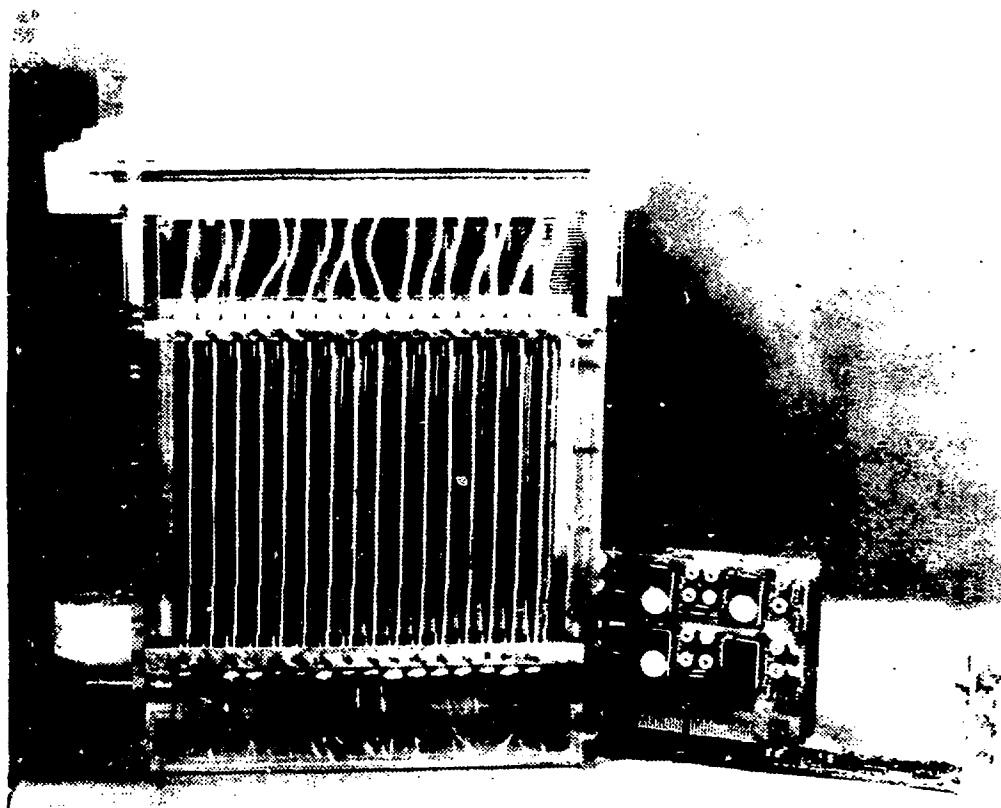


Рис. 1

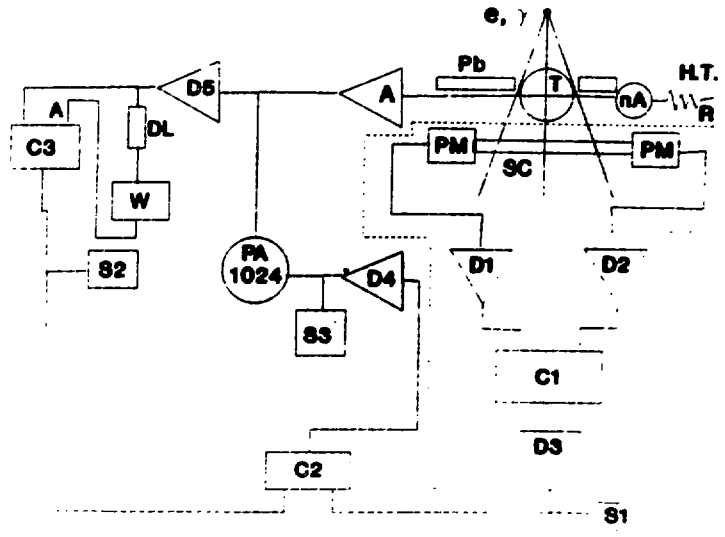
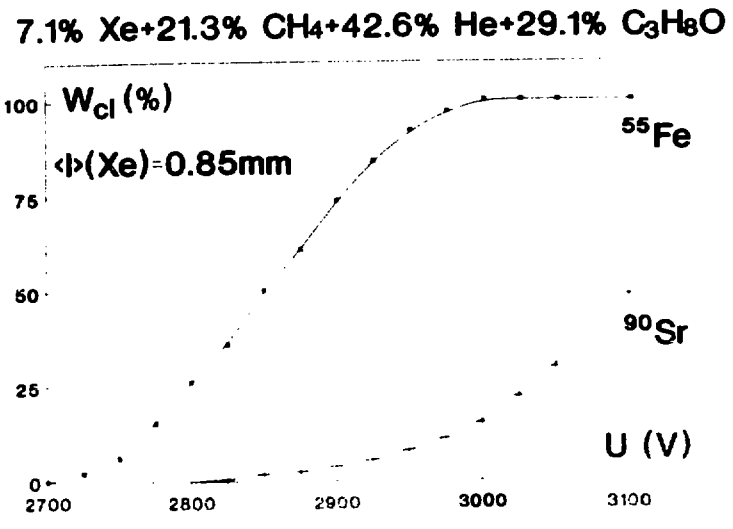


