

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ՏԿԿԹԹԹԹԹԹԹԹԹԹԹԹ

ЕФИ-242(85)-77

Ր.Մ.ՄԱՐՏԻՐՈՍՈՎ

ՕԲ ԻՅՄԵՐՆԻԻ ՏԵՇԵՆԻԱ ՎԶԱԻՄՈՎԵՅՏՎԻԱ
ԱԴՐՈՆՈՎ Տ ԿԴՐԱՄԻ ՄՐԻ ՎԻՏՈՒԿԻՅ ԶՆԵՐԳԻԱՅ



ЕФИ-242(35)-77

УДК.537.591

Р.М. МАРТИРОСОВ

ОБ ИЗМЕРЕНИИ СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
АДРОНОВ С ЯДРАМИ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

В работе сделан обзор экспериментальных данных по NN и NA сечениям взаимодействия при высоких энергиях и их зависимостям от энергии и от атомного номера вещества. Показаны возможности Арагацской установки "Пион" для измерения сечения неупругого взаимодействия нуклонов и пионов с ядрами различных веществ при энергии выше 500 Гэв.

Ереванский физический институт
Ереван 1977

ЕФН-242(35)-77

R. N. MARTIROSOV

ON MEASURING OF CROSS-SECTION OF PIONS-
NUCLEI INTERACTION AT HIGH ENERGIES

The review of experimental data on NN and NA cross-sections of interaction at high energies and of their dependence on energy and atomic number of the matter is made. The possibility of the "Pion" Aragats arrangement to measure the cross-section of inelastic interaction of nucleons and pions with nuclei of different matters at energy above 500 GeV is shown.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1977

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-242(35)-77

Р.М.МАРТИРОСОВ

ОБ ИЗМЕРЕНИИ СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
АДРОНОВ С ЯДРАМИ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Ереван 1977

© *Ереванский физический институт, 1977*

В настоящее время можно считать окончательно установленным рост полного сечения элементарного NN взаимодействия при энергиях > 100 Гэв. Этот рост экспериментально доказан для pp соударений вплоть до энергий 1500 Гэв [1,2]. Данные по σ_{NN}^{tot} допускают как логарифмический рост сечения с энергией, так и предельно допустимый рост по закону $\ln^2 E$. Поскольку вблизи $E \sim 1500$ Гэв темп роста сечения не замедляется, то для более корректного определения вида зависимости $\sigma_{NN}^{tot}(E)$ необходимы измерения сечения NN взаимодействия при энергиях, значительно превышающих 1500 Гэв, где появляется возможность экспериментального определения вида зависимости.

Такие данные имеются в космических лучах, где σ_{NN}^{tot} для энергии выше 2000 Гэв получены пересчетом сечений взаимодействия нуклонов с ядрами воздуха [3].

Исходя из результатов работ [1] в интервале энергий 300 - 1500 Гэв σ_{NN}^{tot} растет на $\approx 10\%$, при этом σ_{NN}^{el} на $\approx 12\%$ и σ_{NN}^{in} на $\approx 10\%$, что согласуется с данными работы [2], т.е. рост σ_{NN}^{tot} в основном, обусловлен ростом σ_{NN}^{in} .

Энергетическая зависимость $\sigma_{NN}^{el} / \sigma_{NN}^{tot}$, полученная для широкого интервала энергии 2 - 1500 Гэв, приведена в сборнике [7]. И если в области 2 - 70 Гэв

величина $\sigma_{NN}^{el} / \sigma_{NN}^{tot}$ заметно падает из-за того, что в этой области σ_{NN}^{tot} изменяется медленнее, чем σ_{NN}^{el} , то при высоких энергиях (> 100 Гэв) по данным работ [8,9] она выходит на плато.

Таким образом, картина для σ_{NN}^{tot} и его зависимости постепенно проясняется, по крайней мере до 1500 Гэв.

Значительно сложнее обстоит дело с измерениями сечений нуклон-ядерного взаимодействия.

