

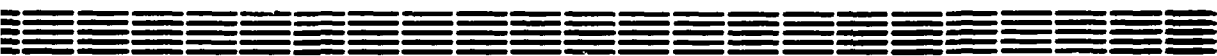
500109229

ЕФІ -

Препринт ЕФН-1302(88)-90

---

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE



М. М. МУРАДЯН, С. О. СОХОЯН

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
ПАРЦИАЛЬНОГО КОЭФФИЦИЕНТА НЕУПРУГОСТИ  $K_{\text{н}}$  В АДРОН-  
ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ТЭВ-НЫХ ЭНЕРГИЯХ

ЦНИИатоминформ  
ЕРЕВАН-1990

Մ.Մ.ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ, Ս.Հ.ՍՈՌՈՅԱՆ

ՀԱԿՐՈՆ-ՄԻՋՈՒԿԱՑԻՆ ՓՈՒԱԶԳԵՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ  
ՈՂ-ԱՌԱՉԳԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍՆԱԿԱՆ ԳՈՐԵԱԿՑԻ ԲԱՇԽՄԱՆ  
ՉԱՓՈՒՄՆԵՐԻ ՄԵԹՈԴԻԿԱՆ ՏԷՎ-Ի ԿԱՐԳԻ ԷՆԵՐԳԻԱՆՆԵՐԻ  
ԴԵՊՋՈՒՄ

Առաջադրվում է  $K_{\text{eff}}$  ոչ-առաձգականության մասնական գործակցի որոշման մեթոդիկա անհատական միջուկա-էլեկտրամագնիսական կասկադներում /ՄԷԿ/, որոնք սերվում են 1 ՏԷՎ-ից բարձր էներգիայով հաղրոններին իոնացման կալորիմետրի համասեռ խիտ կլանիչի մեջ: Առաջադրվող մեթոդիկան վործարկված է հաշվարկային միջուկա-էլեկտրամագնիսական կասկադների վրա, որոնք նմանակում են վործարարական կասկադները համասեռ խիտ կլանիչի մեջ, այն թույլ է տալիս նաև ստանալ  $K_{\text{eff}}$ -ի բաշխումը գլխավորում ջրկված սկզբնական պրոտոնների, պիոնների և նեյտրոնների համար: Մշակված մեթոդիկան ստաջին անգամ կիրառվել է , ,նրազած, , բարձր-լեռնային կայանի , ,Պիոն, , տեղակայանքի իոնացման կալորիմետրում:

Երևանի Փիզիկայի ինստիտուտ

Երևան 1990



M.M. MURADYAN, S.H. SOKHOYAN

A METHOD OF MEASURING THE DISTRIBUTION  
OF PARTIAL INELASTICITY COEFFICIENT  $K_{\pi}$  IN HADRON-  
NUCLEUS INTERACTIONS IN THE TeV ENERGY RANGE

A method for determination of the partial inelasticity coefficient  $K_{\pi}$  in individual nuclear-electromagnetic cascades (NEMC) generated by hadrons with energies  $\gg 1$  TeV in the homogeneous dense absorber of ionization calorimeter is proposed.

The method is approved on simulated NEMC imitating the experimental cascades in homogeneous dense absorber and allows to obtain  $K_{\pi}$  distribution for experimentally identified primary pions, protons and neutrons.

The developed method was first applied in the ionization calorimeter of the "Pion" installation at "Aragads" station.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1990

УДК 537.591:001.5

И. М. МУРАДЯН, С. О. СОХОЯН

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
ПАРЦИАЛЬНОГО КОЭФФИЦИЕНТА НЕУПРУГОСТИ  $K_{\mathcal{L}}$  В АДРОН-  
ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ТЭВ-НЫХ ЭНЕРГИЯХ

В настоящей работе предлагается методика определения парциального коэффициента неупругости  $K_{\mathcal{L}}$  в индивидуальных ядерно-электромагнитных каскадах (ЯЭК), генерированных адронами с энергиями  $\gtrsim 1$  ТэВ в однородном плотном поглотителе ионизационного калориметра.

Методика апробирована на расчетных ЯЭК, имитирующих экспериментальные каскады в однородном плотном поглотителе и позволяет получить распределения  $K_{\mathcal{L}}$  для идентифицированных на эксперименте первичных пионов, протонов и нейтронов.

Разработанная методика впервые была применена в ионизационном калориметре установки "Пион" на в/с Арагац.

Ереванский физический институт

Ереван 1990

В работе [1] нами было проведено исследование отдельных компонентов ядерно-электромагнитного каскада (ЯЭК), ответственных за механизм формирования каскада.

Было показано, что основным компонентом ЯЭК является суперпозиция электромагнитных каскадов (ЭМК), генерированных энергетически выделенными группами  $\mathcal{J}^c$ -мезонов на различных глубинах поглотителя.

Получено аналитическое выражение для аппроксимаций индивидуальных ЯЭК, флуктуации которых определяются тремя физическими величинами  $E_i$ ,  $X_i$  и  $n_i$ , характеризующими форму каскада:

$$\Phi = \sum_{i=1}^n f_i(E_i, X-X_i) + g(E_0, X), \text{ где} \quad (1)$$

$n_i$  - множественность высокоэнергичных групп  $\mathcal{J}^c$ -мезонов;

$E_i$  - суммарная энергия  $i$ -ой группы;

$X_i$  - координата точки генерации  $i$ -ой группы.

Очевидно, что определение на эксперименте величин  $E_i$  от первого акта взаимодействия позволит определить парциальный коэффициент неупругости  $K_p$  для индивидуального акта взаимодействия первичного адрона с ядром поглотителя.

В настоящей работе нами поставлена задача разработки и апробации на расчетных каскадах, имитирующих экспериментальный

ЯЭК, методики выделения электромагнитного компонента с энергией  $E_i$ .

### 1. Плотности распределений параметров функции $\Phi$

Исследование искусственных ЯЭК, промоделированных методом М-К[2], позволило определить расчетные распределения параметров  $X_i$ ,  $E_i$  и  $\nu_0$  функции  $\Phi$  (см. выражение(1)).

На рис.1 показано распределение плотности вероятности параметра  $X_i$ , которое независимо от энергии генерирующего ЯЭК адрона  $E_0 > 0.5 \text{ ТэВ}$ ) может быть представлено аналитическим выражением:

$$(\omega_i) = a \cdot \exp(-bX), \text{ где} \quad (2)$$

$a$  - нормировочный коэффициент;

переменная  $X$  - в радиационных единицах длины;

величина  $b = 0.058 \pm 0.002$  рассчитана для нашей экспериментальной установки [3].

Функция(2) фактически показывает вероятность рождения высокоэнергичных групп  $J^0$ -мезонов на глубине поглотителя  $X$  в процессе формирования ЯЭК.

Распределения величины  $E_i$  (рис.2) определены в фиксированных интервалах значений  $X$  шириной  $10t_0$  и получено аналитическое выражение для плотности вероятности величины  $E_i$  в виде:

$$\begin{cases} A_1 \cdot \exp(-B_1 \cdot U_i) & \text{при } U_i \leq U' \\ A_2 \cdot \exp(-B_2 \cdot U_i) & \text{при } U_i > U', \text{ где} \end{cases} \quad (3)$$

$U_i = E_i / E_0$ ;

коэффициенты  $B_1 = -1.52 \cdot 10^{-3} \pm 1.37 \cdot 10^{-3}$  и  $B_2 = -5.25 \cdot 10^{-3} \pm 4.5 \cdot 10^{-4}$  также определены для установки [3];

коэффициенты  $A_1$  и  $A_2$  определяются из условий нормировки функции и равенства слагаемых в точке  $U_1 = U' = 0.125$ .

Необходимо отметить, что с продвижением вглубь калориметра распределение (3) меняется слабо (параметры  $A_1, A_2$  и  $B_1, B_2$  меняются не более, чем на  $\approx 12\%$ ), и выражение (3) может быть использовано по всей глубине поглотителя.

Распределение энергий  $E_1$  (рис. 2) повторяет по форме энергетический спектр вторичных адронов, использованный нами при М-К моделировании неупругого акта взаимодействия в ЯЭК [4].

На рис. 3 показано распределение числа высокоэнергичных групп  $\pi^0$ -мезонов в ЯЭК при разных пороговых значениях энергий  $E_1$ . Как показали расчетные исследования [1], все частицы с энергиями  $E_i < 0.025E_0$  в совокупности с малоэнергичным компонентом ЯЭК распределены по всей глубине ионизационного калориметра (ИК), при этом их вклад в ЯЭК по энергии слабо флуктуирует и может быть представлен в виде непрерывной аналитической функции  $g(E_0, X)$  [1].

Из рис. 3 видно, что число частиц с достаточно высокой энергией ( $> 0.1E_0$ ), могущих повлиять на достоверность идентификации составляющих в возможных суперпозициях вторичных ЭМК (электромагнитный компонент ЯЭК)  $N < 4$ . В перспективе, если из экспериментального ЯЭК вычесть слабо флуктуирующую функцию  $g(E_0, X)$ , то в остатке будем иметь суперпозицию ЭМК с числом не более четырех, растянутую по всей глубине поглотителя ИК.