FIG. 2



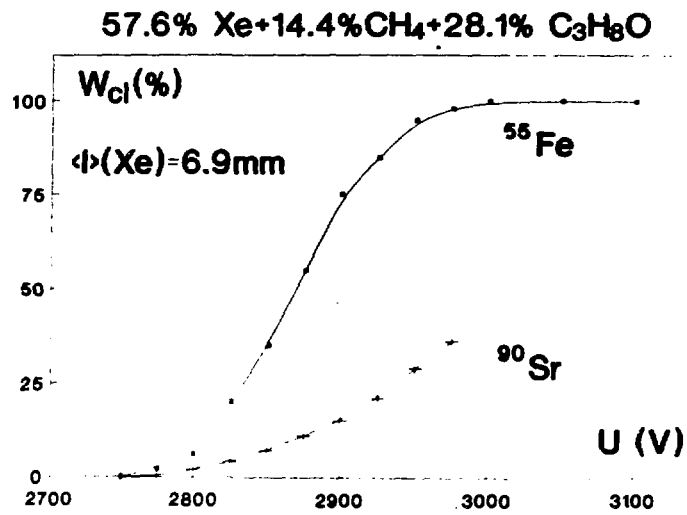


FIG. 4

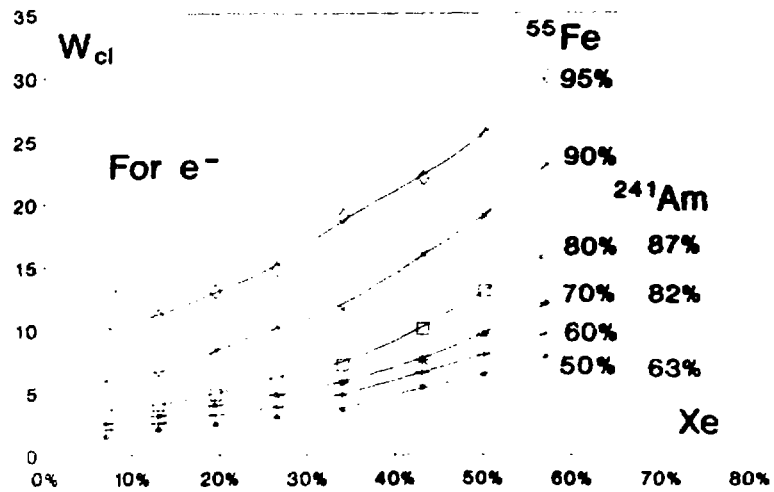


FIG. 5

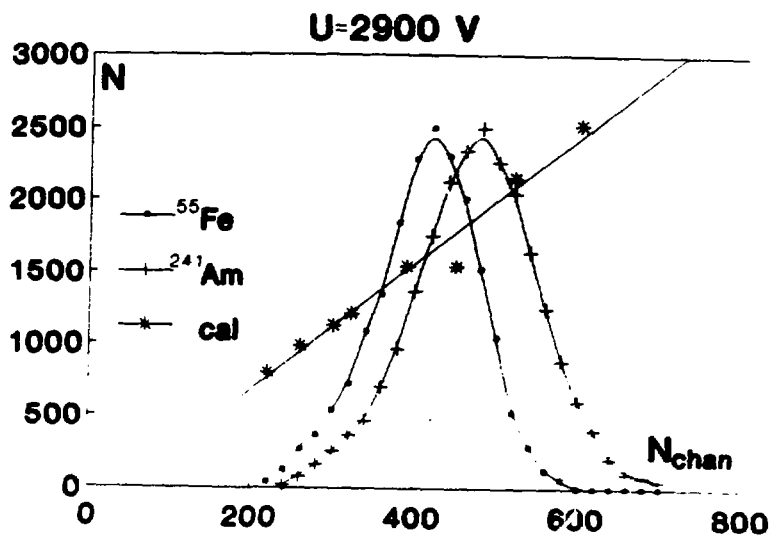


Рис.6

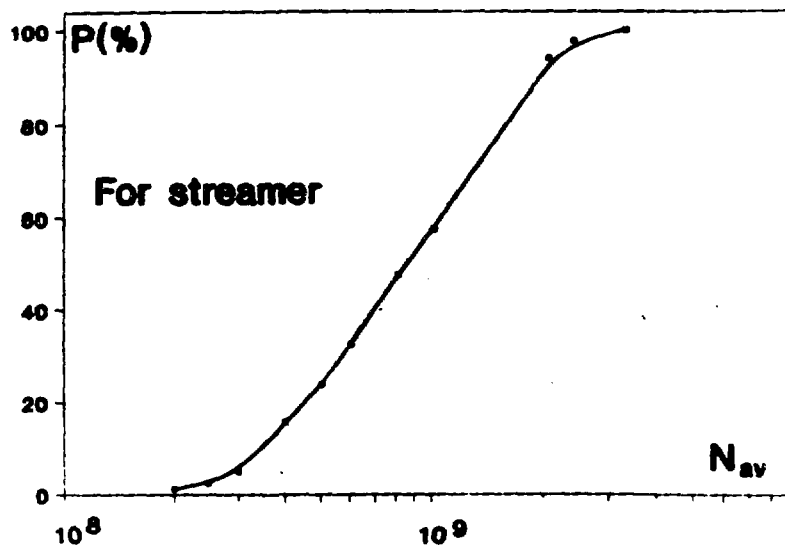


