

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ



ЕФИ-548(35)-82

Р.А.АСТАБАТЯН, К.Ж.МАРГАРЯН

РАСЧЕТ ДЕТЕКТОРОВ РПИ

ԵՐԵՎԱՆ 1982 ԵՐԵՎԱՆ

УДК. 539.1.074:538.56:539.12

Р.А. АСТАБАТЯН, К.Ж. МАРГАРЯН

РАСЧЕТ ДЕТЕКТОРОВ РИИ

Приводится методика расчета детектора РИИ, основанная на статистической операции свертки распределений. Даны основные результаты расчета детекторов РИИ, в которых идентификация частиц по РИИ ведется методами полного и "частичного" энерговыделений и подсчета числа кластеров. Проведенный приближенный расчет, основанный на идентификации частиц по двум признакам, энергии и числу кластеров, показывает перспективность такого метода.

Ереванский физический институт

Ереван 1982

R.A.ASTABATYAN, K.ZH.MARGARYAN

CALCULATION OF XTR DETECTORS

The technique of XTR detectors calculation based on the statistical operation of distribution convolution is presented. The basic results of XTR detectors calculation are given where the identification of particles by XTR is carried out by methods of total and "partial" energy release and calculation of clusters number. The accomplished approximate calculation, based on the identification of particles by two features - the energy and number of clusters, shows the prospects of this method.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1982

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

БФН-548(35)-82

Р.А. АСТАБАТЯН, К.Ж. МАРГАРЯН

РАСЧЕТ ДЕТЕКТОРОВ РИИ

Ереван 1982

© *Ереванский физический институт, 1982*

Введение

Стремление полнее использовать спектральные характеристики рентгеновского переходного излучения (РПИ) в детекторах для идентификации частиц высоких энергий, неизбежно приводит к тому обстоятельству, что РПИ в таких детекторах приходится регистрировать на фоне ионизационных потерь энергий первичной частицы. На сегодняшний день единственными детекторами РПИ, для которых отношение "сигнал - шум" еще позволяет их применение для идентификации частиц высоких энергий, являются газовые детекторы, в частности, пропорциональные камеры и их модификации. В таких детекторах фотоны РПИ на фоне ионизационных потерь энергий падающей частицы выделяются методом энерговыделения, впервые предложенном в работе [1]. Применение этого метода тем эффективнее, чем меньше толщина газа-поглотителя детектора, вследствие локального характера поглощения γ - квантов РПИ. В работе [2] было предложено регистрировать РПИ, помещая после радиатора группу из тонких детекторов, представляющих собой пропорциональные камеры. В сочетании с другими эта же идея

была реализована в работе [3]. Еще один шаг вперед в методике детекторов РПИ был сделан в работах [4-7] *, где было обеспечено электронное разделение чувствительной длины детектора на ряд независимых отсеков с регистрацией фотонов РПИ на фоне меньших ионизационных потерь энергий падающей частицы в отсеке. Существенным в этих работах является то обстоятельство, что длина отсека или точнее "шаг сканирования" можно уменьшить, доведя его до единиц миллиметра и менее. Обработку информации в таком детекторе, состоящем из ряда независимых отсеков, можно проводить, используя информацию об энерговыделении в отсеках или о числе сработавших отсеков. Применяя термин кластер, полагая под этим названием случай, когда в отсеке зарегистрировано энерговыделение, лежащее в интервале энергий эффективно регистрируемых детектором фотонов РПИ, обработку информации можно проводить, используя информацию о числе кластеров в детекторе или информацию об их суммарной энергии. Учитывая все возрастающий интерес к детекторам РПИ, в настоящее время нам представляется актуальным проведение конкретных расчетов и сравнение параметров идентификации частиц детекторами РПИ, в которых частицы идентифицируются одним из следующих методов:

* В работах [4-5] произошла ошибка в написании формул. Правильное написание формулы (1) в работе [4] следующее:

$$V(t) = \frac{q}{V_0} \frac{Me}{c} 2\beta \cdot \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) \int_0^t \exp\left(\frac{t}{RC}\right) \frac{dt}{\exp[(t+t_0)2\beta]-1}$$

Аналогично, формула (5) в работе [5] должна иметь следующий вид:

$$I(t) = \frac{dQ}{dt} = \frac{q Me}{V_0} 2\beta \cdot \frac{1}{\exp[(t+t_0)2\beta]-1}$$

1) методом полного энергосвыделения в детекторе (W);

2) по сумме энергосвыделений в независимых отсеках детектора (суммарная энергия кластеров) (ΔW) (этот метод будем называть методом "частичного энергосвыделения", так как выделяется малая часть энергосвыделения от ионизационных потерь энергии первичной частицы и основная доля энергосвыделения от поглощения фотонов РПИ);

3) по сумме числа кластеров в отсеках (N).

