

4

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-МЭ-3(70)

*А.И.Алиханян, К.А.Испирян,*

*А.Г.Оганесян, А.Г.Таманян*

**ИНДЕНТИФИКАЦИЯ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ  
ЭНЕРГИЙ ДЕТЕКТОРОМ НА ОСНОВЕ  
РЕНТГЕНОВСКОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

Заказ 1078

Т-08342

Тираж 500

Множительно-копировальная станция Ереванского физического  
института, Ереван 36, Маршарана 2

**АРУС**



ԵՐԵՎԱՆ

1970

ЕРЕВАН

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

БФН-МЭ-3(70)

А.И.Алиханян, К.А.Испирян, А.Г.Оганесян

А.Г.Таманян

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ДЕТЕКТОРОМ,  
НА ОСНОВЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

---

ЕРЕВАН

1970

HIGH ENERGY PARTICLE IDENTIFICATION BY MEANS OF  
X-RAY TRANSITION RADIATION (XTR) DETECTORS

A.I. Alikhanian, K.A. Ispirian, A.G. Oganessian, A.G. Tamanian

ABSTRACT

The results of an experiment on the investigation of a XTR-detector are given. On the basis of these results and theoretical calculations the possibilities of using XTR-detectors for identifying particles with various masses in the momentum region  $P \geq 100 \text{ GeV}/c$  are analysed.

Приводятся результаты эксперимента по исследованию детекторе на основе рентгеновского переходного излучения. На основе этих результатов, а также теоретических вычислений проанализированы возможности использования таких детекторов для идентификации частиц с различными массами в области импульсов  $P \geq 100 \text{ ГэВ}/c$ .

Ряд работ, посвященных исследованию рентгеновского переходного излучения частиц высоких энергий [1-6] позволил надеяться, что в области энергий 100+1000 ГэВ при идентификации частиц конкурентом черенковских счетчиков может явиться детектор на основе переходного излучения. При таких энергиях большая длина черенковских счетчиков накладывает серьезное ограничение на их использование. Длина пороговых черенковских счетчиков растет пропорционально  $\chi^2 = (E/mc^2)^2$ . Если взять за основу имеющиеся в настоящее время черенковские счетчики, предназначенные для разделения частиц по массам в области импульсов  $\sim 50 \text{ ГэВ}/c$  [7], то их длина при импульсах  $\geq 100 \text{ ГэВ}/c$  должна составить десятки или даже сотни метров. В настоящей работе будет показано, что при одной и той же разрешающей способности детектор частиц высоких энергий на основе переходного излучения будет много короче пороговых черенковских счетчиков, что дает основание считать, что в области  $\geq 100 \text{ ГэВ}/c$  использование такого детектора более целесообразно.

Теория.

В этой части будут приведены основные формулы и теоретические заключения, которые будут использованы в дальнейшем. Более подробно теория переходного излучения изложена в [8-10].

Известно [9], что интенсивность рентгеновского переходного излучения на одной границе раздела среда-вакуум (или вакуум-среда) дается выражением:

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{2e^2}{\pi c} \int \left( \frac{1}{1-\beta^2+\theta^2} - \frac{1}{1-\beta^2+\theta^2+\sigma/\omega^2} \right)^2 \theta^3 d\theta, \quad (1)$$

где  $\theta$  - угол излучения,  $\sigma = 4\pi N_e e^2/m$  ( $N_e$  - число электронов в  $\text{см}^{-3}$ ),  $\omega$  - частота излучения.

Гарибяном Г.М. [9] было показано, что если формулу (1) проинтегрировать по  $\theta$  от 0 до  $\pi/2$ , то

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

откуда следует, что если  $\sigma/\omega^2 \ll (mc^2/E)^2$ , то

$$\frac{dW}{d\omega} \approx \frac{e^2}{2\pi c} \cdot \frac{\sigma^2}{\omega^4} \left( \frac{E}{mc^2} \right)^4. \quad (3)$$

В реальной установке излучение будет иметь место не на одной границе, а на двух границах пластин. При этом, если зона формирования излучения в среде  $Z_{cp}$  много меньше толщины пластины  $a$ , то интенсивность излучения увеличится вдвое. Однако при больших  $\gamma = E/mc^2$  зона формирования в среде, равная

$$Z_{cp} \sim \frac{\omega}{c(1/\gamma^2 + \theta^2 + \sigma/\omega^2)}, \quad (4)$$

становится достаточно большой, и если  $Z_{cp} > a$ , появляются интерференционные эффекты в излучениях от обеих границ. В этом случае вместо формулы (1) необходимо пользоваться формулой для излучения в пластине [10]:

