индекс 3624

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-437(44)-80

А.Т.АВУНДЖЯН, С.П.КАЗАРЯН,
А.Г.ОГАНЕСЯН

АЛГОРИТМ МОДЕЛИРОВАНИЯ РПИ-ДЕТЕКТОРОВ И НЕКОТОРЫЕ ЕГО ПРИМЕНЕНИЯ

ԵՐԵՎԱՆ 1980 ЕРЕВАН

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-437(44)-80

А.Т.АВУНДЖЯН, С.П.КАЗАРЯН, А.Г.ОГАНЕСЯН

АЛГОРИТМ МОДЕЛИРОВАНИЯ РПИ-ДЕТЕКТОРОВ И НЕКОТОРЫЕ ЕГО ПРИМЕНЕНИЯ

Ереван 1980

© Ереванский физический институт, 1980

В последнее время в физике высоких энергий все большее применение находят детекторы рентгеновского переходного излучения (РПИ-детекторы). Все они основаны на методе энерговыделения, когда к ионизационным потерям частицы в веществе поглотителя добавляется и энергия γ-квантов переходного излучения, образованных в слоистой среде, расположенной перед поглотителем [I-5]. При создании таких детекторов необходимо заранее оптимизировать их параметры с тем, чтобы детектор удовлетворял всем требованиям, продиктованным условиями конкретного эксперимента, тем более, что такие детекторы могут служить не только для идентификации частиц, но и для определения их энергии [6].

Все процессы (образование квантов переходного излучения в стопке пластин и их поглощение, а также ионизация и возбуждение атомов вещества поглотителя), имеющие место в РПИ-детекторах, достаточно хорошо изучены [I,7 ÷ 9]. С другой стороны, наиболее важными характеристиками являются не только средние значения ожидаемых энерговыделений частиц в детекторе, но и их флуктуации, обусловленные статистическим характером вышеуказанных процессов. Этим и объясняется общепринятое стремление модели-

ровать такие детекторы методом статистических испытаний (методом Монте-Карло) на ЭВМ. Ниже приводится описание подобного алгоритма и его применение для расчетов ожидаемых распределений энерговыделений для условий различных экспериментов как по измерению только ионизационных потерь в тонких (порядка нескольких см) слоях газов, так и по применению РПИ-детекторов вышеуказанных конфигураций для идентификации частиц.

Описание алгоритма

В работе [10] описан предварительный вариант алгоритма, а также приведены некоторые ожидаемые распределения энерговыделений для пионов и протонов в РПИ-детекторе установки "Пион" [2]. В настоящее время в программе произведены некоторые изменения, обусловленные появлением новых, более точных результатов по ионизационным потерям частиц в газах [13,14].

На рис.1 приведена блок-схема программы. Для работы программы необходимо задаться всеми данными, полностью характеризующими детектор. К ним относятся параметры газа, используемого в качестве поглотителя (плотность, атомные уровни и т.д.), параметры слоистой среды, геометрические характеристики детектора, энергии и углы вылета идентифицируемых частиц и т.д. Параметры, описывающие частицу, можно также получить в программе, если ввести соответствующие функции распределения. Обычно в программу закладываются массивы параметров частиц (массивы энергий и масс) и после загрузки в ЭВМ вычисляются распределения сразу для ряда энергий и масс частиц. Для этой цели в программе предусмотрен цикл по параметрам частиц.

Если же масса и энергия частиц уже определены (заданы извне или выбраны очередные значения из массивов), тогда программа

приступает к расчету дифференциального спектра квантов РПИ, а затем интегральной вероятности рождения кванта на одной пластине в слоистой среде. При этом используется следующая формула [11]:

$$\frac{dN}{d\omega} = \frac{8e^2}{\pi c\omega}\sum_{n=n_{min}}^{\infty}\left[2n - \frac{\omega_0}{\omega} - \eta\frac{\omega}{\omega_0}\right]\times \left(\frac{1}{2n+\frac{\omega_0}{\omega}\cdot\frac{b}{a}} - \frac{1}{2n-\frac{\omega_0}{\omega}}\right)^2 \times \sin^2\left[\frac{\pi a}{p}\left(n+\frac{1}{2}\cdot\frac{\omega_0}{\omega}\cdot\frac{b}{a}\right)\right] \quad (1)$$

где a - толщина пластин, b - расстояние между пластинами, $p = a+b$, $\eta = ap\delta\ (1-\beta^2)/(2\pi v)^2$, $\omega_0 = ab/2\pi v$, δ - квадрат плазменной частоты вещества пластин, $\beta = v/c$, и $n_{min} = (1/2)\times(\omega_0/\omega + \eta\omega/\omega_0)$. Интегральное число квантов вычисляется как

$$N_\gamma = \int_{\omega_{min}}^{\omega_{max}} \frac{dN}{d\omega}\,d\omega . \quad (2)$$