Преимущество двух последних методов перед первым в настоящее время не вызывает сомнений, однако при сравнении методов 2 и 3 столь однозначный ответ нам представляется неочевидным. Это следует из того факта, что, хотя при идентификации посредством подсчета числа кластеров исключаются флуктуации энергии РПИ, которые достаточно велики ($\sim 100\%$), однако теряется информация о средней энергии фотона РПИ, которая, как известно, с увеличением лоренц-фактора частицы растет. С другой стороны, следует ожидать, что лучшим, по сравнению с двумя последними, является метод идентификации, сочетающий в себе использование двух признаков: как числа, так и энергии кластеров (N , ΔW).

Настоящая работа посвящена расчетам и сравнению вышеперечисленных методов идентификации.

Методика расчета

В основе расчетов лежит статистическая операция свертки распределений.

Если имеются статистически независимые распределения $P_1(E)$ и $P_2(E)$, то распределение суммы $E = E_1 + E_2$ выразится в следующем виде:

$$P(E_1 + E_2) = P(E) = \int_0^E P_1(x) P_2(E-x) dx = P_1(E) * P_2(E)$$

Эта операция позволяет быстро и точно получать распределение как ионизационных потерь энергий в детекторе с толщиной, кратной заданной, так и распределение суммы энерговыделений от ионизационных потерь энергий и фотонов РИИ.

Этот же результат можно получить, разыгрывая сумму распределений по методу Монте-Карло, однако последний требует очень большого машинного времени, а конечный результат сопряжен со статистическими ошибками.

Применяемый в данном расчете метод свертки распределений лишен указанных недостатков. Исходными данными для расчетов служат спектр РИИ на выходе радиатора и распределение ионизационных потерь энергий падающей частицы в единичном интервале длины газа. Спектр РИИ рассчитывался согласно [8]. Имея сечения поглощения [9], рассчитывался спектр поглощенных γ -квантов в газе детектора. При этом не учитывалось поглощение γ -квантов вследствие как когерентного, так и некогерентного комптон-эффекта. При расчетах спектров поглощения учитывалось только поглощение γ -квантов посредством фотоэффекта. В расчетах также принималось то упрощающее обстоятельство, что поглощение γ -квантов всегда вызывает локальную ионизацию в газе детектора, равную энергии γ -кванта. Эти два допущения, существенно упрощая расчет, дают погрешность в спектрах поглощения менее 1%. Необходимо отметить, что оба допущения неявным образом учитываются при поправке спектров поглощения на конечное разрешение детектора, согласно формуле:

$$P(E) = \int_0^E P_1(x) \frac{1}{\sqrt{2\pi} G(x)} \exp\left[-\frac{(E-x)^2}{2G^2(x)}\right] dx,$$

где

$P(E)$ – спектр поглощенных фотонов, поправленный на конечное разрешение детектора;

$P_1(E)$ – первоначальный спектр поглощенных фотонов;

E_0 – граничная энергия спектра;

$G(x)$ – среднеквадратичная флуктуация.

Зависимость $G = G(x)$ получается интерполяцией экспериментальных данных энергетического разрешения для пропорциональной камеры. В частности, для энергий 6,4 кэВ и 30 кэВ среднеквадратичные флуктуации равны 0,8 кэВ и 1,3 кэВ, соответственно.

Спектр ионизационных потерь энергии падающей частицы в единичном интервале длины газа получаем, следуя работе [10]. Имея среднее число первичных столкновений релятивистской частицы в газе, сопровождающихся ионизацией и возбуждением, и интегральный спектр передач энергий при столкновениях, разыгрывается число соударений согласно распределению Пуассона, а передача энергии при каждом соударении разыгрывается по интегральному спектру передач энергии.

Результаты расчета

Расчеты проводились для двух газовых наполнений детекторов РПИ: аргона и ксенона. В обоих случаях длина единичного отсека детектора была выбрана равной 3 мм.

В качестве радиатора РПИ нами выбрана периодическая среда из полиэтиленовых пленок толщиной 25 мкм и периодом следования 3 мм в количестве 100 штук. Поскольку распределения ионизационных потерь энергии разыгрываются методом Монте-Карло, важно, по возможности, исключить вклад статистических ошибок. Для этого

было разыграно 10^6 случаев прохождения частицы через 3 мм газа, что обеспечило достаточную статистическую достоверность "хвоста" распределений вплоть до 100 кэВ. Розыгрыш числа столкновений и передач энергий при столкновениях проводился по интегральным спектрам, что исключало число "пустых" розыгрышей. Общее число вызова случайных чисел составляло $\sim 10^7$. Исследование равномерности распределения такого числа псевдослучайных чисел показало наличие сложного периода в стандартной программе RNDM. Поэтому в расчетах применялась программа RND I. В дальнейшем, для расчета спектра ионизационных потерь энергий в толщине газа L , кратном 3 мм, производилась свертка исходного распределения $L/3$ раза. Для сравнения этой процедуры с результатами прямого моделирования на рис. I плавной кривой изображен результат прямого моделирования, взятый из работы [10], а гистограмма есть пятикратная свертка первоначального спектра для аргона.