Несмотря на большое количество экспериментальных работ и монографий, посвященных измерениям σ_{NA} и его зависимости от энергии, многие вопросы все еще требуют детального изучения. Измеренные с хорошей точностью на ускорителях [4] полные сечения взаимодействия нейтронов с ядрами от водорода до урана получены для энергетического интервала 30-300 Гэв. И если на легких ядрах сечение явно растет при энергиях $100 \leq E \leq 300$ Гэв то на тяжелых ядрах оно остается постоянным или даже падает вплоть до $E = 300$ Гэв.

Что касается ускорительных данных по неупругим сечениям взаимодействия нуклонов с ядрами, то они имеются при энергиях $E \leq 60$ Гэв (например, [5]). К тому же на ускорителях обычно измеряются сечения поглощения σ_{abs} . А в космических лучах, как известно, измеряются σ_{in}^{el} , связанные с σ_{abs} соотношением $\sigma_{in}^{el} = \sigma_{abs} - \sigma_{el}^{el}$, где квазиупругое рассеяние нуклонов на ядре, в результате которого ядро может возбудиться, или развалиться без рождения новых частиц.

Поэтому при сравнении данных по сечениям, полученных в космических лучах, с ускорительными данными необходимо пользоваться вышеприведенным соотношением.

Такое сравнение проводилось, например, в работах [6,10].

Сечения неупругого взаимодействия, измеренные в космических лучах, хотя и получены при энергиях, значительно превышающих ускорительные (вплоть до несколь-

ких Тэв), но со значительными статистическими ошибками (10-20%), связанными с круто падающим энергетическим спектром адронов и со значительными методическими ошибками. Кроме того, в потоке космических адронов присутствует значительная доля пионов, оценки которой, по данным различных авторов, существенно отличаются друг от друга. Подробный анализ статистических методов определения доли пионов в потоке адронов на высотах гор, проведенный Шестоперовым В. Я. [11], а также расчеты М. Томсона [12] показали, что эти методы неточны и связаны с большими неопределенностями. Сечения же неупругого взаимодействия нуклонов с ядрами измеряют, выделяя с помощью различных детекторов нейтральные частицы из общего потока адронов и считая их (с достоверностью $\sim 90\%$) нейтронами [13,14].

Измерения сечений взаимодействия проводились на различных ядрах.

Наиболее статистически обеспеченные измерения σ_{NA}^{in} были проведены Григоровым Н.Л. и др. на ядрах углерода с помощью ИСЗ "Протон" [15]. По его данным [10] зависимость сечения неупругого взаимодействия протонов с легкими ядрами в интервале 20-2000 Гэв хорошо описывается зависимостью

$$\sigma_{ps}^{in}(E) = \sigma^0 [1 + K \lg(E/20)],$$

где $K \approx 0,08$.

Много работ посвящено измерению σ^{in} взаимодействия адронов с ядрами железа, поскольку поглотители калориметров, часто используемых в космических лучах, в основном выполнены из железа. Эти измерения проведены для адронов с энергией $E \approx 200$ Гэв (например, [16]). Однако, как уже говорилось выше, в потоке высокоэнергичных адронов имеется значительная доля пионов (25-30%), а при $E \approx 1$ Тэв даже около 50% [30]. Прямое же измерение σ_{NFe}^{in} при энергиях ≈ 1 Тэв проведено только в работе [14], где с помощью го-

доскопической системы из общего потока космических лучей выделялись нейтроны и измерялось сечение неупругого взаимодействия нейтронов с ядрами. Экспериментальные данные по σ_{NFe}^{in} в интервале энергий 20 - 1500 Гэв говорят о росте сечения с энергией (например, [10,14]), хотя вид зависимости установить пока невозможно из-за значительных ($\sim 10\%$) ошибок в измерении σ_{NFe}^{in} .

Исходя из экспериментальных данных: можно сказать, что относительный рост неупругого сечения NA взаимодействия при $E \geq 20$ Гэв уменьшается с увеличением атомного номера вещества. Этот факт был замечен в работе [6]. Поэтому несомненный интерес представляет измерение σ_{NA}^{in} с ядрами тяжелых веществ.

