

Համալսարան

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ԳԻՏԱԿԱՆ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄ ՆԱՍՏԻՄԱՆ ԿՈՄԻՏԵ
НАУЧНОЕ СООБЩЕНИЕ

ЕФ11-58(74)

М.П. Лорикян

Կ ՎՈՒՐՈՍՍ Օ ՄԵՏՈԴԱՒ ԻՍՏԵԴՈՎԱՆՆՅԱԿ
ՆԵՐԵՒՈԴՈՂՈ ԻՅԼՒՇՈՒՄՆՅԱԿ



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное союдение ЕФИ-58(74)

М.П. ЛОРИКЯН

К ВОПРОСУ О МЕТОДАХ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЕРЕХОДНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ

Ереван 1974

M. P. LORIKIAN

ON THE TECHNIQUE OF TR INVESTIGATION

The features of experimental investigations of transition radiation are discussed. Owing to high radiation losses of electrons, the precautions are to be exerted at the detection of transition radiation, as the effects in question could bring to large background depending on the geometry of radiator.

Yerevan Physics Institute
Yerevan, 1974

УДК.538.56:539.12

Научное сообщение ЕФИ-58(74)

М. П. ЛОРИКЯН

К ВОПРОСУ О МЕТОДАХ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЕРЕХОДНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ

В работе обсуждаются особенности экспериментальных исследований переходного излучения электронов. В связи с относительно большими радиационными потерями энергии электронов, необходимо проявить определенную осторожность при регистрации переходного излучения, так как эти процессы могут привести к большому фону, который зависит от геометрии радиатора и может имитировать исследуемый эффект.

Ереванский физический институт
Ереван 1974

© Ереванский физический институт, 1974

Для исследования переходного излучения в рентгеновском диапазоне частот используются электронные пучки, так как в области достигнутых в настоящее время энергий тяжелых частиц интенсивность переходного излучения незначительна.

В связи с тем, что электрон в веществе теряет энергию в основном на радиационные процессы, надо проявить большую осторожность при исследовании переходного излучения. Необходимо всегда выделять те электроны, которые прошли через радиатор не потеряв большую энергию. Большие потери энергии практически всегда сопровождаются образованием электрон-фотонных ливней, которые, как мы увидим в дальнейшем, могут создать серьезные трудности.

В этом отношении стоит подробно проанализировать работы [1,2], где ввиду отсутствия жесткого отбора электронов, проходящих через радиатор и всю установку без существенных потерь энергии, практически регистрировался фон, сильно зависящий от геометрии установки и имитирующий эффект.

Подробная критика этой работы, по поводу выбора параметров слоистой среды и учета многократного рассеяния, приведена в работе Гарибяна [3], поэтому мы эту сторону вопроса не будем рассматривать.

Для лучшего понимания дальнейших рассуждений на рис.1 приведена экспериментальная установка, используемая в работе [2]. Приве-

дем вкратце основные характеристики установки, которые будут необходимы для дальнейшего обсуждения. Как полезные события, регистрировались случаи, когда сцинтилляционные счетчики S_1 и S_2 давали совпадения, но через сцинтилляционный счетчик S_3 не проходила заряженная частица. При этом кристаллический счетчик $NaJ(Tl)$ регистрировал нейтральное излучение в совпадении с импульсом от S_1, S_2 . Область энергии регистрируемых фотонов была $\sim 10-100$ кэв. Счетчики S_1, S_2 имели размеры $3 \times 7 \times 0,5 \text{ см}^3$. Магниты OM_1-OM_4 отклоняют заряженные частицы, так чтобы они не падали на спектрометр $NaJ(Tl)$. Зазор магнитов 6 см. Сложный радиатор собирался с помощью металлических колец с диаметром отверстия 10 см, расположенных между слоями бумаги. Использовались разные слоистые среды с числом пластин от 10 до 1050, толщиной от $2,8 \cdot 10^{-3}$ см до $2,4 \cdot 10^{-2}$ см.

Из схемы экспериментальной установки видно, что счетчики S_1 и S_2 , которые определяют прохождение электрона через радиатор, расположены непосредственно около радиатора. Так как размеры S_1 и S_2 достаточно большие, относительно величин зазоров магнитов, незначительные отклонения частицы от пути приводят к её попаданию в полюса.