Для того, чтобы свести к минимуму накопление ошибки, связанной с конечной протяженностью исходного распределения, свертка спектров производилась вплоть до энергии 4000 кэВ, что давало в центре тяжести распределения, получаемого после десятикратной свертки исходного распределения, ошибку менее чем 1%.

В общем виде цель расчетов такова.

Требуется разделить μ - мезоны с энергиями 100 ГэВ и 1000 ГэВ после их прохождения через радиатор, помещая непосредственно за радиатором детектор РПИ. Параметром, варьируемым при расчетах, является чувствительная длина детектора.

I. Идентификация методом полного энерговыделения в детекторе (W).

Обозначим:

$P_1(E)$ – распределение ионизационных потерь энергий в 3 мм газа;

$q_1(E)$ – нормированный на единицу дифференциальный спектр;

γ – квантов РПИ, поглощенных в детекторе с длиной L ;

\bar{N} – среднее число квантов РПИ, поглощенных в детекторе.

Спектр энерговыделения в детекторе от РПИ рассчитывался по следующей формуле:

$$q(E) = \sum_{k=1}^{K_0} q_1(E) * k \frac{\exp(-\bar{N}) \bar{N}^k}{k!} \quad \text{при } E > 0.$$

$$q(0) = \exp(-\bar{N})$$

В этой формуле учтен тот факт, что число фотонов РПИ распределено по закону Пуассона, их спектры есть K – кратная свертка распределения $q_1(E)$, обозначенная $q_1(E) * K$, а K_0 есть максимальное число кратных фотонов. Спектр ионизационных потерь энергий в детекторе длиной L выразится следующим образом:

$$P(E) = P_1(E) * L/3.$$

Окончательно спектр энерговыделения в детекторе получим как свертку распределений $P(E)$ и $q(E)$:

$$G(E) = P(E) * q(E).$$

Для проверки программы проведен расчет детектора РПИ при имитации условий эксперимента [I1]. На рис.2 пунктирной гистограммой представлены результаты расчетов, а сплошной – эксперимент. Наибольшее расхождение наблюдается в области энерговыделений в детекторе (5+7) кэВ. Качественно такая же картина наблюдалась при сравнении того же эксперимента с результатами расчета, проведенного в работе [I2]. Это расхождение, по-ви-

димому, можно объяснить как вкладом фоновых условий эксперимента, так и ошибками в табличных значениях коэффициентов поглощения χ -квантов [9]. На рис.3 представлены результаты расчета для аргона. По оси ординат отложена эффективность регистрации η μ - мезонов с энергиями 1000 ГэВ, а по оси абсцисс - коэффициент режекции R (отношение эффективности регистрации μ - мезонов с энергиями 1000 ГэВ и 100 ГэВ). Цифры у кривых обозначают длину детектора в сантиметрах. Аналогичные кривые представлены на рис.4 при наполнении детектора ксеноном. Здесь и далее кривые (η , R) получаются из спектров энергovyделений разделяемых частиц, причем, эффективности регистрации есть соответствующие площади под спектрами энергovyделений, ограниченные порогом регистрации.

Для примера на рис.5 изображены спектры энергovyделений для кривой (2.4) рис.4.

2. Идентификация по "частичному" энергovyделению.

При условии, что в 3 мм газа может поглотиться только один фотон, так как вероятность поглощения кратных фотонов в 3 мм незначительна, в прежних обозначениях имеем спектр энергovyделения в одном отсеке при поглощении в нем фотона РПИ:

$$Q_1(E) = P_1(E) * q_1(E).$$

Далее выделяем область энергovyделения в отсеках с квантом РПИ и без него. Эта область выбрана в интервале энергий эффективно регистрируемых фотонов РПИ в детекторе (5+30) кэВ.

С учетом последнего имеем распределение энергovyделения в отсеке, если в нем не поглощается фотон:

$$P(E) = \begin{cases} P_1(E) & \text{при } 5 \text{ кэВ} \leq E \leq 30 \text{ кэВ} \\ 0 & \text{при } 5 \text{ кэВ} > E > 0 \text{ кэВ и } E > 30 \text{ кэВ} \end{cases}$$

$$P(0) = \int_0^5 P_1(E) dE + \int_{30}^{4000} P_1(E) dE.$$

Аналогично, если в отсеке регистрируется фотон:

$$q(E) = \begin{cases} Q_1(E) & \text{при } 5 \text{ кэВ} \leq E \leq 30 \text{ кэВ} \\ 0 & \text{при } 5 \text{ кэВ} > E > 0 \text{ кэВ и } E > 30 \text{ кэВ} \end{cases}$$

$$q(0) = \int_0^5 Q_1(E) dE + \int_{30}^{4000} Q_1(E) dE$$

Спектр энерговыделения в детекторе выразится следующей формулой:

$$G(E) = \sum_{K=0}^{K=K_0} G_K(E), \quad (I)$$

где

$$G_K(E) = \sum_{K=0}^{K=K_0} [P(E)^{*(L/\beta-K)}] * [q(E)^{*K}] \cdot \frac{\bar{N}^K \exp(-\bar{N})}{K!}$$

K - число поглотившихся фотонов, а $q(E)^{*0} = 1$.

