

ԵՐԵՎԱՆԻ ԳՐԱԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ԿԵՆՏՐՈՆ
ԵՐԵՎԱՆՍԿԻ ԲՈՒՄԱԿԱՆԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ

ՀԱՅԿԱՆԱԿԱՆ ԳՐԱԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ԿԵՆՏՐՈՆ ԳՐԱԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ԿԵՆՏՐՈՆ
НАУЧНОЕ СООБЩЕНИЕ

ЕФИ-177(23)-(76)
547706794

Վ.Վ.ԱՎԱԿՅԱՆ, Ա.Տ.ԲԱԳԴԱՏԱՐՅԱՆ, Տ.Ս.ԿԱԶԱՐՅԱՆ,
Տ.Ա.ԿԱՆԿԱՆՅԱՆ, Ա.Գ.ՕԳԱՆԵՏՅԱՆ, Ա.Գ.ՏԱՄԱՆՅԱՆ

ՍՏԱՆՈՎԿԱ ՍԵՐԵՍՏՈՒՄ ԶԱՐՅԱԿԱՆ ԿՈՍՏԱՎԱ
ՍԵՐՎԻՇՆՈՒ ՔՈՍՄԻՇԵՍԿՈՒ ՄԻՆՍՏՐԱՆՈՒՄ ԵՆ ՕԲԼԱՍՏԻ
ՔՆԵՐԳԻՅ 20-10000 ԳՅՎ / ՆՈՒԿԼՈՆ ՐՈՒՆ-ԴԵՏԵԿՏՈՐՈՄ

ԱՐՄՍ

ԵՐԵՎԱՆ

1976



ԵՐԵՎԱՆ

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение ЕФИ - 177(23)-(76)

В.В.АВАКЯН, Л.С.БАГДАСАРЯН, С.П.КАЗАРЯН
С.А.КАНКАНЯН, А.Г.ОГАНЕСЯН, А.Г.ТАМАНЯН

УСТАНОВКА ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ЗАРЯДОВОГО
СОСТАВА ПЕРВИЧНОГО КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ $20 \div 10000$ ГЭВ/НУКЛОН РПИ-
ДЕТЕКТОРОМ

Ереван 1976

© *Ереванский физический институт, 1976*

Введение

Изучение зарядового состава первичных космических лучей в области больших энергий является весьма актуальным для решения многих вопросов космофизики. В частности, оно позволит получить сведения об источниках космических лучей и о распределении этих источников в пространстве [1,2]. В работах [3,4] делается предположение, что легкие ядра образуются в результате раздробления более тяжелых составляющих первичного космического излучения при прохождении его через межзвездное пространство. Измерение парциальных потоков зарядовых компонент дало бы возможность оценить толщину вещества, проходимого ядрами в межзвездном пространстве, и, тем самым, проверить эту гипотезу. Знание зарядового состава при энергиях $\gtrsim 100$ Гэв/нуклон пролило бы свет и на такой вопрос, как ускорение и прохождение частиц с большим Z в окрестностях пульсаров, сверхновых звезд и пр. [5,6]. Особый интерес представляет также поиск сверхтяжелых стабильных ($Z \geq 116$) ядер [7].

Отметим, что до энергий $\lesssim 100$ Гэв/нуклон зарядовый состав первичного космического излучения более или менее изучен. Однако, при больших энергиях имеющиеся в настоящее время данные весьма скудны. Можно указать лишь на работы [8,9], в которых измерены потоки

частиц с зарядом $1 \leq Z \leq 30$ и с энергией ≈ 100 Гэв/нуклон. В этих работах применялся калориметрический метод определения полной энергии ядра.

Ниже предлагается установка для исследования зарядового состава первичного космического излучения при значениях $7 \leq Z \leq 30$ и $Z \geq 116$ в области энергий $10^3 \div 10^4$ Гэв/нуклон. При этом в отличие от известных экспериментов, использующих традиционные методы регистрации частиц (эмульсии, черенковские счетчики, ионизационные калориметры и пр.), предлагается применить детектор переходного излучения (РПИ - детектор). Предлагаемая установка позволит одновременно исследовать спектральное распределение ядер с $Z \approx 7 - 30$ в области энергии 20 - 100 Гэв/нуклон, для чего будет использован логарифмический рост ионизационных потерь частиц высоких энергий в газах.

Глава 1.

Теоретические и экспериментальные основы РПИ - детекторов.

В 1945 г. И.М.Франком и В.Л.Гинзбургом было показано, что при равномерном и прямолинейном движении электрона через границу раздела двух сред с различными диэлектрическими постоянными должно возникнуть излучение, названное ими переходным [10,11]. В 1959г. Г.М. Гарибяном было показано, что в крайне релятивистском случае основная доля энергии переходного излучения приходится на рентгеновскую область частот, причем это излучение направлено в переднюю полусферу, т.е. вперед [12]. Переходное излучение образуется на некоторых отрезках пути частицы, смежных с границей раздела двух сред, в так называемых зонах формирования [13]. По порядку величины зона формирования в

вакууме и в среде в рентгеновской области частот равна соответственно [13] :

$$Z_b \sim \frac{Zc}{\omega(1-\beta^2 + \theta^2)}, \quad (1)$$

$$Z_c \sim \frac{Zc}{\omega(1-\beta^2 + \theta^2 + \frac{\epsilon}{\omega^2})}, \quad (2)$$

где ω и θ - частота и угол излучения, $\beta = v/c$, $\epsilon = \frac{4\pi N e^2}{m}$ - квадрат плазменной частоты (N число электронов в 1 см^3 вещества, m и e - масса и заряд электрона).

Спектральное распределение интенсивности переходного излучения на одной границе раздела имеет вид [12]:

$$dW = \frac{2Z^2 e^2}{\pi c} \left[\left(\frac{1}{2} + \frac{\omega^2}{\epsilon \gamma^2} \right) \ln \left(1 + \frac{\epsilon \gamma^2}{\omega^2} \right) - 1 \right] d\omega, \quad (3)$$

где Z и $\gamma = E/Mc^2$ - заряд и лоренц-фактор излучающей частицы. Из (3) следует, что процесс излучения переходных квантов является редким. Полная энергия переходного излучения равна:

$$W = \frac{e^2 \sqrt{\epsilon}}{3c} \gamma, \quad (4)$$

откуда видно, что она имеет линейную зависимость от энергии заряженной частицы.

В случае пролета частицы через пластину толщиной a интенсивность переходного излучения равна [14]

$$\frac{dW}{d\theta} = \frac{2z^2 e^2}{\pi c} \int \left(\frac{1}{1-\beta^2+\theta^2} - \frac{1}{1-\beta^2+\theta^2+\frac{\epsilon}{\omega^2}} \right)^2 \theta^3 \times$$

$$\times 4 \sin^2 \frac{a\omega}{4v} \left(1-\beta^2+\theta^2+\frac{\epsilon}{\omega^2} \right) d\omega. \quad (5)$$

В общем случае пластины любой толщины, интегрирование по углам [5] дает формулу, первый член которой равен удвоенной интенсивности переходного излучения на одной границе, а остальные члены имеют осцилляторный характер из-за конечной толщины пластины. Максимумы осцилляций приходятся на частоты [15] :

$$\omega_s = \frac{a\epsilon}{4\pi c (s+1/2)}, \quad s = 1, 2, 3, \dots \quad (6)$$

В случае, когда толщина пластины много больше зоны формирования излучения в среде, интенсивность излучения в пластине равна удвоенной интенсивности излучения на одной границе.

С экспериментальной точки зрения наибольший интерес представляет излучение в стопке пластин, где имеется возможность усилить переходное излучение суммированием интенсивностей, возникающих в каждой из пластин.

Интенсивность переходного излучения в слоистой среде, состоящей из N пластин, толщиной a , с расстоянием b между ними, с учетом поглощения излучения в самой слоистой среде, равна [16]

$$W = \frac{z^2 e^2 \sigma^2}{\pi c} \iint \frac{y [4e^{-\mu a} \sin^2 [\pi (\frac{\omega_a''}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_a} + \frac{a\omega y}{4\pi c})] + (1 - e^{-\mu a})^2]}{(\xi + y)^2 (\eta + y)^2} \times$$

$$\times \psi(y) dy \frac{d\omega}{\omega^2},$$

причем

$$\psi(y) = \frac{4e^{-\mu a^N} \sin^2 [\pi N (\frac{\omega_a''}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_0} + \frac{p\omega}{4\pi v} y)] + (1 - e^{-\mu a^N})^2}{4e^{-\mu a} \sin^2 [\pi (\frac{\omega_a''}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_p} + \frac{p\omega}{4\pi v} y)] + (1 - e^{-\mu a})^2}.$$

(8)

Здесь приняты следующие обозначения: $\xi = 1 - \beta^2$, $\eta = 1 - \beta_+^2$, $+\frac{b}{\omega_e}$, $y = \theta^2$, $p = a + b$, $\omega_{a,p} = 4\pi v / (a, p)(1 - \beta^2)$. $\mu(\omega)$ - коэффициент поглощения вещества пластин в см^{-1} .

