

ԵՐԵՎԱՆԻ ԵՐԶՐԿԱՅԻՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ԳԻՏԱԿԱՆ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄ ՆԱՎՈՇ ԿՈՄՄՈՒՆԻՍՏԻԿԱԿԱՆ  
НАУЧНОЕ СООБЩЕНИЕ

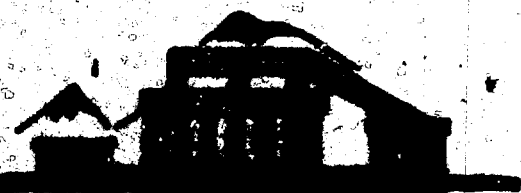
ЕФИ-74(74)

К.К.Шихляров

О ПОРОГЕ РЕГИСТРАЦИИ ПЕРЕХОДНОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ В СТРИМЕРНОЙ КАМЕРЕ

ԱՐՄՍ

ԵՐԵՎԱՆ



ԵՐԵՎԱՆ

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение ЕФИ-74(74)

К.К. НИХЛЯРОВ

О ПОРОГЕ РЕГИСТРАЦИИ ПЕРЕХОДНОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ В СТРИМЕРНОЙ КАМЕРЕ

Ереван 1974

К.К. ШИХЛЯРОВ

О ПОРОГЕ РЕГИСТРАЦИИ ПЕРЕХОДНОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ В СТРИМЕРНОЙ КАМЕРЕ

В работе исследуется порог регистрации РПИ в стримерной камере для двух геометрий установки. Проводится сравнение результатов, полученных на стримерной камере с теорией и данными спектрометрических измерений. Дается анализ по разделению частиц в случае, когда радиатор и камера состыкованы.

Ереванский физический институт

Ереван 1974

Scientific Report ЕФН-74(74)

K.K. SHIKHLIAROV

ON THE REGISTRATION THRESHOLD  
OF TRANSITION RADIATION IN A  
STREAMER CHAMBER

The paper deals with the results of investigation of XTR registration threshold in a streamer chamber for two geometry of experimental set up. The results obtained for the streamer chamber are compared with theoretical data as well as with ones obtained from spectrometric measurements. The particle identification analysis is presented in the case when the radiator and the streamer chamber are closely located.

Yerevan Physics Institute

Yerevan, 1974

В работах [1-5] исследовалось рентгеновское переходное излучение (РПИ) из слоистых и пористых радиаторов, возникающее при пролете через них релятивистских электронов. Для его регистрации использовалась стримерная камера с добавкой  $Xe$ , а остальную часть смеси составлял  $Ne$ . Кванты РПИ детектировались по фотоэлектронам, образованным в газе камеры, длина которой составляла 80 см при концентрации  $Xe - 13\%$ . Измерения проводились при двух взаимных положениях радиатора и детектора. Расстояние между ними в первом случае составляло 12 см, и электрон отклонялся от первоначальной траектории на несколько сантиметров вверх с помощью небольшого магнита, так что в камере наблюдались, одновременно, трек первичного электрона и под ним следы фотоэлектронов, образованных при поглощении квантов РПИ. При такой геометрии был достигнут определенный прогресс и проведено разделение электронов с энергиями 1,3 Гэв и 4,6 Гэв с разницей в скоростях  $\Delta\beta$  в восьмом знаке после запятой [4]. Причем при учете 4-х фотоэлектронов и более фактор режекции  $R$  составил 75%, а эффективность регистрации электронов с  $E_e = 4,6$  Гэв - 50%. Эти же цифры относятся к разделению  $\pi$  и  $K$ -мезонов с энергией  $E = 1,3 \cdot 10^9$  Гэв [6].

Во втором случае радиатор находился непосредственно у окна камеры и фотоэлектроны образовывались прямо на треке первичной частицы, так как угол излучения  $\theta \approx \frac{1}{\gamma}$ , где  $\gamma$  - Лоренц-фактор частицы, составляет  $\sim 10^{-3} - 10^{-4}$  рад.

В обоих случаях важно знать, каковы ограничения, накладываемые стримерной камерой на нижнюю границу регистрации квантов переходного излучения.

## I. ПОРОГ РЕГИСТРАЦИИ КВАНТОВ РПИ ПОД СЛЕДОМ ПЕРВИЧНОЙ ЧАСТИЦЫ

### I-а. Определение пороговой энергии

Самостоятельный интерес представляет сравнение с теорией экспериментальных данных, получаемых на стримерной камере, однако сделать это сразу затруднительно, поскольку теоретические спектры РПИ могут начинаться примерно с 1 кэв, в то время как неизвестна минимальная энергия квантов, поглощение которых может быть зарегистрировано визуально.