На рис.6 и 7 представлены результаты расчетов для аргона и ксенона, соответственно. Цифры у кривых обозначают длину детектора в сантиметрах.

На рис.8 даны спектры "частичных" энерговыделений для кривой (2.4) рис.7. Более наглядное представление об эффективности метода "частичного" энерговыделения можно получить, сравнивая кривые из последнего рисунка с кривыми рис.5.

3. Идентификация по числу кластеров.

В прежних обозначениях в отсеке, где не поглощается фотон:

$A_1 = P(0)$ - вероятность отсутствия кластера.

Аналогично, в отсеке, где поглощается фотон:

$A_2 = q(0)$ - вероятность отсутствия кластера.

Распределение числа кластеров в отсеках, где нет поглощенного фотона, при общем числе K поглощенных фотонов в детекторе, выразится в следующем виде:

$$I(n, K) = C_{L/\beta-K}^n A_1^{L/\beta-K-n} (1-A_1)^n,$$

где n - число кластеров.

Распределение же числа кластеров в отсеках с K поглощенными фотонами выразится в следующем виде:

$$j(n, k) = C_k^n A_2^{k-n} (1-A_2)^n.$$

Окончательно имеем следующее выражение для распределения числа кластеров в детекторе:

$$M(n) = \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{i=0}^n I(i, k) j(n-i, k) \frac{\exp(-\bar{N}) \bar{N}^k}{k!}$$

На рис.9 и 10 даны результаты расчета для аргона и ксенона, соответственно.

Зависимости $R = \eta(R)$ получены дискриминацией по числу кластеров в детекторе с единичным "шагом" кластерных событий. Цифры на рисунках соответствуют чувствительной длине детектора.

Обсуждение

Результаты расчетов позволяют для заданных конкретных условий выбрать оптимальную длину детектора (с точностью до шага кривых) при идентификации частиц по РИИ каждым из трех основных способов регистрации, и таким образом исключить при сравнении этих способов длину газа - поглотителя детектора. На каждом из рисунков 3,6,9 и 4,7,10, соответствующих результатам расчетов для газовых наполнений аргоном и ксеноном, выбрана кривая с максимальными параметрами идентификации (η, R). На рис.11 цифрой 1 отмечена кривая (4.8) из рис.3; цифрой 2 кривая (19.2) из рис.6; крестиками отмечен результат расчета при идентификации методом кластеров, соответствующий кривой с цифрой (9.6) из рис.9. Аналогичные данные представлены на рис.12 для ксенонового наполнения детектора: цифрой 1 отмечена кривая (1.2) из рис.4; цифрой 2 - кривая (2.4) из рис.7; крестиками - (1.2) из рис.10. Из рисунков 11 и 12 видно большое преимущество регистрации по отсекам. Из рис.11 следует, что метод кластеров

(N) приводит к лучшим, по сравнению с методом "частичного" энерговыделения (ΔW), параметрам идентификации при газовом наполнении детектора аргоном. С другой стороны, из рис. 12 следует, что сравнение этих же методов при газовом наполнении ксеноном приводит к противоположной оценке. Качественно этот факт объясняется тем, что наполнение детектора более тяжелым газом — ксеноном, обеспечивает регистрацию фотонов РИИ больших энергий, при этом увеличивается "вес" фотона, а последний учитывается при методе "частичного" энерговыделения. Однако, мы обращаем внимание на то обстоятельство, что последнее утверждение не претендует на универсальность, так как преимущество одного из этих методов идентификации, по-видимому, в общем случае задается несколькими факторами: газовым наполнением детектора, типом радиатора РИИ, а также лоренц-факторами разделяемых частиц.