Рис.7

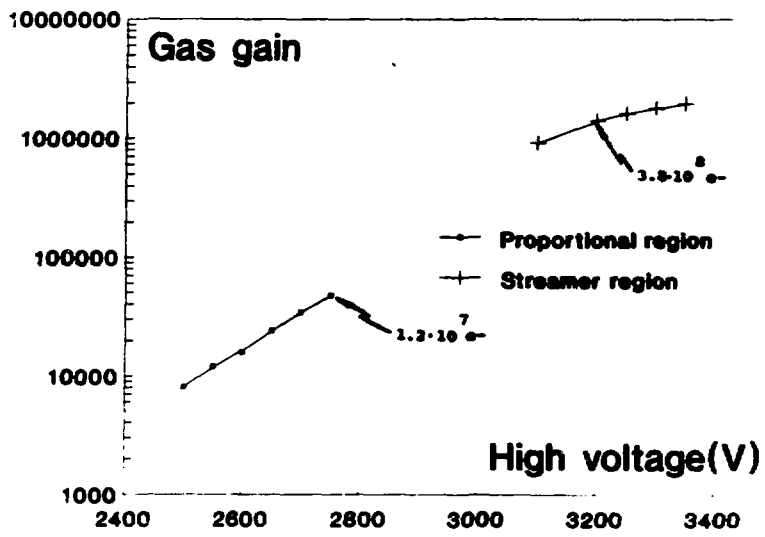


Рис.8

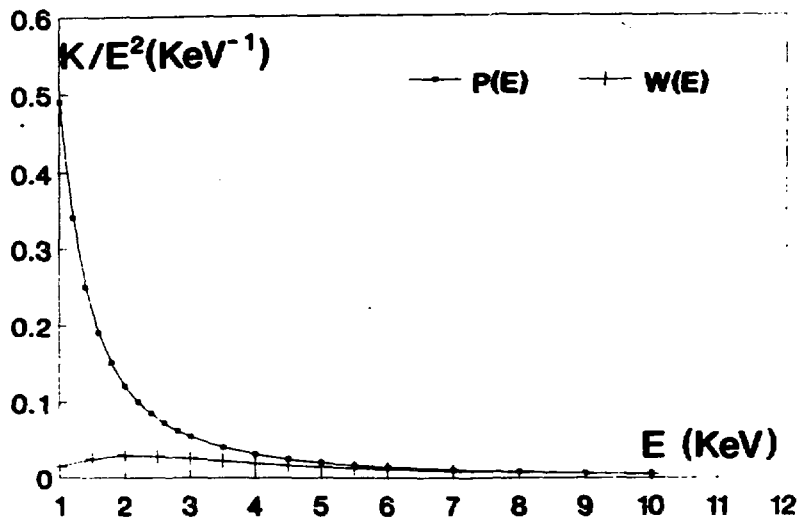


Рис.9

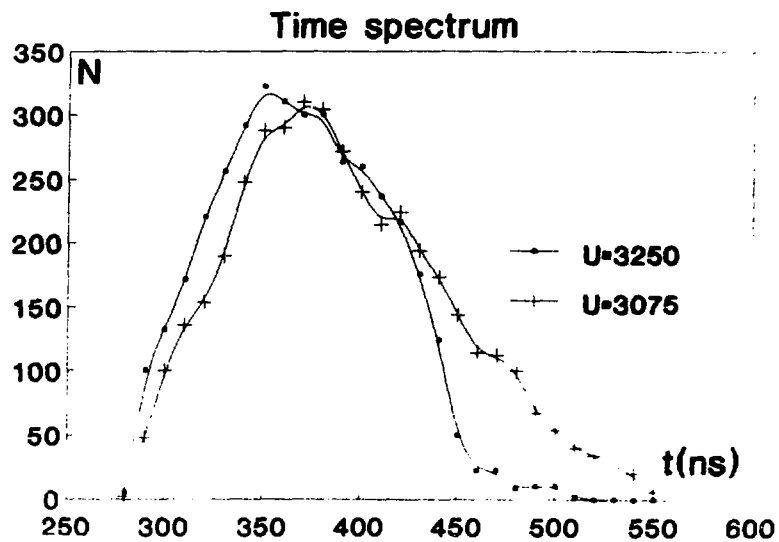
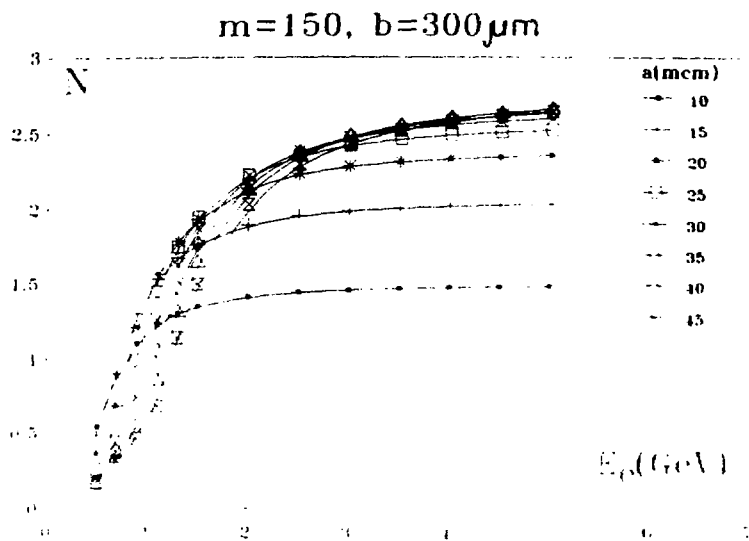