Растянутость суперпозиций четырех ЭМК в пределах поглотителя калориметра создает предпосылки для постановки задачи о выделении высокоэнергичного электромагнитного компонента адрон-ядерного взаимодействия первом акте генерации ЯЭК.

Таким образом, задача по определению парциального коэффици-

ента неупругости  $K_p$  в индивидуальном ЯЭК сводится к определению величины  $E_1$  в выражении (1) при условии  $E_1 > 0.1E_0$ .

## 2. Суперпозиция двух ЭМК

Регистрируемые на эксперименте ядерно-электромагнитные каскады многообразны по форме (А, Б, В и т. д. - каскады [5]), и потому для обеспечения достоверности методики определения их составляющих в каждом индивидуальном случае необходимо охватить всевозможные флуктуации исследуемых ЯЭК по их форме.

Ограничимся пока случаем суперпозиции двух расчетных ЭМК. При этом возможны три следующих варианта соотношений энергий составляющих:

$$\text{а) } E_1/E_2 \ll 1 \qquad \text{б) } E_1/E_2 \sim 1 \qquad \text{в) } E_1/E_2 \gg 1$$

На рис. 4(а, б, в) приведены суперпозиции искусственных электромагнитных каскадов, рассчитанные аналитически по методике [6] с указанными соотношениями энергий составляющих в зависимости от координаты генерации второго ЭМК ( $t_2 = t_1 + \Delta X$ ). Как видно из рис. 4(а), факт визуального проявления каждой из составляющих регистрируется практически уже при  $\Delta X > 3t_0$  ( $t_0$  - радиационная единица длины), а при  $\Delta X > 15t_0$  они наблюдаются в виде отдельных максимумов (рис. 4(в)).

Построим суперпозицию двух ЭМК со случайно заданными энергиями  $E_1$  и  $E_2$  и началами генераций  $t_1$  и  $t_2$ . Взяв значения суммарной кривой  $\Phi_j$  на дискретных уровнях формирования  $X_j$  в качестве опорных, попытаемся, как было показано в работе [1], аппроксимировать численно заданную кривую  $\Phi_j(X_j)$  аналитической функцией вида:

$$y(E_1, E_2, t_1, t_2, X) = y_1(E_1, t_1, X) + y_2(E_2, t_2, X) \quad (4)$$

Величины  $E_1, E_2, t_1, t_2$  являются поисковыми параметрами, истинные значения которых нам известны при построении функции  $\Phi$ .

Рассмотрим вначале случай каскада с четко разделяющимися двумя максимумами ( $\Delta X > 15t_0$ ) и методом наименьших квадратов определим значения параметров  $E_1, E_2, t_1, t_2$  при условии наилучшей аппроксимации значений  $\Phi_j$ . Образец такого ЭМК с "истинными" параметрами  $E_1 = 1200 \text{ ГэВ}$ ;  $E_2 = 300 \text{ ГэВ}$ ;  $t_1 = 3t_0$ ;  $t_2 = 20t_0$  представлен на рис. 5. Пунктирами здесь показаны каждая из составляющих суперпозиции в отдельности; сплошная кривая - суммарный ЭМК; крестики - опорные значения функции  $\Phi$ .

Результаты дальнейших исследований суперпозиций двух ЭМК с разделяющимися максимумами по ходу текста будут иллюстрироваться на примере этого ЭМК.

Обозначим:  $S$  - сумма квадратов отклонений значений  $y_j(E_1, E_2, t_1, t_2, X)$  от  $\Phi_j$ . Тогда:

$$S = \sum_{j=1}^n w_j (y_j - \Phi_j)^2, \text{ где} \quad (5)$$

$$w_j = \Phi_j / \sum_{j=1}^n \Phi_j.$$

Минимизация этой функции по каждому из четырех параметров дает систему четырех нелинейных уравнений:

$$\begin{cases} \sum_{j=1}^n w_j (y_j - \Phi_j) dy/dE_1 = 0 \\ \sum_{j=1}^n w_j (y_j - \Phi_j) dy/dE_2 = 0 \\ \sum_{j=1}^n w_j (y_j - \Phi_j) dy/dt_1 = 0 \\ \sum_{j=1}^n w_j (y_j - \Phi_j) dy/dt_2 = 0 \end{cases}, \text{ или} \quad (6)$$

$$\begin{cases} F_1(E_1, E_2, t_1, t_2) = 0 \\ F_2(E_1, E_2, t_1, t_2) = 0 \\ F_3(E_1, E_2, t_1, t_2) = 0 \\ F_4(E_1, E_2, t_1, t_2) = 0 \end{cases} \quad (7)$$

Попытка аналитически решить эту систему уравнений привела к чрезвычайно трудоемким и затруднительным расчетам. Пришлось применить метод численного решения.

### 3. Области поиска параметров ЭМК

Области поиска параметров  $E_1$  и  $E_2$  ЭМК определяются в окрестности средних оценочных значений этих параметров.

Средние значения  $E_{c1}$  и  $E_{c2}$  этих параметров диктуются соответствующими величинами максимумов наблюдаемых горбов  $\Phi_{\text{Макс1}}$  и  $\Phi_{\text{Макс2}}$  численно заданной функции  $\Phi$ :

$$E_{c1} = d_1 \cdot \Phi_{\text{Макс1}} \quad (8)$$

$$E_{c2} = d_2 \cdot \Phi_{\text{Макс2}}, \text{ где}$$

$d_1$  - коэффициент, определяющий размерности величин.

В частности, для приведенного на рис.5 ЭМК,  $E_{c1} = 1200 \text{ ГэВ}$  и  $E_{c2} \approx 350 \text{ ГэВ}$ .

Ширина областей поиска для параметров  $E_1$  и  $E_2$  оценивалась по эмпирическим формулам:

$$E_g = E_c + d_2 \cdot \sqrt{E_c} \quad (9)$$

$$E_n = E_c - d_2 \cdot \sqrt{E_c}, \text{ где}$$

$E_c$  - среднее оценочное значение параметра;

$E_g, E_n$  - верхняя и, соответственно, нижняя границы областей поиска; энергия измеряется в ТэВ;

коэффициент  $d_2 = 0.2 \text{ ТэВ}^{1/2}$ .

Для приведенного на рис.5 ЭМК окончательно области поиска параметров  $E_1$  и  $E_2$  определяются, как:  $1000 \text{ ГэВ} < E_1 < 1400 \text{ ГэВ}$  и  $240 \text{ ГэВ} < E_2 < 460 \text{ ГэВ}$ .

Среднее значение области поиска для параметра  $t_1$  определялось

методом экстраполяции каскада к "мнимому" началу генерации  $X_n$  [7].

Ширина области, взятая равной  $4t_0$ :

$$X_n - 2t_0 < t_1 < X_n + 2t_0, \quad (10)$$

как показала практика обработки ЭМК, гарантирует захват истинного значения  $t_1$ .

Для рассматриваемого случая ЭМК с четко разделяющимися двумя максимумами полезной информацией для оценки области поиска параметра  $t_1$  является глубина второго максимума.

Глубина максимума ЭМК определяется по формуле:

$$X_{\text{макс}} = \ln(E/\xi) - 1, \text{ где} \quad (11), [8]$$

$\xi = 21 \text{ МэВ}$  - критическая энергия для железного поглотителя;

$E$  - энерговыделение под горбом ЭМК.

Согласно этой формуле, величина  $X_{\text{макс}}$  меняется в пределах от  $5t_0$  при  $E_0 = 10 \text{ ГэВ}$  до  $\approx 12t_0$  при  $E_0 = 10^4 \text{ ГэВ}$  (верхний энергетический предел установки [3]). Это означает, что при выполнении условия

$$X_{\text{макс}} - t' < 13t_0 \quad (12)$$

оценкой левого края области поиска  $t_2$  может служить величина  $(X_{\text{макс}} - X_{\text{макс}} - 3t_0)$ , где  $X_{\text{макс}}$  определяется по формуле (11), в которой энергия  $E$  в данном случае соответствует энерговыделению под вторым горбом ( $E = E_2$ ). В качестве правого края области поиска параметра  $t_2$  берется величина  $t'$ :

$$X_{\text{макс}} - X_{\text{макс}} - 3t_0 < t_2 < t' \quad (13)$$

Условие (12) выполняется и для ЭМК, под вторым горбом которых произошло наложение каскадов, незначительно различающихся по началам генераций ( $t_2 - t_1 < 3t_0$ ). Для них также используется соотношение (13).

Для приведенного на рис. 5 ЭМК область поиска параметра  $t_1$  согласно соотношению (10) является интервал:

$$t_0 < t_1 < 5t_0$$

Для параметра же  $t_2$  (здесь условие (12) выполняется) согласно (13):

$$15t_0 < t_2 < 22t_0.$$

#### 4. Исследование свойств функций $F_k$

Предпринятая затем попытка решить систему уравнений (7) объединенным методом хорд и касательных [9] оказалась неудачной в связи с большими затратами машинного времени ( $\approx 10$  мин./каскад на ЭВМ БЭСМ-6) и привела к необходимости исследования зависимости функций  $F_k$  от переменных  $E_1, E_2, t_1, t_2$  в пределах областей поиска искомых параметров.

На рис. 6, 7 показаны зависимости функций  $F_1$  и  $F_3$  от переменных  $E_1$  и  $t_1$ , соответственно, для "истинного" ЭМК, показанного на рис. 5.