Здесь значение ω_{min} соответствует энергии кванта РПИ, пробег поглощения которого больше a, а ω_{max} выбирается таким, чтобы кванты с такой энергией уже практически не поглощались в поглотителе. В настоящей программе приняты значения ω_{min} = I КэВ и ω_{max} = I00 КэВ. Интеграл (2) также, как и дифференциальный спектр квантов вычисляется с шагом $\Delta\omega$=0,I КэВ

Далее определяются сечения ионизации и возбуждения атомов газа камеры согласно методике, изложенной в работах [10,12]. Для вычисления средних ионизационных потерь частиц использовалось выражение Штернхеймера [9]

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ср} = \frac{A}{\beta^2}\left[B + 0{,}693 + 2\ln\frac{p}{Mc} + \ln T_{max} - 2\beta^2 - \delta\right] . \quad (3)$$

При этом, для учета эффекта плотности используется полуэмпирическое выражение, полученное нами по результатам работ [13,14]

$$\delta = 0 \quad \text{при} \quad \gamma \le \gamma_{min}$$

$$\delta = 2\ln\gamma + C + a(\ln\gamma)^m \quad \text{при} \quad \gamma_{min} < \gamma \le \gamma_{max};$$

где $\gamma = E/Mc^2$ лоренц-фактор частицы. Для $\gamma > \gamma_{max}$ ионизационные потери принимаются равными значению, получаемому при $\gamma = \gamma_{max}$. Значения параметров C, a, m, γ_{min}, γ_{max} при нормальных условиях приведены в таблице. Для других значений давления и температуры эти коэффициенты пересчитываются согласно [9].

Вычисленные значения всех сечений запоминаются и передаются в подпрограмму, где вычисляются реальные ионизационные потери частицы в камерах.

После подготовки всех этих необходимых для работы основной части программы данных начинается уже так называемый набор статистики, т.е. вычисление конкретных энерговыделений в камерах РПИ-детектора и их размещение в выходных массивах для определенного количества частиц.

В первую очередь для каждой частицы вычисляются конкретные значения ионизационных потерь в камерах. Для этого по суммарному сечению взаимодействия частиц с атомами разыгрывается глубина очередного взаимодействия в газе камеры. При этом проверяется, находится ли эта точка внутри объема камеры. Если да, то согласно парциальным сечениям разыгрываются тип взаимодействия (ионизация или возбуждение атома газа) и атомный уровень, и к энерговыделению частицы в данной камере прибавляется энергия уровня (если произошло возбуждение) либо энергия образованного δ-электрона (если произошла ионизация). Этот процесс продолжается до тех пор, пока частица не покинет камеру.

В случае, если РПИ-детектор содержит n модулей, то все вышесказанное повторяется n раз, и получается n независимых значений энерговыделений в камерах детектора.

После этого начинается расчет энерговыделений за счет переходного излучения. Для этого, пользуясь значением (а при малых значениях его можно принять как вероятность рождения кванта) из (2), разыгрывается номер пластины, где рождается очередной квант РПИ. Если этот номер меньше, чем количество пластин во всем РПИ-детекторе, это означает, что частица еще не покинула детектор, т.е. квант образовался внутри детектора, и необходимо следить за его судьбой.

Исходя из спектра, рассчитанного по формуле (I), кванту присваивается определенная энергия, после чего для этой энергии определяются массовые коэффициенты поглощения кванта в самой среде, в воздушных промежутках между пластинами, а также между слоистой средой и камерой и в самой камере. По этим коэффициентам в предположении, что квант излучается в направлении частицы, определяется точка поглощения кванта. Если эта точка находится вне детектора, то выбирается очередной квант и все повторяется, а если же точка поглощения находится в объеме детектора, то рассматривается, поглотился ли квант в камере. Если да, то энергия кванта суммируется к энерговыделению частицы в данной камере. В случае поглощения кванта вне камеры (т.е. в слоистой среде или в воздухе), исходя из соответствующих вероятностей определяется, поглощение произошло вследствие фотоэффекта или комптоновского рассеяния. Если произошел последний процесс, то разыгрываются углы для новой траектории кванта по известному угловому распределению, и вновь

повторяются все перечисленные действия, но только при этом точка рассеяния принимается за точку рождения кванта. В противном случае (если механизмом поглощения кванта является фотоэффект) программа приступает к генерации очередных квантов и т.д.

Как только частица покидает детектор, полученные для каждой камеры суммарные энерговыделения размещаются в соответствующих выходных массивах. Одновременно можно накапливать распределения энерговыделений после арифметического или геометрического усреднения, а также отбора m наименьших (или наибольших) значений из энерговыделений в n камерах.

В программе предусмотрена также возможность накопления в отдельных выходных массивах ионизационных потерь.

Программа обладает достаточным быстродействием. Так, для моделирования прохождения 5000 частиц с лоренц-фактором 7000 через РПИ-детекторы установки "Пион" (4-х модульный детектор) требуется 30-35 минут счетного времени на ЭВМ БЭСМ-6.