Fig. 11



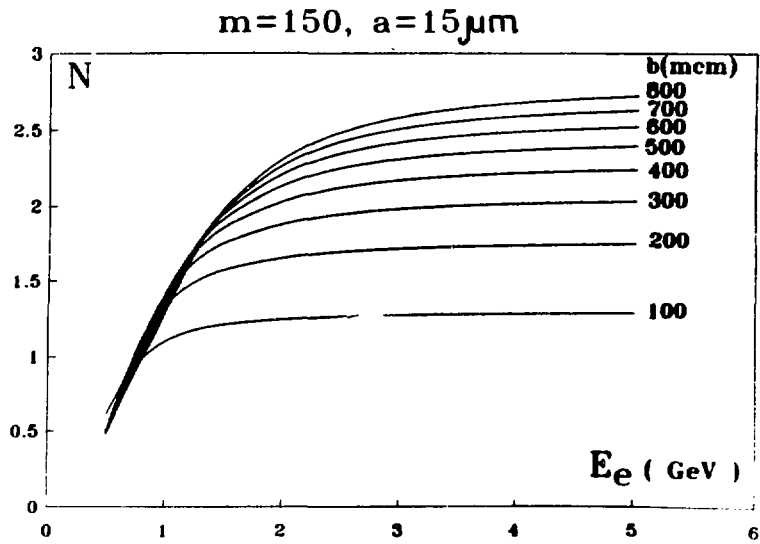


Рис. 12

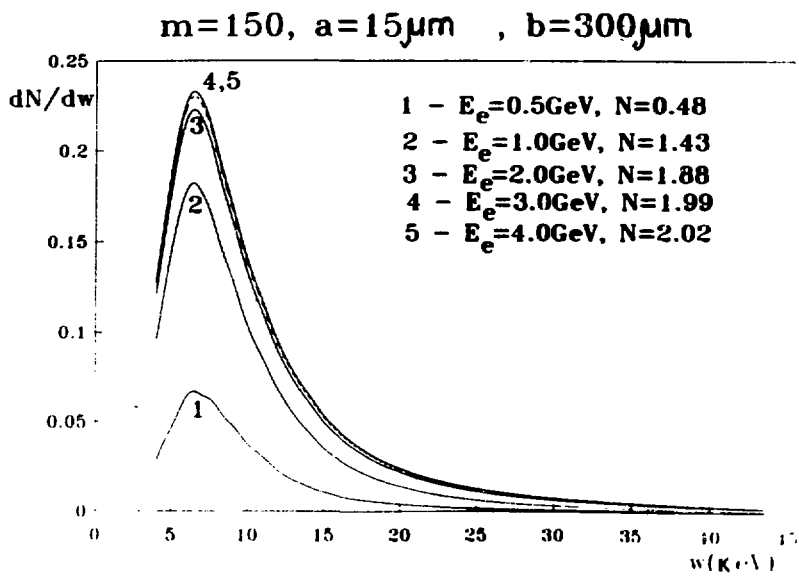


Рис. 13

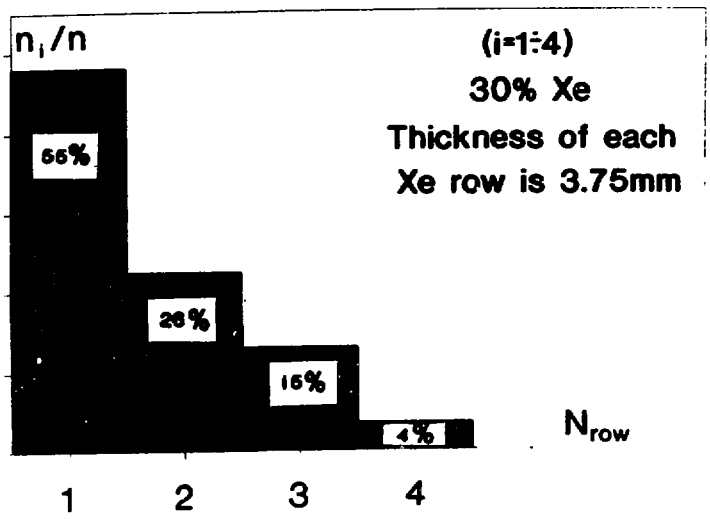


Рис. 14

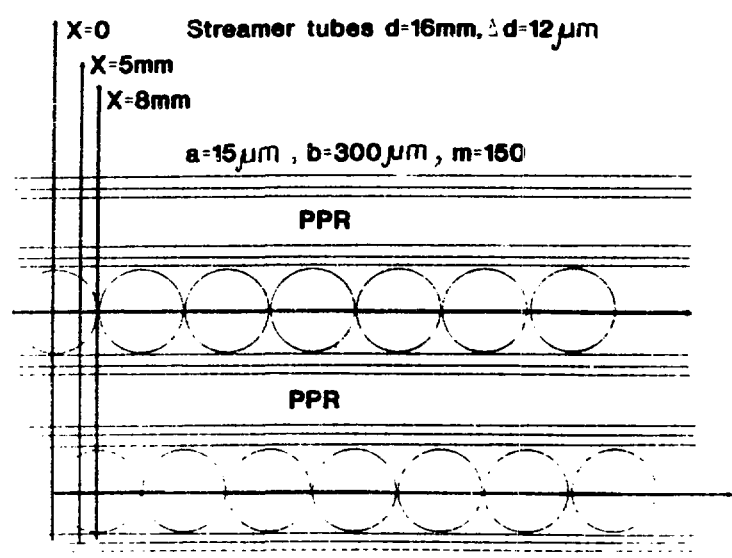


Рис. 15

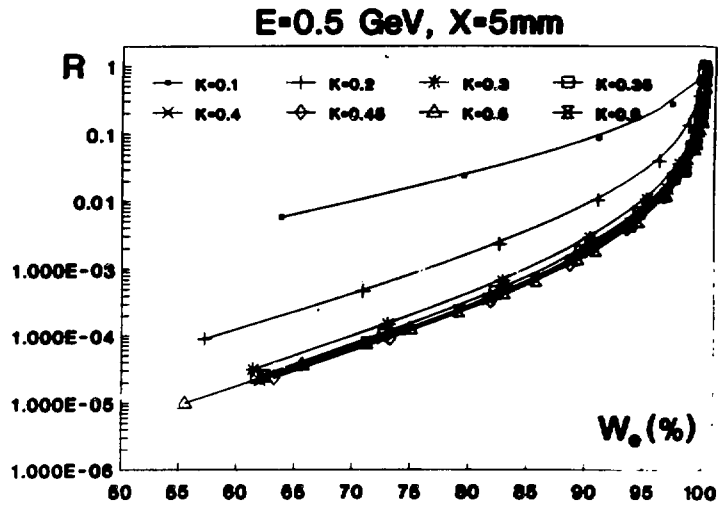


Рис. I6

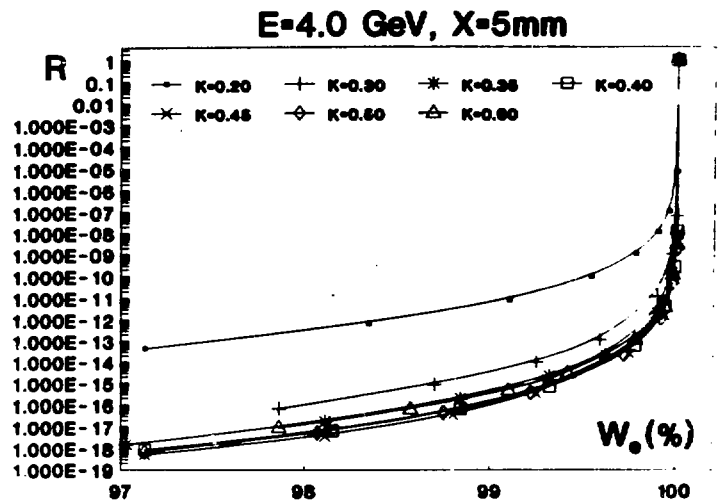


Рис. I7

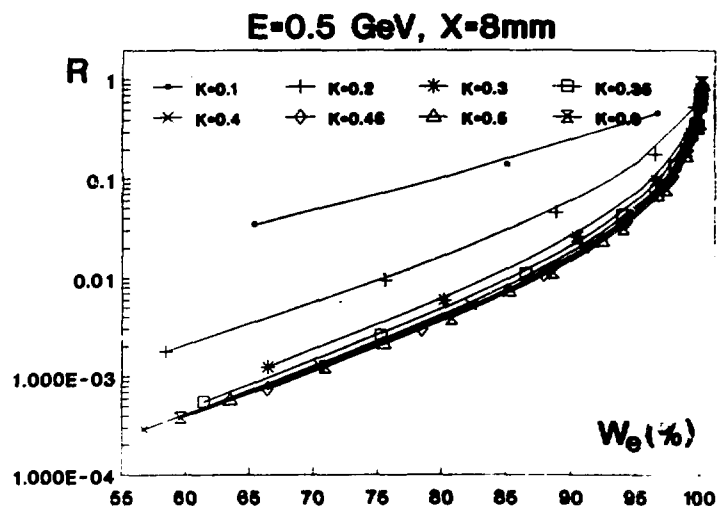


Рис. 18

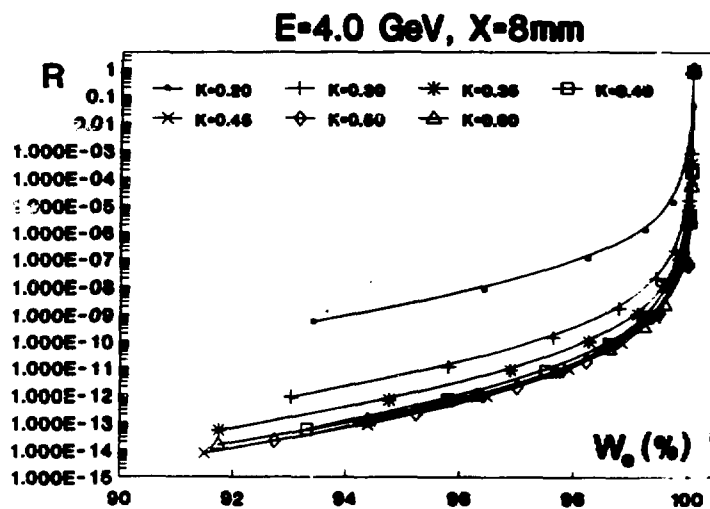


Рис. 19

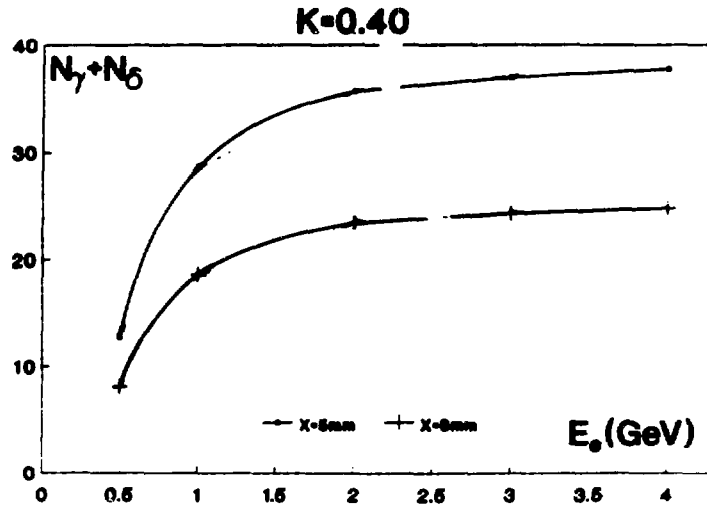


Рис. 20

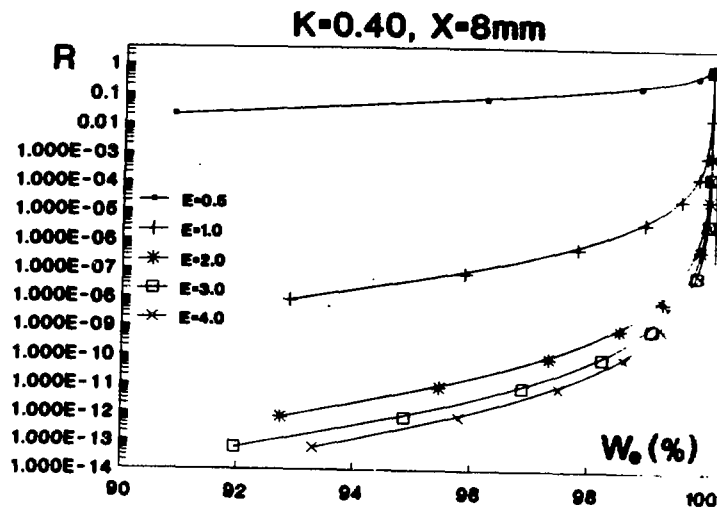


Рис. 21

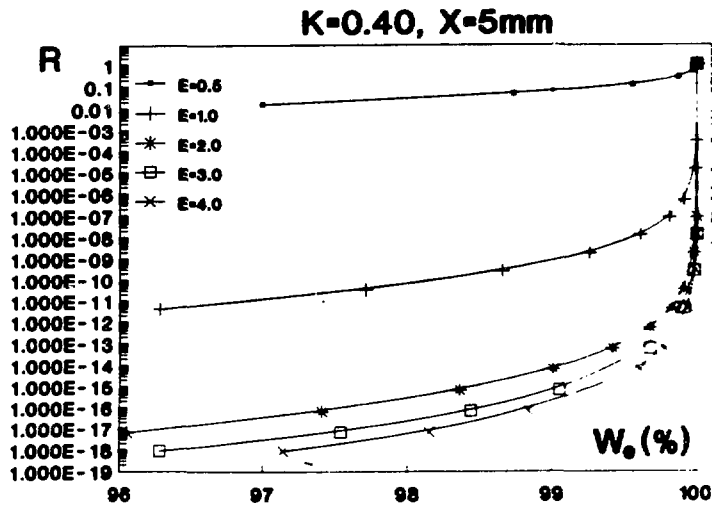