Таким образом, в данной установке не произволился отбор тех электронов, которые проходят через радиатор, не теряли на радиационные процессы большую энергию и проходили через всю установку не касаясь металлических узлов. Средние потери энергии на радиационные процессы составляют ~ 15 Мэв на 1 г/см^2 , а средние потери энергии на переходное (резонансное) излучение составляют всего несколько кэв. Учитывая еще и то, что радиационные процессы

с большими потерями энергии сопровождаются большой вероятностью образования электрон-фотона ливней, мы видели, что были созданы крайне неблагоприятные условия для наблюдения переходного излучения (ожидаемая частота образования переходных фотонов $\sim 10^{-2}/\text{эл}$). Теперь подробно рассмотрим процессы, происходящие в радиаторе, и возникающие при этом эффекты.

Среднее число фотонов с энергиями, больше 1,5 Мэв, образованных в ливне электроном с энергией 400 Мэв на глубине вещества 0,1 рад. единиц составляет $\sim 1,2^{[4]}$. Исходя из этого среднего значения и предполагая, что флуктуация ливневых чг, тип подчиняется распределению Пуассона, находим, что вероятность образования ливня с нулевым числом фотонов (отсутствие ливня) = 10%, а вероятность образования ливня с числом фотонов больше, чем два, соответственно $\sim 25\%$. То есть 90% электронов, проходя через радиатор толщиной 0,1 рад. длины образуют ливни, числом фотонов больше, чем 1, причем 25% случаев образуют ливни с двумя и более фотонами. Часть этих ливневых частиц попадет на металлические части установки, например, на оправу радиатора и на полюса магнитов OM_1-OM_4 и образует новые ливни уже с огромным числом частиц, так как эти узлы достаточно массивны. То есть образуется большое фоновое излучение в любом интервале частот. Опять заряженная компонента отклоняется магнитами OM_1-OM_4 , а нейтральная часть регистрируется спектрометром $NaJ(Tl)$, как эффект.

Кстати говоря около 15% электронов с энергией 400 Мэв, проходящих через радиатор и S_1, S_2 , вследствие многократного рассеяния, попадают на полюса магнитов и естественно образуют большой фон, такого же характера, который регистрируется уста-

новкой.

Система полюсов магнитов и оправа радиатора имеют такое расположение, что в основном излучение падает на них под скользким углом, поэтому лучи развиваются по направлению к NaJ , а воздушный промежуток между полюсами магнитов способствует хорошему распространению вышедших в воздух ливневых фотонов к спектрометру $NaJ(Tl)$.

Очевидно, что число частиц, падающих на эти металлические узлы, будет расти с ростом поперечных размеров ливня. С другой стороны, геометрические размеры ливня растут с уменьшением плотности среды, так как такой же ливень при малой плотности вещества будет развиваться в более большем объеме. Следовательно излучение, регистрируемое в $NaJ(Tl)$, зависит от плотности радиатора, причем с уменьшением этой плотности интенсивность излучения растет.

Таким образом, становится понятной причина увеличения излучения, когда взамен сплошного-эквивалентного радиатора устанавливался слоистый, а также увеличение интенсивности излучения с увеличением расстояния между плёнками. К сожалению, геометрия установки крайне неудобна для расчета интенсивности излучения регистрируемого спектрометром, но совершенно очевидно, что она сильно влияет на регистрацию излучения, тем более, что плотность и длина эквивалентного радиатора и слоистых радиаторов сильно отличаются друг от друга (~ 10 раз).

Отсюда следует, что интенсивность наблюдаемого излучения при одинаковом количестве вещества и энергии электронов, зависит только от средней плотности радиатора, её полной длины и не

должна зависеть от количества и толщины плёнок. (От чего, кстати говоря, должна зависеть интенсивность переходного излучения).

Для иллюстрации на рис.2 приведены спектры излучения, заимствованные из работы [2] (рис.6). Здесь просто рисунок 6а сопоставлен с рисунком 6б, причем темным кружкам рисунка 6а соответствует сплошная линия, а светлым кружкам - верхняя итрих-пунктирная. Мы видим, что, хотя итрих-пунктирная кривая соответствует радиатору, толщиной плёнок $a=9,3 \cdot 10^{-3}$ см, количеством 780, а для светлых кружков $a=2,43 \cdot 10^{-2}$ и $n=300$, но эти два спектра полностью совпадают. Внимательно посмотрев на таблицу мы увидим, что у этих радиаторов совпадают и плотности и длины. То же самое и наблюдается между сплошной кривой и квадратиками.