Полную эффективность регистрации квантов можно представить произведением эффективности поглощения в газе камеры  $W_1$  и эффективности  $W_2$ , связанной с некоторым пороговым размером стримера (светового сгустка), с которого начинается визуальный учет образованных фотоэлектронов. Первая часть этого произведения известна и ее учет сводится к умножению теоретического спектра РПИ на кривую поглощения газа наполнителя. Вторую же часть необходимо найти из эксперимента.

С этой целью были использованы результаты измерений с пенопластовым радиатором с плотностью  $\rho = 0,04 \text{ г/см}^3$ , длиной  $l = 200 \text{ см}$  при энергии первичных электронов  $E_e = 3 \text{ Гэв}$ . Обработка данных заключалась в подсчете числа световых сгустков с данным максимальным (продольным) размером, находящимся на следе первичного электрона ( $\delta$  - электроны) и под ним (фотоэлектро-

ны), причем экспериментальный фон составлял  $\sim 3\%$ . Обработка велась на инструментальном микроскопе с ценой деления 5 мк. Результаты обработки представлены на рис. 1, где по оси ординат отложено число световых сгустков, приходящихся на один первичный электрон, а по оси абсцисс — их линейный размер в см. Кривая 1 относится к  $\delta$ -электронам на следе, а кривая 2 — к фотоэлектронам под следом частицы. Из рис. 1 видно, что пороговым размером светового сгустка на кривой 2 можно считать 0,3 см. Энергию же  $E_n$  (пороговую энергию), соответствующую этому размеру, найдем из кривой 1 для  $\delta$ -электронов, делая при этом достаточно мягкое предположение, что каждому большему размеру светового сгустка начиная с 0,3 см соответствует не меньшая выделявшаяся энергия (более того, как показано в работе [7] имеется прямая зависимость яркости отдельных участков трека от энергии выбиваемых на этом участке  $\delta$ -электронов). Тогда подсчитав число сгустков, обусловленных  $\delta$ -электронами с размерами  $\geq 0,3$  см можно определить энергию, соответствующую этому размеру. Действительно, число  $\delta$ -электронов с энергией  $E \geq E_n$ , приходящихся на 1 г/см<sup>2</sup> вещества, определяется следующим образом [8]:

$$N_{\delta} = \frac{1,536 \cdot 10^6 \cdot Z/A}{\beta^2 E_n} \quad (I)$$

Из (I) с учетом наших условий получим:

$$E_n = \frac{7,7}{N_{\delta}} \quad (\text{КэВ}) \quad (Ia)$$

Однако приводимая формула даст правильный результат для  $E_n$  в том случае, если в камере "проявляются" все  $\delta$ -электроны с энергией  $E_n$  и выше, а затем все они фиксируются фоторегистратором. Реально же регистрируемое на фотопленке число  $\delta$ -элек-

тронов всегда меньше, так что мы получим верхний предел пороговой энергии. Перекачка размеров стримеров в области выше 0,3 см, связанная с флуктуацией яркости, не влияет на определяемую величину пороговой энергии. Найденный таким образом верхний предел для  $E_n$  составляет  $\sim 1$  кэв.

Если границу переносить в сторону больших размеров световых сгустков, то статистическая ошибка в определении энергии растет, но при этом практически отсутствуют флуктуации числа сгустков, связанные с механизмом образования стримеров, перекрыванием, гашением [9] и т.д. Например, в [9] показана резкая зависимость числа стримеров на треке, начиная с минимально видимого размера, от количества фотоэлектронов в камере (гашение). Однако указанный эффект не наблюдается при учете стримеров с размерами 1 см и выше (рис.2).

Таким образом,  $\delta$  - электроны с достаточно большой энергией (10 кэв и более) регистрируются всегда и суммарное число световых сгустков, равное числу таких  $\delta$  - электронов, имеет практически только статистическую неопределенность, связанную с потерями на ионизацию.

В связи с этим отметим, что максимуму кривой 2 на рис.1 соответствует энергия (18 $\pm$ 5) кэв. Мы можем сравнить ее с максимумом спектра РПМ для непопласта длиной  $l = 200$  см при  $E_e = 3$  Гэв (рис.3), рассчитанного на основании экспериментального спектра для  $l = 2$  см [10]. Кривые "а", "б" и "в" соответствуют спектрам на выходе радиатора, перед стримерной камерой и внутри ее. Из рис.3 видно, что максимум поглощенного излучения приходится на  $\sim 16$  кэв.