Никольским С.И. и др. [17] измерены σ_{NpB}^{in} при энергии в несколько Тэв и на основании этих измерений и данных работ [5,18] получено, что в интервале 40 Гэв - 6 Тэв сечение неупругого взаимодействия нуклонов с ядрами свинца растет на $5,6 \pm 3,0\%$. Этот вывод несколько отличается от предыдущих результатов той же группы [19], где утверждалось, что σ_{NpB}^{in} постоянно при энергиях в несколько Тэв. О независимости или слабой зависимости $\sigma_{NpB}^{in}(E)$ при высоких энергиях говорят и авторы [14]. В основном же измерения на тяжелых ядрах проводились при значительно более низких энергиях (< 300 Гэв).

Уже много лет обсуждается вопрос о возможном изменении зависимости адрон-ядерных сечений от атомного номера вещества A , которую обычно представляют в виде:

$$\sigma_{NA}^{in} = \sigma^0 A^\alpha.$$

Еще в 1962 г. было предположено [27], что с увеличением энергии сечение на ядрах должно переходить от закона $\sigma_{NA} \sim A^{2/3}$ к линейному закону. В основу этих работ было положено представление, что экранировка нуклонов ядра, определяющая взаимодействие

адронов с ядрами, в основном обусловлена упругим перерасеянием.

При высоких энергиях упругое рассеяние логарифмически падает и поправка от такой экранировки будет убывать, что при постоянном полном сечении взаимодействия приведет к закону $\sigma_{NA} \sim A$. В дальнейшем это представление было пересмотрено [28] и показано, что при высоких энергиях неупругие взаимодействия налетающего нуклона со многими нуклонами ядра дают неубывающий вклад в полное сечение, т.е. приводят к неубывающему с энергией экранированию, и, следовательно к отклонению от закона $\sigma_{NA} \sim A$.

Большинство экспериментальных данных говорят о $\sigma_{NA}^{in} \sim A^{2/3}$ как при ускорительных энергиях, так и при энергиях космических лучей (например, [5, 15, 16]) Тем не менее, в настоящее время нет статистически обеспеченных данных о показателе α при $E \gtrsim 1$ Тэв.

Известно, что присутствие пионов в потоке космических адронов сильно затрудняет получение информации о нуклон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях. Измерения на ускорителе показали [5], что при $E = 20 + 60$ Гэв $\sigma_{\pi A}^{in}$ заметно меньше, чем σ_{NA}^{in} . Каково их различие и есть ли оно при энергиях в сотни и тысячи Гэв неизвестно, и этот вопрос могут разрешить только прямые измерения неупругих сечений пионов и нуклонов с ядрами при таких энергиях.

Имеются косвенные измерения $\sigma_{\pi Fe}^{in}$ при высоких энергиях. Йодх и др. [20], например, опираясь на свои же данные по отношению потоков пионов к протонам $N_{\pi^{\pm}} / N_p$ и на ускорительные данные по $\lambda_{\pi Fe}^{in} / \lambda_{p Fe}^{in}$ рассчитали $\lambda_{\pi Fe}^{in}$ при энергиях от 150 Гэв до 1600 Гэв. В работе же [6], где в космических лучах измерялось сечение неупругого взаимодействия заряженных адронов и нейтронов с ядрами углерода, железа и свинца при $\langle E \rangle = 1400$ Гэв, показано, что эти сечения в пределах ошибок совпадают

между собой. Это указывает на то, что при энергии 1 Тэв неупругие сечения пион- и нуклон-ядерных взаимодействий близки друг к другу. Поэтому нам кажется, что измерения, проведенные в работе [20] по $\sigma_{\pi Fe}^{in}$ требуют подтверждения.