Проверка алгоритма

Пригодность тех или иных расчетов, выполненных методом Монте-Карло, определяется точностью воспроизведения ими экспериментально измеренных распределений случайных величин. Точность моделирования РПИ-детекторов, основанных на методе энерговыделения, сильно зависит от того, насколько правильно моделированы ионизационные потери частиц в ществе погло - тителя. Для проверки этого нами были рассчитаны распределения энерговыделений за счет ионизационных потерь для протонов и пионов с импульсами 25 ГэВ/с в аргоне толщиной 1,5 см при нормальных условиях, что соответствует условиям эксперимента [14]. На рис.2а и б приведены рассчитанные нами, а также

измеренные экспериментально распределения, нормированные к одинаковому числу частиц.

Кроме того, в пропорциональных камерах установки "Пион" нами были измерены распределения ионизационных потерь одиночных μ -мезонов космического излучения. Этот же процесс был промоделирован на ЭВМ для расчета ожидаемого распределения энерговыделений, для чего в программу были заложены энергетическое и угловое распределения μ мезонов [15]. На рис.3 приведены измеренные и рассчитанные распределения ионизационных потерь для одинакового числа μ -мезонов, в камерах РПИ-детектора толщиной 4 см, наполненных смесью 90% Ar + 10% C_3H_8 при давлении 0,7 атм.

Из рисунков 2 и 3 видно, что алгоритм достаточно хорошо воспроизводит распределения энерговыделений за счет ионизационных потерь частиц в веществе поглотителя.

Чтобы убедиться в правильности моделирования процессов, связанных с переходным излучением, нами были рассчитаны распределения энерговыделений в РПИ-детекторах экспериментов [3,4]. На рис.4 и 5 приведены распределения, полученные с помощью настоящей программы, а также измеренные в эксперименте. Они находятся в удовлетворительном согласии.

Все эти сравнения показывают, что настоящую программу можно использовать для вычисления ожидаемых распределений энерговыделений при конструировании РПИ-детекторов, а также для оптимизации различных параметров последних.

Моделирование РПИ-детектора установки "Пион"

Рассматриваемая здесь программа была использована для моделирования РПИ-детектора установки "Пион". Каждый РПИ-детектор

в указанной установке состоит из четырех одинаковых модулей. Каждый модуль в свою очередь состоит из радиатора излучения (I20 слоев майлара: $a = 20$ мкм, $b = 3$ мм) и многонитяной пропорциональной камеры (МПК) с вышеприведенными параметрами и с площадью 0,8I м^2. Чтобы обеспечить максимальную площадь установки над калориметром, площадь которого составляет 3,2 x 3,2 м^2, было расположено девять таких РПИ-детекторов. Естественно, что при такой конструкции установки между отдельными РПИ-детекторами существуют нечувствительные области, обусловленные рамками МПК. Поэтому далеко не во всех случаях частица проходит через четыре модуля детектора. Но, очевидно, что с уменьшением числа модулей ухудшается разрешающая способность детектора. По разработанной программе было определено минимальное число модулей, позволяющее идентифицировать пионы и протоны с достоверностью 85-90% в соответствии с требованиями конкретной физической задачи.

Задача по оптимизации числа модулей решалась в следующей последовательности. Были рассчитаны ожидаемые распределения энерговыделений в каждом модуле РПИ-детектора, а также усредненные различными способами распределения (в том числе для m наибольших и m наименьших значений) отдельно для пионов и протонов в диапазоне энергий 300-5000 ГэВ. В каждом случае разыгрывалось 5000 событий. В качестве примера на рис.6-9 приведены распределения среднегеометрического значения энерговыделений частиц с энергией I000 ГэВ в случаях трех-, четырех, восьми- и двадцатимодульного РПИ-детектора, соответственно. Видно, как с увеличением числа модулей распределения пионов и протонов сужаются, а перекрывающиеся области уменьшаются.

Далее, для каждого типа частиц и для данной энергии выбираются пороги энерговыделений W_n^p и W_n^π (см.рис.6). Частица будет идентифицирована как протон, если ее энерговыделение $W \le W_n^p$. Если имеет место условие $W_n^p < W \le W_n^\pi$, такое событие невозможно идентифицировать, а в случае $W > W_n^\pi$ частица считается пионом. При этом отношение числа событий с $W \le W_n^p$ к полному числу протонов определяется как эффективность регистрации ε_p; соответственно определяется и ε_π. Очевидно, что в значениях ε_p и ε_π имеются вклады соответственно от пионов (когда $W^\pi \le W_n^p$) и протонов (когда $W^p > W_n^\pi$). Относительные величины этих вкладов определяют коэффициенты режекции δ_π и δ_p. Как следует из рассмотрения рис.6-9, чем с меньшей эффективностью будет регистрироваться частица определенного типа, тем меньше будет коэффициент режекции частицы другого типа.

Точность идентификации будет улучшаться и с увеличением числа модулей. Для иллюстрации на рис.I0 приведена зависимость коэффициента режекции протонов δ_r от эффективности регистрации пионов ε_π при различном числе модулей в РПИ-детекторе. Видно, что даже в случае трехмодульного РПИ-детектора значения $\delta_p \le$ I5% можно достигнуть при $\varepsilon_\pi \simeq 60\%$. При увеличении числа модулей ε_π постепенно стремится к I00%. Но увеличение количества модулей одновременно приводит к увеличению высоты установки H, т.е. к уменьшению геометрического фактора установки обратно пропорционально H^2.