Как уже отмечалось в введении настоящей статьи, по-видимому, лучший, по сравнению с этими двумя является метод, объединяющий в себе использование обоих признаков при идентификации: числа поглощенных фотонов РИИ и их энергии. Для проверки этого нами сначала проводилась дискриминация числа событий в детекторе, и затем суммирование их энерговыделений. При расчетах проводилось суммирование энерговыделений от тех кластеров в детекторе, число которых больше или равно трем. Вероятность того, что поглотившись в отсеке, фотон РИИ не даст кластера, равна 3% для детектора, наполненного как ксеноном, так и аргоном. Исходя из этого, в формуле (1) предыдущего раздела, для спектра энерговыделений в детекторе, сделана поправка для четырех первых гармоник суммы. Для остальных гармоник эта поправка незначительна. Так, например, для пятой, которая соответствует

четырем поглотившимся фотонам, вероятность того, что в детекторе будет меньше 3 кластеров только от поглотившихся фотонов, равна $\sim 0,5\%$. Ясно, что эта же вероятность для шестой и т.д. гармоник будет еще меньше. Исходя из вышеизложенного, спектр энерговыведения в детекторе с учетом дискриминации по числу кластеров выразится формулой (I) предыдущего раздела, направленной для первых четырех гармоник.

$$G(E) = \sum_{k=0}^3 a_k G_k + \sum_{k=4}^{K_0} G_k, \quad (2)$$

где a_k - вероятность того, что число кластеров в детекторе для k -ой гармоники больше или равно трем.

На рис. I3 даны спектры "частичных" энерговыведений с учетом дискриминации по числу кластеров. Спектры приведены для ксенонового наполнения детектора, длиной 2,4 см. Из спектров на рис. I3 получена кривая 3 рис. I2. Аналогичным образом получена кривая 3 рис. II, соответствующая аргоновому наполнению детектора, длиной 19,2 см. Необходимо отметить, что расчеты, проведенные согласно формуле (2), дают только приближенное представление о параметрах идентификации при использовании двух признаков, так как коэффициенты a_k дают поправку для всех многокластерных событий четырех гармоник суммы. В действительности же, более корректный учет дискриминации по числу кластеров приводит к деформации кривых (η, R) в направлениях, указанных стрелками на кривых 3 рис. II и I2, причем деформации кривых в направлении вниз, приводят к асимптотическому стремлению кривых 3 к кривым 2 тех же рисунков. Все расчеты проводились для одного модуля детектора РИИ. Следует также отметить, что в реальном эксперименте,

при наличии нескольких модулей детекторов РИИ, будут более существенно отличия расчетных кривых (η, R), приведенных на рисунках, а следовательно, и указанных выше различных методов регистрации РИИ.

В заключение авторы выражают благодарность Кавалову Р.Л. за полезные замечания. Авторы признательны Доржяну М.П. за внимание к работе, Арванову А.Н., Ахверджаняну А.Г., Маргаряну Ю.Л. за полезные дискуссии, Назасарьян Р.Г. за помощь в работе.