Рис. 22

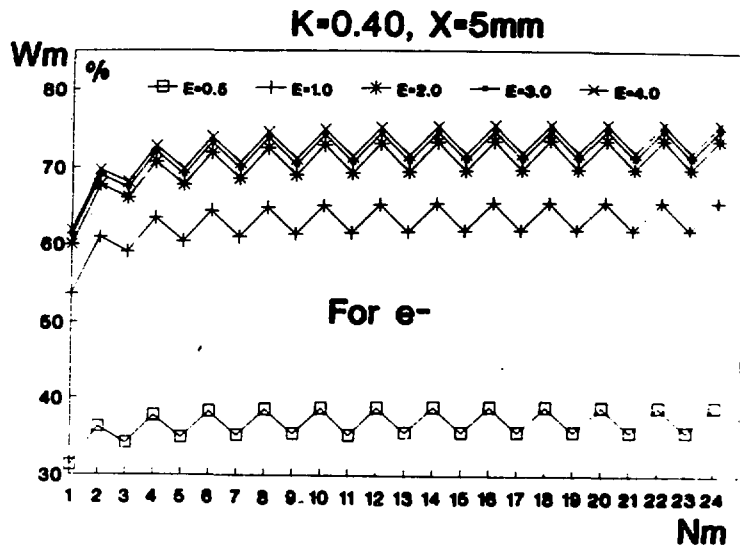


Рис. 23

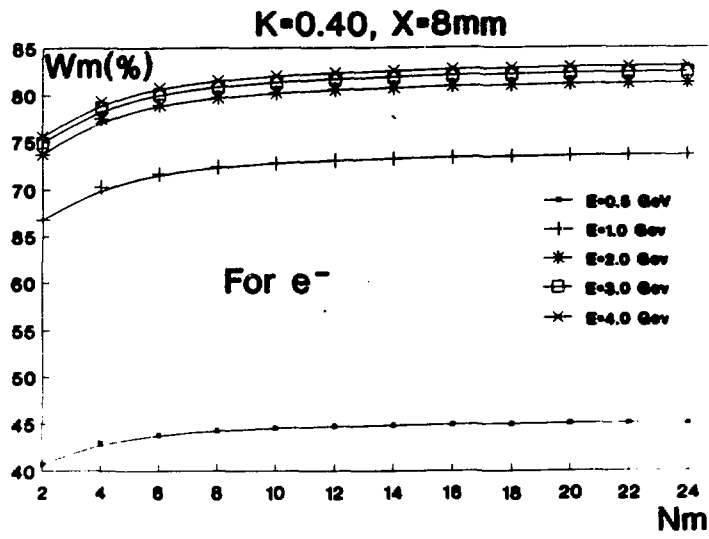


Рис.24

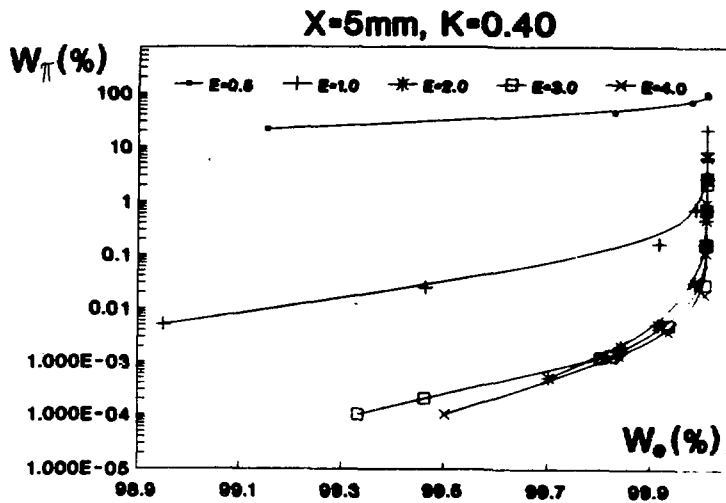


Рис.25

X=8mm, K=0.40

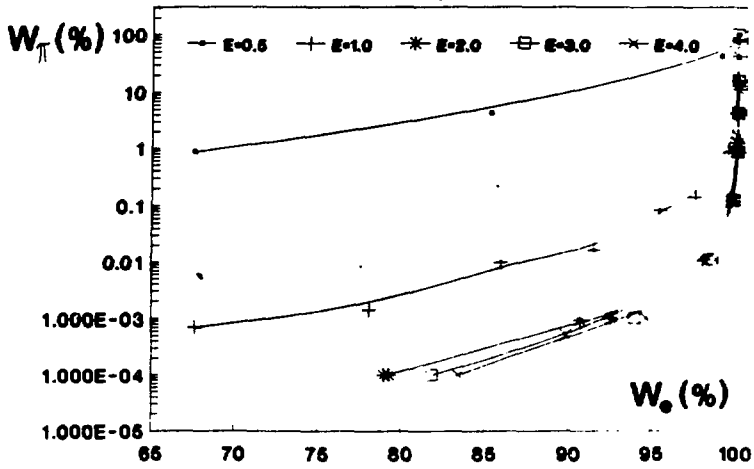


Рис. 26

e/π REJECTION

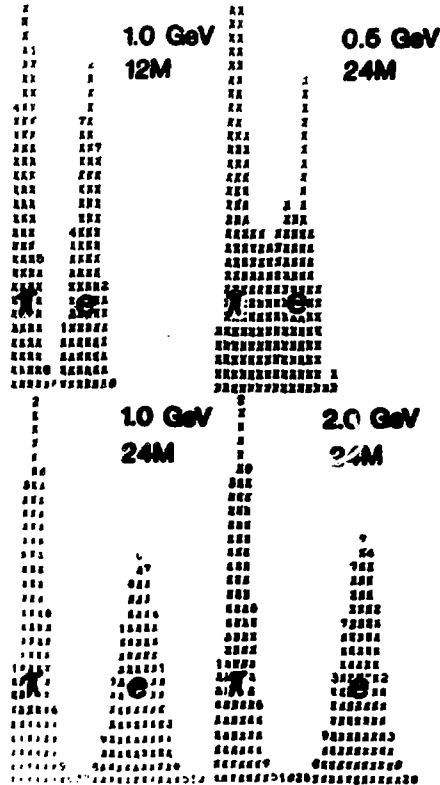


Рис. 27

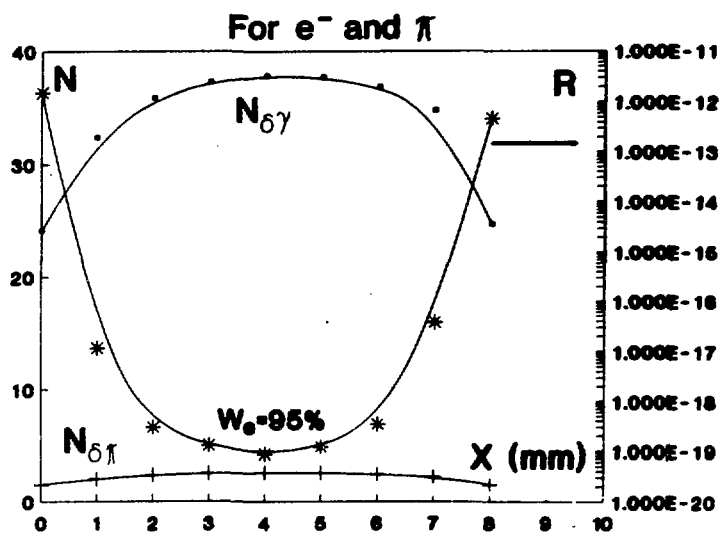


Рис. 28

## ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1 Общий вид модуля макета ДПИ.
- Рис.2 Блок-схема для измерения характеристик стримерной трубки. А-усилитель, НА -наноамперметр, R -резистор, Н.