В условиях реального эксперимента число идентифицированных с выбранной достоверностью частиц пропорционально $(\varepsilon_\pi / H^2)_{\delta_p = const}$. Зависимость этого параметра от количества

модулей при δ_p = 10% приведена на рис.11. Там же показана и зависимость ε_π от этого количества. Видно, что с увеличением количества модулей ε_π хоть и растет, но выигрыша в числе событий за единицу времени при этом нет и оптимальным при данных значениях коэффициента режекции и энергии является трех- или четырех- модульный детектор.

В работе [16] приведены предварительные результаты, полученные на установке "Пион". При обработке экспериментальных данных для получения этих результатов были использованы распределения энерговыделений для пионов и протонов, рассчитанные с помощью настоящего алгоритма. На рис.12 приведена двухмерная диаграмма событий, зарегистрированных установкой (за $\sim$ 1000 часов экспозиции). Здесь по оси абсцисс отложена энергия адронов, а по оси ординат - среднегеометрическое энерговыделение этих адронов в РПИ-детекторах. С помощью расчетных распределений энерговыделений для всего диапазона энергий были рассчитаны так называемые линии постоянной эффективности, т.е. энерговыделения, выше (ниже) которых должны находиться $\sim$ 50% всех пионов (протонов). Для каждой энергии были рассчитаны также ожидаемые коэффициенты режекции δ_p и δ_π. По этим значениям ε_π, ε_p, δ_p, и δ_π можно восстановить истинное количество пионов и протонов в различных энергетических интервалах. Следует отметить, что линии постоянной эффективности, а также δ_p и δ_π были определены отдельно для случаев, когда траектория адрона проходит через три или четыре модуля РПИ-детектора.

Другая возможность обработки экспериментальных данных с целью идентификации адронов заключается в использовании метода

максимального правдоподобия, описанного, например, в [3]. Суть метода заключается в следующем: зная распределения энерговыделений в каждом модуле РПИ-детектора, можно вычислить вероятность того, что комбинация энерговыделений $W_1, W_2 \dots W_n$ была образована именно пионом или именно протоном:

$$R_\pi = \frac{P_\pi}{P_\pi + P_p} \quad \text{и} \quad R_p = \frac{P_p}{P_\pi + P_p} = 1 - R_\pi ,$$

где

$$P_\pi = \prod_{i=1}^{n} f_\pi^{(i)}(W_i) \quad \text{и} \quad P_p = \prod_{i=1}^{n} f_p^{(i)}(W_i)$$

Здесь $f_\pi^{(i)}(W_i)$ и $f_p^{(i)}(W_i)$ - значения функций распределения энерговыделений в i-ом модуле детектора в точке W_i для пионов и протонов, соответственно.

Нами были введены в ЭВМ распределения $f_\pi^{(i)}(W)$ и $f_p^{(i)}(W)$, рассчитанные по вышеописанному алгоритму для всего диапазона энергий. Из этих распределений методом статистических испытаний выбирались случайные комбинации $W_1, W_2 \dots, W_n$ и вычислялся параметр R_π для данной комбинации. На рис.13-18 приведены распределения этого параметра для различных значений энергий и числа модулей при одинаковом числе пионов и протонов.

Если в данном распределении выбрать какое-то пороговое значение для R_π, выше которого находится доля пионов ε_π и определить соответствующий коэффициент режекции протонов, то между ними получатся зависимости, практически не отличающиеся от приведенных на рис.10.

Отметим, что в случае двухмодульного детектора получаются очень большие значения коэффициентов режекции частиц различного сорта и разрешающая способность детектора при идентификации