Было исследовано поведение функций  $F_k$  при крайних и промежуточных значениях параметров в определенных в п. 3 поисковых областях.

Нумерация кривых на рисунках 6, 7 соответствует последовательности расчетов.

На рис. 6(а):

1-при переменной  $E_1$  взяты все левые крайние значения параметров

$E_2, t_1, t_2$ ;

2-значение параметра  $E_2$  фиксируется в середине его поискового интервала, а значения  $t_1$  и  $t_2$  те же;

3-значения параметров  $E_2$  и  $t_1$  фиксируются в серединах соответствующих интервалов, а значение  $t_2$  остается прежним;

4-значения всех трех параметров  $E_2, t_1, t_2$  зафиксированы в серединах их интервалов значений.

В процессе проведения каждой из операций(1-4) значения поискового параметра  $E_4$  менялись в пределах интервала (1000;1400)ГэВ.

Рис.6(б) аналогичен рис.6(а), за исключением того, что здесь фигурируют крайне правые значения поисковых областей параметров.

Аналогичная процедура проиллюстрирована и на рис.7 для параметра  $t_4$ .

Из рисунков видна линейная зависимость функций  $F_1$  и  $F_3$  (прямые проведены методом наименьших квадратов) от параметров  $E_1$  и  $t_1$  при варьировании значений остальных трех параметров в широких поисковых интервалах. Для функций  $F_2$  и  $F_4$  наблюдается такая же кусочно-линейная зависимость.

Из рисунков видно, что найденное решение системы уравнений (7) очень близко к истинному, а также, что функции  $F_k$  наиболее чувствительны к параметрам  $t_1$  и  $t_2$ . Поэтому в дальнейшем с целью ускорения сходимости итераций поиск параметров будет проводиться в следующей последовательности:  $t_1, t_2, E_1, E_2$ .

Описанные выше исследования свойств функций  $F_k$  для ЭМК типа показанного на рис.5 образца были проведены также при меньших значениях параметра  $t_2$ , именно таких, когда второй горб визуально практически не проявляется(для данного примера  $t_2 < t'_2 = 10t_0$ ). Области поиска параметров  $t_1, E_1, E_2$  брались прежними(см. п.3), а для параметра  $t_2$  крайние значения области поиска уменьшались на величину, равную  $(t_2 - t'_2)$ .

Для функций  $F_k$  здесь наблюдается такая же кусочно-линейная зависимость от своих параметров.

Метод определения областей поиска параметров для одnogорбых

ЭМК существенно отличается от изложенного в п.3 и проводится непосредственно в процессе итераций и потому будет описан ниже (см. п.6).

Обнаруженная кусочно-линейная зависимость функций  $F_k$  от параметров  $t_1, t_2, E_1, E_2$  намного упростила задачу.

## 5. Метод итераций

Поиск решений системы уравнений (7) ведется методом последовательных приближений:

1) в качестве первоначальных значений поисковых параметров берутся середины интервалов их значений;

2) измеряются значения  $F_3$  в двух близких точках первого поискового параметра  $t_1, t_1 + \Delta t_1$ ;

3) по двум найденным значениям функции проводится прямая и в дальнейшем в итерацию включается то значение параметра  $t_1$ , при котором  $F_3 = 0$ ;

4) аналогичная процедура проводится и с остальными тремя параметрами (для параметров  $E_1$  и  $E_2$  прямая проводится по точкам  $E_1, E_1 + \Delta E_1$  и  $E_2, E_2 + \Delta E_2$  соответственно) с подстановкой промежуточно определенных значений фиксируемых параметров.

Поскольку строгое определение сходимости задачи оказалось затруднительным, то было поставлено условие, исключающее расходимость в процессе последовательных приближений, именно: ни один из четырех параметров не должен выходить за пределы соответствующих областей поиска.

Практика работы с программой показала, что расходимость возможна не более, чем по одному из четырех параметров. При этом ос-

тальные три параметра определяются с хорошей достоверностью. Требуемая точность нахождения параметров  $E_1$  и  $E_2$  в процессе итераций составляла 1% от их предыдущих значений, а для параметров  $t_1$  и  $t_2$   $-0.01t_0$ .

Кроме того, с целью дополнительной привязки найденного решения к форме каскадной кривой вводилось требование на погрешность определения величины максимума каскада ( $<10\%$ ).

При выполнении всех перечисленных требований процесс итераций прерывался и найденные после последней итерации значения параметров  $t_1, t_2, E_1, E_2$  считались решениями системы уравнений (7).

В противном случае процесс итераций продолжался с количеством шагов  $N_{итер} < 50$ .

## 6. Поиск суперпозиций для одnogорбых ЭМК

В случае одnogорбых ЭМК задача существенно упрощается. Дело в том, что при  $E_0 = 10TэВ$  глубина максимума ЭМК  $X_{max} \approx 12t_0$  (см. формулу (11)), и потому при  $X_{max} < 13t_0$  имеет смысл поиск по двум параметрам  $E_1$  и  $t_1$ , т.е. система четырех уравнений (7) превращается в систему двух уравнений, что существенно ускоряет сходимость итераций.

Области поиска параметров  $E_1$  и  $t_1$  здесь оцениваются аналогично п.3.

Однако и в этом случае решение может быть не найдено и необходимо перейти к поиску суперпозиций под горбом ЭМК.

Как определить факт их наличия (или отсутствия) по форме каскадной кривой ?

В случае одnogорбых ЭМК исследуется скорость изменения значе

ний каскадной кривой  $d\Phi/dX$  вплоть до глубины  $3\lambda_{из}$  [ $\lambda_{из}$  - средний пробег неупругого взаимодействия адрона). При обнаружении изломов у этой функции (напр. точка  $t'$  на рис. 4(а, б)) по обе стороны от глубины максимума  $X_{max}$ , где  $d^2\Phi/dX^2 \approx 0$ , фиксируется факт наличия суперпозиции под горбом ЭМК, и тогда поиск по двум параметрам теряет смысл. Это верно также и в случае  $X_{max} > 13t_0$ , и потому здесь уже ведется поиск двух составляющих под горбом ЭМК.

В этом случае сначала определяются области поиска параметров. Для параметра  $t_1$  область поиска определяется аналогично изложенному в п.3.

Нижний предел области поиска для параметра  $t_2$  берется равным  $X_0/3t_0$ . Это связано с тем, что при меньших значениях  $t_2$ , как показали наши исследования, суперпозиция двух ЭМК с энергиями  $E_1$  и  $E_2$  по форме практически не отличается от ЭМК с суммарной энергией  $E = E_1 + E_2$  ("слияние"), что приводит к потере однозначности решений системы уравнений (7) и потому достоверная идентификация вкладов их составляющих суперпозиции в этом случае практически невозможна.

Как было сказано в п.2, двугорбость суперпозиции двух ЭМК проявляется при любых значениях отношения  $E_1/E_2$  и  $\Delta X \geq 15t_0$ . Для каскадов с отношением  $E_1/E_2 < 1$  визуальное проявление двух горбов продолжает наблюдаться (см. рис. 4(а)) при уменьшении величины  $\Delta X$  до  $3t_0$ . Для случая же  $E_1/E_2 > 1$  этот момент наступает гораздо позже ( $\Delta X = 15t_0$ ).

Исходя из этих соображений, в качестве правого края области поиска параметра  $t_2$  берется значение  $X_0 + 15t_0$ .

Одновременно с этим в процессе проведения итераций для текущих значений  $t_1$  и  $t_2$  требуется выполнение условия:  $t_1 < t_2$ .

Для определения областей поиска параметров  $E_1$  и  $E_2$  сначала каскад делится по энергии  $E_0$  пополам, что определит средние значения  $E_{c1} = E_{c2} = E_0/2$  и, следовательно, и поисковые области этих параметров по формулам (9).

В определенных таким образом областях проводится поиск решений методом итераций (см. п. 5).

В случае отсутствия сходимости итераций среднее значение  $E_{c1}$  наращивается (или уменьшается) на величину  $\Delta E_c$ ; соответственно  $E_{c2}$  уменьшается (или увеличивается) на  $\Delta E_c$  с тем, чтобы соблюдался закон сохранения энергии. Вокруг полученных новых средних значений  $E'_{c1}$  и  $E'_{c2}$  заново определяются области поиска параметров  $E_1$  и  $E_2$  (для  $t_1$  и  $t_2$  они остаются прежними) и опять проводится поиск решений методом итераций. И так до тех пор, пока решение системы уравнений (7) не будет обнаружено.

Для расчетных ЭМК с  $E_1/E_2$  отношением, меняющемся в широком интервале значений (рис. 4) и при  $t_2 - t_1 > 3t_0$ , точность определения параметров  $t_1, t_2, E_1, E_2$  очень высока (<1%, см., напр., п. 4), и потому приводить иллюстрацию эффективности метода на примерах различных ЭМК здесь не имеет смысла. Гораздо больший интерес представляет иллюстрация метода на примерах различных расчетных ЯЭК, где в формировании каскада "включаются" еще продукты множественного рождения (релятивистские адроны), а также продукты ядерных расщеплений (сильноионизирующие частицы).

Одним из необходимых для применения методики условий является реальное описание опорными точками электромагнитного каскада фиксированной энергии.