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{8e^2}{\pi c} \int \theta^3 d\theta \left[ \frac{1}{1-\beta^2+\theta^2} - \frac{1}{1-\beta^2+\theta^2+\sigma/\omega^2} \right]^2 \times \sin^2 \left[ \frac{\omega a}{4\sigma} (1-\beta^2+\theta^2+\sigma/\omega^2) \right]. \quad (5)$$

4

Для обеспечения высокой эффективности регистрации частиц, очевидно, необходимо использовать множество пластин, т.е. слоистую среду. При этом расстояние между пластинами  $b$  должно быть больше зоны формирования излучения в вакууме

$$Z_c \sim \frac{\omega}{c(1-\beta^2+\theta^2)}, \quad (6)$$

в противном случае не будет иметь место простое суммирование излучения от всех пластин; излучение на частотах, выше определенных, будет подавлено, что приведет к ослаблению энергетической зависимости для таких значений  $\gamma$ , когда  $Z_c > b$  [11]. Отметим, что условие  $Z_c \leq b$  в рентгеновской области частот легко выполнимо и даже в случае, когда  $\gamma \approx 10^4$  в области  $h\nu \approx 5$  кэВ. При этом зона формирования  $Z_c \approx 10^{-1}$  см. Расчеты, приводимые далее, нами проведены на основании формулы (5).

В [12-14] было показано, что в оптической области частот интенсивность переходного излучения также имеет сильную зависимость от энергии частицы, если регистрировать излучение в малом интервале углов вокруг направления движения частицы. Однако более сильная зависимость от энергии наблюдается в рентгеновской области частот при регистрации излучения в определенных угловых и частотных интервалах.

Действительно, интегрируя (1) по  $\theta$  от 0 до определенного  $\theta$  и полагая  $\theta^2 \ll (mc^2/E)^2$ , получим

$$\frac{dW}{d\omega} \approx \frac{e^2}{\pi c} \left[ \frac{\sigma/\omega^2}{(mc^2/E)^2 + \sigma/\omega^2} \right]^2 \theta^4 \left( \frac{E}{mc^2} \right)^4. \quad (7)$$

Если  $\sigma/\omega^2 \ll (mc^2/E)^2$ , то

$$\frac{dW}{d\omega} \approx \frac{e^2}{2\pi c} \cdot \frac{\sigma^2}{\omega^4} \cdot \theta^4 \left( \frac{E}{mc^2} \right)^8, \quad (8)$$

5

если же  $\theta \gg (mc^2/E)^2$  и  $\sigma/\omega^2 \gg (mc^2/E)^2$ , то

$$\frac{dW}{d\omega} \approx \frac{e^2}{4\pi c} \left[ 2 \ln \frac{\sigma \theta^2 E^2}{(mc^2)^2 \omega^2 (\theta^2 + \sigma/\omega^2)} - \frac{2\theta^2 + \sigma/\omega^2}{\theta^2 + \sigma/\omega^2} \right]. \quad (9)$$

Таким образом, как следует из формул (7), (8) и (9), в выбранном частотном и угловом интервалах с увеличением  $\gamma$  зависимость интенсивности излучения от энергии частицы меняется от  $\sim \gamma^2$  до логарифмической. Очевидно, что в случае  $z_{cp} > a$ ,  $z_0 \leq b$  необходимо аналогичные выводы делать уже на основе формулы (5), интегрируя ее по  $\theta$  от 0 до  $\theta$ , если излучение регистрируется в угловом интервале  $0 + \theta$ , и от  $\theta_1$  до  $\theta$ , если регистрация производится в угловом интервале  $\theta_1 + \theta$ , а также интегрируя ее по области энергий регистрируемых квантов рентгеновского излучения. Это связано с тем, что экспериментальная установка регистрирует излучение в определенном частотном и угловом интервалах. При этом надо иметь в виду, что поскольку при меньших частотах интенсивность переходного излучения выше, а спектр имеет резко падающий вид, важно регистрировать фотоны с меньшими энергиями, если производится угловая дискриминация.

Для иллюстрации на рис. I приведены вычисленные по формуле (5) зависимости числа квантов переходного излучения  $N$  в пластине из полиэтилена толщиной  $a = 10^{-3}$  см от  $\gamma$  для различных случаев. На рис. Ia приведена энергетическая зависимость  $N$ , проинтегрированного по всем значениям  $\theta$ , но при различных частотных интервалах. Рис. Ib относится к случаю, когда интенсивность излучения проинтегрирована по частотам  $\hbar\omega \geq 5$  кэВ и  $\hbar\omega \geq 20$  кэВ и в различных угловых интервалах  $0 + \theta$ , а рис. Ic -  $\hbar\omega \geq 5$  кэВ и  $\theta_1 + \theta$  соответственно. Как следует из рис. Ia, чем выше энергия регистрируемых фотонов, тем резче зависимость  $N$  от  $\gamma$  и тем меньше абсолютный выход переходного излучения.