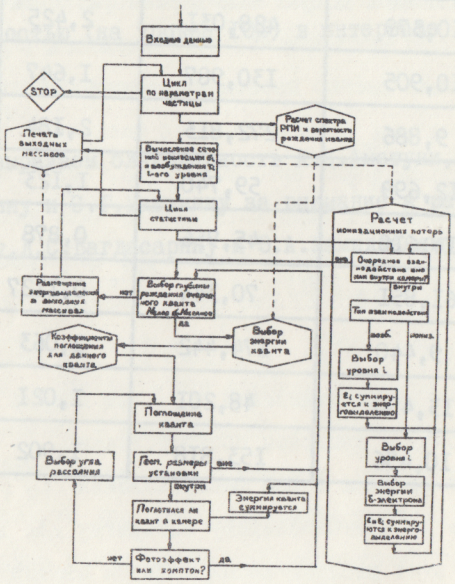
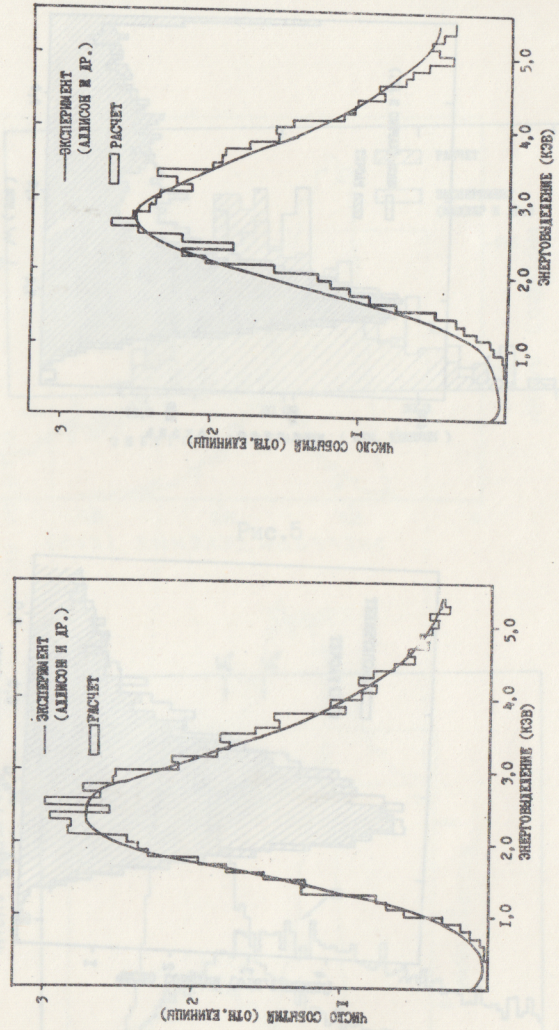

Входные данные
Цикл по параметрам частицы
STOP
Печать выходных массивов
Расчет спектра РПИ и вероятность рождения квантов
Вычисление сечений ионизации σ_i и возбуждения τ_i 1-ого уровня
Цикл статистики
Расчет ионизационных потерь
Очередное взаимодействие вне или внутри камеры?
внутри
вне
Тип взаимодействия
возб.
иониз.
Выбор уровня i
E_i суммируется к энерговыделению
Выбор уровня i
Выбор энергии δ-электрона
E_i суммируется к энерговыделению
Размещение энерговыделения в выходных массивах
нет
Выбор глубины рождения очередного кванта
да
Выбор энергии кванта
Коэффициенты поглощения для данного кванта
Поглощение кванта
Выбор угла рассеяния
Геом. размеры установки
вне
внутри
Энергия кванта суммируется
Поглотился ли квант в камере
нет
Фотоэффект или комптон?
да

Рис.I


ЭКСПЕРИМЕНТ (АЛЛИСОН И ДР.)
РАСЧЕТ
ЧИСЛО СОБЫТИЙ (ОТН. ЕДИНИЦЫ)
ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕ (КЭВ)
1,0
2,0
3,0
4,0
5,0
1
2
3

а)

б)