Из этого же рисунка следует, что минимальная энергия кван-

тов, достигающих камеры, составляет  $\sim 7$  кэв, в то время как в камере наблюдаются фотоэлектроны с энергиями  $\sim 1$  кэв и выше. Наличие таких световых сгустков, входящих в интервал размеров (0,3-0,6) см и частично в интервал (0,6-0,9) см на рис. I объясняется, с одной стороны, образованием фотоэлектронов с энергиями  $(1+7)$  кэв при поглощении квантов с энергией  $(36+43)$  кэв на K-оболочке атомов  $X_e$ , энергия связи которой составляет  $\sim 35$  кэв (остальная часть энергии кванта уносится из объема камеры флуоресцентным излучением, в отличие от процессов поглощения на L-оболочке, когда вся энергия кванта выделяется локально), а с другой стороны, "перекачкой" размеров сгустков, связанной с флуктуацией яркости, причем определенную роль здесь играет направление вылета фотоэлектрона по отношению к внешнему полю.

Таким образом, физический порог регистрации квантов РИМ, обусловленный поглощением в радиаторе, на пути к камере и в ее окошке, составляет  $\sim 7$  кэв, в то время как порог регистрации в самой камере близок к  $\sim 1$  кэв, и, следовательно, последние не накладывает ограничений на нижнюю границу регистрации РИМ, что позволяет нам вторую часть эффективности  $W_2$  считать единицей. Пользуясь этим обстоятельством проведем сравнение результатов, полученных на стримерной камере для сплошных радиаторов с теорией, а для пористого радиатора венокласта - с данными спектриметрических измерений.

#### 1-б. Сравнение экспериментальных данных

для сплошных радиаторов с теорией в частотном интервале (7-100) кэв

Результаты исследования сплошных радиаторов приведены в таблице I. В качестве сплошных сред использовались различные

материалы (алюминий, бериллий, оргпленка). Толщина пластин для алюминия составляла 8 мк, бериллия - 100 мк, оргпленки - 20 мк (химический состав пленки: 43%С, 6,6%Н, 43,8%Сl, 6,5%S, плотность 1,18 г/см<sup>3</sup>). Для сравнения с каждым слоистым радиатором приводится радиатор из пенопласта такой же длины. В этом случае под зазором понимается средний размер пор вдоль прямой, имитирующей траекторию частицы; то же относится и к толщине перегородки. В последнем столбце таблицы I приводятся теоретические значения среднего числа квантов, поглощенных в стримерной камере. Как видно из таблицы имеется достаточно хорошее согласие с экспериментом. Теоретические спектры рассчитывались на ЭВМ "Раздан-3".

I-в. Сравнение экспериментальных данных для пористого радиатора-пенопласта с результатами спектрометрических измерений в частотном интервале (7-100) кэв

В работе [4] исследовалась зависимость числа зарегистрированных квантов РИИ от длины радиатора-пенопласта с плотностью  $\rho = 0,04$  г/см<sup>3</sup> при энергии электронов  $E_e = 3$  Гэв с использованием стримерной камеры. Сравним эти результаты с данными спектрометрических измерений, проведенных на той же экспериментальной установке при замене стримерной камеры многосекционным пропорциональным счетчиком [II] и кристаллом  $NaI(Tl)$ . С этой целью воспользуемся спектром РИИ для 2 см пенопласта той же плотности и при той же энергии электронов, приведенных в работе [10]. Пользуясь этим спектром, можно построить спектры для любой длины радиатора. Для этого мысленно разобьем пористый радиатор

длиной  $\ell$  на  $m = \frac{\ell}{2}$  двухсантиметровых пластин и, получив таким образом "слоистый" радиатор, воспользуемся формулой, позволяющей перейти от спектра для одной пластины к спектру для стопки пластин:

$$\left(\frac{dn}{dE_\gamma}\right)_\ell = \left(\frac{dn}{dE_\gamma}\right)_{\Delta\ell} \cdot \frac{1 - e^{-\tau_{рм}\Delta\ell}}{1 - e^{-\tau_{рм}\ell}}, \quad (2)$$

где:  $\left(\frac{dn}{dE_\gamma}\right)_\ell$  - исконый спектр для длины радиатора  $\ell$  (2а)

$\left(\frac{dn}{dE_\gamma}\right)_{\Delta\ell}$  - исходный спектр для длины радиатора  $\Delta\ell = 2$  см

Спектры рассчитывались для длин радиатора  $\ell = (20, 40, 80, 160, 200 \text{ и } 280)$  см, а также для асимптотического радиатора ( $\ell \rightarrow \infty$ ). На их основе были также построены спектры  $E_\gamma \left(\frac{dn}{dE_\gamma}\right)_\ell$  (2б).