Из рис. Ib следует, что с увеличением углового интервала, в котором регистрируется излучение, энергетическая зависимость числа фотонов становится резче в согласии с формулами (7) и (8) для излучения на одной границе, хотя расчеты выполнены по формуле (5) для излучения в пластине. Хотя в результате угловой дискриминации часть излучения теряется, однако усиление энергетической зависимости может способствовать улучшению разрешающей способности при идентификации частиц с различными массами. При регистрации излучения в интервале углов  $\theta_1 + \theta$  дополнительные потери излучения пренебрежимы, если  $0 + \theta_1 \ll 1/\gamma$ , что видно из рис. Ic.

Таким образом, если создать установку, способную регистрировать фотоны переходного излучения в определенном частотном, или определенном частотном и угловом интервале, тогда эффективность регистрации частиц такой установкой должна достаточно резко зависеть от  $\gamma$ . Это обстоятельство может быть использовано для дискриминации частиц с различными массами в импульсном пучке.

#### Эксперимент.

Для экспериментального исследования теоретических предсказаний, относящихся к усилению энергетической зависимости при выделении определенных угловых интервалов, нами был поставлен эксперимент на Ереванском синхротроне "АРУС". Предварительно результаты этого эксперимента изложены в [5].

В настоящем эксперименте нами был предложен и использован метод отделения излучения от заряженной частицы, использующий детектор фотонов торроидальной формы. В этом случае частица и часть излучения проходят через центральное отверстие детектора фотонов, а излучение, испущенное в угловом интервале  $\theta_1 + \theta$ , регистрируется.  $\theta$  и  $\theta_1$  задаются расстоянием между слоис-

той средой и детектором, а также внешним и внутренним диаметрами торроида. Как следует из рис. 1с, относительно большой выход переходного излучения при сильной энергетической зависимости имеет место при  $\theta_1 \propto \frac{1}{\gamma} \sim \theta$ .

Детектор частиц высоких энергий, основанный на этом принципе, был исследован при помощи электронов с энергиями  $\sim 0,4 + 4,0$  Гэв, получаемых с помощью двойной конверсии электронов в синхротроне "АРУС". На рис. 2 приведена принципиальная схема эксперимента. Электроны, образующие излучение в слоистой среде, пройдя через отверстие в торроидальном кристаллическом сцинтилляторе  $CsJ(Te)$   $\gamma$ -спектрометра, регистрировались телескопом сцинтилляционных счетчиков  $C_1$ ,  $C_2$  и  $C_3$ . Внутренний и внешний диаметры кристалла  $CsJ(Te)$  составляли соответственно 0,8 см и 7,6 см. Частотный интервал регистрируемых квантов задавался посредством дифференциального амплитудного дискриминатора  $DD$ . Число электронов, число фотонов излучения, вызванных ими, и число случайных совпадений определялись при помощи пересчетных приборов  $S_1$ ,  $S_2$  и  $S_3$  соответственно. Для уменьшения фона и потерь квантов из-за поглощения были использованы гелиевые мешки на всем пути электронов и квантов до и после слоистой среды. Для уменьшения фона была использована также тщательная экранировка детектора свинцовыми блоками. Обстировка установки производилась с помощью лазера. Поскольку электроны в слоистой среде кроме переходного излучения образуют также тормозное излучение, для учета последнего измерения проводились и в эквивалентных сплошных средах.

На рис. 3а приведены экспериментально определенные эффективности регистрации электрона  $\xi$  от их энергии при различных  $\theta_1$  и  $\theta$ . В этих измерениях слоистая среда представляла собой  $m = 380$  пластины полиэтилена толщиной  $a = 4 \cdot 10^{-3}$  см, рас-

положенных на расстоянии  $b = 0,5$  см друг от друга. Аналогичные зависимости, приведенные на рис. 3в, получены при использовании слоистых сред с  $m = 10^3$  см,  $b = 0,5$  см,  $m = 380$  и  $a = 10^{-3}$  см,  $b = 0,12$  см,  $m = 980$ .

Во всех случаях излучение регистрировалось в области энергий квантов  $\hbar\omega \geq 15$  кэв, что задавалось порогом амплитудного дискриминатора  $DD$  (рис. 2), откалиброванного посредством радиоактивного источника  $Sn^{119}$ . Установить порог дискриминации ниже 15 кэв не представлялось возможным из-за резкого увеличения числа случайных совпадений. Это было обусловлено большим уровнем фона в экспериментальном зале и большим разрешающим временем схемы совпадения  $CC_2$  из-за большого времени высвечивания кристалла  $CsJ(Te)$ . Абсолютное сравнение экспериментальных результатов с теорией не делалось, т.к. не представлялось возможным экспериментально получить зависимость эффективности регистрации фотонов от их энергии.

Как следует из этих результатов, в соответствии с ожиданиями, эффективность регистрации электронов имеет резкую зависимость от энергии. При исследуемых интервалах углов и значениях энергий эффективность достигает значения  $\sim 0,1$ . Как следует из рис. 6а, при  $\theta = 2,3 \cdot 10^{-3}$  и  $\theta_1 = 2,7 \cdot 10^{-4}$  зависимость  $\xi$  от энергии электронов в области  $E \approx 1,5 + 3,5$  Гэв имеет вид  $\sim E^{2,5}$ . Кроме того, в соответствии с ходом кривых рис. 1с, с увеличением  $\theta$  и  $\theta_1$  энергетическая зависимость ослабевает. Из рис. 3в видно, что увеличение числа пластин в слоистой среде приводит к увеличению эффективности регистрации электронов.

Учитывая, что спектр переходного излучения резко растет с уменьшением  $\hbar\omega$ , очевидно, что использование детекторов фотонов, способных с высокой эффективностью регистрировать излучение при меньших энергиях квантов, чем это имело место в нашем

случае, позволит регистрировать частицы высоких энергий с  $\varepsilon \sim 1$  при соответствующем подборе значений  $\theta$ ,  $\theta_1$  и числа слоев. Этого можно добиться использованием вместо кристалла  $CsJ(Te)$ , например, германиевого детектора, что позволит регистрировать фотоны с энергиями  $\hbar\omega \geq 5$  кэВ при лучшем временном и энергетическом разрешении.

Поскольку интенсивность переходного излучения зависит от  $\chi$ , то очевидно также, что такой детектор может быть использован для идентификации частиц тяжелее электрона по массам с высокой разрешающей способностью в области импульсов  $p \geq 100$  ГэВ/с.

Применяемый метод детектирования частиц высоких энергий может быть использован для разделения частиц в тех случаях, когда произведение поперечного сечения и углового разброса пучка невелико, т.е. диаметр пучка определяется диаметром отверстия детектора фотонов, а угловой разброс частиц в пучке должен быть меньше  $\theta$ .

Возможности детекторов на основе переходного излучения для идентификации частиц высоких энергий.

Как следует из теоретических и экспериментальных результатов, для идентификации частиц с высокой разрешающей способностью необходимо регистрировать излучение или под всеми углами, но с определенными частотами, или же в определенном частотном и угловом интервале.

Детектирование частиц высоких энергий посредством излучения в слоистой среде (без угловой дискриминации) было впервые предложено в [1] и экспериментально исследовано в [2,15]. Здесь мы будем анализировать возможности такого детектора при идентификации частиц высоких энергий с известным импульсом, не касаясь пока вопроса отделения излучения от заряженной частицы.

Для иллюстрации на рис. 4 приведены эффективность регистрации пионов  $\varepsilon$  и коэффициенты разделения пионов от протонов  $R_{\pi p}$  в зависимости от импульса частиц  $p$ , вычисленные в предположении, что распределение числа образованных фотонов подчиняется закону Пуассона. Предполагалось, что слоистая среда состоит из  $m$  пластин из полиэтилена толщиной  $10^{-3}$  см и регистрируются фотоны с энергией  $\hbar\omega \geq 15$  кэВ.  $\varepsilon$  и  $R_{\pi p}$  вычислены для случаев, когда установка запускается при регистрации  $N \geq 1, 2$  или 3 фотонов. Как следует из рис. 4, при разумной эффективности регистрации пионов переходное излучение может быть использовано для разделения их от протонов с высоким разрешением в области импульсов  $\sim 10^2 + 10^3$  ГэВ/с. При этом необходим соответствующий подбор значений  $m$ ,  $N$  и нижнего значения энергии регистрируемых фотонов. Очевидно также, что такой способ идентификации с большим успехом может быть использован для разделения электронов от тяжелых частиц.

Результат дополнительной угловой дискриминации в детекторах на основе переходного излучения иллюстрируется на рис. 5. Кривые здесь вычислены для различных угловых интервалов  $0 + \theta$  при  $N \geq 1$  и  $\hbar\omega \geq 10$  кэВ. Сопоставление рис. 5 с рис. 4 показывает, что в области импульсов  $\sim 100 + 300$  ГэВ/с угловая дискриминация при сопоставимой эффективности обеспечивает лучшее разрешение по массам.

Рассмотрим несколько методов регистрации квантов. Отделение переходного излучения от заряженной частицы посредством магнитного поля, впервые использованного в [3] и в дальнейшем — в [4], сильно затрудняется при больших энергиях. Использование стримерной камеры [6] позволяет одновременно регистрировать заряженную частицу и фотон, что безусловно представляет большое преимущество. Однако в этом случае нет возможности сформировать

управляющий импульс, необходимый при работе *on line*. О методе, использующем торреидальный детектор квантов, подробно говорилось выше. Поэтому мы остановимся на детекторе на основе переходного излучения, использующий метод характеристического излучения.

В методе характеристического излучения [1,2,15] частица и вызванное ею излучение попадают в газ-поглотитель, расположенный за слоистой средой. Кванты с энергией  $\hbar\omega \geq E_K$ , где  $E_K$  — энергия К-края, вырывают электроны с К-уровня атомов газа-поглотителя, в результате чего атом испускает характеристическое излучение с энергией, практически равной  $E_K$ , которое имеет изотропное распределение. Коэффициент поглощения характеристического излучения в 5-10 раз меньше, чем для фотона с  $\hbar\omega \geq E_K$ . Поэтому расположив вокруг газа-поглотителя детекторы квантов, можно регистрировать большую долю фотонов характеристического излучения. Достоинством такого метода является стабильность порогового значения энергии регистрируемых фотонов, что, как это следует из рис. 1а, очень важно.

Более целесообразно поместить слоистую среду в газ-поглотитель. В этом случае фотоны переходного излучения с большей вероятностью вызовут характеристическое излучение в газе между слоями, нежели поглотятся в последующих слоях. Это особенно важно при идентификации частиц с относительно малыми импульсами, когда необходимо регистрировать фотоны переходного излучения с малыми энергиями, которые интенсивно поглощаются в слоистой среде. К тому же здесь нет принципиального ограничения на число слоев из-за поглощения, т.е. можно получить нужное число для обеспечения хорошего разрешения по массам и уменьшения влияния фонов, рассмотренных в [1,2].

Для конкретного детектора, состоящего из  $m = 1,5 \cdot 10^3$  пластин из полиэтилена размерами  $5 \times 5 \times 10^{-3}$  см, помещенных

в аргон или криптон длиной 30 см, были вычислены  $\mathcal{E}$  и  $R_{\text{пр}}$  в зависимости от импульса частиц  $p$ . Кривые, вычисленные с учетом коэффициента флуоресценции и геометрических поправок для случаев  $N \geq 1$ ,  $N \geq 2$  и  $N \geq 3$ , приведены на рис. 6. Влияние различных фонов здесь не учтено и оно должно определяться экспериментально. Как следует из рисунка, такой детектор при достаточной эффективности и хорошем коэффициенте разделения способен дискриминировать пионы от протонов в области импульсов  $\geq 100$  Гэв/с и  $\geq 300$  Гэв/с в случае аргона и криптона соответственно.

Отметим, что все рассмотренные здесь детекторы частиц на основе переходного излучения позволяют дискриминировать также пионы от каонов, хотя и с несколько меньшим успехом, чем  $K$  от  $p$ . Способствующие кривые не приводятся во избежание загромождения рисунков.

Таким образом, выполненные до настоящего времени эксперименты по исследованию детекторов частиц высоких энергий на основе переходного излучения, а также приведенные здесь расчеты, показывают, что такие детекторы способны идентифицировать частицы с импульсом  $\geq 100$  Гэв/с с высокой разрешающей способностью. При этом длина детекторов составляет  $0,3 + 1,0$  м и  $\sim 10$  м в случае использования методов характеристического излучения и угловой дискриминации соответственно (во втором случае учитывается расстояние между слоистой средой и детектором квантов), что много меньше длины соответствующих пороговых черенковских счетчиков.

В заключение, авторы выражают благодарность проф. Г.М.Гарибяну за плодотворные обсуждения, а также обслуживавшему персоналу "АРУС" и сотрудникам ЕФИ, оказавшим помощь при проведении эксперимента.

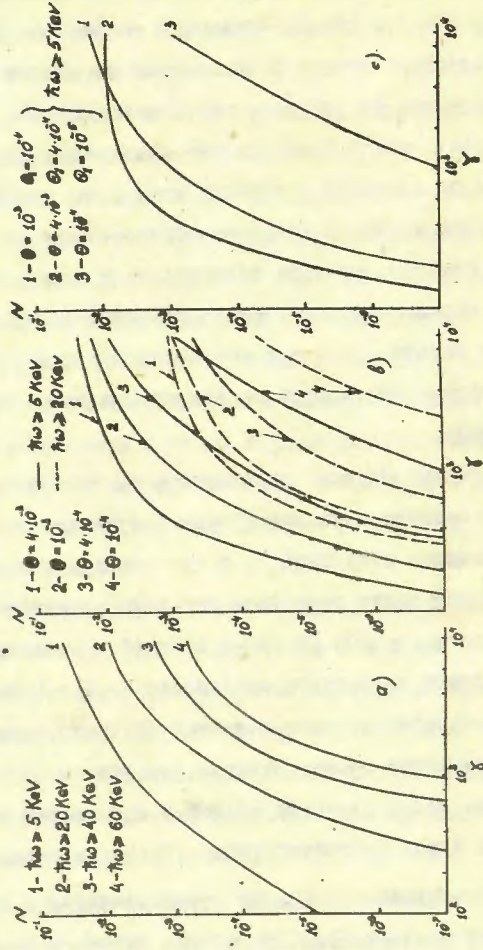


Рис. 1

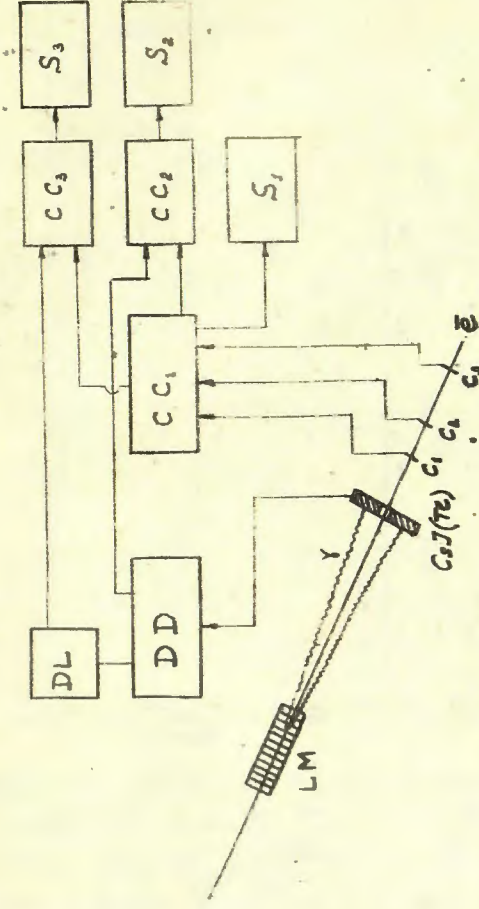


Рис. 2. Схема эксперимента: LM - оловяная труба;  $C_1, C_2, C_3$  - оцинкованные счетчики; DD - дифференциальный дискриминатор; DL - линия задержки;  $CC_1, CC_2, CC_3$  - схемы оовладения;  $S_1, S_2, S_3$  - пересчетные схемы.