Рис.2

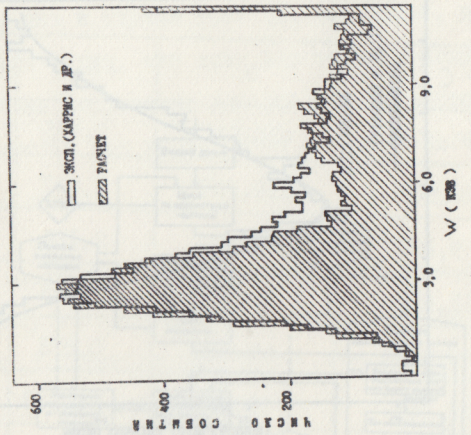


Рис.4

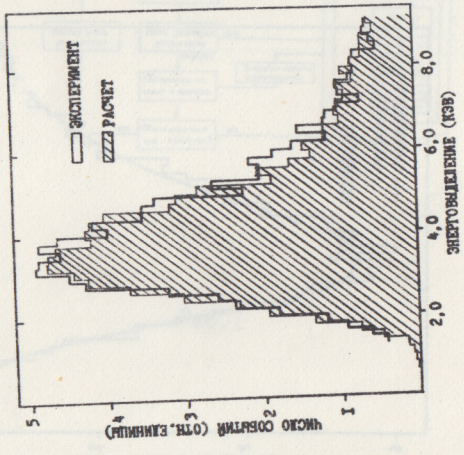


Рис.3

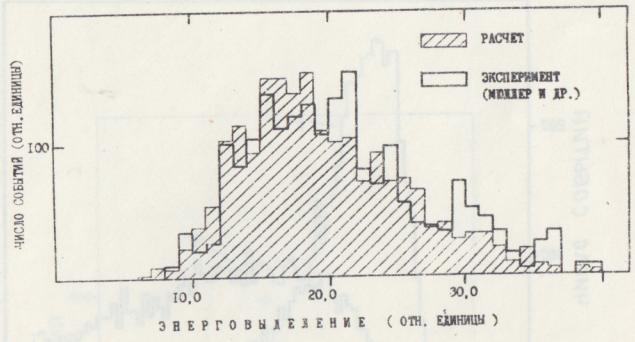


Рис.5

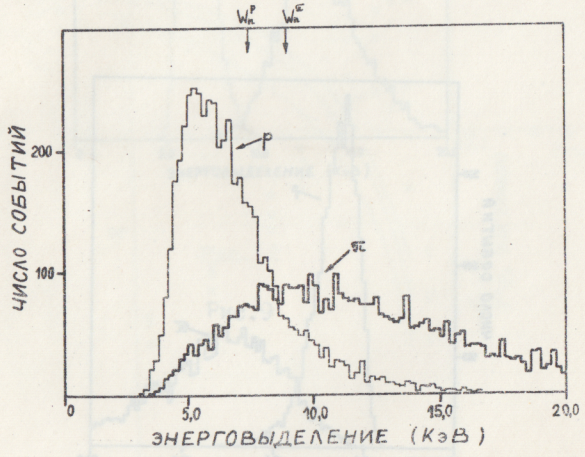


Рис.6

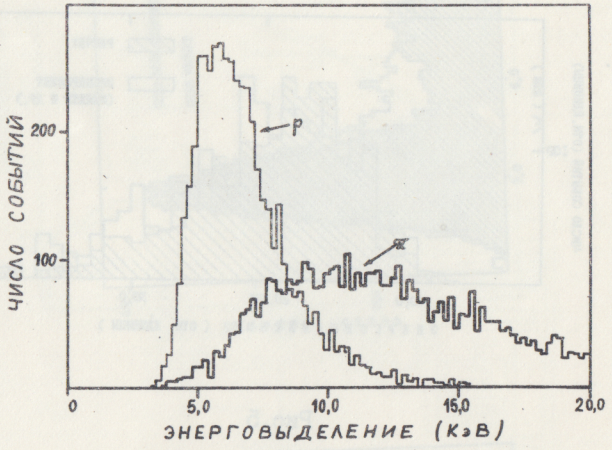


Рис.7

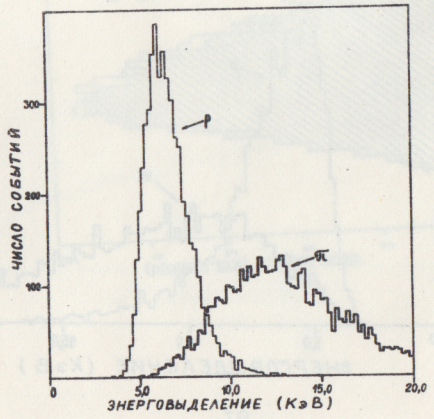


Рис.8

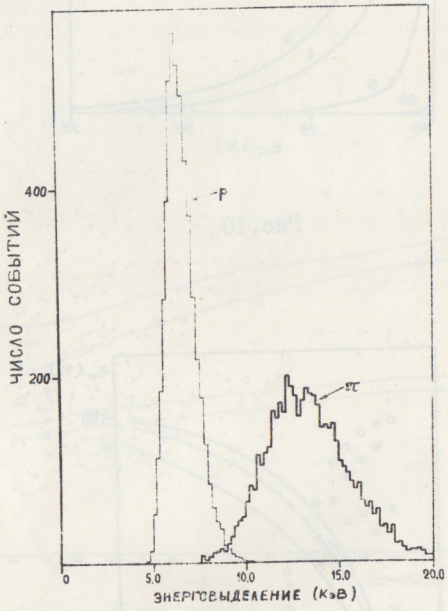


Рис.9

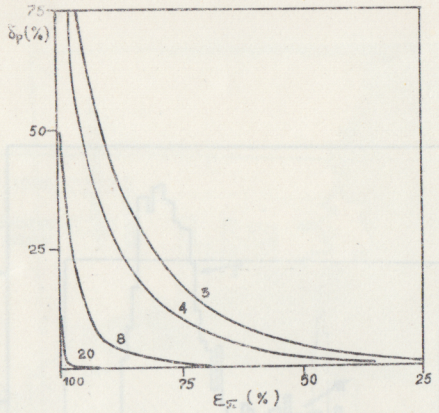


Рис.I0

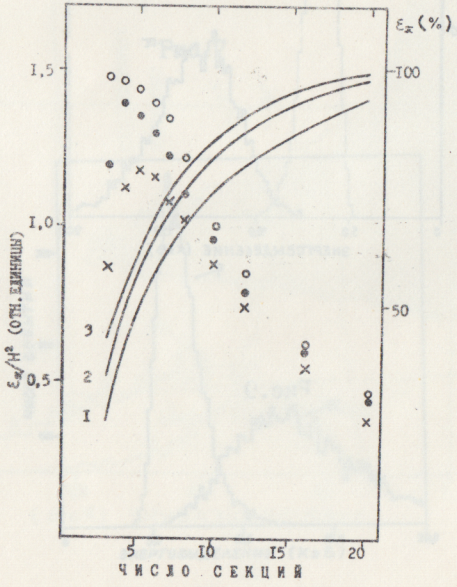


Рис.II

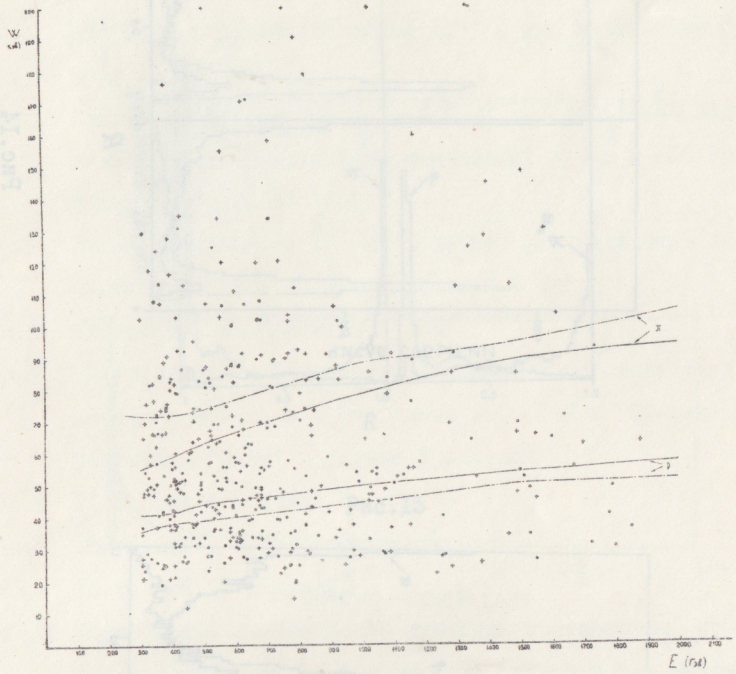


Рис.I2

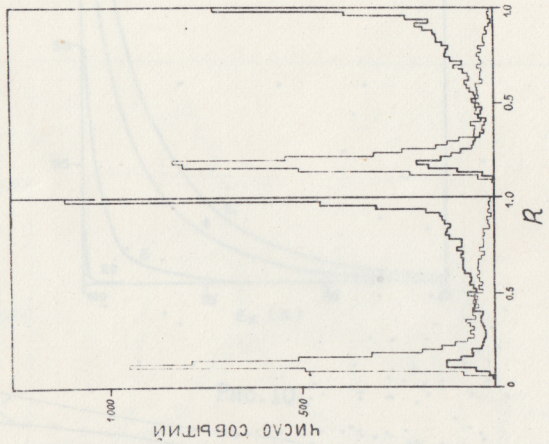


Рис.I4

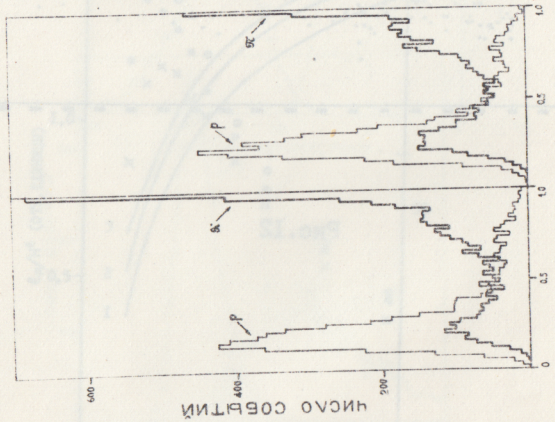


Рис.I3

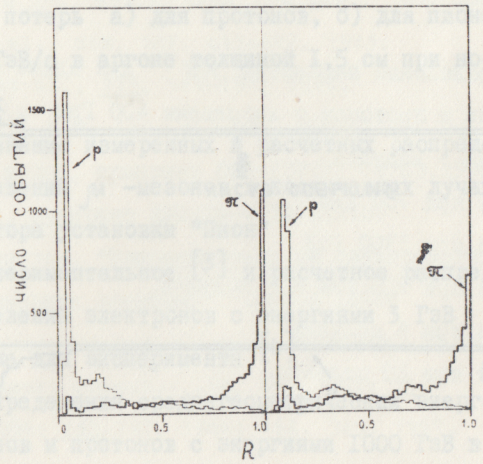


Рис.I5

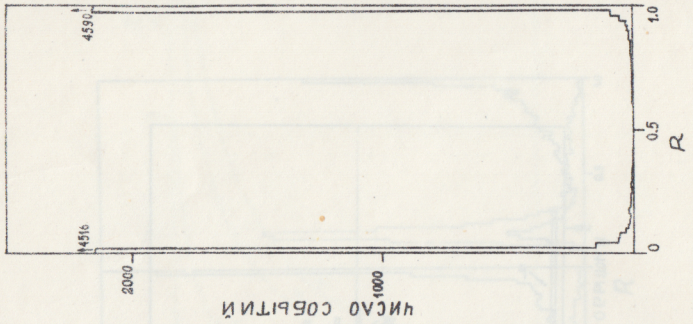


Рис.I8

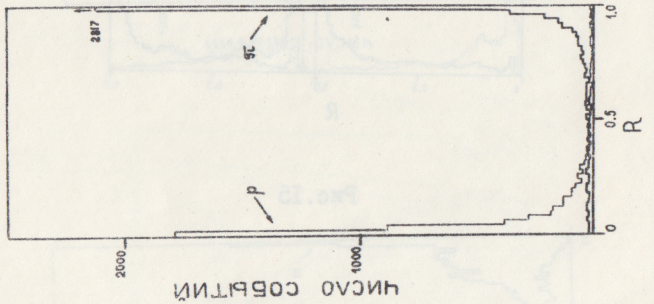


Рис.I7

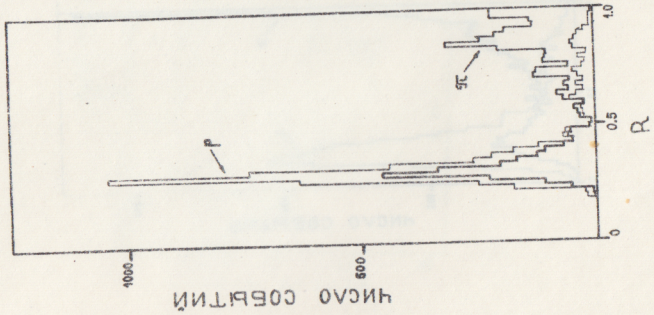


Рис.I6

Подписи к рисункам

Рис.I Блок-схема алгоритма

Рис.2 Экспериментальные и расчетные распределения ионизационных потерь а) для протонов, б) для пионов с испульсами 25 ГэВ/с в аргоне толщиной I,5 см при нормальных условиях

Рис.3 Сравнение измеренных и расчетных распределений энерговыделений μ -мезонов в космических лучах в МПК РПИ-детектора установки "Пион"