Если численное интегрирование (2а) дает среднее число испущенных квантов  $\bar{n}_1$ , то интегрирование (2б) - полную энергию  $E_1$ , которой обладают эти кванты. Указанные значения приведены в колонках 2 и 7 таблицы 2. Учитывая поглощение на пути к камере ( $\bar{n}_2$  и  $E_2$  в колонках 3 и 8) и умножая построенные спектры на кривую поглощения в газе стримерной камеры, получаем  $\bar{n}_3$  и  $E_3$ . Таким образом, исходя из спектрометрических измерений и проводимого расчета мы можем определить среднее число квантов и полную энергию, которые должны быть поглощены в стримерной камере. Эти значения записаны в колонках 4 и 9. В пятой колонке даны значения среднего числа квантов, полученные в эксперименте со стримерной камерой. Из таблицы 2 видно, что результаты измерения РИИ от радиаторов различной длины, полученные двумя различными методами

находятся в достаточно хорошем согласии.

В таблице 2 даны также средние эффективности регистрации квантов  $W = \bar{n}_3 / \bar{n}_2$  и энергии квантов  $W_E = E_3 / E_2$ , а также средние по спектру энергии квантов  $\bar{E}_1$ ,  $\bar{E}_2$  и  $\bar{E}_3$ . Видно, что  $W$  везде больше, чем  $W_E$ . В связи с этим следует отметить, что при регистрации РИИ детекторами с газовым наполнением эффективность регистрации по энергии квантов, вообще говоря, ниже, чем по числу квантов. Действительно, полные энергии падающего и поглощенного спектров можно представить произведением средней энергии по спектру на среднее число квантов:

$$E_2 = \bar{E}_2 \cdot \bar{n}_2 \quad \text{и} \quad E_3 = \bar{E}_3 \cdot \bar{n}_3 \quad . \text{Взяв их отношение, получим}$$
$$W_E = W \bar{E}_3 / \bar{E}_2 \quad ; \text{ так как при } W \neq 1 \quad \bar{E}_3 < \bar{E}_2, \text{ то}$$
$$W_E < W \quad .$$

## II. Порог регистрации квантов РИИ на следе первичного электрона

Геометрия эксперимента, при которой радиатор и камера непосредственно состыкованы, представляет наибольший интерес и наиболее привлекательна с точки зрения создания детекторов частиц, поскольку в этом случае имеется реальная возможность конструирования так называемых "сэндвичей", обеспечивающих разделение частиц в области  $\chi = \frac{E}{mc^2}$  по крайней мере  $10^3 - 10^4$ . Однако фотоэлектроны от квантов РИИ в этом случае находятся непосредственно на треке первичной частицы, и возникает проблема их отделения от  $\delta$ -электронов, создаваемых в газе камеры самой частицей. Не-видимому, имеется два фактора, которые нужно привлечь для решения этой задачи. Первым из них является разное пространственное распределение фото- и  $\delta$ -электронов вдоль камеры.

Этот факт, безусловно, нужно использовать, и обсуждение этого вопроса можно найти в [6].

Вторым критерием может явиться размер световых сгустков, если учесть, что спектр  $\delta$ -электронов по размерам быстро падает.

В связи с этим возникает вопрос о пороге регистрации квантов РИИ на первичном следе. Ясно, что он, как и в первом случае достаточно низок, поскольку визуально наблюдаются  $\delta$ -электроны с энергией в несколько сот электронвольт. Однако в этом случае, практически, невозможно выделить малэнергичные фотоэлектроны на фоне большого количества таких же  $\delta$ -электронов. В связи с этим пороговой энергии на следе нужно придать смысл некоторой искусственно вводимой границы, начиная с которой можно эффективно выделить фотоэлектроны. С этой целью была произведена обработка результатов измерений с неопластовым радиатором длиной 200 см при  $E_e = 3$  Гэв, состикованным с камерой. Обработка эта аналогична описанной в н.І-а, с той лишь разницей, что в этом случае значама снимается кривая 2' (рис.4), соответствующая сумме  $\delta$ - и фотоэлектронов, а затем кривая I для  $\delta$ -электронов (фоновые измерения). Их разность дает чистый эффект переходного излучения максимум которого приходится на  $(2\_)$  кэв. Из поведения кривой 2 сразу вытекает, что эффективное выделение фотоэлектронов можно осуществить начиная с порогового размера светового сгустка  $\sim 9$  нм. Число ярких стримеров с таким размером и выше на кривой I, обусловленных  $\delta$ -электронами, составляет  $(1,0 \pm 0,1)$  и, следовательно, согласно (I) указанному размеру отвечает энергия  $\sim 8$  кэв. Число фотоэлектронов начиная с этой энергии составляет  $(2,5 \pm 0,2)$ . Таким образом, вероятность того,

что выбранный на треке частицы при такой дискриминации световой сгусток принадлежит кванту РИИ составляет 67%.

Если проводить дискриминацию по размеру светового сгустка на уровне 12 мм, то число  $\delta$  и  $\gamma$ -фотоэлектронов составит  $(0,27 \pm 0,07)$  и  $(2,1 \pm 0,13)$  соответственно, так что указанная вероятность составит уже 87%. Процентное соотношение  $\delta$  и фотоэлектронов можно значительно улучшить, если ввести некоторый уровень дискриминации  $n'$  еще и по числу световых сгустков выше определенного размера в кадре. На рис.5 приведены экспериментальные распределения числа треков по числу световых сгустков с максимальным размером  $\geq 9$  мм, причем кривая "а" относится к  $\delta$ -электронам (измерения без радиатора), а кривая "б" к  $\delta$ - и фотоэлектронам, и в каждом случае обработано по 110 кадров. Распределение "б" имеет место при прохождении электронов с  $\gamma = 6 \cdot 10^9$  ( $E_e = 3$  Гэв); с другой стороны, распределение "а" можно приписать, например,  $\pi^-$ -мезонам с тем же Лоренц-фактором, так как последние излучать кванты РИИ практически не будут ( $\bar{n} \sim 10^{-2}$ ), и в этом случае мы имеем распределение сгустков от  $\delta$ -электронов. Выберем теперь  $n' = 4$ , тогда вероятность того, что во встретившихся нам случаях 4, 5, 6 и т.д. световых сгустков имеется хотя бы один фотозлектрон составляет  $\sim 99\%$ . Причем этот хотя бы один фотозлектрон принадлежит электрону, а не  $\pi^-$ -мезону или другой тяжелой частице также с вероятностью  $\geq 99\%$ . Для того, чтобы получить распределение световых сгустков, вызванных только фотоэлектронами, из данных, соответствующих кривой "б" вычитались данные, соответствующие кривой "а" с использованием вероятностных комбинаторных соотношений (кривая "с" на рис.5). Если число обработанных кадров принять за 100%, то сумма орди-

ная распределения "с" составит 57%, что и дает нам эффективность регистрации первичных электронов по переходному излучению при указанном выше факторе режекции более тяжелых частиц.

Надо отметить, что с ростом Лоренц-фактора частиц, кривая "б" будет сдвигаться вправо, в то время как распределение "а" практически не изменит своего положения, что несомненно приведет к улучшению условий разделения этих частиц. Улучшения можно также добиться и уменьшением числа  $\delta$ -электронов. В нашем эксперименте газовый состав камеры в этом смысле далеко не оптимален. 87% Ne (0,06 г/см<sup>2</sup>) и 13% Xe (0,06 г/см<sup>2</sup>) создают в камере равное количество  $\delta$ -электронов, причем Ne поглощает лишь 2-3% квантов РИИ. Замена неона гелием или использование чистого Xe вдвое уменьшит число  $\delta$ -электронов.

Применение "сэндвича" из коротких стримерных камер с прослойками пенопласта в качестве радиатора длиной от 1 до 10 см также приведет к существенному улучшению, поскольку увеличит число зарегистрированных квантов, то есть сдвинет кривую "б" вправо. Вместе с тем, спектр из таких радиаторов примерно вдвое мягче, чем из пенопласта длиной 200 см (см. таблицу 2), что приведет к возможности иметь меньшее количество Xe, а это, в свою очередь, уменьшит число  $\delta$ -электронов.

В заключение автор выражает свою признательность за проявленный интерес и полезные обсуждения Т.Л.Асатиани, В.А.Иванову, М.П.Лорикяну и Э.М.Матевосяну.

Подписи к рисункам

- Рис.1. Распределение числа световых сгустков по их максимальным (продольным) размерам в случае отклонения электрона магнитным полем.
- Рис.2. Зависимость числа стримеров на треке от количества фотоэлектронов в камере (световые сгустки с размером  $\geq 10$  мм).
- Рис.3. Дифференциальный спектр РИИ для радиатора-пенпласта длиной  $l = 200$  см при  $E_e = 3$  Гэв.
- Рис.4. Распределение числа световых сгустков по их максимальным (продольным) размерам в случае, когда радиатор и камера состыкованы.
- Рис.5. Распределение числа треков по числу световых сгустков с максимальным размером  $\geq 9$  мм.

Радиатор	$E_e$ ГЗВ	Диаметр радиатора см	Толщина слоя мм	Вязкость мк	$\bar{\mu}_{экс}$	$\bar{\mu}_{1000}$
Алюминий	3	1	8	1000	0,10±0,02	0,10
Пенопласт			18	400	0,10±0,03	-
Алюминий	3	2	8	1000	0,22±0,05	0,16
Пенопласт			18	400	0,20	-
Алюминий	3	4	8	1000	0,32±0,06	0,26
Пенопласт			18	400	0,38	-
Алюминий	3	6	8	1000	0,43±0,08	0,34
Пенопласт			18	400	0,55	-
Бериллий	4	6	100	500	0,88±0,08	1,1
Пенопласт			18	400	0,66	-
Пенопласт	3	16	20	500	0,20±0,03	0,2
Пенопласт			18	400	0,16	-

Таблица I

пенопласт  $\rho=0,04 \text{ г/см}^3$   $13^\circ\text{Хе}$   $\lambda=6 \cdot 10^3$

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	
Диаметр радиатора в см	толщина слоя мм	перед комару $E_e$	в комару $E_e$	в комару п.в.в. $E_e$	$W = \frac{D}{L}$	толщина радиатора в см	перед комару $E_e$	в комару $E_e$	в комару $E_e$	$W = \frac{D}{L}$	толщина радиатора в см	перед комару $E_e$	в комару $E_e$
2	0,4	821	0,19	0,2	0,90	5,6	3,8	2,6	0,76	14	16	14,7	
20	2,0	125	1,10	1,1±0,07	0,80	30,0	24,4	17,6	0,72	15	18	16,0	
40	2,0	220	1,78	1,6±0,08	0,79	54,2	47,7	32,7	0,69	18,5	21,3	18,9	
80	4,0	330	2,60	2,2±0,09	0,78	84,3	73,0	56,3	0,68	20,5	22,1	19,3	
160	5,0	430	3,30	2,8±0,10	0,77	117,6	107,7	71,0	0,66	23,5	25	21,5	
200	5,0	460	3,50	3,1±0,11	0,76	130	118,4	77,0	0,65	23,5	25,7	22,0	
280	5,0	460	3,50	2,9±0,10									
∞	5,0	510	3,80		0,70	147	127,7	79,2	0,62	23,7	26	22,0	

\*  $\lambda=6 \cdot 10^3$

Таблица 2

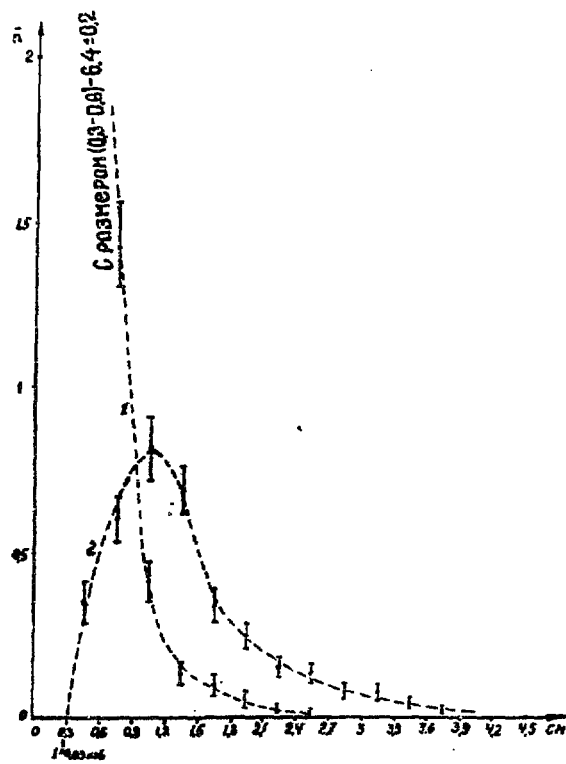


Рис. I

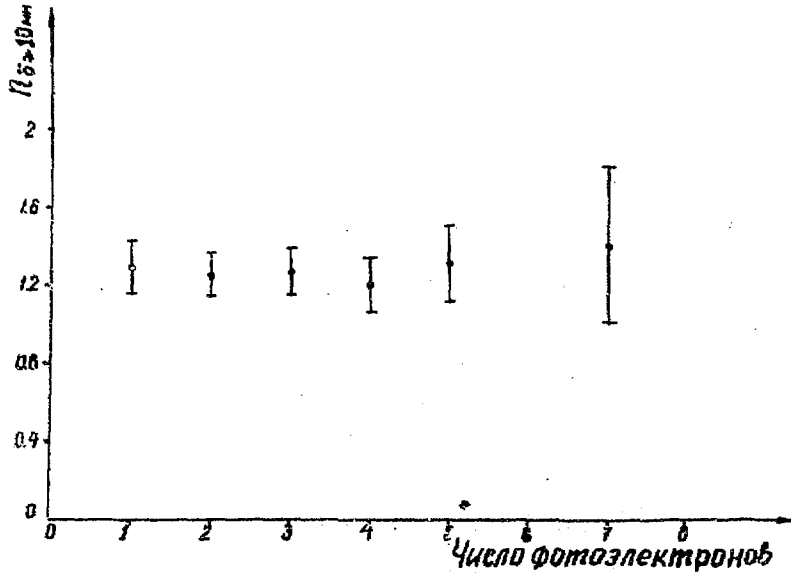


Рис. 2

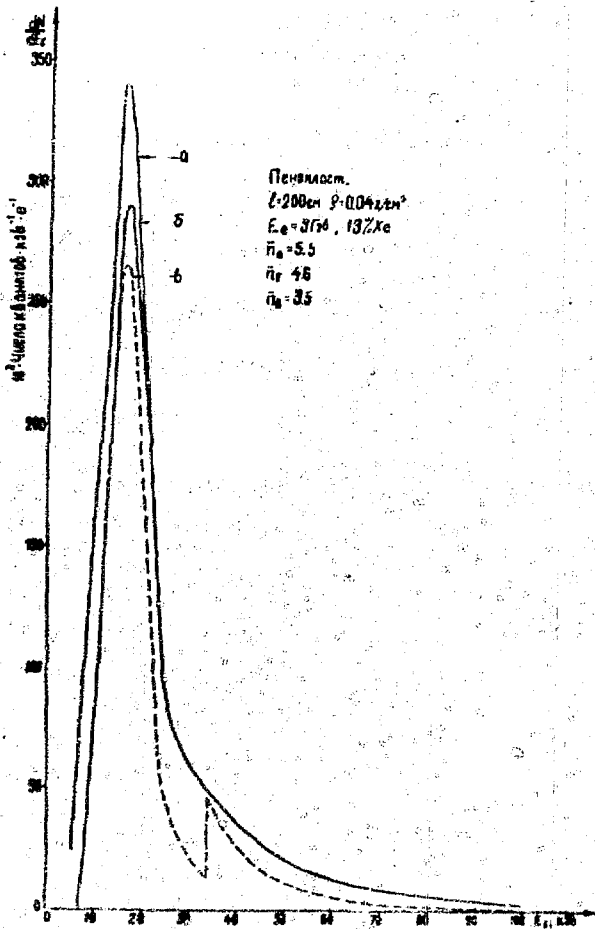


Рис. 3

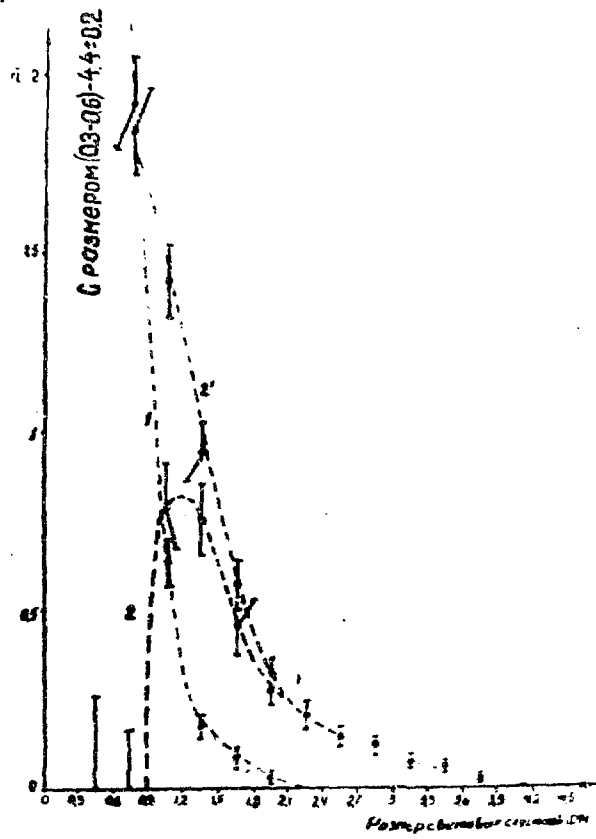


Рис. 4

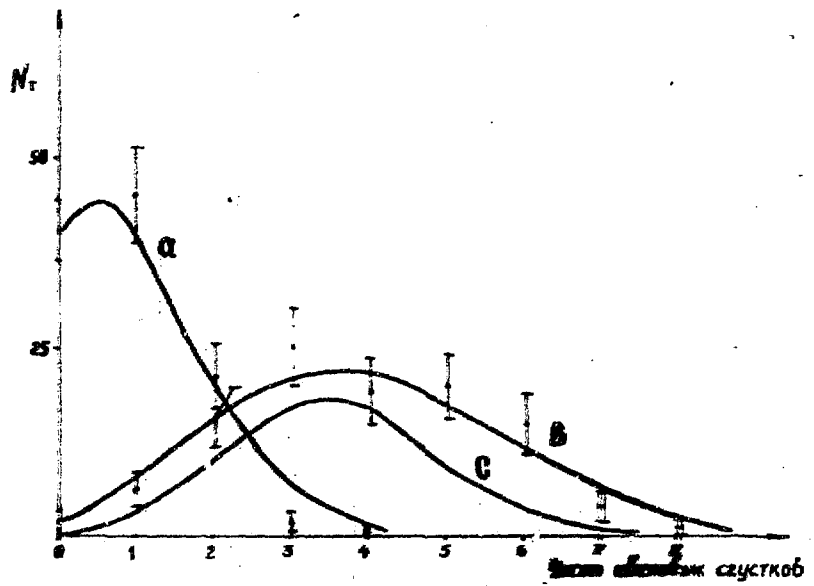


Рис. 5

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А.И.Алиханян, К.М.Авакян, Г.М.Гарибян, М.П.Лорикян, К.К.Шихляров. Изв. АН Арм.ССР, Физика, 5, 267-274 (1970)
2. А.И.Алиханян, Г.М.Гарибян, М.П.Лорикян, К.К.Шихляров. Труды Международной конференции по аппаратуре в физике высоких энергий, 2, 542, Дубна (1970)
3. A.I. Alikhanian, K.M. Avakian, G.M. Garibian, M.P. Lorikian, K.K. Schikhliarov. Phys.Rev.Lett., 25, 636, (1970).
4. А.И.Алиханян, Э.С.Беляков, Г.М.Гарибян, М.П.Лорикян, К.К.Маркарян, К.К.Шихляров. Письма в ИЭФ, 16, 315 (1972)
5. М.П.Лорикян, К.К.Шихляров. Препринт ЕФИ-37 (73)