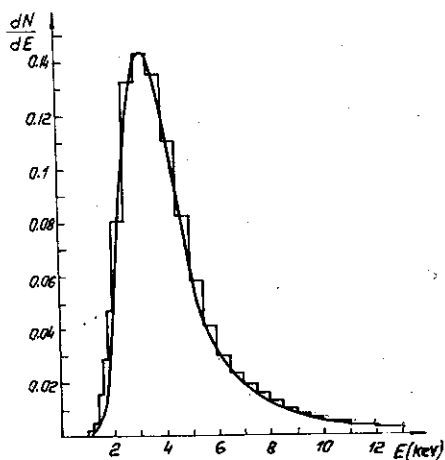


Рис. I

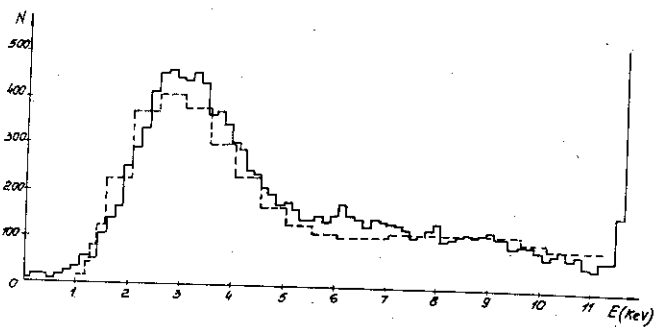


Рис. 2

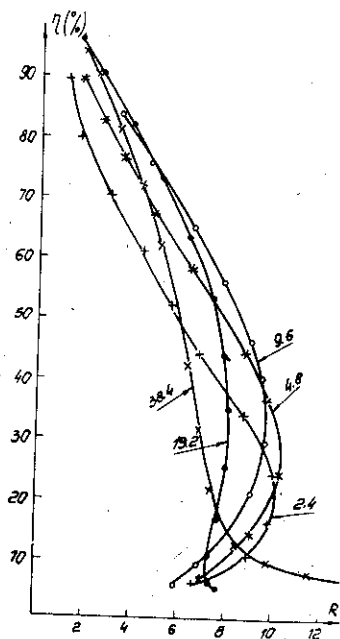


Рис. 3

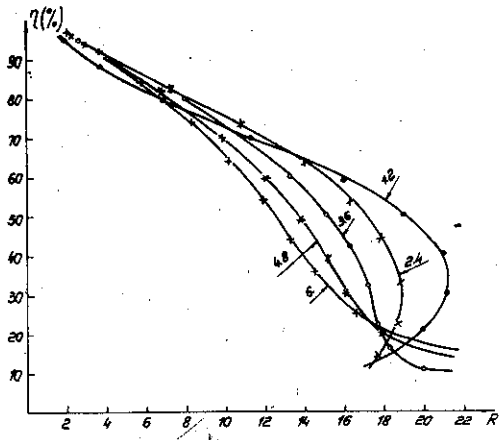


Рис. 4

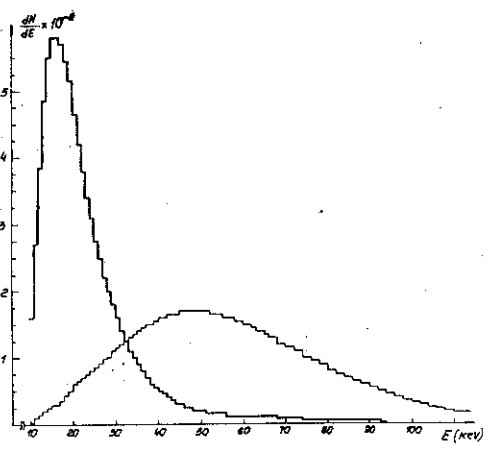


Рис. 5

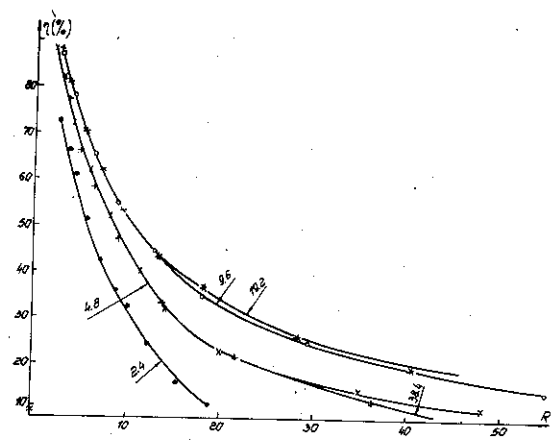


Рис. 6

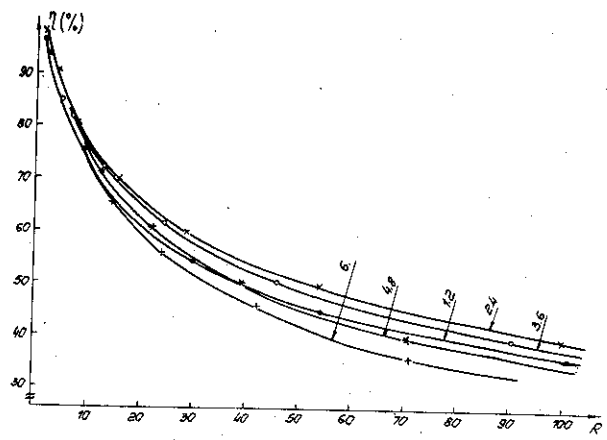


Рис. 7

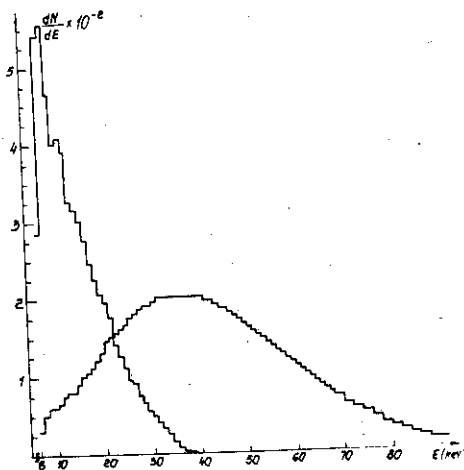


Рис.8

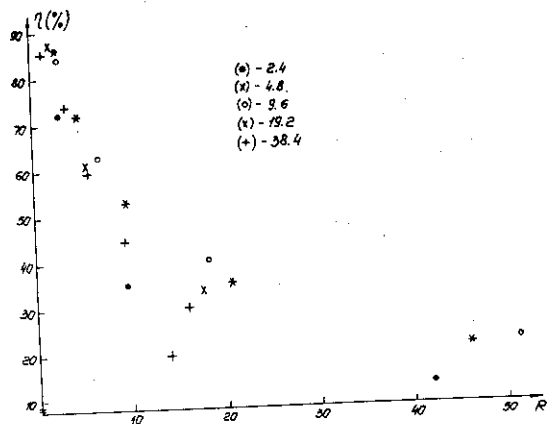


Рис.9

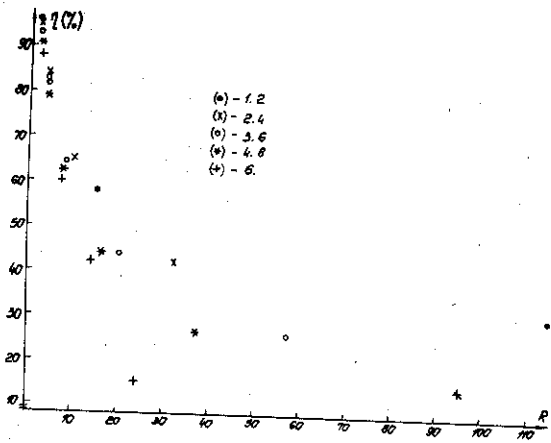


Рис. 10

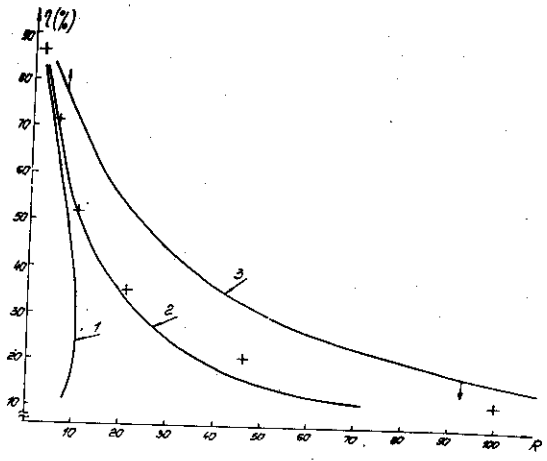


Рис. 11

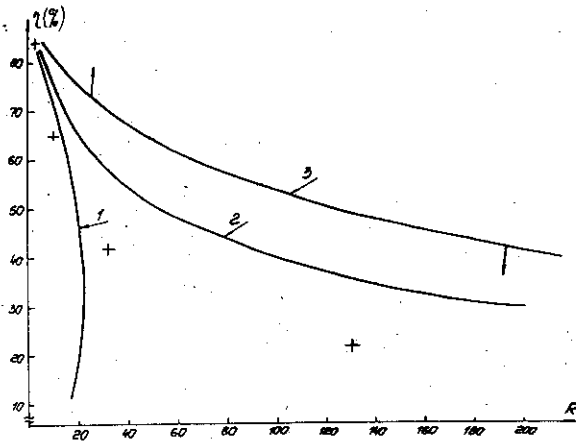


Рис. 12

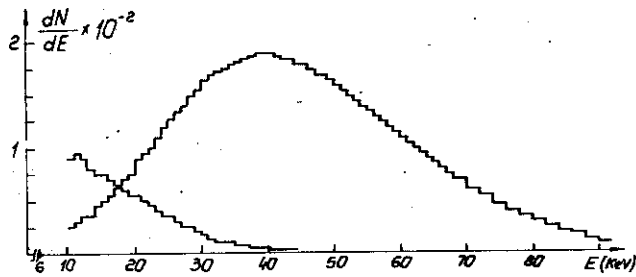


Рис. 13

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1 Распределение ионизационных потерь энергий релятивистской частицы в 1,5 см аргона.
Плавная кривая - результат расчета из работы [8].
Гистограмма - данные настоящей работы.
- Рис.2 Экспериментальное [II] и расчетное распределения энерговыделений в детекторе.
- Рис.3 Зависимость коэффициента режекции R от эффективности регистрации η μ - мезонов с энергиями 1000 ГэВ при газовом наполнении детектора аргоном. Цифры у кривых обозначают чувствительную длину детектора в сантиметрах. Частицы идентифицируются методом полного энерговыделения.
- Рис.4 То же, что и на рис.3, при наполнении детектора ксеноном.
- Рис.5 Распределение полных энерговыделений от μ - мезонов с энергиями 100 ГэВ и 1000 ГэВ при наполнении РПИ - детектора с чувствительной длиной 2.4 см ксеноном.
- Рис.6 Зависимость коэффициента режекции от эффективности регистрации η μ - мезонов с энергиями 1000 ГэВ при аргоновом наполнении детектора. Цифры у кривых обозначают чувствительную длину детектора в сантиметрах. Частицы идентифицируются методом "частичного" энерговыделения.
- Рис.7 То же, что и на рис.6, при наполнении детектора ксеноном.

Рис.8 Распределение "частичных" энерговыделений от μ -мезонов с энергиями 100 ГэВ и 1000 ГэВ - при наполнении РИИ - детектора с чувствительной длиной 2.4 см ксеноном.