Рис.4 Экспериментальное [3] и расчетное распределения энерговыделений электронов с энергиями 3 ГэВ

Рис.5 То же для эксперимента [4]

Рис.6 Распределения среднегеометрических энерговыделений пионов и протонов с энергиями I000 ГэВ в РПИ-детекторе установки "Пион" в случае 3 модулей

Рис.7 То же для 4 модулей

Рис.8 То же для 8 модулей

Рис.9 То же для 20 модулей

Рис.I0 Зависимость коэффициента режекции протонов δ_p от эффективности регистрации пионов ε_π при различном числе модулей (числа у кривых показывают количество модулей)

Рис.II Зависимость ε_π и ε_π/H^2 от количества модулей при δ_p =I0% и для разных энергий (I и × 500 ГэВ, 2 и I000 ГэВ, 3 и ○ I500 ГэВ).

Рис.I2 Диаграмма событий, зарегистрированных установкой "Пион" за I000 часов экспозиции (● и + - события, в которых адрон прошел через 4 и 3 модуля детектора соответственно).

Рис.I3 Распределение параметра R_π для одинакового числа пионов и протонов с энергиями 400 ГэВ а) для 4 модулей, б) для 3 модулей

Рис.I4 То же при 700 ГэВ

Рис.I5 То же при I300 ГэВ

Рис.I6 То же при 700 ГэВ и 2 модулях

Рис.I7 То же при 8 модулях

Рис.I8 То же при 20 модулях.

ЛИТЕРАТУРА