Экспериментальные методические ошибки, а также наличие процессов множественного рождения вторичных частиц при формировании

каскада могут сильно исказить форму высокоэнергичного электромагнитного компонента. Так, например, взаимодействия с большой множественностью вторичных частиц в первом акте с большим энерговыделением в  $\pi^0$ -мезоны приведут к аномально крутому переднему фронту развития каскада в сравнении с передним фронтом ЭМК.

На рис. 8(а, б) приведены образцы таких расчетных ЯЭК. Здесь множественность  $\pi^0$ -мезонов в первом акте взаимодействия на рис. 8(а)  $n_{\pi^0}^k=20$  и  $n_{\pi^0}^k=23$  на рис. 8(б), а их множественность от вторичных заряженных частиц  $n_{\pi^{\pm}}^k=23$  и  $n_{\pi^{\pm}}^k=24$  на рис. 8(а) и 8(б) соответственно.

Применение метода на суперпозиции ЭМК с искаженным расположением опорных точек (в пределах  $>15\%$ ) приводит к отсутствию сходимости в методе итераций.

#### 7. Апробация метода на расчетных ЯЭК

Описанная методика апробировалась на моделированных методом Монте-Карло ЯЭК [2].

С целью максимального приближения к эксперименту, где при обработке ядерных каскадов используется параболическая интерполяция [10] с узловыми точками, соответствующими десяти дискретным уровням наблюдения в ионизационном калориметре, из информации, соответствующей энерговыделению расчетных ЯЭК по глубине поглотителя, выделялись узловые точки с шагом  $6t_0$ , используемые в дальнейшем для экстраполяции ЯЭК к началу генерации и его интерполяции по глубине. В дальнейшем операции по определению областей поиска параметров и решению системы уравнений (7) проводятся с полученным таким образом "новым" ЯЭК.

Изложенное в п. (2-6) правомочно как для одnogорбых, так и двугорбых ЯЭК с суперпозицией не более, чем двух ЭМК, исследуемой в области глубин поглотителя ( $X_{\text{шаж}} - 3t_0; 3\lambda_{\text{мк}}$ ) [1] с дополнением того, что до применения метода, как указывалось в п.1, из значений каскадной кривой  $\Phi_j$  по всей глубине поглотителя вычитывается малоэнергичный компонент  $g(E_0, X)$ .

На рис.9(а) показан двугорбый ЯЭК с суперпозицией двух ЭМК по глубине поглотителя, построенный по найденным параметрам (крестики) в сравнении с истинным ЯЭК (точки) при  $E_0 = 2.0 \text{ ТэВ}$ . Для наглядности сравнение найденных каскадов с "истинными" проведено при совмещении их максимумов. Из рисунка видно хорошее согласие обеих кривых.

Здесь:  $E_{\text{ж}}^{\text{м-к}}$  - энергия, переданная  $\text{ж}^0$ -мезонам для "истинных" ЯЭК;  
 $K_{\text{ж}}^{\text{м-к}}$  - парциальный коэффициент неупругости для "истинных" ЯЭК;  
 $E_{\text{ж}}^{\text{р}}$  - энергия, переданная  $\text{ж}^0$ -мезонам для ЯЭК с найденными параметрами;  
 $K_{\text{ж}}^{\text{р}}$  - парциальный коэффициент неупругости для ЯЭК с найденными параметрами.

На рис.9(б) - то же для индивидуального одnogорбого ЯЭК с  $K_{\text{ж}}^{\text{м-к}} = 0.756$  и отсутствием суперпозиций подгорбов. Также есть хорошее согласие с "истинным" ЯЭК ( $K_{\text{ж}}^{\text{р}} = 0.762$ ).

Однако в общем случае применение этого метода для обработки двугорбых и многогорбых ЯЭК в пределах областей глубин, захватывающих два первых горба, неправомерно в силу следующих причин:

1) в случае двугорбых ЯЭК второй горб может оказаться суперпозицией более, чем двух составляющих ЭМК, что приведет к неэффективности метода;

2) для ЯЭК с количеством горбов  $N_2 \gg 3$  второй горб всегда явля-

ется суперпозицией не менее, чем трех составляющих ЭМК. Доля таких ЯЭ в общей статистике событий заметна и составляет  $\approx 35\%$  [1]. Это означает, что здесь система четырех уравнений (7) превращается в систему как минимум шести уравнений, а это требует новых дополнительных исследований.

Для нашей же задачи с целью определения энерговыделения в  $J^2$ -мезоны в первом акте взаимодействия достаточно исследования первого горба ЯЭК.

В случае многогорбых ЯЭК, задача усложняется еще и тем, что возникает необходимость ограничения исследуемой области каскада с тем, чтобы избавиться от влияния хода каскадной кривой за первой точкой перегиба. Дело в том, что в методе параболической интерполяции фигурируют четыре узловые точки, занимающие область в  $24t_0$ , а флуктуации величины  $X_{max}$  на эксперименте велики. Например, для приведенного на рис.9(а) индивидуального ЯЭК глубина второго максимума  $X_{max2}=23t_0$ , а точка перегиба  $t'=18t_0$ .

Кроме того, в случае многогорбых ЯЭК передний фронт второго горба исказит картину суперпозиций под первым горбом и может оказаться в этой области глубин третьей составляющей суперпозиции, что делает методику малоэффективной.

Поэтому одной из важнейших предпосылок для определения решений системы уравнений (7) является корректное определение верхней границ  $X_0$  области глубин  $X$ , в пределах которых проводится минимизация функции (5).

Величина  $X_0$  зависит от степени перекрытия первых двух горбов ЯЭК:

а) при наличии близкого второго максимума (выполнение условия (12), см. напр., рис.9(а)):

$$X_8 = X_{\text{макс}} - X_{\text{мин}} \text{ где} \quad (14)$$

$X_{\text{макс}}$  определяется по формуле (11) (здесь  $E = A_1 \Phi_{\text{макс}}$ )

б) при наличии второго далекого максимума (нарушение условия (12)), когда под вторым горбом наличествует суперпозиция ЭМК:

$$X_8 = t' - 6t_0 \quad (15)$$

Помимо этого, как показали наши исследования, для идентификации ЯЭК (или ЭМК) предложенной методикой необходимо иметь информацию о функции развития каскада на отрезке глубин протяженностью  $\Delta X > 12t_0$ .

В итоге, в случае многогорбых ЯЭК исследуемая область глубин поглотителя определяется как:

$$X_{\text{макс}} - 3t_0 < X < X_8 \quad (16)$$

и одновременно

$$12t_0 < X_8 < 3\lambda_{\text{ц.ч.}} \quad (17)$$

Область (16) разбивается на десять интервалов величиной  $\Delta X = X_8 / 10$ . В качестве узловых точек берутся интерполяционные значения ЯЭК, рассчитанные через каждую  $t_0$ -единицу и по ним заново проводится интерполяция в указанной выше области с шагом  $h = \Delta X / 6$  и затем только выбирается метод поиска параметров составляющих первого горба в зависимости от его формы (см. выше).

Области поиска параметров составляющих суперпозиции ЭМК как для одногорбых, так и под первым горбом многогорбых ЯЭК определяются аналогично изложенному в п.6, за исключением того, что в случае многогорбых ЯЭК при определении областей поиска параметров  $E_1$  и  $E_2$  вместо энергии  $E_0$  используется величина  $E_0'$ , соответствующая энерговыделению под первым горбом.

На рис.9(в) показан двугорбый ЯЭК с наличием суперпозиции двух ЭМК под первым горбом (искажения, вносимые передним фронтом

второго горба в области  $X < X_g$  практически не проявляются), построенный по найденным параметрам, в сравнении с "истинным" ЯЭК. Есть хорошее согласие обеих кривых в области глубин, ограниченных сверху точкой перегиба  $t'$ .

Описанным выше методом на предмет определения  $K_{\mu\pi}$  в индивидуальном ЯЭК было обработано 2000 пионных и 2000 протонных расчетных ЯЭК при  $E_0 = 2.0 \text{ ТэВ}$ .

Таблица 1

$K_{\mu\pi}^{н-к}$	П И О Н Ы			П Р О Т О Н Ы		
	$N_{д-к}$	$N_p$	$\Delta N/N_{д-к} \%$	$N_{д-к}$	$N_p$	$\Delta N/N_{д-к} \%$
$\geq 0.20$	1048	974	7.1	684	589	13.9
$\geq 0.25$	895	854	4.6	552	496	10.1
$\geq 0.30$	763	744	2.5	420	394	6.2
$\geq 0.35$	661	655	0.9	296	293	1.1

В табл.1 приведена следующая статистика событий при различных порогах на величину  $K_{\mu\pi}^{н-к}$  для протонных и пионных (коэффициент перезарядки  $\lambda_{\mu\pi} = 0.24$ ) ЯЭК:

$N_{д-к}$  - количество событий с "истинными" значениями  $K_{\mu\pi}^{н-к}$  в надпороговой области;

$N_p$  - количество событий с найденными решениями системы уравнений (7);

$\Delta N = (N_{\mu\kappa} - N_p) / N_{\mu\kappa}$  - доля событий в надпороговой области (в процентах), где решение системы уравнений (7) не было найдено, т.е. здесь отсутствует сходимость итераций.