Рис.9 Зависимость коэффициента режекции R от эффективности регистрации η μ - мезонов с энергиями 1000 ГэВ при идентификации по числу кластеров в детекторе. Цифры на рисунке обозначают чувствительную длину детектора в сантиметрах. Расчет проводился для аргонового наполнения РИИ - детектора.

Рис.10 То же, что и на рис.9, при наполнении детектора ксеноном.

Рис.11 Зависимость коэффициента режекции R от эффективности регистрации η μ - мезонов с энергиями 1000 ГэВ для аргонового наполнения РИИ - детектора.

- 1 - идентификация методом полного энерговыделения, при чувствительной длине РИИ - детектора 4.8 см;
- 2 - идентификация методом "частичного" энерговыделения, при чувствительной длине РИИ - детектора 19.2 см;
- (+) - идентификация методом подсчета числа кластеров, при чувствительной длине РИИ - детектора 9.6 см;
- 3 - идентификация по двум признакам: числу и энергии кластеров, при чувствительной длине РИИ-детектора 19.2 см.

Рис.12 Зависимость коэффициента режекции R от эффективности регистрации η μ - мезонов с энергиями 1000 ГэВ для ксенового наполнения РИИ - детектора.

- 1 - идентификация методом полного энерговыделения при чувствительной длине РПИ - детектора 1.2 см;
- 2 - идентификация методом "частичного" энерговыделения при чувствительной длине РПИ - детектора 2.4 см;
- (+) - идентификация методом подсчета числа кластеров при чувствительной длине РПИ- детектора 1.2 см;
- 3 - идентификация по двум признакам: числу и энергии кластеров, при чувствительной длине РПИ - детектора 2.4 см.

Рис.13 Распределение "частичных" энерговыделений μ - мезонов с энергиями 100 ГэВ и 1000 ГэВ после дискриминации по числу кластеров.

Расчет проводился для ксенонового наполнения РПИ - детектора с чувствительной длиной 2.4 см.

7. C.W. Fabjan, W. Willis, I. Gavrilenko et al. Practical Prototype of a Cluster-Counting Transition Radiation Detector. CERN-EP/80-198 p.8.
8. Ермилова В.К., Котенко Л.П., Мерзон Г.И. Флуктуации и вероятные значения ионизационных потерь энергии релятивистских частиц в тонких слоях газа. Труды Международного симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий. Ереван, 1977, с.489-520.
9. Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике. Киев, "Наукова думка", 1975.
10. Авакян А.М., Ян Ши. Влияние поглощающей способности среды на образование жесткого переходного излучения. Труды Международного симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий. Ереван, 1977, с.592-618.
11. Harris F., Katsura T., Parker S. et al. The Experimental Identification of Individual Particles by the Observation of Transition Radiation in the X-Ray Region NIM, 1973, vol.107, p.413-422.
12. Авуццян А.Т., Казарян С.П., Оганесян А.Г. Алгоритм моделирования РПИ-детекторов и некоторые его применения. Предпринт ВЭИ-437(44)-80, Ереван, 1980.

Рукопись поступила 26 февраля 1982 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алиханян А.И., Арутюнян Ф.Р., Испирян К.А., Тер-Микаэлян М.Л. Об одной возможности детектирования заряженных частиц высоких энергий. ЖЭТФ, 1961, т.41, в.6, с.2002-2010.
2. Испирян К.А., Князян С.Г., Маргарян А.Т. Оптимальные детекторы РИИ для идентификации \bar{N} , \bar{K} и P при импульсах частиц ≥ 60 ГэВ/с. Труды Международного симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий. Ереван, 1977, с.209-235.
3. Оганесян А.Г., Саркисян А.С., Атач М. Необычный детектор переходного излучения. Труды Международного симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий. Ереван, 1977 с.269-276.
4. Астабатьян Р.А., Лорикян М.П., Манукян Г.А., Маркарян К.Ж. Способ разделения локальной и распределенной в пространстве ионизаций. Препринт ЕФИ-407(14)-80, Ереван, 1980.
5. Астабатьян Р.А., Лорикян М.П., Маркарян К.Ж. Об одной возможности уменьшения вклада ионизационных потерь энергии проходящей частицы в детекторах рентгеновского переходного излучения. Изв.АН Арм.ССР, Физика, 1981, т.16, в.2, с.106-113.
6. T.Ludlam, E.Platner, V.Polychronakos et al Partical Identification by Electron Cluster Detection of Transition Radiation Photons
'CERN-EP/80-156 p.7.

Редактор Л. П. Музыкин
Тех. редактор А. С. Абрамян

Заказ 209

ВМ-05252

Тираж 299

Препринт БИИ

формат издания 60x84/16

Подписано к печати 9/VI-82г. 1,5 уч. изд. л. Ц. 22 к.

Издано Отделом научно-технической информации
Ереванского физического института, Ереван-36, Маршарина 2



индекс 3624