I. А.И.Алиханян и др., ЖЭТФ, 4I,2002,I96I

2. В.В.Авакян и др., Изв.АН СССР,сер.физ., 40,I058, I976.

3. F.Harris et al., NIM, 107, 413-422, 1973.

4. M.L.Cherry et al., 115, 141-150, 1974.

5. T.Cobb et al., NIM, 140, 413-427, 1977.

6. В.В.Авакян и др., препринт ЕФИ-I77(22)-(76),I976.

7. Г.М.Гарибян, препринт ЕФИ-ТФ-4(70),I970.

8. М.Л.Тер-Микаелян, "Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях", Ереван ,I969

9. R.M.Sternheimer and R.F.Peierls, Phys.Rev.,B3,3681, 1971; R.M.Sternheimer, Phys.Rev.,88, 851,1952; 91, , 256, 1953; 103, 511, 1956; 145,247, 1966; 164, 349, 1967.

I0. В.В.Авакян и др.,Изв.АН Арм ССР,Физика, I3, I72, I978.

II. Г.М.Гарибян,И.И.Гольдман, ДАН Арм.ССР,3I, 2I9,I960.

I2. K.A.Ispirian, A.T.Margarian and A.M.Zverev NIM, 117,125-12, 1974.

I3. Cobb J.M., Allison W.W.M., Bunch J.N., NIM, 133,315-323, 1976.

I4. Allison W.W.M., Brooks C.B., Bunch J.N., Pleming R.W.,NIM, 133, 325-334, 1976.

I5. С.Хаякава, "Физика космических лучей", часть I, Москва, I973.

I6. V.V.Avakyan et al. ,Материалы I6 Международной конференции по космическим лучам, Киото, HE-4, 6I, там же 66, I979.

Рукопись поступила 25-го июля I980 г.