Таким образом экспериментально подтверждается, что регистрируемое излучение зависит от геометрических параметров радиатора, а не от числа и толщины плёнок от которых должна зависеть интенсивность резонансного излучения.

Теперь обратим внимание на рисунок 8 этой же работы [2], где приведены отношения выхода резонансного излучения при различном количестве слоев к выходу при $n=300$. Из рисунка следует, что при всех значениях n от 10 до 300 это отношение не зависит от частоты фотонов во всем измеряемом интервале 28 ± 40 кэв. Простым вычислением можно показать, что отношения выходов излучения, например, от 10 плёнок к излучению от 300 плёнок при данной толщине плёнок ($2,43 \cdot 10^{-2}$) для энергии фотона $E_\gamma=10$ кэв, 20 кэв и 40 кэв должны быть: 0,4; 0,11 и 0,08 соответственно. Это происходит из-за того, что при увеличении количества плёнок, мягкие фотоны, образованные в начальной части радиатора, поглощаются сильнее при прохождении через следующие пластины чем жесткие, поэтому

их число на выходе растет слабее чем число жестких фотонов. Отсутствие такой зависимости отношения интенсивности излучения от частоты фотонов можно объяснить только тем, что это регистрируемое излучение не возникает в радиаторе, хотя инициируется ливнями, образованными в радиаторе.

Привлекает внимание также результаты, проведенные этой же группой в работе [5], где на рисунке 3 представлены спектры тормозного излучения из оргстекла толщиной 2,3 см и 3 и Al толщиной 3 см и 2,2 см при разных энергиях. Причем в области энергии до 0,6 Гэв результаты взяты из вышеназванной работы [1,2], а результаты для энергии 2,8 Гэв получены при правильной регистрации электрона проходящего через радиатор. В этой работе наблюдается большая расходимость между расчетом по теории [7] и экспериментальными результатами, полученными в работе [1,2] (до 600 Мэв). Хотя авторы пытаются объяснить это наличием границ, но при толщине вещества 2 + 7 см, когда зона формирования фотонов в веществе $\sim 10^{-3}$ см, влияние границ, очевидно, не может быть существенным. Такое сильное превышение результатов в области до 600 Мэв объясняется тем же эффектом образования ливней.

Объясним теперь наблюдаемую в эксперименте зависимость интенсивности излучения от энергии электронов. Для этого будем пользоваться дифференциальным спектром ливневых частиц (в интегральном спектре имеется такая же зависимость) в приближении A .

$$N_0(E_0, E, t) = A \left(\frac{E_0}{E} \right)^S \frac{dE}{E} \quad (1)$$

$$t = \frac{1}{\lambda'_1(S)} \ln \frac{E_0}{E}, \quad (2)$$

где A слабо зависящий коэффициент от E_0 и S параметр дается в таблице и определяется выражением (2), E - энергия рассматриваемой частицы в ливне, t - глубина в радиационных единицах. Из выражения (2) следует, что при постоянном значении t , $\lambda'_1(S)$ уменьшается с уменьшением E , а из таблицы [5a] следует, что при этом S растет, т.е. уменьшением начальной энергии интенсивность излучения начинает сильнее зависеть от энергии первичных электронов. Например, если взять $t = 5$ и $E = 60$ Мэв, то для $E_0 = 600$ Мэв, $S = 1,7$; а при $E_0 = 200$ Мэв, $S = 2,1$. Таким образом качественно объясняется почему в области больших энергий зависимость интенсивности излучения от энергии электронов более слабая чем в области малых энергий.

К сожалению нет возможности рассчитать фоновое излучение регистрируемое установкой, но приведенный выше анализ показывает, что эта установка не могла разделять случай прохождения электронов через радиатор без существенных потерь энергии на радиационные процессы. Вероятность образования электрон-фотонных ливней значительно превышает вероятность образования переходного (резонансного) излучения, поэтому в эксперименте регистрируются продукты электрон-фотонных ливней.

Для исключения фоновых явлений подобного характера необходимо тщательно следить за проходящим электроном и регистрировать только те случаи, когда электрон прошел всю установку без существенных потерь энергии и образования вторичных частиц, как это делается в [8,9] и в работе [5] в области энергии 2,8 Гэв.