Из таблицы видно, что в интервале  $0.2 < K_{\mu\kappa}^{*k} < 0.25$  процент таких событий существенен и быстро падает с увеличением порога на величину  $K_{\mu\kappa}^{*k}$ , и потому в перспективе исследование распределений  $K_{\mu\kappa}^{*k}$  на эксперименте необходимо проводить при вводимом пороге на измеряемые  $K_{\mu\kappa}^f$  с тем, чтобы обеспечить высокую эффективность метода в надпороговой области.

Таблица 2

$K_{\mu\kappa}^f$	П И О Н Ы		П Р О Т О Н Ы	
	$N'_p$	$\Delta N / N_{\mu\kappa} \%$	$N'_p$	$\Delta N / N_{\mu\kappa} \%$
$> 0.2$	1090	11.1	701	16.4
$> 0.25$	964	12.3	600	17.3
$> 0.30$	850	13.9	488	22.4
$> 0.35$	758	15.6	372	26.7

В табл. 2 приведена статистика событий  $N_p$  с найденными решениями при тех же пороговых значениях измеренной величины  $K_{\mu\kappa}^f$ .

Здесь величина  $\Delta N = N'_p - N_p$  соответствует количеству событий с найденными "ложными" решениями и значениями "истинных"  $K_{\mu\kappa}^{*k}$  в подпороговой области  $K_{\mu\kappa}^{*k} < 0.20$ .

## о. Исследование "ложных" решений

Одной из основных причин, влияющих на эффективность метода определения  $K_{\pi^0}$  в индивидуальном ЯЭК, является эффект "слипания" ( $t_2 - t_1 \leq 3t_0$ ; см. п.6), когда измеренная величина  $K_{\pi^0}^f$  может существенно превосходить  $K_{\pi^0}^{н-к}$ , т.е. обнаруживается так называемое "ложное" решение.

Как и следовало ожидать, доля событий с найденным "ложным" решением в общей статистике ЯЭК с уменьшением  $K_{\pi^0}$  возрастает, причем при первичном протоне их больше, чем при пионе. Причиной этому является существенное различие ( $\approx 30\%$ ) средних значений парциальных коэффициентов неупругости  $K_{\pi^0}$  для пионов и протонов [2] и, как следствие этого, увеличение влияния "подпиток" от релятивистских адронов в протон-ядерных взаимодействиях в сравнении с  $\mathcal{K}\text{Fe}$ -взаимодействиями. Как видно из табл.1, для протонов доля ЯЭК с  $K_{\pi^0}^{н-к} < 0.2$  составляет  $\approx 52\%$  от общей статистики событий, в то время как для пионов она не превышает 35%.

В этих случаях с найденными "ложными" решениями, как видно из табл.2, завышение величины измеряемого  $K_{\pi^0}^f$  не превышает 12% для пионов и 17% для протонов при  $K_{\pi^0}^f > 0.2$ .

Второй причиной, влияющей на эффективность применения метода, является искажение формы высокоэнергичных составляющих ЭМК от крайних флуктуаций множественности в адрон-ядерных взаимодействиях.

Так, например, при рождении более 20-30 вторичных  $\mathcal{K}^0$ -мезонов в первом акте взаимодействия (как правило, в таких событиях наблюдается также высокая множественность заряженных пионов) развитие каскада начинается от более чем сто частиц, а фронт его развития

намного круче переднего фронта ЭМК. Аппроксимация таких каскадов аналитической формулой для ЭМК возможна лишь в области, следующей за максимумом каскадной кривой. Для этих событий предлагаемый метод выделения первой составляющей суперпозиции ЭМК также неэффективен.

Определение границ применимости метода для таких каскадов зависит неоднозначно также от числа и распределения глубин взаимодействий вторичных частиц. Доля таких событий показана в табл.1 и не превышает 8% для пионов и 14% для протонов при пороге  $K_x^{**} \rightarrow 0.2$ .

Влияние как первого, так и второго эффектов является результатом несовершенности аппаратуры, которая изначально не была рассчитана на решение поставленной нами задачи.

Очевидно, что при наличии возможности более точного измерения координаты генерации ЯЭК и множественности, по крайней мере, вторичных заряженных частиц в первом акте взаимодействия, влияние этих эффектов было бы существенно занижено.

#### 9. Оценка эффективности методики

Для того, чтобы представить картину всех возможных перекачек по величине  $K_x^*$  из меньших (подпороговых) областей в надпороговую, а также от меньших надпороговых значений к большим, были построены распределения величины  $\Delta K_x^* = K_x^* - K_x^{**}$  в следующих двух случаях: а) при  $K_x^{**} \rightarrow 0.2$  и б) при  $K_x^* \rightarrow 0.2$ .

В случае отсутствия больших перекачек значений  $K_x^*$  из меньших (подпороговых) интервалов в сторону больших эти распределения не должны существенно отличаться друг от друга.

На рис.10(а,б) для моделированных пионных и протонных ЯЭК(по 2000 событий) приведены распределения величины  $\Delta K_{\pi^0}$  при различных порогах на величину  $K_{\pi^0}^{M-K}$ . Из рисунка видно, что методика содержит систематическую ошибку определения  $K_{\pi^0}$  в сторону завышения. Средние значения этой систематической ошибки показаны на рисунке стрелками. Это объясняется тем, что мы не можем с хорошей эффективностью выявлять "слипание" в событиях с "ложными"(завышенными) решениями.

Исследования выборочных отдельных каскадов показывают, что ошибки, связанные с флуктуациями функции  $g(E_0, X)$ , равномерно проявляются по обе стороны от  $\Delta K_{\pi^0}=0$ . Распределение этих ошибок симметрично и имеет форму, показанную на рисунке при  $\Delta K_{\pi^0}<0$ .

На рис.11(а,б) показаны аналогичные рис.10 распределения  $\Delta K_{\pi^0}'$  при установлении различных порогов на измеряемую величину  $K_{\pi^0}^P$ , что имитирует применение методики на эксперименте. Как видно из сравнения соответствующих гистограмм для пионов и протонов, показанных на рисунках 10 и 11, во втором случае у распределений  $\Delta K_{\pi^0}'$  появляется длинный "хвост" в области  $\Delta K_{\pi^0}'>0.3$ . В области меньших  $\Delta K_{\pi^0}'$  распределения близки друг к другу.

Средние значения систематической ошибки при таком установлении порога(на рис. показаны стрелкой) и среднеквадратичные отклонения увеличиваются.

Это видно также из табл.3, где приведены средние значения  $\langle \Delta K_{\pi^0} \rangle$ ,  $\langle \Delta K_{\pi^0}' \rangle$  и среднеквадратичные отклонения  $b_1$  и  $b_2$  представленных на рис.10,11 распределений величин  $\Delta K_{\pi^0}$  и  $\Delta K_{\pi^0}'$  для указанных выше обоих вариантов установления на  $K_{\pi^0}$  идентичных по величине порогов.

Таблица 3

$K_{\text{Я}}^0$	П И О Н Ы				П Р О Т О Н Ы			
	$\langle \Delta K_{\text{Я}} \rangle$	$b_1$	$\langle \Delta K_{\text{Я}}' \rangle$	$b_2$	$\langle \Delta K_{\text{Я}} \rangle$	$b_1$	$\langle \Delta K_{\text{Я}}' \rangle$	$b_2$
$>0.20$	0.033	0.097	0.048	0.129	0.042	0.098	0.058	0.125
$>0.25$	0.030	0.095	0.048	0.131	0.040	0.093	0.057	0.127
$>0.30$	0.026	0.088	0.046	0.134	0.039	0.093	0.057	0.132

Учет систематической ошибки определения  $K_{\text{Я}}^0$  для индивидуального экспериментального каскада, естественно, приблизит наблюдаемое на эксперименте распределение  $K_{\text{Я}}^0$  к искомому. В то же время существенно увеличатся экспериментальные ошибки измеренного распределения.

На рис.12(а,б) показаны определенные по описанной методике для расчетных ЯЭК распределения  $K_{\text{Я}}^0$  в сравнении с заложенным в М-К расчет распределением для  $\text{ЯFe}$  и  $\text{pFe}$ -взаимодействий при  $E_0 = 2.0 \text{ ТэВ}$ . Из рисунка видно хорошее соответствие заложенного и измеренного распределений.

### Выводы

Разработана методика по исследованию парциального коэффициента неупругости  $K_{\text{Я}}^0$  во взаимодействии адронов в плотном однородном веществе .

Методика использована при исследовании неупругих  $hA$ -взаимодействий в ионизационном калориметре в области энергий 1-10ТэВ.

Методика позволяет:

- определить распределение парциального коэффициента неупругости  $K_{\mathcal{H}^0}$  в области лидирования  $\mathcal{H}^0$ -мезонов  $K_{\mathcal{H}^0} \gg 0.2$ ;
- выделить суммарную энергию вторичных частиц, передаваемую в  $\mathcal{H}^0(\eta)$ -мезоны в одном акте взаимодействий для событий с образованием энергетически выделенного  $\mathcal{H}^0(\eta)$ -мезона;
- выделять для  $hA$ -взаимодействий события с образованием энергетически выделенного  $\mathcal{H}^0(\eta)$ -мезона в результате перезарядки первичного ("сохранившегося")  $\mathcal{H}$ -мезона.