Имеется большое количество экспериментальных данных по сечениям неупругого взаимодействия с ядрами в интервале 20 - 1400 Гэв. Но это, в основном, данные по адрон-ядерным взаимодействиям и, кроме того, это результаты экспериментов, выполненных на разных установках для узких интервалов энергий. Но поскольку эффективность установок, использующихся в космических лучах, неодинакова, то это приводит к тому, что в различных экспериментах измеряются разные доли σ_{NA}^{in} .

В частности, вклад в измеряемое неупругое сечение может внести сечение квазиупругого рассеяния σ_{qe}^{el} .

В свете вышеизложенного, для получения новой и ценной информации по сечениям неупругого взаимодействия пионов и нуклонов с ядрами и по их зависимостям от энергии и от атомного номера вещества, на наш взгляд, необходимо:

- а) выделять протоны, пионы и нейтроны из общего потока космических адронов при энергиях ≈ 1 Тэв;
- б) измерять сечения на разных ядрах (легких, средних и тяжелых);
- в) при измерении σ_{NA}^{in} и сравнении его с данными других космических установок и ускорителей учитывать эффективность установок.

II.

Установка "Пион", где имеется возможность измерять пробеги для неупругого взаимодействия адронов с ядрами при энергиях $E=(0,5 + 5,0)$ Тэв (с учетом замечаний, указанных в конце 1 части настоящей работы), подробно описана в ряде работ (например, [21]). Поэтому мы даём лишь краткое описание её. На рис.1 приводится схематическое изображение установки.

Установка состоит из большого ионизационного калориметра площадью $\sim 10 \text{ м}^2$, детектора рентгеновского переходного излучения (РПИ-детектора), годоскопа и детектора взаимодействия. Установка имеет размеры $(3 \times 3 \times 6) \text{ м}^3$, геометрический фактор составляет $\sim 2 \text{ м}^2 \text{ стер}$.

Ионизационный калориметр состоит из 10 рядов железа толщиной 10 см и двух рядов свинца, толщиной 3 и 2 см. Ряды свинца и железа прослоены ионизационными камерами. Прямо над калориметром располагается углеродная мишень толщиной 21 гсм⁻². Суммарное количество вещества в калориметре составляет 900 гсм⁻². В интервале $(0,5 + 5,0) \text{ Тэв}$ калориметром можно измерять энергию с точностью $\sim 20\%$ [29]. Большое сечение калориметра при поперечных размерах каскадов до 50 см дает возможность регистрировать и обрабатывать случаи одновременного прохождения через установку до 4-х высокоэнергичных адронов. Наличие на установке углеродной мишени, свинцовых фильтров и железного поглотителя позволяет измерять характеристики взаимодействия адронов с легкими, средними и тяжелыми ядрами. Для идентификации адронов используется РПИ-детектор в сочетании с годоскопической системой. Информация от всех детекторов поступает для обработки на ЭВМ "Наири-2".

Исходя из интегрального спектра одиночных заряженных адронов на высоте 3200 м над уровнем моря, полученного в работе [22], их поток равен:

$$\text{для } E \geq 0,5 \text{ Тэв} \quad F (\geq 0,5 \text{ Тэв}) \approx 1,7 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стер}^{-1};$$

$$\text{для } E \geq 1,0 \text{ Тэв} \quad F (\geq 1,0 \text{ Тэв}) \approx 4,0 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стер}^{-1}.$$

Откуда следует, что число одиночных заряженных адронов, падающих на установку с геометрическим фактором $2 \text{ м}^2 \text{ СТЕР}^{-2}$ равно:

$$F(\geq 0,5 \text{ Тэв}) = 1,7 \cdot 10^{-4} \cdot 3600 \cdot 2 \approx 1,2 \text{ част/час} \approx 10500 \text{ част/год};$$

$$F(\geq 1,0 \text{ Тэв}) = 4,0 \cdot 10^{-5} \cdot 3600 \cdot 2 \approx 0,29 \text{ част/час} \approx 2500 \text{ част/год}.$$

Рассчитанные на основании этих данных, в таблицах 1 и 2 приводятся числа одиночных заряженных и нейтральных адронов, падающих на установку в год при различных вероятных значениях отношений $N_{зар}/N_{нейтр}$ и N_{π^+}/N_{π^-} .