Как следует из анализа (7) и (8), в наиболее часто встречающихся случаях, когда поглощение в одной пластине ничтожно мало, т.е.,

$$\mu(\omega)a \ll 1,$$

(9)

а также

$$N(\omega) = \frac{1 - e^{-\mu a N}}{1 - e^{-\mu a}} \gg 1 \quad (10)$$

тогда выражение для интенсивности излучения в любой из пластин слоистой среды будет равно

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{8e^2 z^2}{\pi c} \sum \left[2\pi - \frac{2\omega a''}{\omega} - \frac{P\omega}{2\pi v \gamma^2} \right] \left(\frac{1}{2\pi + \frac{2\omega a'' \cdot b}{\omega} - \frac{1}{2\pi - \frac{2\omega a''}{\omega}}} \right)^2 \sin^2 \left[\frac{\pi a}{P} \left(\pi + \frac{\omega a'' \cdot b}{\omega a} \right) \right] \cdot N(\omega) \quad (11)$$

здесь суммирование при данном ω начинается с

$$\pi_{\min} = \frac{1}{2} \left(\frac{2\omega a''}{\omega} + \frac{P\omega}{2\pi v \gamma^2} \right). \quad (12)$$

Как следует из (11), в области частот, где зона формирования излучения в вакууме много больше расстояния между пластинами, в слоистой среде имеет место независимое сложение интенсивностей, образующихся во всех пластинах (с учетом поглощения излучения в самой слоистой среде). В области частот, где $P\omega \lesssim 2\pi v \gamma^2$, в спектральном распределении излучения возникают характерные интерференционные максимумы и минимумы; при этом максимумы приходятся на частоты ω_S (см. формулу (6)).

Из анализа (7) и (11) следует также, что в определенном интервале частот интенсивность излучения

с ростом $\gamma = E/mc^2$ резко увеличивается. Затем эта зависимость ослабевает и при $\gamma \approx (3-4)\gamma_1$, где $\gamma_1 = [Z_e \alpha (\alpha + \beta) N]^{1/2}$, кривая энергетической зависимости выходит на плато. Это означает, что при значениях $\alpha \approx (1-2) 10^{-3}$ см, $\beta \approx 0,1 - 0,2$ см и $N \approx (1-2) 10^{23}$ см⁻³, наиболее часто встречающихся в экспериментах, переходное излучение в слоистых средах позволит измерять значения γ в пределах $10^3 \leq \gamma \leq 10^4$.

Возможность экспериментального обнаружения рентгеновского переходного излучения и использования его для детектирования частиц высоких энергий была высказана еще в 1961 г. [17], а в 1965 г. это излучение было обнаружено экспериментально [18].

Основная трудность при создании РПИ-детекторов заключается в следующем. Известно, что основная доля интенсивности рентгеновского переходного излучения заключена в пределах углов $0 \leq \theta \leq 1/\gamma$ вокруг направления движения заряженной частицы. Поэтому возникает проблема раздельной регистрации частицы и образованного ею излучения. В настоящее время известны несколько вариантов РПИ-детекторов, в которых эта проблема решена различными способами [19-25]. Из них наиболее светосильными являются РПИ-детекторы, в которых для регистрации частицы и излучения используется метод энерговыделения.

Идея метода заключается в следующем [17]. Непосредственно за генератором излучения располагается пропорциональный счетчик (или какой-либо другой тонкий детектор), регистрирующий как заряженную частицу, так и образованное ею в слоистой среде излучение. Сигнал на выходе счетчика будет пропорционален суммарному энерговыделению, вследствие поглощения квантов переходного излучения (W_n) и ионизационных потерь частицы (W_u) в газе счетчика. В отличие от переходного излучения ионизационные потери

ультрарелятивистских частиц, практически, не зависят от γ . Следовательно, при значениях γ , где $W_n \approx W_{nk}$, сигнал на выходе счетчика будет зависеть от γ .

В течение последних лет выполнено большое число работ, в которых исследовались РПИ-детекторы с использованием метода энерговыделения [26-34]. А недавно был осуществлен первый эксперимент, в котором РПИ-детектор был использован для решения конкретной физической задачи, а именно, для определения отношения числа пионов и протонов в потоке космического излучения с энергиями ≥ 300 Гэв [35,36].

На основе работ [28, 31, 34, 35] приведем важнейшие выводы, необходимые для создания РПИ-детекторов. 1. Радиаторы излучения. Слоистая среда набирается из пластин толщиной 10-30 μ . При меньших толщинах зона формирования становится больше толщины, что приводит к подавлению излучения; при больших толщинах становится заметным поглощение излучения в самой слоистой среде. При значениях $\gamma \approx 10^3 - 10^4$ для обеспечения независимого суммирования интенсивностей расстояния между пластинами выбираются равными 0,5 - 2,0 мм. Вещество пластин и их число выбирается также с таким расчетом, чтобы поглощение не приводило к заметному подавлению излучения. Для иллюстрации в таблице 1 приведены значения плазменной частоты $\hbar\sqrt{\epsilon}$ и $N_{эфф}$, характеризующие эффективное число пластин в слоистой среде при данных значениях γ и $\hbar\omega$

Таблица 1

$$\alpha = 25, \quad \gamma = 2860, \quad \hbar\omega = 10 \text{ кэВ}$$

Материал	$\frac{(\text{кэВ})}{\hbar\sqrt{\epsilon}}$	$N_{эфф}$	Материал	$\frac{\hbar\sqrt{\epsilon}}{(\text{кэВ})}$	$N_{эфф}$
Бериллий	25,8	363	Майлар	24,4	74
Полиэтилен	20,0	192	Алюминий	33,0	6

Как следует из таблицы 1, наиболее удобным с технической точки зрения и дешевым материалом для слоистой среды является полиэтилен. При этом, учитывая, что максимум спектрального распределения с учетом поглощения приходится обычно на энергии квантов $\hbar\omega \approx 7 - 15$ кэв, число пластин в слоистой среде больше 200-300 нецелесообразно.

2. Пропорциональные счетчики. Почти во всех РПИ-детекторах на основе метода энерговыделения для регистрации излучения и частицы использовались многонитяные пропорциональные счетчики. Для обеспечения достаточной эффективности регистрации излучения целесообразно использовать счетчики, наполненные газом с большим значением Z (криптон или ксенон). Оптимальная толщина, при которой в области $\gamma \approx 10^3 - 10^4$ обеспечивается условие $W_n \approx W_u$, соответствует 3-5 см.

Обычно для улучшения разрешающей способности РПИ-детекторов используется несколько секций, состоящих из слоистых сред и пропорциональных счетчиков и расположенных последовательно друг за другом. При этом, сигналы со всех счетчиков суммируются.

Для иллюстрации возможностей РПИ - детекторов приведем результаты эксперимента, описанного в [34]. РПИ - детектор состоял из семи секций; каждая слоистая среда состояла из 188 пластин майлара толщиной 25μ и с расстоянием между ними 1,5 мм. Пропорциональные камеры толщиной 4,5 см наполнялись смесью 80% K_2 + 20% CO_2 или 80% Xe + 20% CO_2 .

На рис.1 приведена зависимость энерговыделения в трех счетчиках за счет ионизационных потерь W_u и поглощения излучения W_n от γ . Отсюда видно, что суммарное энерговыделение $(W_u + W_n)$ в сильной степени зависит от γ в области $10^3 \leq \gamma \leq 10^4$.

На рис.2 приведены распределения энерговыделений ионизационных потерь и суммарных потерь при различном числе секций при $\gamma = 6 \cdot 10^3$. В таблице 2 приведены следующие из рис.2 значения эффективности регистрации частиц по их переходному излучению и ширины распределения на полувысоте $\Delta W/W$

Таблица 2

	ϵ (%)	$\Delta W/W$
Один криптоновый счетчик	87 ± 5	1,00
Три криптоновых счетчика	95 ± 3	0,75
Три ксеноновых счетчика	95 ± 4	0,80
Семь счетчиков	97 ± 3	0,55

В заключение отметим, что все эксперименты, выполненные до настоящего времени, проводились на однозарядных частицах (электронах, пионах).

Глава II.

Описание предлагаемого прибора

Как известно, зарядовый состав ядер первичного космического излучения и их энергетические распределения до настоящего времени исследованы до энергий $E \approx 100$ Гэв/нуклон [4,8,9]. В этих экспериментах производились независимые измерения заряда Z ядер посредством сцинтилляционных, пропорциональных или черенковских счетчиков, а также полной энергии ядер E посредством калориметров. Такого рода установки имеют ряд недостатков:

1. Трудно достигнуть больших значений геометрического фактора из-за увеличения габаритов и веса установки; вследствие этого набор достаточного статистического материала в области энергий $\approx 10^{12}$ эв/нуклон требует весьма длительной экспозиции установки.

2. Высокая чувствительность к фоновому альбедному потоку частиц, неизбежно образующемуся в калориметрической части установки.

Нами предлагается проект принципиально нового типа установки, основанный на использовании РПИ-детекторов и лишенный перечисленных выше недостатков. Она, согласно расчетам, позволит исследовать зарядовый состав ядер при значениях $7 \leq Z \leq 30$ и их спектральные распределения в области энергий $E = 10^3 - 10^4$ Гэв/нуклон. Ниже будут описаны принципы работы установки и её отдельные узлы.

а) Идеология установки.

Принцип действия установки заключается в следующем. Посредством РПИ-детектора измеряется лоренц-фактор регистрируемого ядра $\gamma = E/Mc^2$. Одновременно измеряется при помощи черенковского и сцинтилляционных счетчиков заряд ядер Z . Знание Z позволяет с точностью до изотопного состава данного элемента определить массу ядра Mc^2 . Наконец, по измеренным значениям γ и Mc^2 определяется энергия ядра E .