В заключение авторы выражают благодарность Э.А.Мамиджану за инициирование работы, В.В.Авакяну за постоянное внимание к работе, а также коллективу ВЦ ЕрФИ за организацию обработки данных.

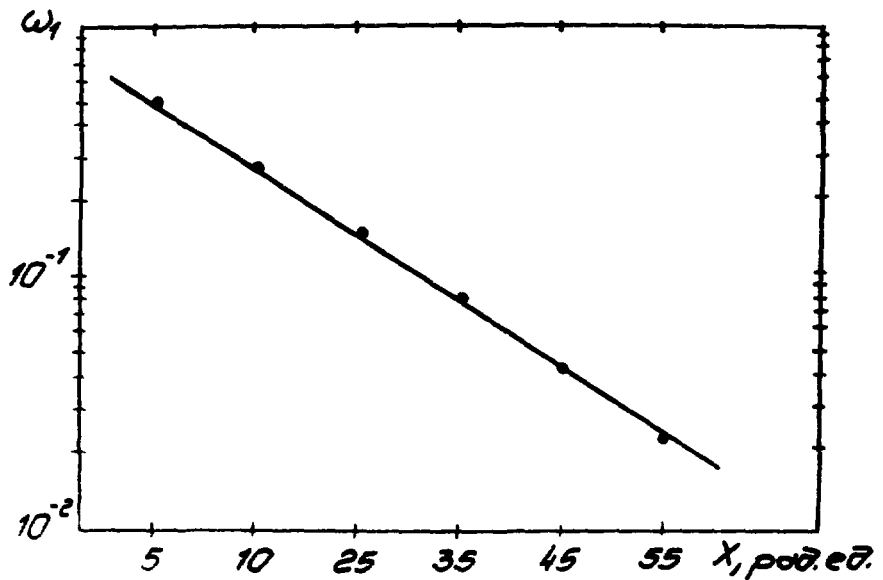


Рис. 1

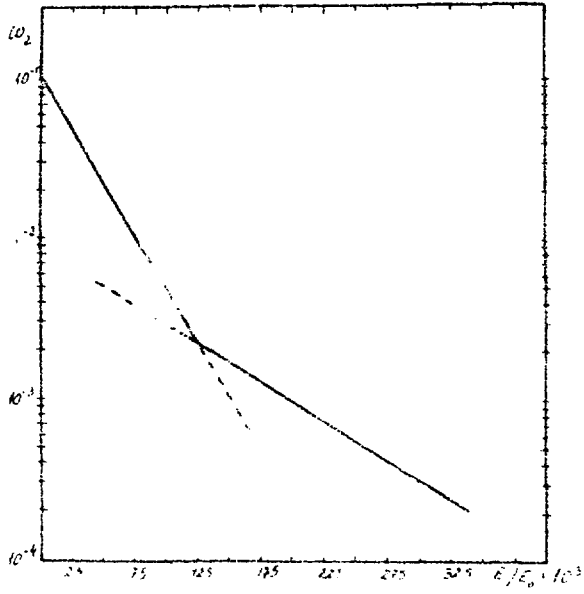


FIG. 2

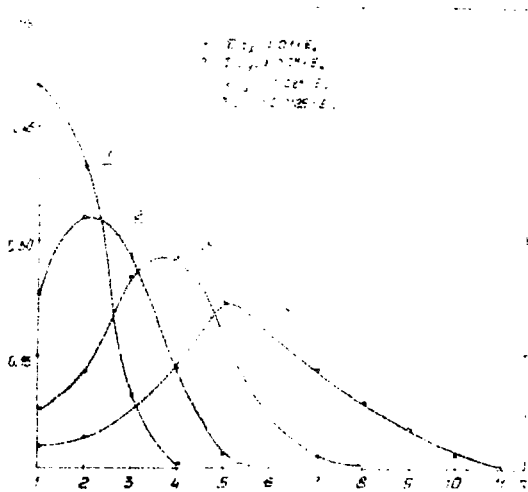


FIG. 3

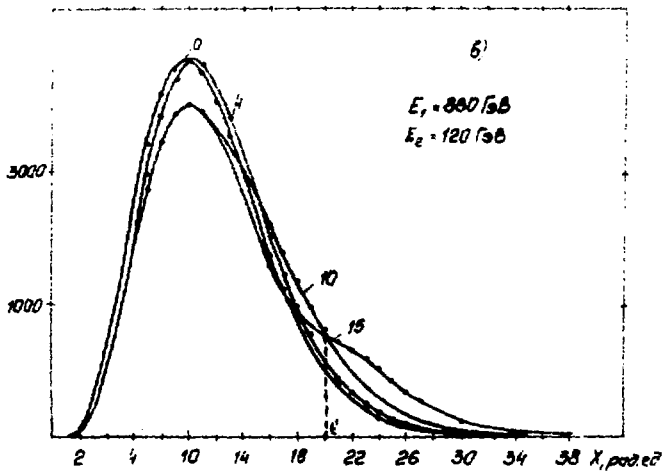
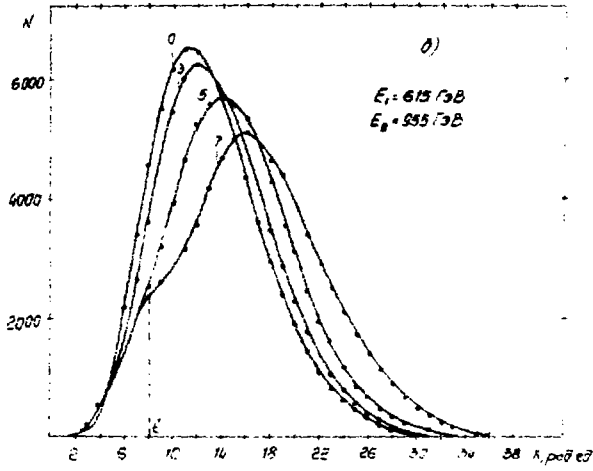
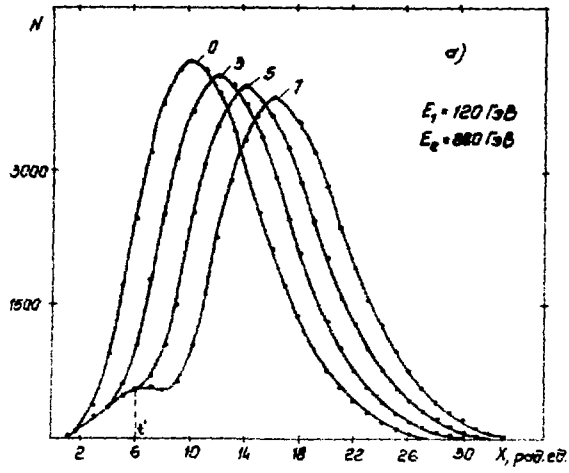


Рис. 4

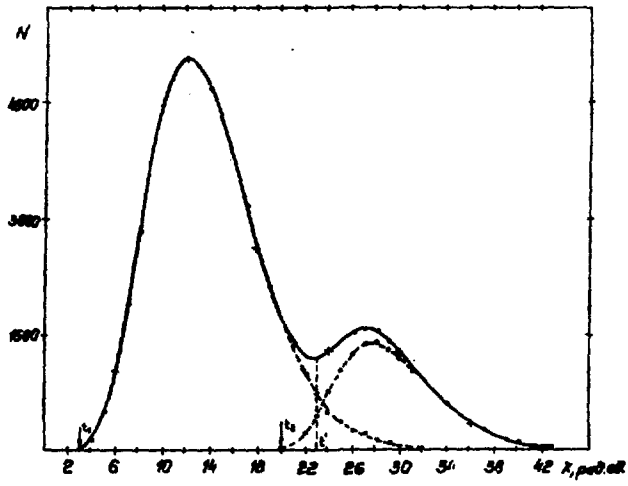


Рис. 5

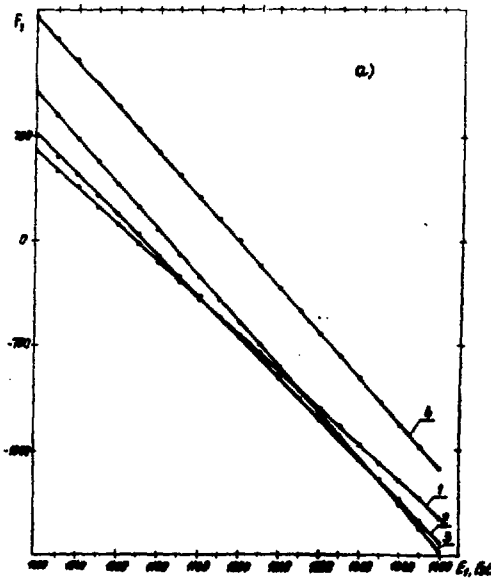


Рис. 6(а)