Таблица 1.

N_z/N_H	Количество одиночных адронов в год							
	1,5		2,0		3,0		4,0	
E (Тэв)	N_z	N_H	N_z	N_H	N_z	N_H	N_z	N_H
$\geq 0,5$	10500	7000	10500	5250	10500	3500	10500	2625
$\geq 1,0$	2520	1680	2520	1260	2520	840	2520	630

Таблица 2.

N_{π^+}/N_{π^-}	Количество одиночных заряженных адронов в год							
	0,5		1,0		2,0		3,0	
E (Тэв)	N_{π^+}	N_{π^-}	N_{π^+}	N_{π^-}	N_{π^+}	N_{π^-}	N_{π^+}	N_{π^-}
0,5	3500	7000	5250	5250	7000	3500	7875	2625
1,0	840	1680	1260	1260	1680	840	1890	630

В таблице 3 приводится распределение чисел взаимодействий в различных веществах установки в % к падающему на установку потоку адронов с учетом частиц, провазимодействовавших ниже 1У слоя железа или прошедших калориметр без взаимодействия.

Таблица 3

Мишень	C	PbI	PbII	Fe
	($\chi_c = 21 \tau \text{ см}^{-2}$) ($\chi_{PbI} = 34 \tau \text{ см}^{-2}$) ($\chi_{PbII} = 23 \tau \text{ см}^{-2}$) ($\chi_{Fe} = 320 \tau \text{ см}^{-2}$)			
с мишенью	22	13	7	53
без мишени	-	16	9	69

На основании этих таблиц можно рассчитать статистику, необходимую для определения λ^{in} в различных веществах с разными статистическими ошибками и при различных значениях отношений N_z/N_H к N_{π}/N_p .

На наш взгляд, наиболее оптимальными методами (с точки зрения минимизации ошибок и наибольшей статистической обеспеченности) определения λ^{in} на Арагацской установке "Пион" являются:

углерод - метод выбывания из пучка;

железо - определение λ^{in} по распределению чисел взаимодействий по глубине калориметра (см. например, [14, 23]);

свинец - определение λ^{in} по числу взаимодействий в тонком слое вещества.

На рис. 2 показано, какое время работы установки "Пион" необходимо для измерения пробегов неупругого взаимодействия пионов и протонов с ядрами C, Fe и Pb со статистической точностью 3-5% при различных значениях отношения N_{π}/N_p . Кривые расчи-

танные на основании таблиц 1-3, исходя из 100% эффективности отделения пионов от протонов, с использованием названных методов определения λ_{in} .

Ниже перечислим поправки, которые необходимо вводить при определении λ_{in} .

1. Одним из источников систематических ошибок, которые могут исказить истинную величину пробега неупругого взаимодействия λ_{in} , является угловое распределение частиц, падающих на установку. Поэтому необходимо вводить поправку на угол $\langle \theta \rangle$ падения адронов на установку.

2. Систематической ошибкой, которая также может исказить экспериментально полученные величины λ_{in} является наличие порога регистрации в отдельном канале усиления. Это обстоятельство сдвигает видимое начало электронно-ядерного каскада на некоторую величину поглотителя, зависящую от энергии адрона и от коэффициента неупругости передачи энергии в 1 акте взаимодействия. Чтобы учесть этот эффект, необходимо для каждого случая взаимодействия адрона найти новое место начала электронно-ядерного каскада в предположении, что величина порога регистрации принимает различные значения, а затем экстраполировать к нулевому порогу регистрации в отдельном канале усиления.

3. Эффективность регистрации адронов калориметром неодинакова по глубине поглотителя. Адрон с энергией $E_0 > 500$ Гэв, провзаимодействовав в каком-либо из слоев поглотителя, может не успеть выделить в калориметре энергию выше пороговой (т.е. выше 500 Гэв) и такое событие не будет зарегистрировано установкой. Таким образом, эффективность регистрации адронов с глубиной калориметра будет падать.