Т. -высокое напряжение, РВ -свинцовая защита, РМ -фотоумножитель, SC -сцинтилляционный счетчик, D -дискриминатор-формирователь, С-схема совпадений, S -пересчетный прибор, D.L -линия задержки, W -расширитель, РА-IO24-анализатор импульсов, А-вход анти-совпадения.
- Рис.3 Зависимость эффективности регистрации квантов  $^{55}\text{Fe}$  и электронов  $^{90}\text{Sr}$  с минимальной ионизацией от напряжения питания при относительно малой концентрации Хе.
- Рис.4 То же, что и на рис.3, но для относительно большой концентрации Хе.
- Рис.5 Зависимость эффективности регистрации электронов от концентрации Хе при разных вероятностях перехода в стример  $\gamma$ -кластеров от  $^{55}\text{Fe}$  и  $^{241}\text{Am}$ .
- Рис.6 Спектральные распределения стримерных сигналов от  $^{55}\text{Fe}$  и  $^{241}\text{Am}$  и калибровочная прямая.
- Рис.7 Кривая Ретера для вероятности перехода в стример лавины с данным числом частиц.
- Рис.8 Зависимость коэффициента усиления от напряжения питания.
- Рис.9 Дифференциальные распределения  $P(E_\delta) = K/E_\delta^2$  для числа  $\delta$ -кластеров, образованных в 1 см Хе и  $W(E)$  - для числа  $\delta$ -кластеров, перешедших в стример.

- Рис.10 Временной спектр трубки.
- Рис.11 Зависимость выхода квантов РИИ от энергии электронов для разных значений толщин пластины  $a$  при  $b = 300$  мкм и числе пластин  $m = 150$ .
- Рис.12 Зависимость выхода квантов РИИ от энергии электронов для разных значений зазора  $b$  между пластинами радиатора при  $a = 15$  мкм и  $m = 150$ .
- Рис.13. Дифференциальные частотные спектры РИИ на выходе радиатора с  $m = 150$ ,  $a = 15$  мкм,  $b = 300$  мкм для разных энергий электронов, а также соответствующие значения для числа квантов.
- Рис.14 Пространственное распределение относительного числа квантов в слое Хе толщиной 15 мм.  $E_e = 2$  ГэВ.
- Рис.15 Относительное расположение стримерных трубок, прослоенных полипропиленовыми радиаторами.
- Рис. (16-19) Зависимость фактора режекции от эффективности регистрации электрона при разных концентрациях Хе для  $X = 5$  мм (24 М),  $X = 8$  мм (12 М) и  $E_e = 0,5$  ГэВ и  $E_e = 4,0$  ГэВ.
- Рис.20 Зависимость полного числа кластеров в ДИИ от энергии электронов для  $X = 5$  мм (24 М) и  $X = 8$  мм (12 М).
- Рис.21,22 Зависимость фактора режекции от эффективности регистрации электронов при разных значениях их энергии для  $X = 5$  мм при оптимальной концентрации Хе.
- Рис.23,24 Эффективность  $W_m$  срабаты модуля с номером  $N$ , для разных  $E_e$  и  $X$ .

Рис.25,26 Монте-Карло-расчет зависимости вклада пионов от эффективности регистрации электронов при разных энергиях  $E_e$  для практического детектора.

Рис.27 Иллюстрация  $e/\mu$  режекции.

Рис.28 Однородность ДШИ вдоль оси X.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Alikhanian A.I., Avakian K.M., Garibian G.M. et al.  
Detection of X-ray Transition Radiation by Means of Spark Chamber.- *Phys.Rev.Lett.*, 1970, V.25, N.10, p.635-639.
2. Казарян С.П., Мовсесян С.Н., Шихляров К.К. Оптимальные РПИ-детекторы для идентификации частиц в широкой области энергий. Препринт ЕФИ-1017(67)-87, Ереван, 1987.
3. Kazarian S.P., Movsessian S.N., Shikhliarov K.K., Optimal Electron/Pion Separation in the Energy Range 1-100 GeV.- Preprint YERPNI-1060(23)-88.
4. Алексеев Г.Д., Хазинс Д.И. Влияние толщины анодной проволоки и давления рабочего газа на характеристики самогасящегося стримерного режима работы проволочной камеры. ПТЭ, 1982, № 2, с.33-36.
5. Atac M., Tollestrup A.V., Self-Quenching Streamers- Prepr. Fermilab FN -339 2562.000, 1981.
6. Айвазян Р.Б. и др. Регистрация рентгеновского переходного излучения проволочной камерой в режиме самогасящегося стримера. Материалы II симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий. Ереван, 13-15 сентября, 1983 г., Ереван, 1984.
7. Шихляров К.К. Детектор для масс-сепаратора элементарных частиц. А.С. , № I264546, 10 мая 1984.

8. Akopdzhanov G.A., Bitjukov S.I., Dzhelyadin R I. et al.  
Method of Detection of Transition Radiation by Wire Chambers  
Operating in Self-Quenching Streamer Mode. Preprint  
84-39.
9. Бартикян М.В. и др. 32-канальный электронный модуль для  
проволочных камер. ПТЭ, 1982, № 3, с.75-77.
10. Ермилова В.К. и др. Флуктуации и вероятные значения иониза-  
ционных потерь энергии релятивистских частиц в тонких сло-  
ях газа. Труды Международного симпозиума по переходному из-  
лучению частиц высоких энергий. Ереван, ВФИ, 1977, с.489-  
-520.
11. Denisov A. et al., Performance of the E715 Transition Radia-  
tion Detector.- Fermilab - CONF-84/13, .
12. Errede D., Sheaff M., Fenker H., Mantsch P , A High Rate  
Transition Radiation Detector for Particle Identification  
in a Hadron Beam - Fermilab-Conf.89/170-E E-769
13. Raether. Electron Avalanches and Breakdown in Gases.-  
Butterwirths, London, 1966.
14. Чиковани Г.Е. Развитие метода искровых камер и поиски тяже-  
лых бозонных резонансов. Изд.Тбилисского университета.  
Тбилиси, 1968.

The address for requests:  
Information Department  
Yerevan Physics Institute  
Alikhanian Brothers 2,  
Yerevan, 375036  
Armenia, USSR

Р.О.АВАКЯН, Р.Б.АЙВАЗЯН, В.Г.ГАВАЛЯН, А.А.ЧИЛЕНГАРЯН,  
К.К.МИХЛЯРОВ

РПИ - ДЕТЕКТОР НА ОСНОВЕ СТРИМЕРНЫХ ТРУБОК

Редактор Л.П.Лукаян

Технический редактор А.С.Абрамян

---

Подписано в печать 14/IX-90г.

Формат 60x84/16

Офсетная печать. Уч.изд.л. 1,5

Тираж 299 экз. Ц. 22 к.

Зак. тип. № 252

Индекс 3649

---

Отпечатано в Ереванском физическом институте

Ереван 36, ул.Братьев Алиханян, 2

**ИНДЕКС 3649**



**ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ**

**We regret that some of the pages in the microfiche copy of this report may not be up to the proper legibility standards, even though the best possible copy was used for preparing the master fiche**