б) РПИ - детектор.

Расчет характеристик РПИ - детектора был произведен на основе известных экспериментальных данных, полученных для однозарядных частиц. Использование теоретических данных, а также метода Монте-Карло нам казалось нецелесообразным, так как, во-первых, трудно учесть в таких расчетах собственные разрешающие спо-

способности пропорциональных камер, и, во-вторых, в настоящее время не существуют более или менее точные выражения для определения флуктуаций ионизационных потерь релятивистских многозарядных частиц в тонких мишенях.

В наших расчетах было сделано единственное и, по-видимому, справедливое предположение, считая форму распределения суммарного ($W_u + W_n$) энерговыделения ядер в газе пропорциональной камере гауссовской [37]:

$$g(W_z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_z} \exp\left[-\frac{(W - \bar{W}_z)^2}{2\sigma_z^2}\right], \quad (13)$$

где \bar{W}_z — среднее значение энерговыделения ядра с зарядом Z , а σ_z — дисперсия.

Очевидно, что

$$\bar{W}_z = Z^2 \bar{W}_{Z=1}, \quad (14)$$

$$\sigma_z = 2,05 Z \Delta W_{Z=1}, \quad (15)$$

где $\Delta W_{Z=1}$ — полная ширина на полувысоте распределения энерговыделения при $Z = 1$. Наконец, если учесть, что относительная ширина распределения $\Delta W/\bar{W}$ пропорциональна значению $1/\sqrt{\bar{W}}$, тогда, используя данные таблицы 2 и рис.1, можно вычислить разрешающую способность РПИ-детектора при любом значении Z и $\gamma = 10^3 - 10^4$.

Расчеты были выполнены для РПИ-детектора, состоящего из трех секций. Как и в [34], каждая секция состоит из слоистой среды, набранной из 188 пластин майлара толщиной $a = 25 \mu$, с расстоянием между ними $b = 1,5 \text{ мм}$, и пропорциональной камеры толщиной 4,5 см,

наполненной смесью 80% K_2 + 20% CO_2 .

На рис.3,4,5 приведены распределения энерговыделений при некоторых значениях Z и γ . Как видно из этих рисунков, с увеличением Z разрешающая способность РПИ-детекторов улучшается. В то же время, с ростом γ разрешение установки несколько ухудшается, поскольку зависимость интенсивности переходного излучения постепенно выходит на плато (см.рис.1).

На основе рис.1 и соотношения (14) была в общем виде получена разрешающая способность РПИ-детектора $\Delta\gamma/\gamma$; она равна

$$\frac{\Delta\gamma}{\gamma} = \frac{\Delta W_{Z=1} (MэВ)}{0,15 Z} . \quad (16)$$

Для иллюстрации на рис.6 изображена зависимость $\Delta\gamma/\gamma$ от γ для нескольких значений Z , откуда следует, что с увеличением Z от 7 до 30, точность измерения γ с 30-40% улучшается до 7-10%.

Наконец, в предположении, что заряд ядер определяется с абсолютной точностью $\Delta Z = -0,5$, и пользуясь таблицей распространенности изотопов всех элементов в интервале $7 \leq Z \leq 30$, было определено окончательное энергетическое разрешение всей установки $\Delta E/E$. На рис.7 изображены зависимости $\frac{\Delta E}{E}$ от Z при $\gamma = 2 \cdot 10^3$ и $\gamma = 2 \cdot 10^4$. Видно, что в области $Z \leq 10$, точность измерения энергии несколько уступает калориметрическому способу ($\frac{\Delta E}{E} \approx 20 - 25\%$); однако, уже при $Z \approx 15$ точность измерения значительно улучшается и при $Z = 30$ достигает 8-10%. Отметим, что точность измерения энергии в основном определяется значением $\Delta\gamma/\gamma$.

в) Описание установки.

Схема экспериментальной установки приведена на рис.8.

Она состоит из трех основных узлов: годоскопической системы, РПИ-детектора и системы определения заряда.

Годоскопическая система, состоящая из многонитяных пропорциональных камер Π_1 , Π_2 , Π_5 и Π_6 , предназначена для определения направления движения частиц через установку; она определяет координаты X_1, Y_1 и X_2, Y_2 точек влета и вылета частицы. Эта система должна регистрировать прохождение всех частиц с $Z \geq 7$.

РПИ-детектор состоит из слоистых сред CC_1 , CC_2 и CC_3 , а также многонитяных пропорциональных камер Π_2 , Π_3 , Π_4 , Π_5 (камеры Π_2 и Π_5 должны обеспечить как координатную, так и амплитудную информацию).

Система определения заряда состоит из газового порогового черенковского счетчика C и двух сцинтилляционных C_1 и C_2 счетчиков. Выбор такой системы объясняется следующими причинами. Во-первых, благодаря высокому энергетическому порогу, газовый счетчик исключает возможность регистрации нерелятивистских ядер с большой ионизирующей способностью, имитирующих прохождение релятивистских ядер. Во-вторых, такой счетчик резко уменьшает влияние фонового альбедного потока частиц благодаря как высокому энергетическому и зарядовому порогу, так и малому количеству вещества. Использование сцинтилляционных счетчиков позволяет, во-первых, исключить неоднозначность в определении Z , возникающую при регистрации ядер с энергией $E \gtrsim E_{\text{пор}}$ ($E_{\text{пор}}$ - пороговая энергия черенковского счетчика), во-вторых, с большой точностью определить Z ядер.

Суммарное количество вещества в установке весьма мало ($3-4 \text{ г/см}^2$), вследствие чего вероятность взаимодействия ядер с последующим образованием вторичных частиц даже при $Z \approx 20-30$ составляет всего $\sim 0,2$ [1]. Это обстоятельство позволяет регистрировать потоки ядер, поступающих в установку как "сверху", так и "снизу", т.е. практически вдвое увеличивается геометрический фактор установки.

Для описанной выше установки были оценены геометрический фактор и ожидаемое число регистрируемых ядер. Расчет геометрического фактора был выполнен на основе [38], а ожидаемое число событий оценивалось на основе работ [4,8,9] в предположении, что энергетический спектр ядер в области энергий 10^3-10^4 Гэв/нуклон имеет такой же показатель спада, как и в области ≈ 200 Гэв/нуклон. Результаты расчетов приведены в таблице 3.

Таблица 3

габариты установки (m^3)	Геом. фактор m^2 стерад	число событий час ⁻¹				всего
		M (7-9)	LN (10-14)	MN (15-19)	VN 20	
0,7x0,7x0,9	0,39	0,35	0,15	0,008	0,072	0,57
0,8x0,8x0,9	0,59	0,54	0,23	0,012	0,110	0,90
0,9x0,9x0,9	0,85	0,78	0,33	0,017	0,162	1,30
1,0x1,0x0,9	1,17	1,08	0,46	0,024	0,222	1,79
1,0x1,0x1,0	1,05	0,98	0,41	0,021	0,200	1,51

Отметим, что спектры ядер, приведенные в [9], получены на высоте 6 г/см^2 . Пересчет на большие высоты приводит к увеличению ожидаемого числа событий в различных группах ядер на 20-30%. Например, при геометрическом факторе установки $S\Omega = 0,39 \text{ м}^2$ стерад ($0,7 \times 0,7 \times 0,9 \text{ м}^3$) за 1000 часов экспозиции ожидается регистрация 420 ядер группы M, 180 - группы LN, 9,6 - группы MN и 97 - группы VN (всего ~ 710 событий).

Предполагаемый вес установки составит $\sim 250-300$ кг.

Отметим также, что значительно лучшие энергетические разрешения в такой установке можно получить при использовании литиевых слоистых сред. Современная техника позволяет изготовить литиевые фольги толщиной $40 \div 100$ и площадью до $0,5 \text{ м}^2$. В настоящее время нами выполняются соответствующие расчеты для установки с литиевой слоистой средой.

Глава III.

Конструкция узлов установки.

1. Слоистая среда.

Как уже указывалось, в установке используется слоистая среда, состоящая из трех секций. Каждая секция набрана из 180 плёнок майлара толщиной 20μ , с расстоянием 1 мм между ними. Таким образом, длина каждой секции составляет 18 см, а количество вещества $\sim 0,38 \text{ г/см}^2$. Возможно, вместо майлара будет использован полиэтилен, обладающий меньшим коэффициентом поглощения, но уступающий майлару по своим техническим характеристикам. В этом случае, без ущерба, можно уменьшить число слоев в каждой секции до 150, а количество вещества при этом составит $0,3 \text{ г/см}^2$.

Слоистая среда конструктивно изображена на рис.9. Как видно из рисунка, расстояние между слоями задается полосками из оргстекла толщиной 1 мм. Каждый слой майлара растягивается с усилием, соответствующим нагрузке $\sim 2 \text{ кг}$. С учетом того, что слоистая среда должна функционировать в условиях невесомости, такая нагрузка обеспечит параллельность между отдельными слоями.

2. Пропорциональные камеры.

В установке предполагается использовать многонитяные пропорциональные камеры, наполненные смесью $90\% \text{ K}_2\text{t}$

± 10% CO₂. Конструкция камер приведена на рис.10. Высоковольтные катодные электроды изготовлены из нитей диаметром 100 μ и с расстоянием между ними 1 мм. Центральные анодные нити диаметром 40 μ протянуты с шагом 2 см. Расстояние между плоскостями анода и катода составляет 2 см. Все центральные нити выведены на печатные платы, на которых размещены предусилители и дискриминаторы. С общей катодной шины через высоковольтный конденсатор также снимается импульс, поступающий на амплитудный анализатор.