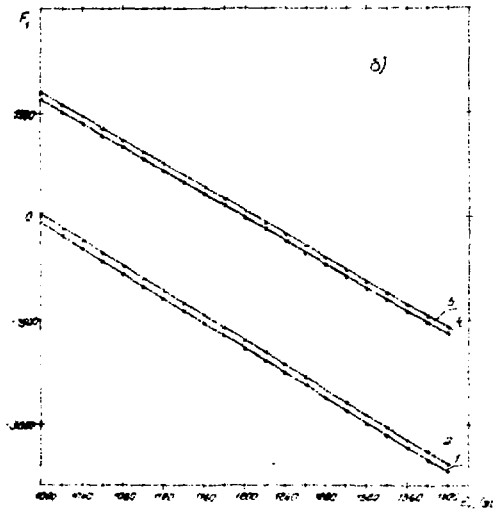


Рис. 6 (б)

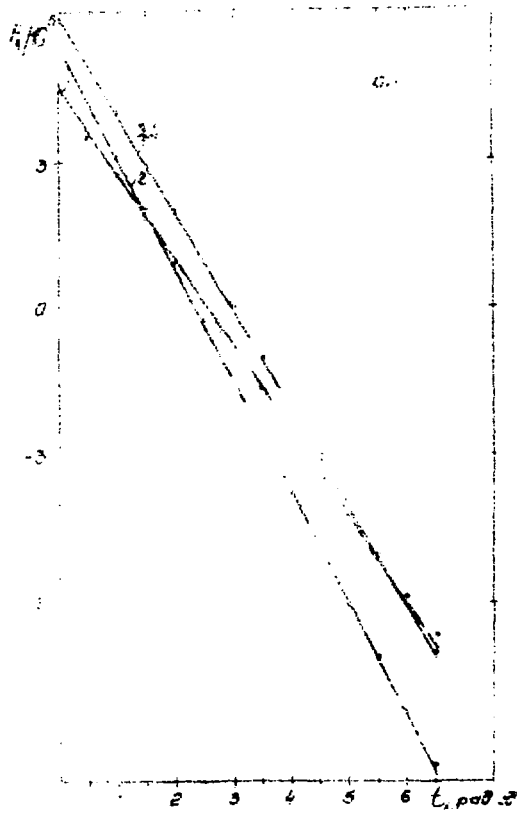


Рис. 7 (а)

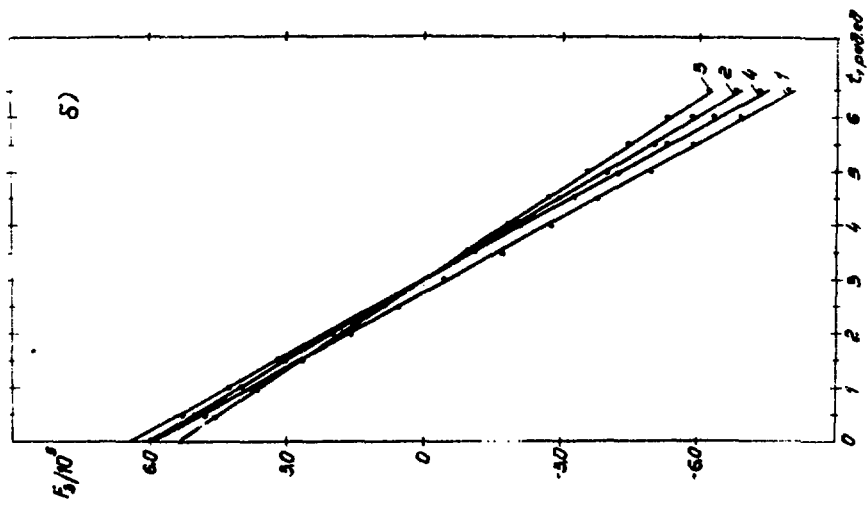


Рис. 7(б)

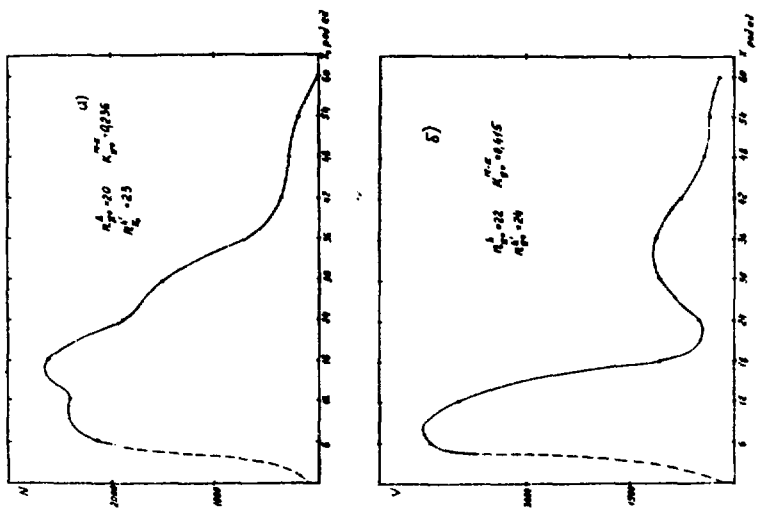


Рис. 8

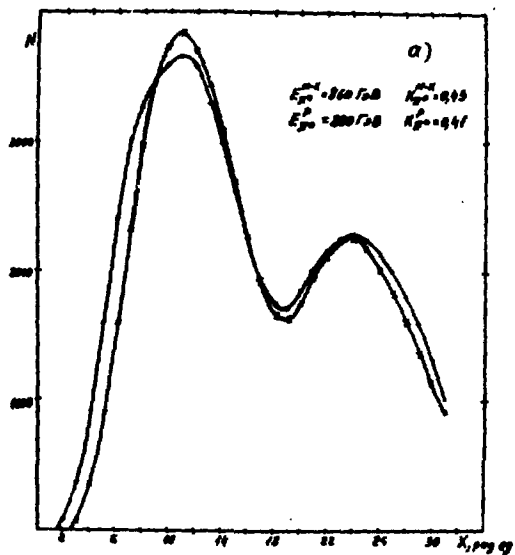


Рис. 9(а.)

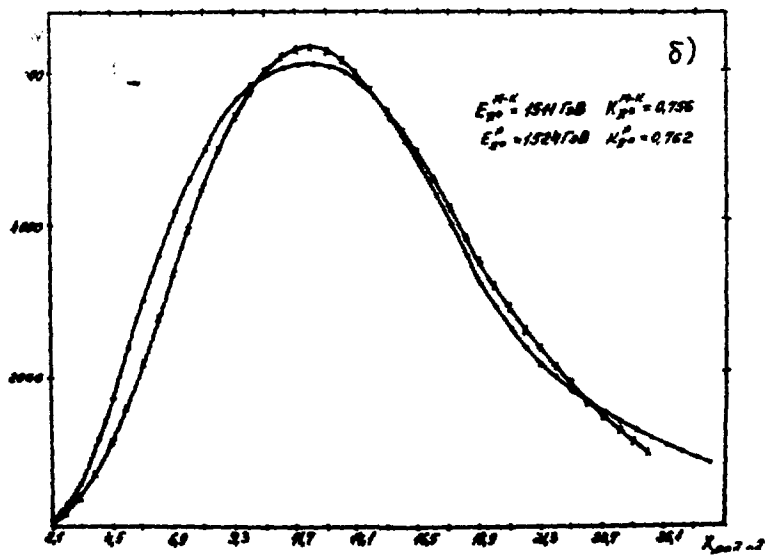


Рис. 9(б.)

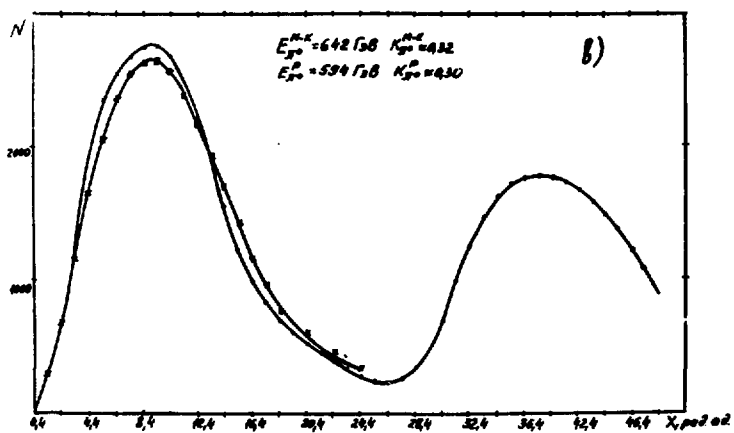


Рис. 9(в)