Автор благодарит Г.М.Гарибяна, А.Ц.Аматуня за полезное обсуждение.

Таблица

обозначения	l см	t %см ²	ρ %см ³	n	ω см	L
x—x	$9,3 \cdot 10^{-3}$	3,52	0,09	150	38	28,8
—	$9,3 \cdot 10^{-3}$	6,2	0,127	780	49,5	5,84
—	$9,3 \cdot 10^{-3}$	6,2	0,067	780	91,4	11,6
x	$2,43 \cdot 10^{-2}$	2,07	0,042	100	49,5	19,8
o	$2,43 \cdot 10^{-2}$	6,2	0,07	300	87,2	11,1
•	$2,43 \cdot 10^{-2}$	6,2	0,087	500	71,3	8,85
Δ	$2,43 \cdot 10^{-2}$	6,2	0,15	500	40,2	4,54
\square	$2,43 \cdot 10^{-2}$	6,2	0,11	300	55,1	6,59
■	$2,43 \cdot 10^{-2}$	6,2	0,21	500	29,2	3,0

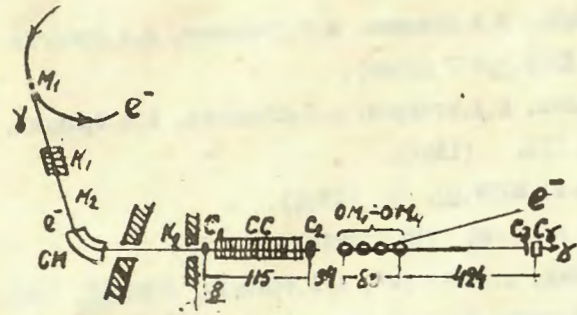


Рис.1 Вид экспериментальной установки.

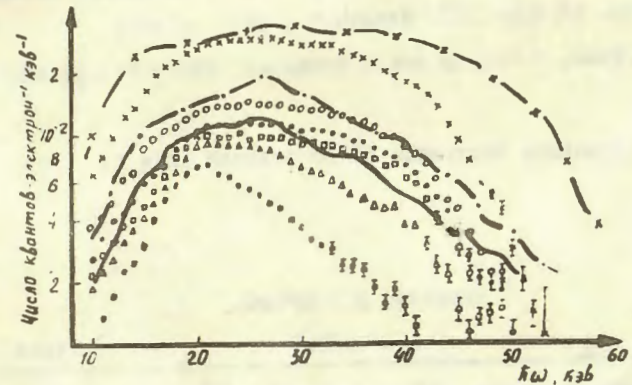


Рис.2 Спектры переходного (резонансного) излучения в разных радиаторах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф.Р.Арутюнян, К.А.Испирян, А.Г.Оганесян, А.А.Френгян.
Письма в ЖЭТФ, 4, 277 (1966).
2. А.Р.Арутюнян, К.А.Испирян, А.Г.Оганесян, А.А.Френгян.
ЖЭТФ, 52, II2I (1967).
3. Г.М.Гарибян. ЖЭТФ, 60, 39 (1971).
4. Magal. Zf. Phys. 186, 319 (1965).
5. Ф.А.Арутюнян, А.А.Наварян, А.А.Френгян. ЖЭТФ, 62, 2044 (1972).
6. Б.Росси. Частицы больших энергий. Госиздат, Москва, 1955.
7. М.Д.Тер-Микаелян. ДАН СССР, 94, 1033, 1954; Изв. АН СССР, серия
физическая, 12, 657 (1956).
8. К.М.Авакян, М.И.Алиханян, Г.М.Гарибян, М.П.Лорикян, К.К.Ших-
ляров. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 5, 267 (1970).
9. Luke C.L.Yuan, C.L.Wang and S.Frunster, Phys.Lett. 23, 496 (1969)

Рукопись поступила 27-го февраля 1974 г.

Редактор Л.П.Мукаян

Заказ 0644

ВФ-03260

Тираж 300

Подписано к печати I/IV-74г. Формат издания 30 x 40
0,7 уч. изд. л. Ц. 6 к.

Отпечатано на ротапринтере
Ереванского физического института, Ереван 36, пер. Маркаряна 2