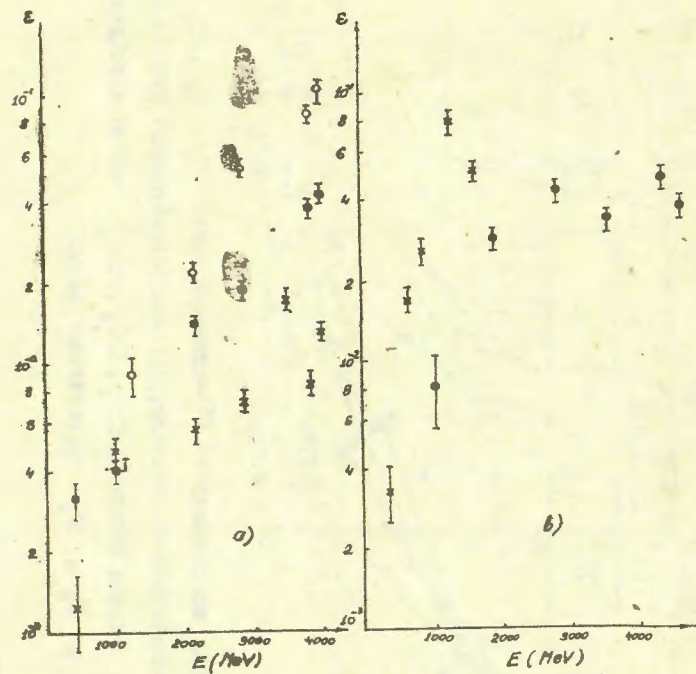


Рис.3. Экспериментальные результаты: а)  $a = 4 \cdot 10^{-3}$  см,  $\ell = 0,5$  см,  $m = 380$ ;  $\circ$  -  $\theta_1 = 2,6 \cdot 10^{-4}$ ,  $\theta = 2,5 \cdot 10^{-3}$ ,  $\bullet$  -  $\theta_1 = 3,5 \cdot 10^{-4}$ ,  $\theta = 3,3 \cdot 10^{-3}$ ,  $\times$  -  $\theta_1 = 7,3 \cdot 10^{-4}$ ,  $\theta = 6,7 \cdot 10^{-3}$ ; б)  $\bullet$  -  $a = 10^{-3}$  см,  $\ell = 0,5$  см,  $m = 380$ ,  $\theta_1 = 3,5 \cdot 10^{-4}$ ,  $\theta = 3,3 \cdot 10^{-3}$ ,  $\times$  -  $a = 10^{-3}$  см,  $\ell = 0,5$  см,  $m = 930$ ,  $\theta_1 = 2,6 \cdot 10^{-4}$ ,  $\theta = 2,5 \cdot 10^{-3}$ .