Газовый объем камеры ограничивается майларовыми пленками толщиной 60 - 80 μ

В случае, если описанная здесь конструкция не выдержит соответствующие испытания, предусмотрена замена их однопитяными пропорциональными счетчиками с майларовыми окнами, длина нитей которых будет составлять 10 - 15 см.

Через определенные промежутки времени должна быть предусмотрена калибровка пропорциональных камер (или счетчиков) α-источником, а также обновление газа через каждые 150-200 часов экспозиции.

3. Сцинтилляционные счетчики.

Предполагается использовать два сцинтилляционных счетчика на основе полистирола. Толщина их будет составлять 0,6 - 1,0 см. Для улучшения светосбора поверхность сцинтилляторов будет покрыта диффузным отражателем. Свет будет собираться двумя фотоумножителями.

4. Газовый черенковский счетчик.

Черенковский счетчик должен быть изготовлен из тонкостенного дюралюминиевого корпуса. Наполнение - фреон-12 ($n = 1 + \eta = 1 + 1,15 \cdot 10^{-3}$) при атмосферном давлении. Толщина газа - 10 см. Газовый объем счетчика с двух сторон ограничивается сцинтилляционными счетчиками, описанными выше. Внутренние стенки счетчика

покрыты диффузным отражателем. Черенковское излучение будет регистрироваться двумя (возможно, четырьмя) фотоумножителями.

Известно, что число фотоэлектронов $N_{фэ}$, выбиваемых с фотокатода ФЭУ черенковским излучением, определяется выражением [39]

$$M_{фэ} = z^2 \ell \epsilon K S_0 \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right), \quad (17)$$

где ℓ — длина радиатора, ϵ — коэффициент светосбора, K — множитель, учитывающий спектральную чувствительность ФЭУ и спектр черенковского излучения, S_0 — интегральная чувствительность ФЭУ. При использовании ФЭУ-93 ($K = 1,92$, $S_0 = 54$ мка/лм), $\beta = 1$, $\ell = 10$ см и $\epsilon = 10^{-1}$ прохождение однозарядной частицы через счетчик будет сопровождаться образованием $\sim 0,25$ фотоэлектронов, однако, уже при $z = 7$ $N_{фэ} \approx 12$, а при $z = 30$ $N_{фэ} \approx 200$.

Наконец, отметим, что описанный счетчик регистрирует ядра с пороговым значением $\gamma_{пор} = E_{пор}/Mc^2 \approx 20$.

Глава 1У.

Измерение спектра ядер при $20 \leq E \leq 1000$ Гэв/нуклон

Известно, что вероятное значение ионизационных потерь заряженных частиц в тонких поглотителях определяется следующим выражением [40]:

$$W_0 = \frac{2\pi N e^4 z^2 t}{m v^2 \rho} \left[\ln \frac{2m v^2 (2\pi N e^4 z^2 t / m v^2 \rho)}{I^2 (1 - \beta^2)} - \beta^{2+0,37\delta} \right] \quad (18)$$

где t и ρ - толщина и плотность поглотителя, I - средний потенциал ионизации атомов поглотителя, z и v - заряд и скорость частицы, δ - поправка на эффект плотности, связанный с поляризацией среды. При $\beta = 1$ выражение (18) можно переписать в виде

$$W_g = 1,98 \cdot 10^{-3} z^2 (\rho_n \chi z + 3,87 - \delta/2). \quad (19)$$

Согласно [41] величину δ можно получить из следующих соотношений:

$$\delta = 4,606 \chi + c + a(\chi_0 - \chi)^5; \quad \chi_0 < \chi < \chi_1, \quad (20)$$

$$\delta = 4,606 \chi + c \quad \chi > \chi_1, \quad (21)$$

где $\chi = \rho_n \chi$; S, a, c - константы, зависящие от вещества поглотителя и I , χ_0 и χ_1 являются некоторыми значениями χ , также зависящими от поглотителя: χ_0 - это то значение χ , ниже которого $S = 0$, а χ_1 - таким значением χ , т.е. χ , выше которых ионизационные потери не зависят от I , т.е. наступает плато Ферми. В случае газов, как известно, плато Ферми наступает при более высоких значениях χ , чем в плотных или жидких поглотителях.

На рис.11 приведена зависимость W_g от $\rho_n \chi$, рассчитанная для криптона толщиной 4 см при атмосферном давлении. При этом принято $c = -12,37$, $a = 0,537$, $m = 2,56$, $\chi_1 = 4$, $\chi_0 = 2,00$ [41]. Как видно из рисунка, зависимость W_g от χ в виде логарифмической (или даже несколько более слабой) сохраняется вплоть до $\chi \approx 10^3$.

Ряд авторов предлагали эту зависимость использовать для экспериментального измерения значения γ . При этом, учитывая, что ионизационные потери имеют большие флуктуации, предлагалось для достижения соответствующих точностей использовать M независимых измерений W_{ξ} [37]. Действительно, если в одном пропорциональном счетчике W_{ξ} измеряется с точностью ΔW_1 , то в случае N счетчиков окончательная точность

$$\Delta W_M = \frac{\Delta W_1}{\sqrt{M-1}}. \quad (22)$$

Число независимых измерений значительно сокращается в случае регистрации ядер с зарядом Z . В этом случае W_{ξ} пропорционально Z^2 , а $\Delta W_1/W_{\xi}$ — обратно пропорционально Z . Следовательно, число независимых измерений в этом случае уменьшается в Z раз.

Нами была оценена разрешающая способность $\Delta\gamma/\gamma$ в случае шести пропорциональных камер, наполненных криптоном. При этом мы исходили из экспериментальных распределений ионизационных потерь однозарядных частиц [41]; поскольку теоретического описания флуктуаций ионизационных потерь частиц с $Z > 1$ в тонких поглотителях в настоящее время не имеется. Можно показать, что в случае криптона толщиной 4 см при атмосферном давлении в области значений $x < x_1$

$$\frac{\Delta\gamma}{\gamma} = \frac{\alpha \sqrt{(\ln \gamma_0 + 3,87) \ln(\gamma Z + 3,87)}}{Z \sqrt{M-1}}, \quad (23)$$

где $\alpha = \frac{\Delta W_{Z=1}}{W_{Z=1}}$ — относительная ширина распределения ионизационных потерь при $Z = 1$ и данном значении γ_0 , известная из эксперимента, а M — число камер. Исходя из того, что при $\gamma = 100$ $\alpha = 0,5$ [34].

и, полагая $M = 6$, были вычислены значения в интервале $20 \leq \gamma \leq 1000$ и $7 \leq Z \leq 30$ (рис.12).

Как видно из рисунка, имеется возможность измерить с достаточной точностью ($\Delta\gamma/\gamma \approx 30\%$) энергию ядер с $7 \leq Z \leq 15$ в интервале $20 \leq \gamma \leq 100$ и с $15 \leq Z \leq 30$ - в интервале $20 \leq \gamma \leq 1000$. При этом нижняя граница измеряемых значений γ задается порогом черенковского счетчика, а значение Z определяется по показаниям сцинтилляционных счетчиков и черенковского счетчика.

При вышеуказанных размерах установки ($S\Omega = 0,39 \text{ см}^2 \text{ стерад}$) в интервале энергий $E \geq 20$ Гэв/нуклон ожидается по группам ядер следующее число событий: $M - 1,80 \cdot 10^2 \text{ час}^{-1}$, $LN - 7,70 \cdot 10^1 \text{ час}^{-1}$, $MN - 4,00 \text{ час}^{-1}$, $VN - 3,7 \cdot 10^1 \text{ час}^{-1}$.

Интересно отметить, что в интервале энергий $E \geq 100$ Гэв/нуклон ожидается за 1000 часов экспозиции регистрация ~ 2800 ядер группы VN , в то время как вся мировая статистика в интервале $3 \leq Z \leq 30$ и $E \approx 50$ Гэв/нуклон содержит 20 - 30 событий.

Глава У

Электронная аппаратура

Электронная логика предлагаемой установки должна обеспечить выполнение следующих функций:

1. Из полного потока частиц, проходящего через установку, выделить ядра с $Z \geq 7$ и с $E \geq 20$ Гэв/нуклон.
2. Определить координаты точек влета в установку и вылета из нее интересующих нас ядер.
3. Преобразовать в соответствующий код амплитудную информацию, поступающую со всех пропорциональных камер, сцинтилляционных и черенковского счетчиков.

4. Вести контроль за состоянием и калибровкой параметров узлов установки.

Блок-схема электронной аппаратуры приведена на рис.13. С общих шин всех пропорциональных камер импульсы поступают на соответствующие линейные усилители $ЛУ_1 - ЛУ_6$ с динамическим диапазоном ~ 30 , что позволит иметь линейное усиление сигналов, соответствующих $7 \leq Z \leq 30$ с соответствующими флуктуациями энерговыделений. Для того, чтобы обеспечить регистрацию ядер с $Z = 7$, после усилителей $ЛУ_1$ и $ЛУ_2$ используются дискриминаторы D_1 и D_2 , включенные далее на совпадение (I_1).

Аналогично, после дискриминаторов D_3 и D_4 в сцинтилляционных каналах и D_5 в черенковском канале, формируется сигнал совпадения (I_2), также обеспечивающий регистрацию ядер с $Z = 7$. Совпадение импульсов, поступающих с I_1 , I_2 и I_3 позволяет ограничить телесный угол установки; импульс на выходе I_3 является управляющим для всей дальнейшей электронной логики.

Для амплитудного анализа импульсов $ПК_1 - ПК_6$, C_{y1} , C_{y2} и C используются блоки амплитудного преобразования $БАП_1 - БАП_9$ в этих блоках входной линейный импульс преобразуется в соответствующий числовой код.

Разработанные в Ереванском физическом институте БАПы включают в себя линейные ворота, запоминающую емкость с системой считывания и сам преобразователь амплитуда - код. Число каналов составляет 128 - 400; время памяти - не менее 2 мсек. Последнее обстоятельство позволяет считывание на каждом очередном БАПе производить с определенной задержкой ($ЛЗ_1 - ЛЗ_9$), благодаря чему используется только одно пересчетное устройство на все девять БАПов: после каждого преобразования амплитуда - код информация с очередного БАПа через схему объединения ИЛИ поступает в пересчетное устройство ПУ, затем - в устройство ПУ, затем - в устройство памяти телеметрического узла ТУ и только затем производится преобразование в

следующем БАПе. Согласно оценкам, полное время передачи всей информации одного события составит ~ 1 мсек. Это время можно сократить до $\sim 0,6$ мсек., если управление считыванием очередного БАПа производить импульсом конца преобразования предыдущего БАПа.

Координатная информация с ПК₁, ПК₂, ПК₅ и ПК₆ будет обрабатываться следующим образом. С каждой нити сигнал будет поступать через усилитель У на дискриминатор Д и далее на схему совпадения И (эта часть логики на примере двух нитей [1 и 20] приведена в нижней части рис.13). На вторые входы схем И поступает управляющий импульс с И₃. Выход каждой схемы И соединен с триггером Т. В результате, в триггерах будут записаны "1" только в тех случаях, если данная нить зарегистрировала ядро с $Z \geq 7$ и с $E \geq 20$ Гэв/нуклон. В случае необходимости небольшим усложнением этой части электроники можно регистрировать только события, соответствующие одиночным ядрам.

Калибровка всех ПК, а также С₁ и С₂ будет производиться α -источником с числом распадов $\sim 10^2$ сек⁻¹; черенковский счетчик будет калиброваться посредством светового диода. При этом в аппаратуре должны быть произведены определенные переключения, что не отображено на рис.13. Предполагается, что калибровка узлов установки будет производиться в течение сеансов связи, чтобы не привести к быстрому переполнению устройства памяти.

Почти вся электронная аппаратура будет изготовлена на основе интегральных микросхем, что уменьшит потребляемую мощность и повысит надежность работы установки.

Предполагается, что калибровка узлов установки будет проведена на ускорителе ядер ОИИИ при имеющихся энергиях ~ 5 Гэв/нуклон.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность В.А.Амбарцумяну, А.Ц.Аматуни, Г.М.Гарибяну, Г.А.Вартапетяну, Г.С.Кочарову, С.Г.Матиняну и Э.А.Мамиджанияну за неоднократные полезные обсуждения.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1 - Зависимость энергосодержания W в трех счетчиках от γ (W_n - переходное излучение, W_i - ионизационные потери, $W_n + W_i$ - суммарное энергосодержание).
- Рис.2 - Распределения W_n и $W_n + W_i$ при различном числе пропорциональных камер.
- Рис.3 - Распределения суммарного энергосодержания g (W) при различных значениях γ и $Z = 7$.
- Рис.4 - То же при $Z = 10$.
- Рис.5 - То же при $Z = 30$.
- Рис.6 - Зависимость $\Delta\gamma/\gamma$ от γ при различных значениях Z .
- Рис.7 - Зависимость $\Delta E/E$ от Z при $\gamma = 2 \cdot 10^9$ и $\gamma = 2 \cdot 10^4$.
- Рис.8 - Экспериментальная установка (ПК - пропорциональная камера, СС - слоистая среда, С_ц - сцинтилляционный счетчик, Ч - газовый черенковский счетчик).
- Рис.9 - Конструкция слоистой среды (1 - майлар, 2 - несущие фермы, 3 - прокладки, задающие расстояния между пластинами).
- Рис.10 - Конструкция пропорциональной камеры (1 - фланец, 2 - майларовое окно, 3 - катодные нити, 4 - анодные нити, 5 - рамка, 6 - монтажная плата).
- Рис.11 - Зависимость вероятного значения ионизационных потерь от γ при различных значениях Z .

Рис.12 - Зависимость $\Delta E/E$ от E при различных значениях Z .

Рис.13 - Блок-схема электронной аппаратуры (ЛУ - линейный усилитель, Д-дискриминатор, - схема совпадений, ЛЗ - линия задержки).

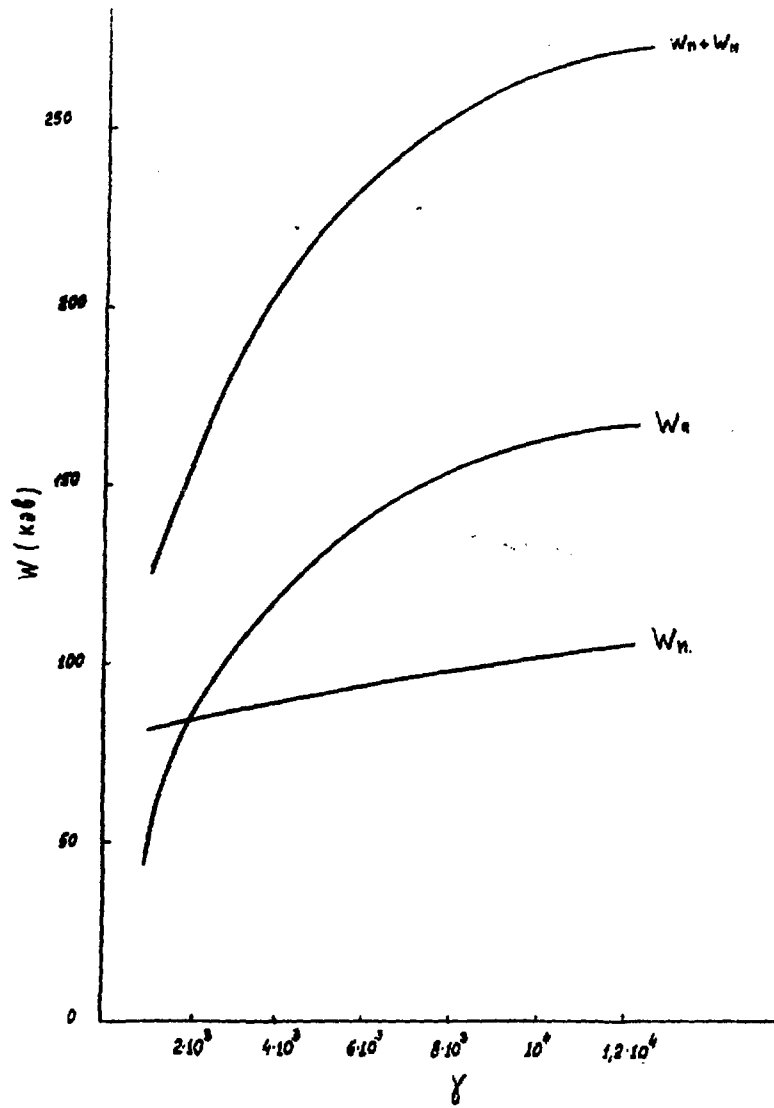


Рис.1

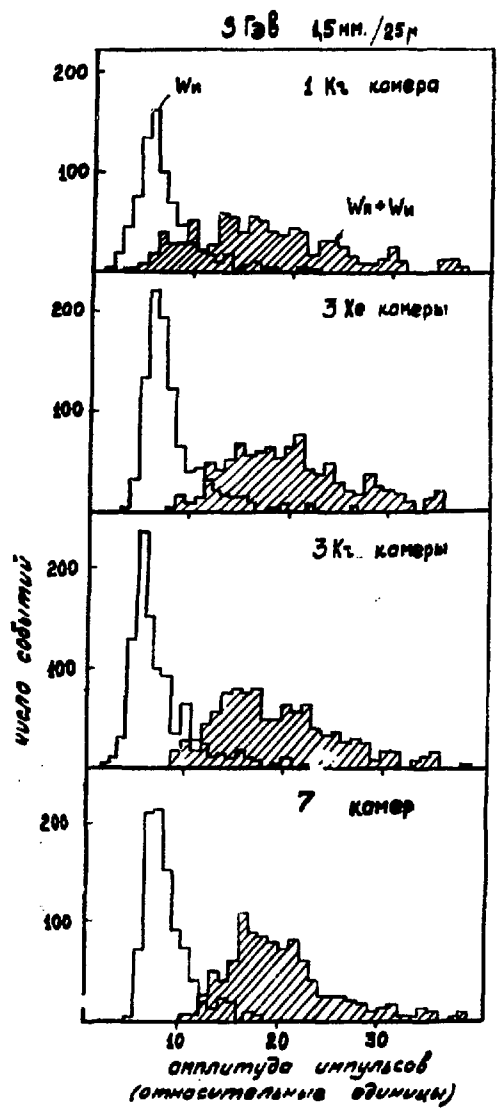


Рис.2

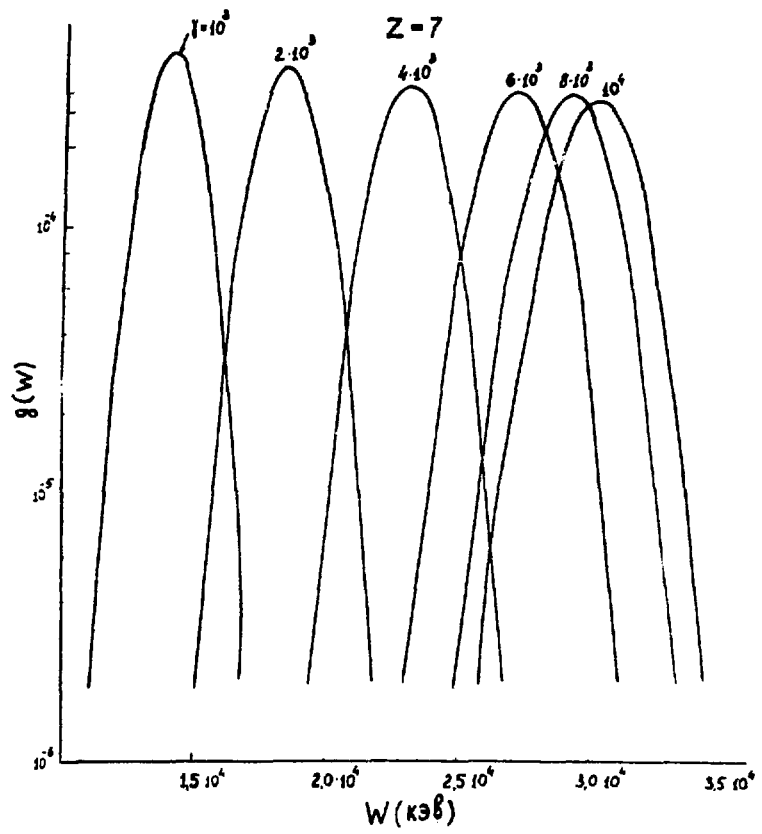


Рис.3

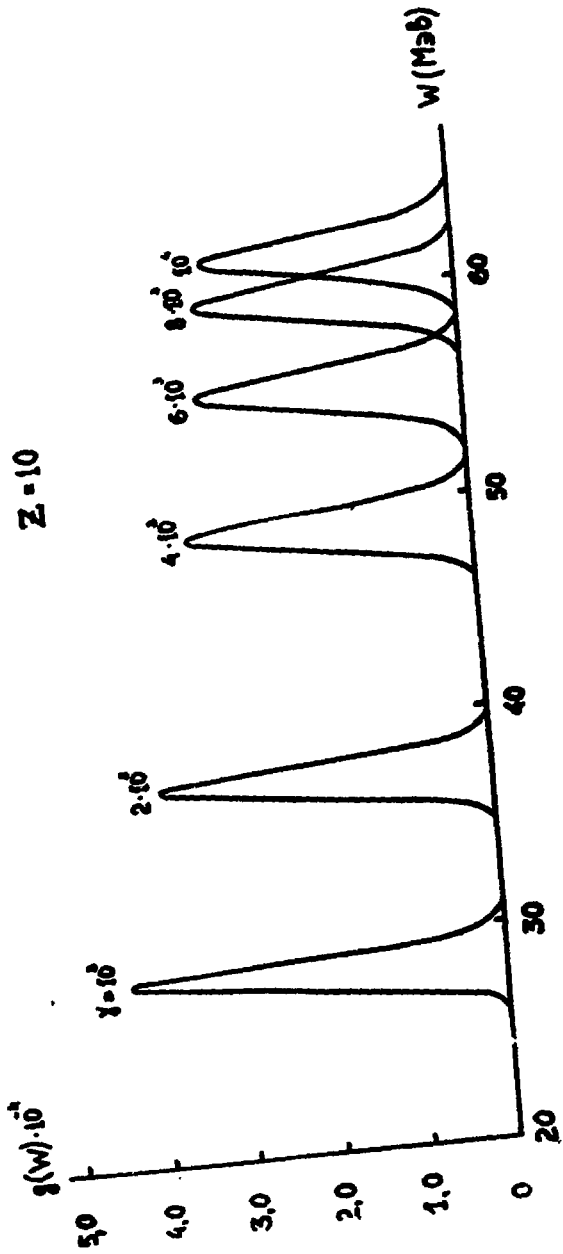


FIG. A

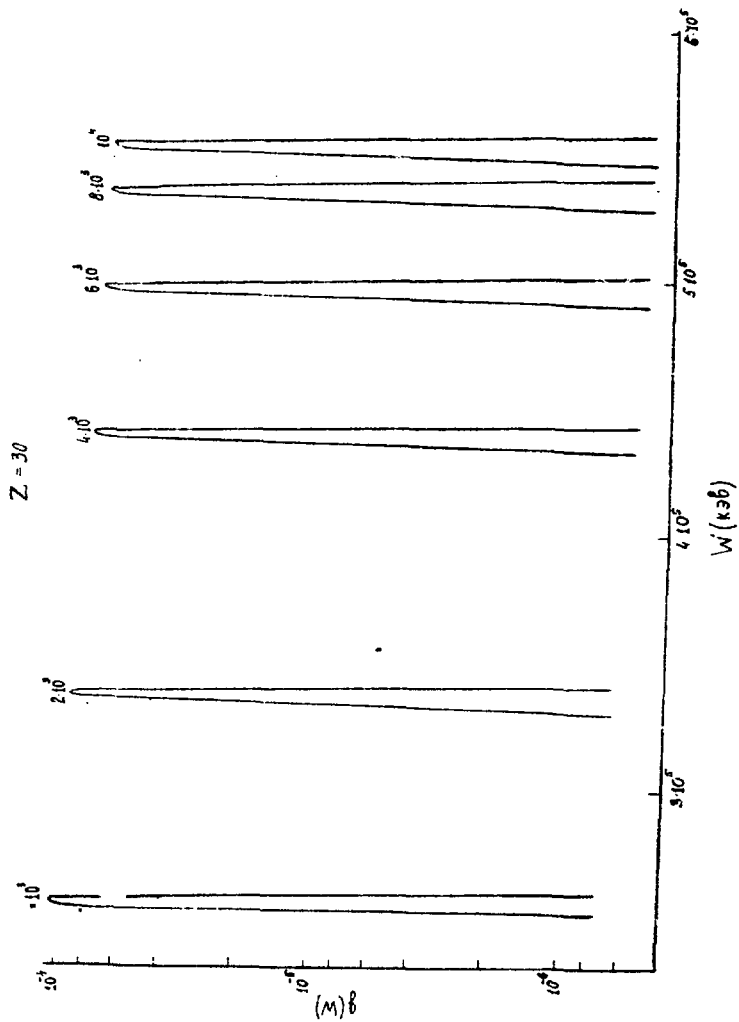


Рис. 5



Рис. 6

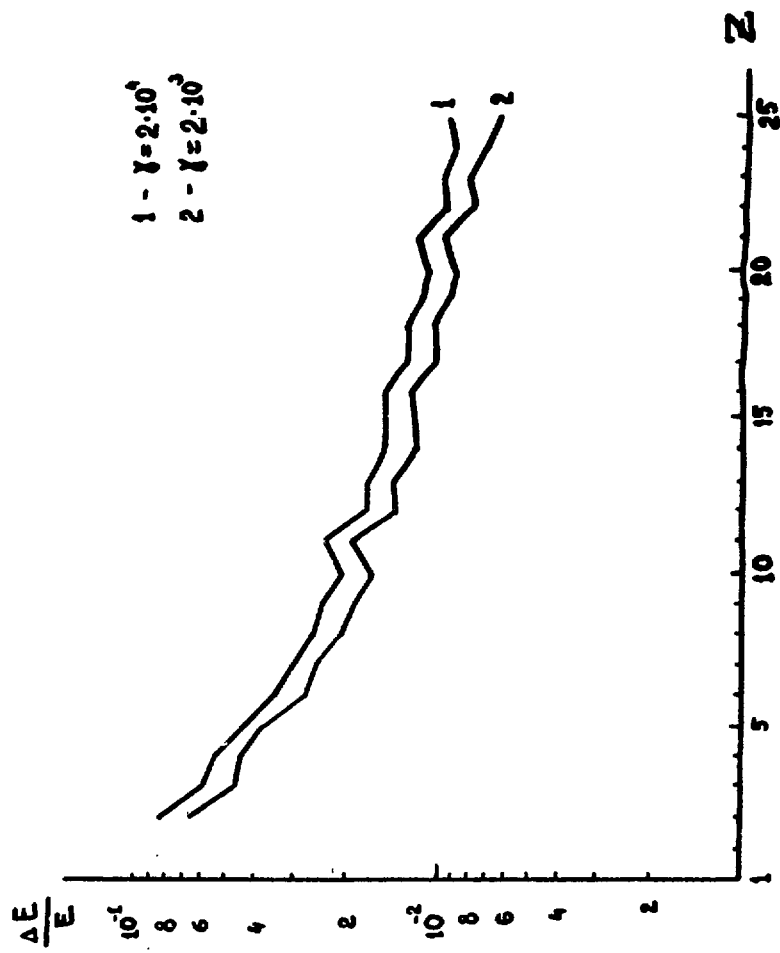


Рис.7

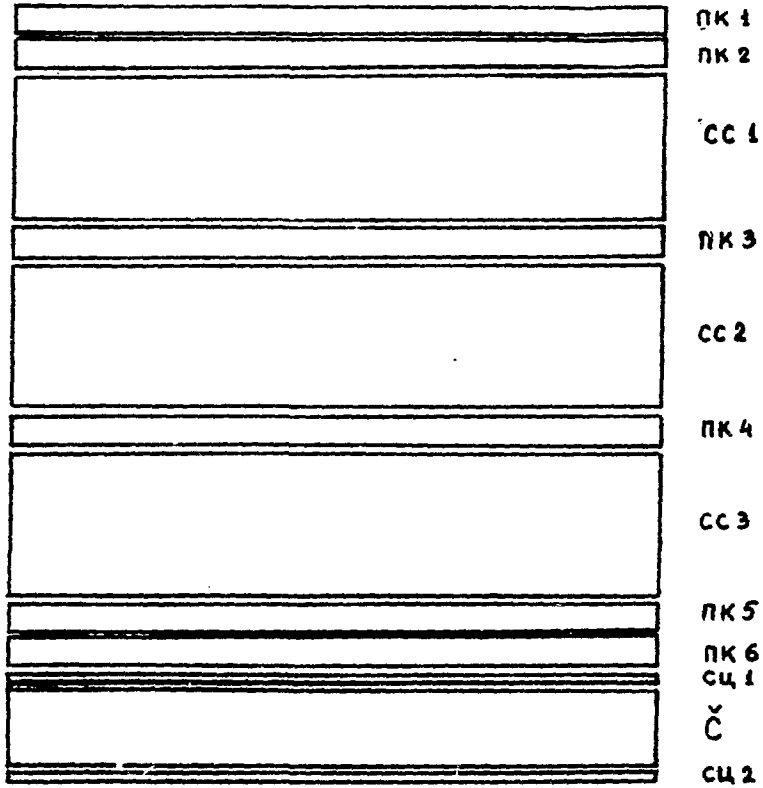


Рис. 8

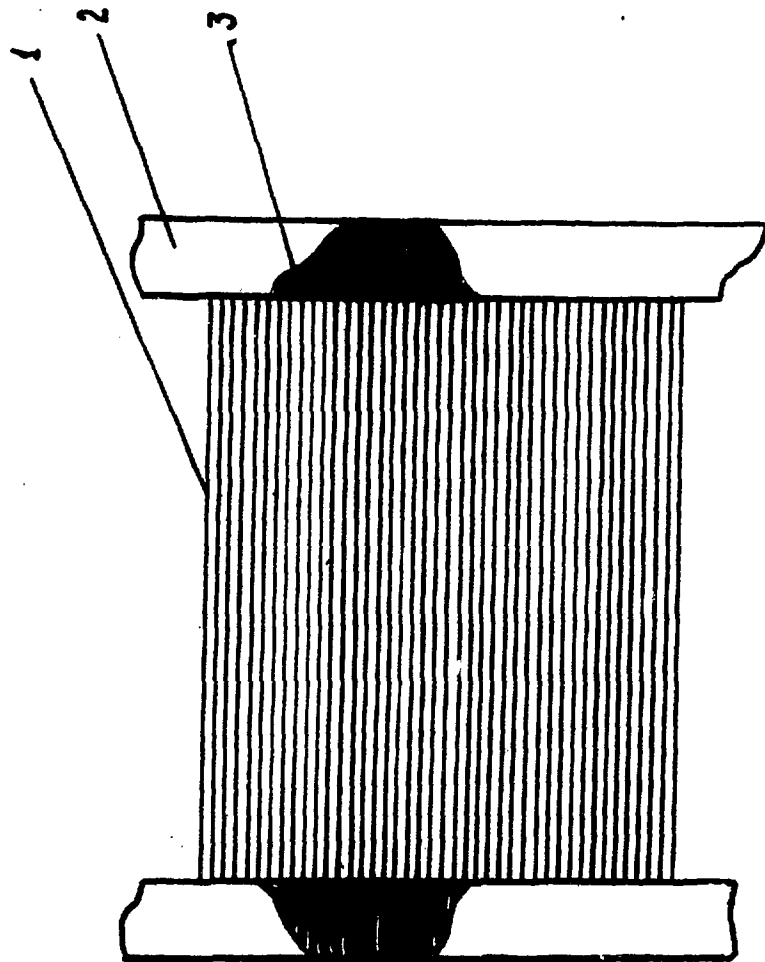


Рис. 9

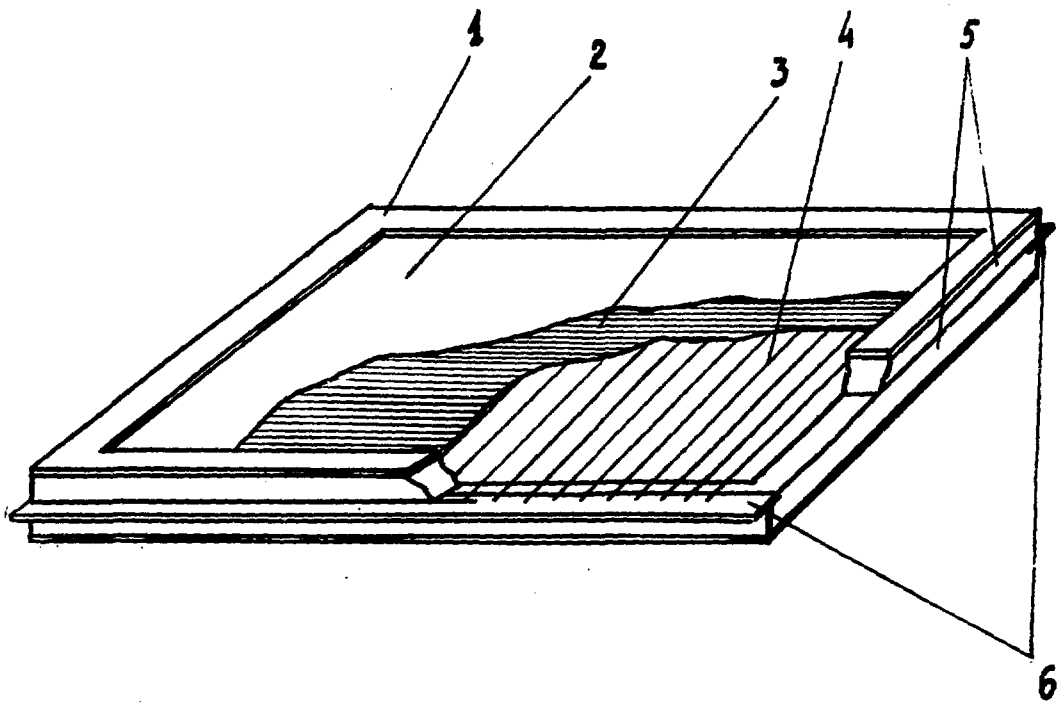


Рис.10

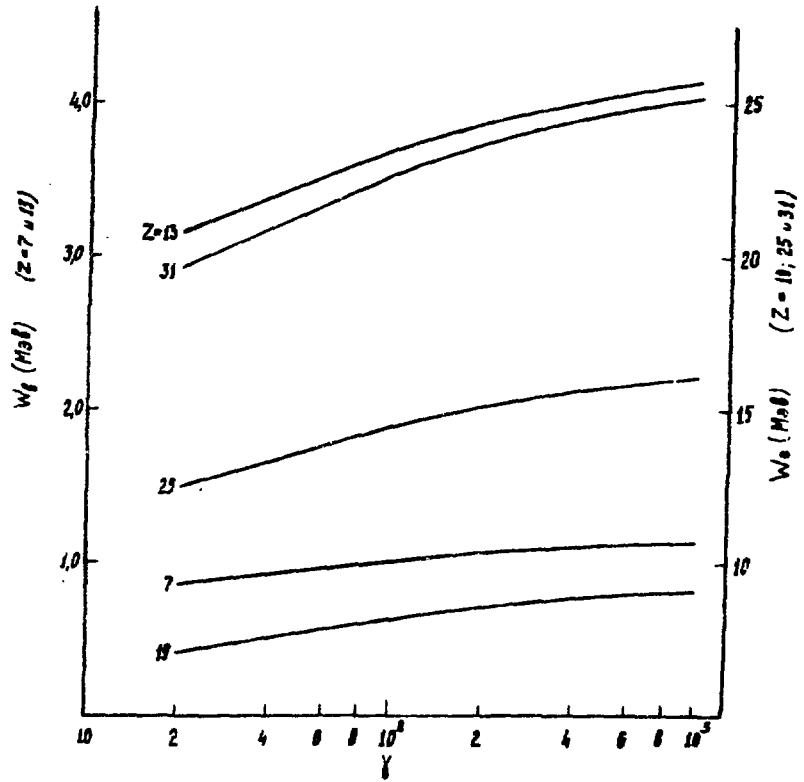


FIG. 11

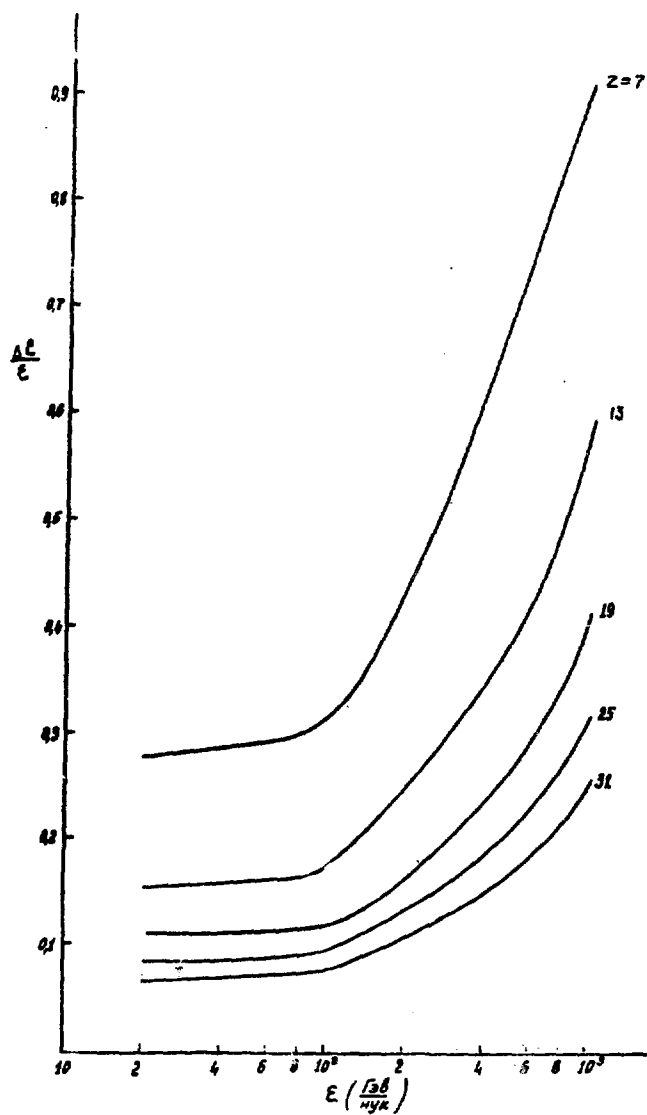


Рис. 12

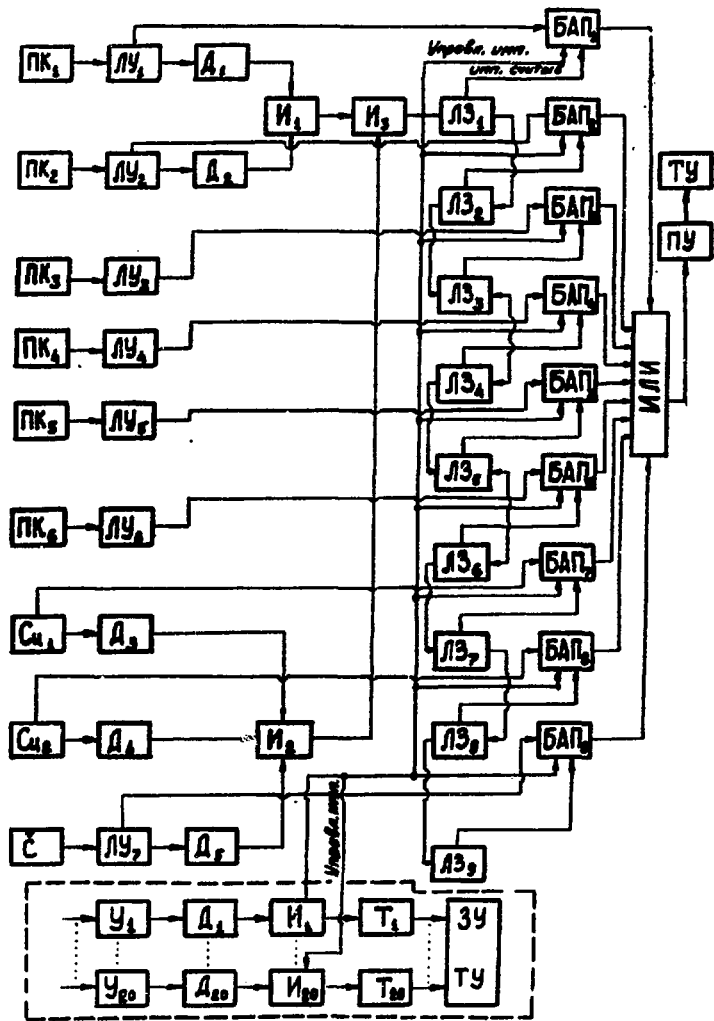


Рис. 13

ЛИТЕРАТУРА

1. W.R.Webber, S.V.Damle, J.Kish.Astrophys. and Space Science 15, 245, 1972.
2. R.A.Mewaldt, J.I.Ferndel et al. Washington University, Report, 1972.
3. C.E.Fichtel, D.V.Reames. Phys.Rev.75, 1564, 1968.
4. T.T.von Roseninge, W.R.Webber, J.F.Ormes. Astrophys.and Space Science 5, 342, 1969.
5. R.Cowsik, 12-th Intern.Conf.on Cosmic Rays, Hobart, 1971, v.1, p.329.
6. V.K.Balasubrahramanyan, J.F.Ormes, M.J.Ryan, 12-th Intern.Conf.on Cosmic Rays, Hobart, 1971 v.1.
7. Г.Б.Жданов, УФН 111, вып .1,109,1973.
8. V.K.Balasubrahramanyan, J.F.Ormes. Astrophysical Journal, 186, 109, 1973.