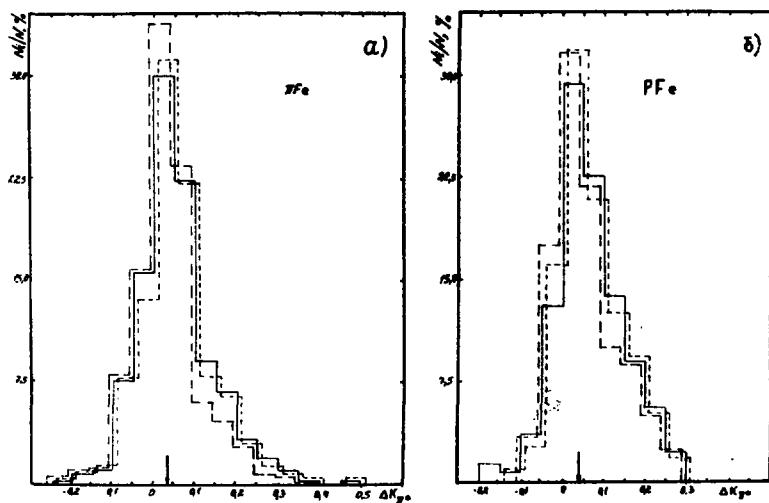


Рис. 10

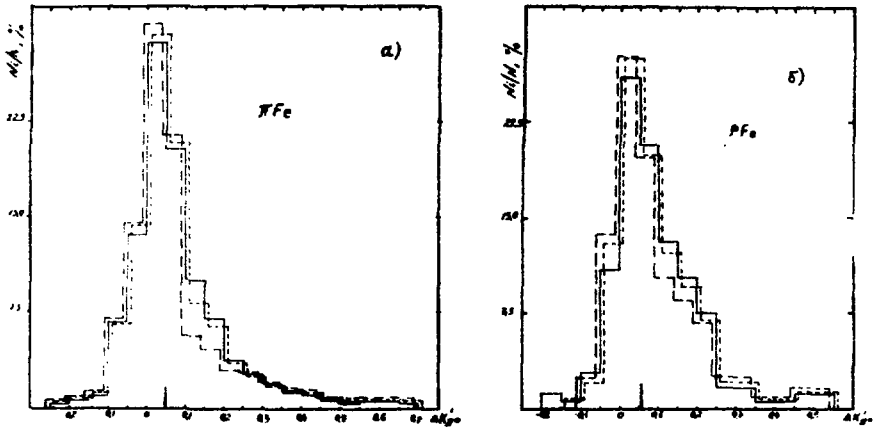


Рис. 11

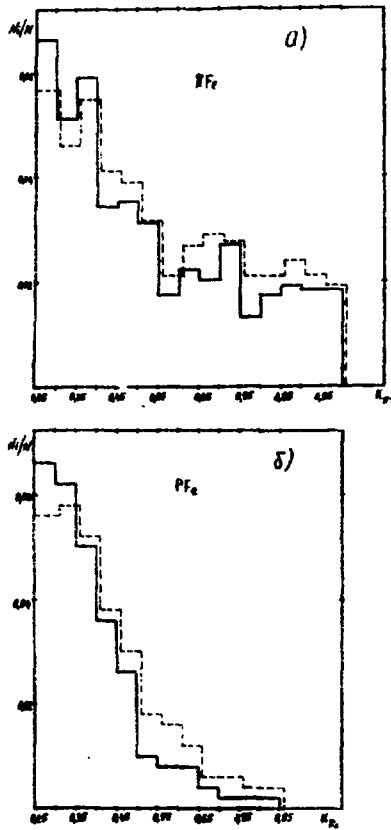


Рис. 12

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

---

- Рис. 1. Распределение числа актов  $hFe$ -взаимодействия с толщиной элементарного слоя поглотителя  $\Delta X_{эл} = 10$  рад.ед. с  $K_{\chi} > 0.01$ .
- Рис. 2. Распределение суммарной энергии, переданной  $JL^0$ -мезонам в элементарном акте  $hFe$ -взаимодействия по всей глубине поглотителя.
- Рис. 3. Распределение числа высокоэнергичных групп  $JL^0$ -мезонов при различных значениях суммарной пороговой энергии  $\Sigma E_{\chi}$ .
- Рис. 4. Суперпозиции двух электромагнитных каскадов при различных отношениях энергий составляющих  $E_1/E_2$  и различных значениях  $t_2$ . Цифры над кривыми соответствуют величине  $\Delta X = t_2 - t_1$ .
- Рис. 5. Пример суперпозиции двух ЭМК с разделяющимися максимумами и с параметрами  $E_1 = 1200$  ГэВ;  $E_2 = 300$  ГэВ;  $t_1 = 3t_0$ ;  $t_2 = 20t_0$ .
- Рис. 6. Поведение функции  $F_3$  при крайне левых (а) и крайне правых (б) значениях параметров  $E_2, t_1, t_2$  при следующих "истинных" параметрах ЭМК:  $E_1 = 1200$  ГэВ,  $E_2 = 300$  ГэВ;  $t_1 = 3t_0$ ,  $t_2 = 20t_0$ . Цифры над кривыми соответствуют последовательности расчетов.
- Рис. 7. Поведение функции  $F_3$  при крайне левых (а) и крайне правых (б) значениях параметров  $E_1, E_2, t_2$  при значениях "истинных" параметров ЭМК:  $E_1 = 1200$  ГэВ,  $E_2 = 300$  ГэВ;  $t_1 = 3t_0$ ,  $t_2 = 20t_0$ .
- Рис. 8. Образцы ЯЭК с искаженными опорными значениями каскадной кривой (точки).
- Рис. 9. Сравнение ЯЭК, построенных по найденным параметрам ( $\chi$ ), с "истинными" ( $\bullet$ ) при  $E_0 = 2.0$  ТэВ для случаев:

а) двугорбый ЯЭК с суперпозицией двух ЭМК и с применением методики в области обоих горбов; б) одногорбый ЯЭК - суперпозиций нет; в) двугорбый ЯЭК с наличием суперпозиции под первым горбом.

Рис. 10. Распределения величины  $\Delta K_{\mathcal{H}} = K_{\mathcal{H}}^p - K_{\mathcal{H}}^{M-K}$  для пионов и протонов с энергией  $E_0 = 2.0 \text{ ТэВ}$  при различных порогах на  $K_{\mathcal{H}}^{M-K}$ :

(—)  $-K_{\mathcal{H}}^{M-K} \geq 0.20$ ; (---)  $-K_{\mathcal{H}}^{M-K} \geq 0.25$ ; (←)  $-K_{\mathcal{H}}^{M-K} \geq 0.30$ .

Рис. 11. Распределения величины  $\Delta K_{\mathcal{H}}' = K_{\mathcal{H}}^p - K_{\mathcal{H}}^{M-K}$  для пионов и протонов с энергией  $E_0 = 2.0 \text{ ТэВ}$  при различных порогах на  $K_{\mathcal{H}}^p$ :

(—)  $-K_{\mathcal{H}}^p \geq 0.20$ ; (---)  $-K_{\mathcal{H}}^p \geq 0.25$ ; (←)  $-K_{\mathcal{H}}^p \geq 0.30$ .

Рис. 12. Распределения парциальных коэффициентов неупругости  $K_{\mathcal{H}}$  для пионов и протонов с  $E_0 = 2.0 \text{ ТэВ}$ , определенные по описанной методике (---), в сравнении с заложенными в М-К расчет распределениями (—).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

---

1. Сохойн С.О., Мурадян М.М. Аппроксимация ядерно-электромагнитных каскадов, генерированных адронами в плотном однородном веществе при энергиях 1-100 TeV. Препринт ЕФИ-1276(62)-90, Ереван-1990.
2. Avakian V.V., Gevorkian S.R., Mamidjanian E.A. et al. Determination of the inelasticity partial coefficients of pions and protons in iron in the energy range 0.5-5.0 TeV. Nuclear physics B259(1985)156-162.
3. Авакян В.В., Авунджян А.Т., Антонян К.Г. и др. Установка "Пион", ВАНТ, сер. Техника физического эксперимента. 1983, вып. 4(16).
4. Авакян В.В., Бадалян А.Р., Мамиджаниян Э.А., Мурадян М.М. Об одном методе определения парциального коэффициента неупругости в адрон-ядерных взаимодействиях. ЯФ, 1982, т. 36, вып. 2(8).
5. Демьянов А.И., Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Ядерно-каскадный процесс в плотном веществе, М.: Наука, 1977.
6. Клименков А.П., Павлов А.А. Аппроксимация каскадной кривой в области энергий  $10^{10} - 10^{14}$  эВ. Сб. Элементарные частицы и космические лучи, вып. 4, М.: Атомиздат, 1976.
7. Сохойн С.О. О повышении точностей характеристик адрон-ядерных взаимодействий, измеряемых ионизационным калориметром при энергиях  $\gtrsim 1.0$  ТэВ. Препринт ЕФИ-847(74)-85, Ереван-1985.
8. Калиновский А.Н., Мохов Н.В., Никитин Ю.П. Прохождение частиц высоких энергий через вещество, М.: Энергоатомиздат, 1985.
9. Виленкин Н.Я. Метод последовательных приближений. М.: Наука, 1968.
10. Мамиджаниян Э.А., Мурадян М.М., Сохойн С.О. Применение интерполя-

ций при исследовании усредненных ядерно-электронных каскадов, генерированных адронами космического излучения. Препринт ЕФН-443(50)-80, Ереван, 1980.

Рукопись поступила 24 сентября 1990г.

М. МУРАДЯН, С. О. СОХОЯН

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРЦИАЛЬНОГО КОЭФФИЦИЕНТА  
ЕУПРУГОСТИ  $K_{\mathcal{E}}$  В АДРОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ТЭВ-НЫХ  
ЭНЕРГИЯХ.

редактор Л. П. Мукаян

технический редактор А. С. Абрамян

---

одписано в печать 6/Х-90г.

формат 60x84/16

сетная печать. Уч. изд. л. 1.5 Тираж 299 экз. Ц. 22 к.

к. тип. N 291

Индекс 3649

---

печатано в Ереванском физическом институте  
Ереван 36, ул. Братьев Алиханян, 2

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

**ИНДЕКС 3649**



**ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ**