

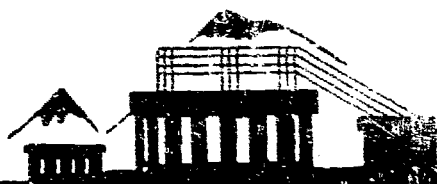
ԵՐԵՎԱՆԻ ԳԱՐԵՎԱԿԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ
ԲՐԱՆՈՒԹՅԱՆ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ
ԻՆՏԵՐԴԻՍԿԻՆԻ ՄԻՈՒՆԻՍԹԵՐԻՏԵՏ

ЕФИ—МЭ—2(70)

*К.М.Авакян, А.И.Алиханян, Г.М.Гарибян,
М.П.Лорикян, К.К.Шихляров*

**РЕГИСТРАЦИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ПЕРЕХОДНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ИСКРОВОЙ КАМЕРЫ**

АРУС



ԵՐԵՎԱՆ

1970

ԵՐԵՎԱՆ

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ВФН-МЭ-2(70)

**К.М. Авакян, А.И. Алиханян, Г.М. Гарибян,
М.П. Лорикян, К.К. Шихляров**

**РЕГИСТРАЦИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ПЕРЕХОДНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ИСКРОВОЙ КАМЕРЫ**

В работе предложен новый метод детектирования рентгеновского переходного излучения с помощью стримерной корковой камеры с добавкой ксенона. В результате в одном и том же приборе осуществляется раздельное наблюдение как излучения, так и частицы. Благодаря наличию ксенона камера имеет большую эффективность регистрации фотонов. Переходное излучение наблюдалось от электронов в интервале энергий $1,2 \div 2,46$ ГэВ. Проведено сравнение теории с экспериментом, результаты которого приведены в таблице.

Развитие физики сверхвысоких энергий привело к необходимости поиска новых методов измерения энергий частиц. Обычно применявшееся черенковское излучение дает возможность измерять лишь $\beta = \frac{v}{c}$ (v - скорость частицы, c - скорость света), что приводит к большим трудностям при его использовании в ультра-релятивистской области. Переходное излучение^[1] привлекает в последнее время к себе все большее внимание ввиду того, что полная интенсивность в направлении движения ультра-релятивистской частицы линейно зависит от $\gamma = \frac{E}{mc^2}$ ^[2]. В работах^[2] . ^[3] было показано кроме того, что основная доля этого излучения находится в рентгеновской области частот. В работах^[4] были найдены и экспериментально подтверждены условия, когда и в оптической области интенсивность переходного излучения сильно возрастает с ростом γ .

Однако малое число фотонов и малые углы испускания по отношению к направлению движения частицы, приводят к большим трудностям как в исследовании, так и в использовании рентгеновского излучения. Первые попытки в этом направлении были предприняты в работах^[5] , в которых была реализована предложенная в^[6] идея регистрации переходных квантов, используя характеристическое излучение.

Недавно рентгеновское переходное излучение в слюистой среде изучалось на пучке электронов с энергиями от 1 до 4 Гэв на Ереванском электронном ускорителе. Рентгеновское переходное излучение регистри-

ровалось с помощью сцинтилляционного счетчика CaI , в центральной части которого было отверстие для свободного прохождения первичных электронов. Эффективность регистрации электронов, т.е. доля случаев, когда хотя бы один из квантов переходного излучения регистрируется счетчиком, для электронов с энергией в 3-4 Гэв оказалась около 10%. В работе [7] заряженные частицы отклонялись от направления распространения переходных квантов с помощью магнитного поля, а затем эти кванты регистрировались полупроводниковым германиевым детектором. Эффективность регистрации позитронов с энергией 2 Гэв в этой работе была равна 27%.

Однако предварительное пространственное разделение частицы от сопровождающего излучения обычно приводит к сильному уменьшению светосилы прибора, а детектирование квантов излучения с помощью сцинтилляционных или полупроводниковых счетчиков затрудняет возможность подсчета их числа. Успех же использования переходного излучения для измерения энергий отдельных частиц зависит не только от наличия достаточно большого числа переходных квантов, вышедших из слоистой среды, но и от эффективности их регистрации с одновременной возможностью подсчета. При отсутствии возможности подсчета числа квантов такая установка может быть использована только как пороговый детектор.

В настоящей работе для регистрации квантов переходного излучения используется стримерная искровая камера с добавкой Xe . Камера наполнялась смесью, состоящей из 30% He и 70% Ne при атмосферном давлении. Добавка Xe составляла 10% и 15% от этой смеси. Для удовлетворительной работы в камеру вводились пары иода с давлением 10^{-2} тор.

Преимущество этого метода заключается в том, что в одном и том же приборе осуществляется раздельная регистрация как излучения,

так и частицы. Благодаря наличию Xe камера имеет большую эффективность регистрации фотонов. В принципе возможно подобрать такой режим работы стримерной камеры, когда в одной и той же камере со 100% эффективностью регистрируются фотоны в широком интервале энергий. Высокое пространственное и угловое разрешение камеры позволяет с хорошей точностью производить подсчет числа электронов, образованных переходными фотонами, в любом интервале углов. Очевидно, что в данном случае оптимально решается также и вопрос светосилы прибора, что крайне важно для эксперимента.

Схематически установка показана на рис. 1. Электроны с данным импульсом $\left(\frac{\Delta p}{p} \sim 1\%\right)$ проходят через мишень М, представляющую собой слоистую среду, и вместе с переходными квантами, образованными в этой среде, регистрируются в искровой камере ИК. Отбор электронов, проходящих через центр слоистой среды и искровой камеры, осуществляется посредством симметричных счетчиков S_1, S_2 и S_3 , причем счетчик S_1 имел в середине отверстие диаметром 0,5 см и был включен на антисовпадение с S_2 и S_3 . Расстояние от слоистой среды до камеры составляло 11 метров. Длина камеры вдоль трека составляла 80 см, ширина 10 см, а высота - 20 см. Для уменьшения тормозного излучения и поглощения фотонов в воздухе на всем пути электронов были установлены трубы диаметром 10 см, откачанные до давления 10^{-2} тор. Окна в трубах и выходное окно искровой камеры были выполнены из майлара толщиной 15 мк. Фотографирование треков в искровой камере производилось в направлении электрического поля двумя стереоскопическими аппаратами.

Измерения в каждом случае производились в две серии: с мишенью из слоистого вещества и со сплошной мишенью того же материала и эквивалентной толщины. Так как в последнем случае переходные кванты не образовывались, то эти измерения давали фон, обусловленный тормозным излучением в мишени и δ - электронами, образованными

в газе камеры. Геометрия установки позволяла регистрировать в искровой камере кванты с максимальным углом излучения, равным $4 \cdot 10^{-3}$ рад. Измерения проводились со слоистой средой, состоящей из пленок полиэтилена с толщиной $a = 45$ мк, со средним расстоянием между ними $b = 500$ мк при числе пленок $N = 500$ и $N = 1000$. Помимо этого в качестве мишени был использован пенопласт толщиной 2 г/см^2 .

Отбирались и обрабатывались те кадры, где имелась одна первичная проходящая частица, независимо от того были в кадре фотоэлектроны или нет. На рис. 2 приведено одно характерное событие регистрации первичной частицы и 2 фотонов по фотоэлектронам, отмеченным стрелками. Результаты измерений приведены в таблице. В первой графе даны характеристики мишени и количество Xe . Во второй графе указан импульс первичных электронов. В третьей графе приведена эффективность регистрации этих частиц по переходному излучению. В четвертой графе дано отношение полного числа фотоэлектронов к общему числу случаев, т.е. среднее число переходных квантов на одну первичную частицу. В этих данных уже учтен фон. В пятой графе дано расчетное значение этого числа. В шестой и седьмой графах приведены соответственно, средние значения числа δ -электронов и тормозных квантов, полученные в фоновых измерениях. Каждой группе измерений соответствует около 120 обработанных кадров.

Из этой таблицы видно, что зависимость эффективности регистрации W и среднего числа квантов \bar{N} от энергии частицы можно считать линейной. Более точное определение хода этих зависимостей ограничивается пределами экспериментальных ошибок. Что же касается величины N_{δ} , то она в пределах ошибок эксперимента не зависит от энергии электронов и характера мишени, а $N_{\text{т.р.}}$ зависит от толщины мишени и не зависит от энергии электронов, что вполне естественно.

Из анализа экспериментального материала следует, что в фоновых измерениях число кадров с двумя и большим количеством вторичных электронов мало. Эти результаты легко понять если учесть, что общая длина мишени составляла 0,1 радиационной единицы, т.е. вероятность излучения одновременно двух тормозных квантов незначительна, тогда как количество пленок в стопке было подобрано, так чтобы среднее число переходных квантов было около единицы.

Приступим к теоретическому анализу полученных результатов. Среднее число квантов переходного излучения, образованных в одной пластине, входящей в состав стопки, состоящей из N пластин, выражается формулой [9]

$$\frac{d\bar{N}_1}{d\omega} = \frac{1}{N} \frac{dN}{d\omega} = \frac{4}{137 \cdot \pi} \cdot \frac{\omega_p'^2}{\omega^3} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(k+d) \sin^2 \left[\pi \frac{a}{p} \left(k+d + \frac{\omega_p''}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_p'} \right) \right]}{\left(k+d + \frac{\omega_p''}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_p'} \right)^2 \left(k+d + \frac{\omega}{\omega_p'} \right)^2}$$

где

$$\omega_p' = \frac{4\pi\nu}{p(1-\beta^2)}, \quad \omega_{a,p}'' = \frac{(a,p)\beta}{4\pi\nu}, \quad \beta = \frac{4\pi ne^2}{m}, \quad d = \left\{ \frac{\omega_p''}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_p'} \right\} - \left(\frac{\omega_p''}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_p'} \right).$$

а фигурные скобки в последнем выражении означают целое большее числа внутри скобки. Согласно [9] среднее число квантов переходного излучения определяется приведенной формулой, если $\frac{\omega_p'}{\omega} \ll N \ll \frac{4\omega^2}{\beta}$.

Нетрудно убедиться, что в нашем случае эти условия удовлетворяются.

Отметим кроме того, что член ряда с номером k дает число квантов, испущенных под углом $\vartheta_k = \sqrt{\frac{4\pi\nu}{p\omega}} (k+d)$. В случае полиэтилена $\beta = 10^{33} \text{ сек}^{-2}$, $a = 4,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}$, $p = a + b = 5,45 \cdot 10^{-2} \text{ см}$.

Для электронов с энергиями $E = 1,2; 2,0$ и $2,4$ Гэв кривые, рассчитанные по приведенной формуле изображены на рис.3, причем они получены для углов излучения фотонов в интервале $(0 \div 4) \cdot 10^{-3}$ рад.

При вычислении числа квантов, вышедших из N -пластинчатой стопки, необходимо учесть также и поглощение этих квантов в стопке, в которой они генерируются. Учет этого обстоятельства приводит к

тому, что спектральное распределение числа образованных переходных квантов в одной пластине умножается не на число пластин N , а на $N(\omega) = \frac{1 - e^{-a \cdot \mu(\omega)}}{1 - e^{-a \cdot \mu(0)}}$, где $\mu(\omega)$ есть коэффициент поглощения квантов в веществе пленки, выраженный в см⁻¹.

Для получения наблюдаемого числа фотонов (фотоэлектронов) необходимо умножить спектр квантов, вышедших из сложной среды, на прямую поглощения их в Xe .

Просуммировав каждый из вычисленных таким образом спектров зарегистрированных квантов по всем частотам, мы для числа фотоэлектронов получаем значения, приведенные в пятой графе таблицы.

Из сравнения с четвертой графой видно что экспериментальные значения в 3-4 раза меньше теоретических. Такое расхождение, по всей видимости, обусловлено как тем что часть из образовавшихся в искровой камере следов фотоэлектронов могла быть незаметна из-за короткого пробега, так и недостаточен точным учетом поглощения квантов переходного излучения.

Большой интерес представляют результаты измерений с мишенью из пенопласта. Эта мишень не имеет упорядоченной структуры и состоит из хаотически расположенных пор с различными как толщинами стенок пор, так и размерами самих пор. Образование переходного излучения и в этом случае говорит о том, что для его генерации нет необходимости иметь периодическую структуру, а достаточно наличия границ раздела сред. Это обстоятельство сильно упрощает вопрос создания генераторов переходного излучения.

Наши наблюдения дают основания для создания системы из сложной среды и искровой камеры, в которой трети частиц с большими значениями $\gamma = \frac{E}{mc^2}$ будут отличаться от остальных благодаря характерному сопровождению следами фотоэлектронов. При известном импульсе частиц (например, когда искровая камера находится в магнитном поле) величины p и γ позволяют установить природу частицы.

Мы думаем, что предлагаемый метод может быть использован весьма эффективно при энергиях частиц в сотни миллиардов электронвольт.

В заключение мы приносим благодарность А.Ц.Аметуни, С.К.Есину, за содействие в проведении работы, Э.М.Матеросяну, Р.А.Ковалову и А.Нутафяну за помощь в создании экспериментальной установки и техническому персоналу АРЭС за благоприятные условия проведения эксперимента.

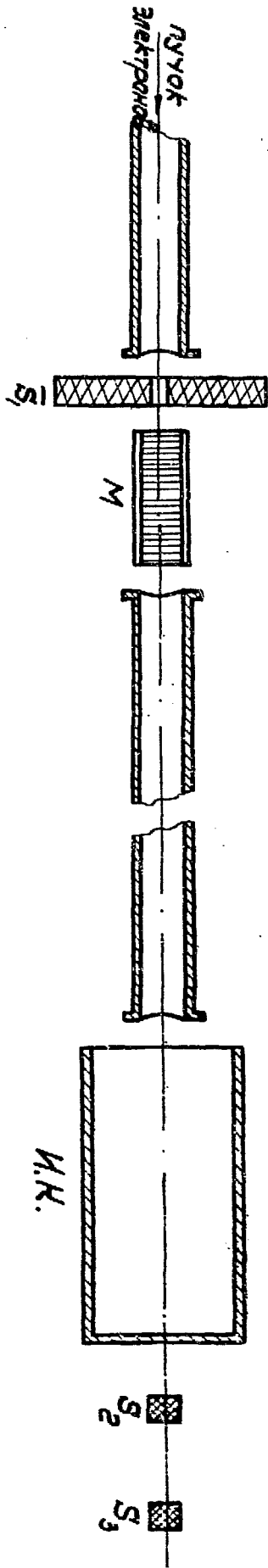
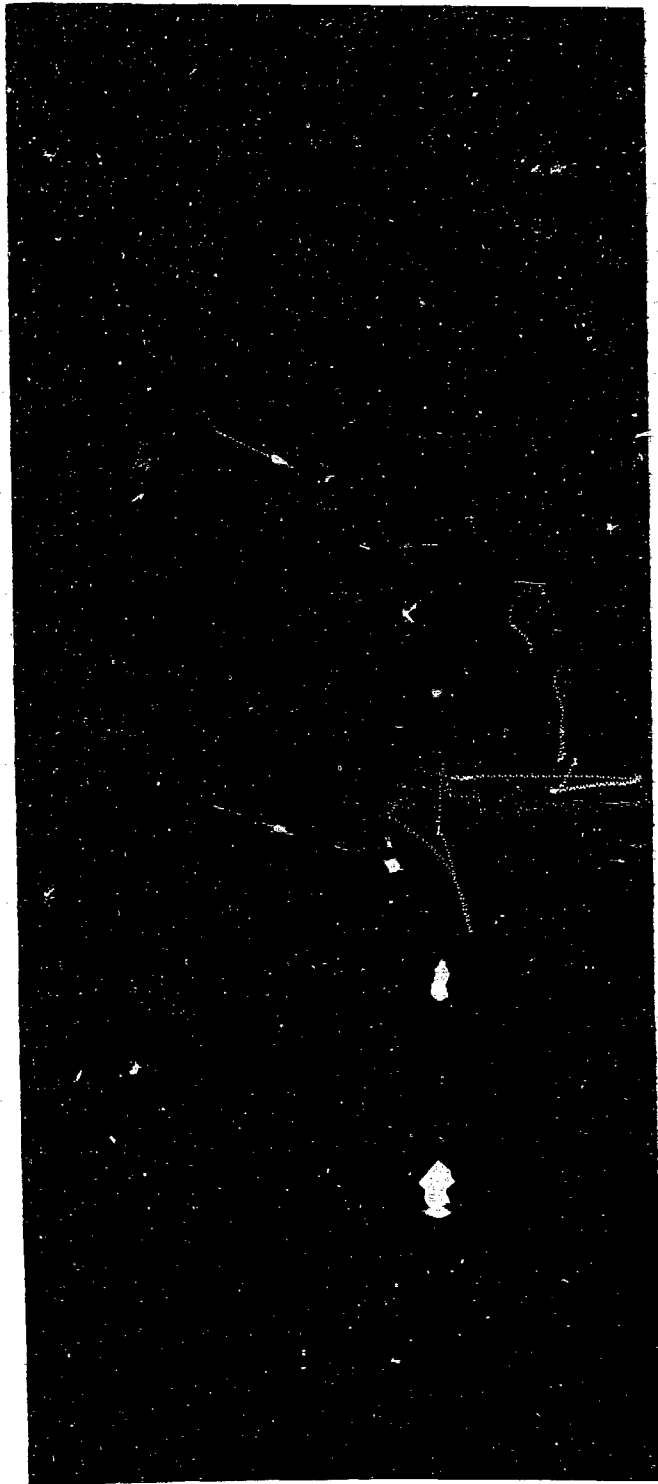


Рис. 1

Таблица

Вид мишен и концентрация Xe	Импульс ГэВ	W	\bar{N}	$N_{теор.}$	δ	$N_{тор}$
Полуэтилен N=1000 10% Xe	1.2	0.37 ± 0.1	0.56 ± 0.136	1.5	0.48 ± 0.07	0.16 ± 0.04
Полуэтилен N=1000 10% Xe	2.0	0.67 ± 0.13	1.06 ± 0.15	4.3	0.40 ± 0.06	0.174 ± 0.041
Полуэтилен N=500 10% Xe	2.46	0.62 ± 0.13	0.93 ± 0.136	3.8	0.37 ± 0.06	0.07 ± 0.026
Полуэтилен N=1000 15% Xe	2.0	0.67 ± 0.13	1.21 ± 0.14	4.9	0.31 ± 0.059	0.20 ± 0.045
Пенопласт 2г/см^2 10% Xe	2.0	0.86 ± 0.13	1.05 ± 0.13		0.4 ± 0.06	0.085 ± 0.027



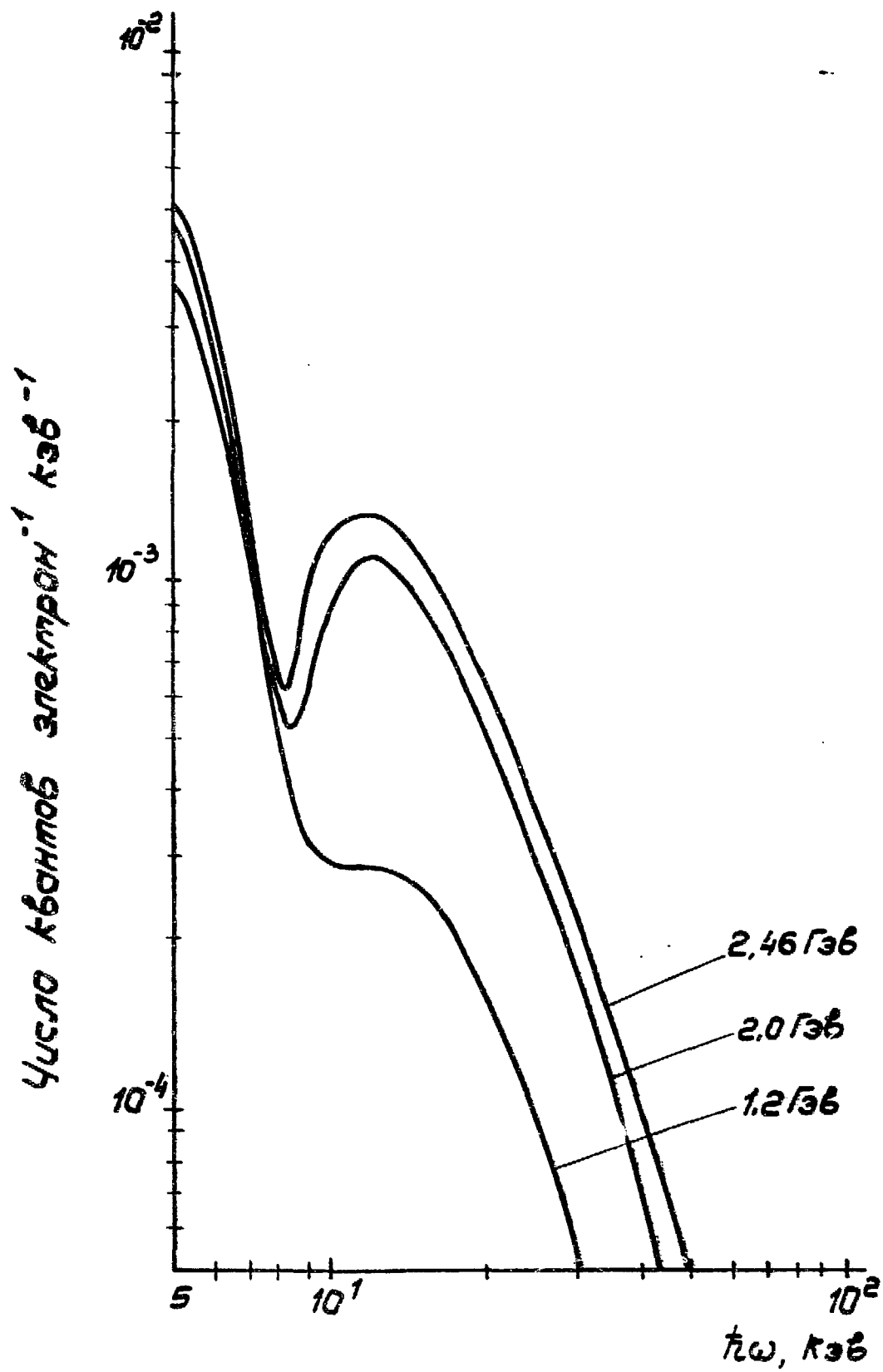


Рис. 3.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В.А.Гинзбург, И.М.Франк. ЖЭТФ 16, 15 (1946).
2. Г.М.Гарибян. ЖЭТФ 37, 527 (1959).
3. К.А.Барсуков. ЖЭТФ, 37, 1828 (1959).
4. К.А.Испирян, А.Г.Оганесян, Изв.АН Арм.ССР, физика 3, 240 (1969);
Alikhanian A.I., Garibian G.M., Ispirian K.A., Laxiev E.M.,
Oganessian A.G., Proc. Inter. Symp. Nucl. Electr. V.3. High
Energy Instr., Versailles, 1968.
5. Ф.Р.Арутюнян, К.А.Испирян, А.Г.Оганесян № I, 842 (1965);
Ф.Р.Арутюнян, К.А.Испирян, А.Г.Оганесян, А.А.Франгян.
ЖЭТФ 52, 1121 (1967),
Alikhanian A.I., Leeb Lectures, Harvard University February
1965.
6. А.И.Алиханян, Ф.Р.Арутюнян, К.А.Испирян, Н.И.Тер-Микасели,
ЖЭТФ 41, 2002 (1961).
7. Yeh L.C.L., Wang C.L., Eisenstein S., Phys. Rev. Lett. 23, 496
(1969).
8. Г.М.Гарибян, доклад ИИМ-ТО-4(70).

Рукопись поступила 10-го апреля 1970г.



Заказ 217

Г 00026

Тираж 300

**Исследовательско-поисковый сектор Краеведческого филологического
института, Ереван 36, Наринян, 2**