6. М.П.Лорикян, К.К.Шихляров, В.Я.Яралов. Препринт ЕФИ-31 (73)
7. Т.Л.Асатиани, К.А.Газарян, В.Н.Умиров, В.А.Иванов, А.А.Назарян. Материалы совещания по бесфольмовым искровым и стримерным камерам, Дубна, 15-18 апреля 1969 г., стр.81-84.
8. Л.К.Л. Дайль, Ву Цзянь-Сян. "Принципы и методы регистрации элементарных частиц", М., 1963, стр.86
9. Э.С.Беляков, М.П.Лорикян, К.К.Маркарян, К.К.Шихляров, ПТЭ, 6, 1973, стр.43-45.
10. А.И.Алиханян, Э.С.Беляков, М.П.Лорикян, К.К.Маркарян, К.К.Шихляров. ИЭФ, 65, 1330 (1973)
11. Э.С.Беляков, М.П.Лорикян, К.К.Маркарян, Р.Б.Петросян, Д.К.Парлакян. Препринт ЕФИ-57 (74).

Рукопись поступила 22 апреля 1974 г.



Редактор Л.П.Мукаян

Заказ 0891

ВФ-03403

Тираж 300

---

Подписано к печати 10/X-74 г. Формат издания 30 x 40

1,5 уч.изд.л. Ц.10 к.

---

Отпечатано на ротапринте

Ереванского физического института, Ереван 36, пер.Маркаряна 2