Для учета этого явления необходимо отобрать события, когда адрон провзаимодействовал в 1 слое железа и измеряя энергию, выделенную в 5-ти, 6-ти и т.д. слоях,

определить, какая часть событий не регистрируется калориметром. По нашим оценкам при взаимодействии адрона на глубине 480 г/см^2 железа мы теряем 6% событий, на глубине 400 г/см^2 - 4%, на глубине 320 г/см^2 - 2%, и, наконец, на глубине $\leq 240 \text{ г/см}^2$ - 1% полезных событий, т.е. с энергией выше пороговой.

4. В число частиц, зарегистрированных установкой могут войти μ - мезоны, которые в результате тормозного излучения дадут электромагнитный толчок, имитирующий прохождение через установку адрона. Наличие таких событий завышает средний свободный пробег согласно формуле:

$$\lambda = \frac{\lambda_h N_h + \lambda_\mu N_\mu}{N_h + N_\mu},$$

где N_h и N_μ - вклад в статистику адронов и μ -мезонов, соответственно, а λ_h и λ_μ - их пробеги.

По оценкам авторов работы [20] этот вклад одинаковс распределен по всей глубине калориметра, практически не зависит от энергии и составляет около 0,5% на слой железа толщиной 120 г/см^2 . Поскольку на установке "Пион" толщина железного слоя равна 80 г/см^2 , то, соответственно, вклад мюонов будет составлять около 0,3% на слой.

5. При квазиупругом взаимодействии новые частицы не рождаются, а ядро возбуждается или разваливается без пионных продуктов. Квазиупругое взаимодействие происходит, когда налетающий нуклон упруго взаимодействует с одним из нуклонов ядра [24]. Поэтому

$$\sigma_{NA}^{el} = N_{eff}(A) \cdot \sigma_{NN}^{el}.$$

Здесь N_{eff} - эффективное число нуклонов ядра, принимающее участие в процессе; σ_{NN}^{el} - сечение упругого NN взаимодействия, причем pp и $p\bar{p}$ считаются одинаковыми, по крайней мере при ускорительных энергиях до 60 Гэв [25].

В работе [5] эмпирически было найдено, что при 20 Гэв $N_{eff} = 1,6 \cdot A^{1/3}$. И.В.Андреевым [26] рассчитана величина $\sigma_{NA}^{gel} / \sigma_{NN}^{el}$ для углерода и азота в интервале 20 - 1000 Гэв. И если при 20-60 Гэв она остается постоянной и равной для углерода 3,1, то в дальнейшем отношение падает на 10%. Это объясняется тем, что в результате роста NN -сечения уменьшается внешний слой ядра, в котором налетающие нуклоны слабо поглощаются и испытывают упругое взаимодействие на нуклонах ядра.

Оперируя выражением

$$\sigma_{NA}^{gel} = 1,6 \cdot A^{1/3} \cdot \sigma_{NN}^{el}$$

и данными работы [7] по σ_{NN}^{el} , можно рассчитать значения для взаимодействия нуклонов с ядрами при различных энергиях. При $E=500$ Гэв $\sigma_{NC}^{gel} = 25$ мб, $\sigma_{NFe}^{gel} = 42$ мб и $\sigma_{NpB}^{gel} = 65$ мб, т.е. приблизительно 10%, 6% и 4% по отношению к соответствующему неупругому сечению.

По расчетам [26] σ_{NC}^{gel} падает от 25 мб при 20 Гэв до 21 мб при 1000 Гэв, т.е. на 16%.

Естественно, что только незначительная доля полного квазиупругого сечения может внести вклад в измеряемое нами σ_{NA}^{in} по следующим причинам.

1. Факт взаимодействия адрона в веществе фиксируется нами по наличию ионизации в ионизационных камерах. При квазиупругом взаимодействии такая возможность появляется: только при развале ядра и появлении сильноионизирующих фрагментов ядра.

2. Если квазиупругое взаимодействие с развалом ядра произошло, предположим, в слое железа, причем в нижней части его, то неупругое взаимодействие налетающего адрона должно произойти в следующем слое железа. Только в этом случае мы будем наблюдать не-

прерывное развитие каскада в рядах ионизационных камер и можем принять квазиупругое взаимодействие за неупругое.

Ясно, что вероятность одновременного выполнения условий 1 и 2 незначительна даже по отношению к полному квазиупругому нуклон- ядерному сечению. Что касается измеряемого неупругого сечения взаимодействия, то здесь долей квазиупругого сечения можно и вовсе пренебречь.

В заключение автор выражает благодарность Э.А. Мамиджаняну за стимулирование данной работы и постоянный интерес, С.Г.Матиняну за прочтение рукописи и ценные советы, В.В.Авакяну, А.П.Гаряке, М.М.Мурадянцу за полезные замечания и дискуссии.

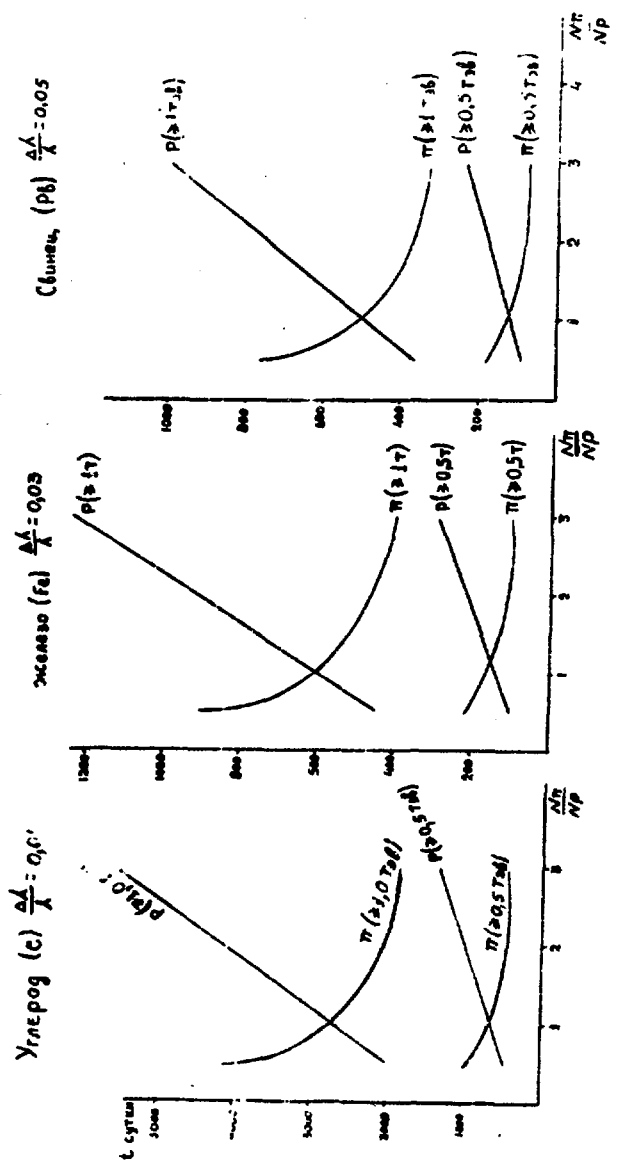


Рис.2

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

ис.1 Схематический вид установки "Пион".

ис.2 Чистое время работы установки, необходимое для определения λ^{in} протонов и пионов в С, Fe и Pb со статистической точностью 3 - 5%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Amaldi U. et al. Phys.Lett.,44B,1,112,1973
Amendolia S.R. et al. Phys.Lett.,44B,1,119,
1973.
2. Leader E. and Maor U.Phys.Lett.43B,505,1973
Eggeret K.et al.Nucl.Phys.B98,1,93,1975
3. Ganguli S.N.et al.Pramana,2,348,1974;
Ganguli S.N.and Subramanian Lett.al N.C.,
0,235, 1974; Ellsworth R.V.et al.14th,
Int.C.R.Conf., 7,258,Munchen, 1975.
4. Murthy P.V.R. et al.Nucl.Phys.B92,269,1975
Ayre C.A.et al.14th Int.C.R.Conf.7,2268,
Munchen,1975;Slattery P.The University of
Rochester,New York,UR-555,1976.
5. Ю.П.Горин и др. ЯФ, 18 ,336, 1973.
G.Belletini et al.Nucl.Phys.,79,609,1965.
6. Э.А.Мамиджян. Докторская диссертация, Ереван ,
1975.
7. М.Г.Шафранова. Физика элементарных частиц и атом-
ного ядра, 5, 3, 645, 1974.
8. Laveless R.et al.Results of Fermilab Expe-
riment Particles and Fields,1975.
9. Amaldi U.,et al. Preprint CERN,January,
1973.
10. Н.Л.Григоров. ЯФ, 23, 588,1976.
11. В.Я.Шестоперов. ЯФ, 19,1282,1974.
12. Tomson M.Colloquate on C.R.Leads,Sep.1976.

13. Е.В.Денисов и др. Изв.АН СССР, сер.физ., 32, 398, 1968.
14. Э.А.Мамиджаниян , Р.М.Мартirosов. ЯФ, 20, 107,1974.
15. Н.Л.Григоров и др. ЯФ,11,814,1970.
16. А.И.Аношин и др. Изв.АН СССР, сер.физ.,35, 2054, 1971.
В.В.Гусева и др.Изв.АН СССР,сер.физ.33, 408,1969.
Н.Л.Григоров и др.Изв.АН СССР,сер.физ.32,401,1968
Э.Л.Андроникашвили и др.Изв.АН СССР, сер.физ.,32 396, 1968.
17. Р.А.Нам и др. Изв.АН СССР, сер.физ., 40,940,1976.
18. Е.В.Денисов. Труды Всесоюзной конференции по космическим лучам, Ташкент, 1, 127,1968.
19. Р.А.Нам и др. Изв.АН СССР, сер.физ., 38 ,930,1974.
20. Ellsworth et al. 14th Int.C.R.Conf.7,2543, Munchen, 1975.
21. Л.В.Авакян и др.Изв.АН СССР, сер.физ.,40 ,1058, 1976.
22. Ellsworth R.W. 14th Int.C.R.Conf.7,Heб-9, Munchen, 1975
23. Н.Л.Григоров. Изв.АН СССР, сер.физ.,28,1798,1964.
Д.И.Гарибашвили. Диссертация, Тбилиси, 1970.
Г.Л.Башинджагян и др., 14, 1214, 1971.
24. Glauber R.J.in High Energy Physics and Nuclear Structure,Proc.of the 2nd Int. Conf.Revehoth, 1967
25. Denisov S.P. et al. Phys.Lett.,36B,413, 1971.

26. И.В.Андреев. Препринт 85, ФИАН, 1975.
27. Gell-Mann M. and Udgaonkar B.M. Phys.Rev. Lett., 8, 346, 1962.
В.Н.Грибов и др. ЖЭТФ, 42, 1419, 1962.
28. В.Н.Грибов, ЯФ, 9, 640, 1969, ЖЭТФ, 56, 892, 1969.
О.В.Канчели, С.Г.Матинян, ЯФ, 11, 1305, 1970.
С.Г.Матинян. Препринт ЕФИ-170-(16)-(76), 1976.
29. М.О.Азарян и др. Препринт ЕФИ, 11, 1972.
30. Н.Л.Григоров. ЯФ, 25, 4, 788, 1977.

Рукопись поступила 27-го июля 1977 г.

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

Заказ 1148

Е. Ф. - 03396

Тираж 299

Подписано к печати 29/X2 -77 Формат издания 30x40
1,5 уч. изд. л. Ц. 10 к.

Издано Отделом научно-технической информации
Ереванского физического института, Ереван-36, пер. Мар-
каряна 2

индекс 3624