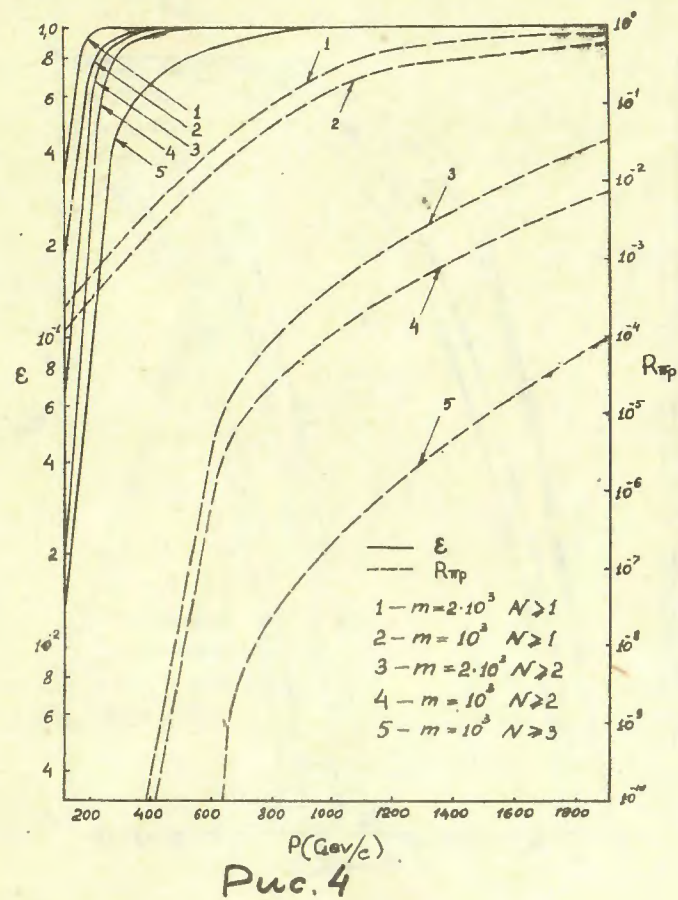


Рис.4

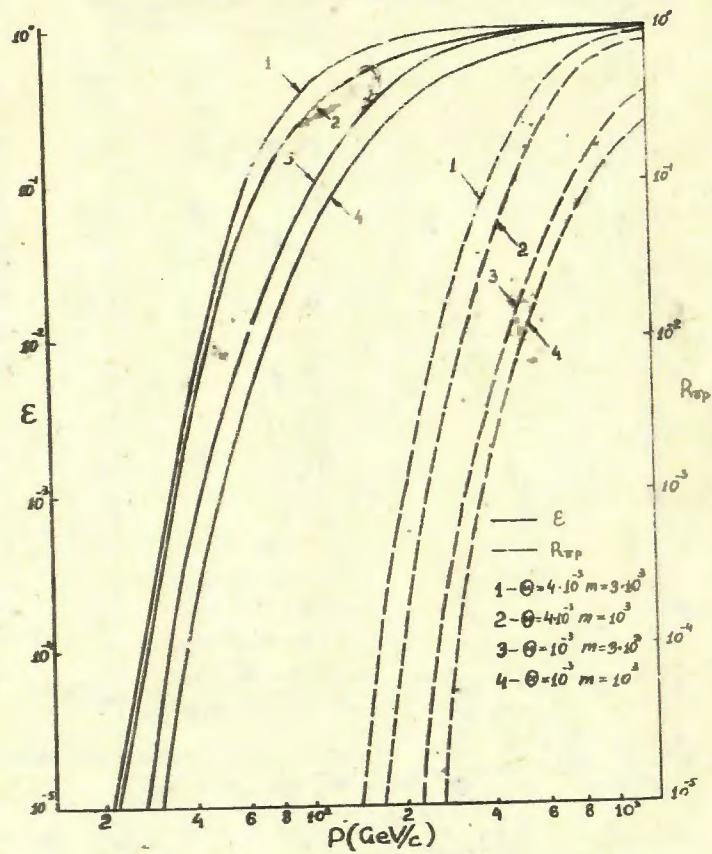


Рис. 5

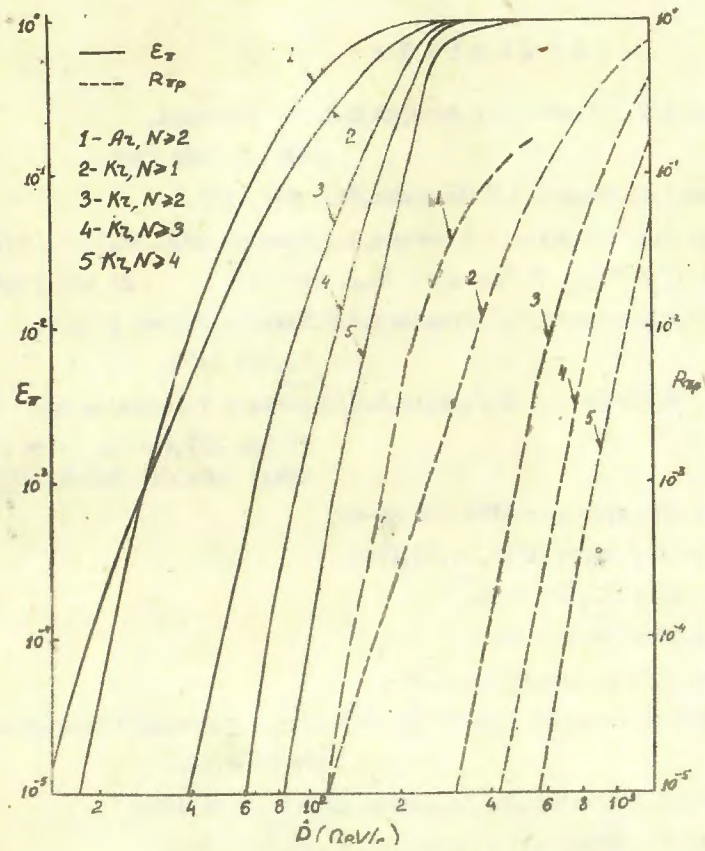


Рис. 6

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. И. Алиханян, Ф. Р. Арутюнян, К. А. Испириан, М. Л. Тег-Микаелия,  
ЖЭТФ, 41, 2002, 1961.
2. Ф. Р. Арутюнян, К. А. Испириан, А. Г. Оганесян, ЯФ, 1, 842, 1965.
3. Ф. Р. Арутюнян, К. А. Испириан, А. Г. Оганесян, А. А. Франгян, ЖЭТФ, 52, 1121, 1967.
4. L. C. L. Yuan, C. L. Wang, S. Prunster, Phys Rev. Lett., 23, 496, 1969.
5. А. И. Алиханян, К. А. Испириан, А. Г. Оганесян, А. Г. Таманян, Письма в ЖЭТФ,  
11, 347, 1970.
6. К. М. Авакян, А. И. Алиханян, Г. М. Гарибян, М. П. Лорикян, К. К. Шихляров, Изв.  
АН Арм. ССР, Физика (в печати), препринт ЕФИ-МЭ-2(70)
7. Ю. П. Горин и др., препринт ИТЭФ, СЭФ, 69-63.
8. В. Л. Гинзбург, И. М. Франк, ЖЭТФ, 16, 25, 1945.
9. Г. М. Гарибян, ЖЭТФ, 37, 527, 1959.
10. Г. М. Гарибян, ЖЭТФ, 39, 332, 1960.
11. Г. М. Гарибян, диссертация, Ереван, 1961.
12. К. А. Испириан, А. Г. Оганесян, Изв. АН Арм. ССР, Физика, 3, 240, 1968; препринт  
ЕФИ-МЭ-4(68).
13. А. И. Алиханян, К. А. Испириан, А. Г. Оганесян, ЖЭТФ, 56, 1796, 1969.
14. А. И. Алиханян, К. А. Испириан, А. Г. Оганесян, ЯФ, 10, 549, 1969.
15. A. I. Alikhanian, On New Methods of Detection High Energy  
Particles, Loeb Lectures Note, Harvard  
University, February, 1965.

Рукопись поступила 28-го июня 1970г.