9. J.F.Ormes, V.K.Balasubrahramanyan, M.J.Ryan. 12-th Int.Conf. on Cosmic Rays, Hobart, 1971, v.1, p.178.
10. I.Frank, V.Ginzburg. Journ.of Phys.USSR, 9,353,1945
11. В.Л.Гинзбург, И.Н.Франк, ЖЭТФ, 16,15, 1946.
12. Г.М.Гарибян. ЖЭТФ, 37, 527, 1959.
13. Г.М.Гарибян. Докторская диссертация, Ереван, 1961.
14. Г.М.Гарибян, Г.А.Чаликян. ЖЭТФ, 39, 1011, 1960.
15. Г.М.Гарибян. Препринт ЕФИ-ТФ-4(70)

16. Г.М.Гарибян, Изв.АН Арм.ССР, Физика, 6,1,3, 1971.
17. А.И.Алиханян, Ф.Р.Арутюнян, К.И.Испирян, М.Л.Тер-Микаелян, ЖЭТФ, 41, 2002, 1961.
18. Ф.Р.Арутюнян, К.А.Испирян, А.Г.Оганесян. ЯФ,1, 842, 1965.
19. Ф.Р.Арутюнян, К.И.Испирян, А.Г.Оганесян, А.А.Фран-гян. ЖЭТФ, 52, 1121,1967.
20. L.C.L.Yuan, C.L.Wang, H.Uto, S.Prunster, Phys.Rev. Lett., 25, 1513, 1970.
21. A.I.Alikhanian, K.A.Ispirian, A.G.Oganessian, A.G.Tamarian, Nucl.Instr.and Meth. 1970.
22. А.И.Алиханян, К.А.Испирян, С.А.Канкян, А.Г.Оганесян, А.Г.Таманян. ПТЭ, 5, 51, 1972.
23. М.П.Лорикян. ПТЭ, 3 73, 1971.
24. А.И.Алиханян и др. Изв.АН Арм ССР, Физика, 5, 267, 1970.
25. P.W.Alley, A.Bamberger et al.NAL Proposal N.229, 1973.
26. L.C.L.Yuan. 12-th Intern.Conf.on Cosmic.Rays, Hobart, 1971, p.1505.
27. H.Uto, L.C.L.Yuan,G.F.Dell, C.L.Wang,Nucl.Instr. and Meth. 97, 389, 1971.
- 28.A.I.Alikhanian, S.A.Kankanian, A.G.Oganessian, A.G.Tamarian. Phys.Rev.Lett.,30, 109, 1973.
29. F.Harris, T.Katsura et al. Nucl.Instr.and Meth., 107, 413, 1973.
30. P.W.Alley, A.Bamberger et al. Phys.Lett.43B, 153, 1973.

31. F.Harris, T.Katsura et al. NAL Proposal 206, 1973.
32. J.Fischer, V.Radeka et al. NAL Proposal 261, 1973.
33. А.И.Алиханьян, С.А.Канкян, А.Г. Оганесян, А.Г. Таманян. ПТЭ, 4, 1974.
34. M.L.Cherry, D.Muller, T.A.Prince. Enrico Fermi Institute Preprint, 1973.
35. В.В.Авакян, К.А.Авакян и др. Изв.АН СССР, 9, 6, 539, 1974.
36. В.В.Авакян, К.А. Авакян и др. НС ЕФИ-100, 1974.
37. R.W.Ellsworth, J.MacFall, P.K.Macklown, G.V.Yodh. Preprint Md Dp-TK-71-019, Maryland.
38. A.Levati, R.Mure, C.Succi, G.Tagliaferri, Nuovo Cimento, 12, 526, 1954.
39. В.П.Зрелов. Излучение Вавилова-Черенкова и его применение в физике высоких энергий, П, Атомиздат, Москва, 1968.
40. Принципы и методы регистрации элементарных частиц. Под редакцией Л.К.Л.Юаня и Ву Цзянь-Сюн. ИИЛ, Москва, 1963.
41. R.M.Sternheimer. Phys.Rev., B3, 3681, 1971.

Рукопись поступила 9 -го марта 1976г.



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

Заказ 557 Вф.-03832 Тираж 299
Подписано к печати 19/У-76г. Формат издания 30х40
3 уч.изд.л. Ц.21 к.

Отпечатано на ротапринте
Ереванского физического института, Ереван-36, пер.Мар-
каряна 2