

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ

На правах рукописи

Лорикян Мартирос Петросович

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ В ПОРИСТЫХ И
СЛОИСТЫХ СРЕДАХ

(01.04.01-экспериментальная физика)

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации, представленной на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук

Новосибирск

1974

Работа выполнена в Ереванском физическом институте

ОФИЦИАЛЬНЫЕ ОППОНЕНТЫ:

Член-корреспондент АН СССР БАЛДИН Александр Михайлович
(г.Дубна)

Член-корреспондент АН СССР ПРОКОШКИН Юрий Димитрович
(г.Серпухов)

Доктор физ.мат.наук АСАТИАНИ Тина Левановна (г.Ереван)

Ведущее предприятие - Физический институт АН СССР (г.Москва)

Автореферат разослан " _____ " _____ 1974 г.

Защита диссертации состоится " _____ " _____ 1974 г.
на заседании Ученого совета Института ядерной физики СО АН
СССР.

Адрес: г.Новосибирск-90, Институт ядерной физики,
конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в ЦНТБ. Адрес:
г.Новосибирск-90, Академгородок, Вычислительный центр.

Отзывы на автореферат в двух экземплярах, заверенные
гербовой печатью, просим направлять по адресу: 630090,
Новосибирск, ИЯФ СО АН СССР.

Ученый секретарь Совета
доктор физ.мат.наук

(Б.В.Чириков)

Электромагнитные процессы, возникающие при прохождении заряженных частиц через вещество, привлекают к себе внимание не только с чисто научной точки зрения, а еще и тем, что самые разнообразные эффекты этой области явлений находят широкое практическое применение. Достаточно отметить, что в основе всех методов регистрации частиц лежат эффекты, вызываемые чисто электромагнитными взаимодействиями заряженных частиц с веществом.

Используемые до настоящего времени явления ионизации атомов среды и излучение Вавилова-Черенкова не позволяют решать множество задач, поставленных перед экспериментальной физикой в области сверхвысоких энергий. Поэтому в последние годы особо остро ставится вопрос поиска новых методов идентификации частиц.

В 1946 году В.Л.Гинзбургем и И.М.Франком было теоретически предсказано, что равномерно движущаяся заряженная частица испускает электромагнитное излучение при переходе из одной среды в другую. В отличие от черенковского излучения это излучение не имеет пороговых свойств, его интенсивность зависит от энергии частицы и является ненасыщающейся при больших энергиях. Но переходное излучение в оптической области частот не нашло широкого применения. Это обусловлено, во-первых, тем, что расстояния между

больших точностей определения ионизационных потерь энергии частицы в области логарифмического роста.

Другой основной задачей является создание детекторов, которые имеют большее быстродействие, т.е. малое разрешающее время ($< 10^{-9}$ сек) и малое мертвое время ($< 10^{-9}$ сек), большое пространственное ($\leq 10^{-3}$ см) и угловое разрешение ($\sim 10^{-5}$ радиан). При этом очевидно, что стоимость детектора является далеко не второстепенным параметром.

До самых последних лет развитие методов регистрации частиц шло в основном по пути повышения пространственного и временного разрешения и быстродействия детекторов. Но рубеж $t = 10^{-10}$ сек практически еще не взят. По-видимому, это связано с тем, что переход из области $t \sim 10^{-9}$ сек в область $t < 10^{-9}$ сек не может быть осуществлен простым усовершенствованием старых методов, а требует применения новых принципов регистрации частиц. Не преодолен также и рубеж пространственного разрешения $< 0,1$ мм, что также требует принципиального изменения подходов к этой проблеме. С этой точки зрения представляет большой интерес вторичная электронная эмиссия из диэлектрических пористых пленок, так как этот процесс практически безынерционный ($t < 10^{-10}$ сек) и область эмиттирования вторичных электронов вокруг точки прохождения частиц составляет $\sim (1-2)$ мк.

Целью настоящей диссертации является исследование переходного излучения в рентгеновском диапазоне частот в пористых средах и в средах с периодически и плоскопараллельно расположенными пластинами, а также исследование управляемой вторичной электронной эмиссии из тонких диэлектрических пористых пленок, находя-

щихся в электрическом поле.

Диссертация состоит из пяти глав.

В первой главе проводится обсуждение теоретических основ переходного излучения и приводится краткий обзор экспериментальных работ. Из этого обзора следует, что переходное излучение в рентгеновском диапазоне частот все больше привлекает внимание специалистов, занимающихся физикой частиц сверхвысоких энергий. Первые конкретные предложения регистрации переходного излучения в рентгеновском диапазоне частот были сделаны А.И.Алиханяном, Ф.Р.Арутюняном, К.А.Испиряном, М.Л.Тер-Микаеляном в 1961 году.

Впервые рентгеновское переходное излучение регистрировалось в 1964 г. Ф.Р.Арутюняном, К.А.Испиряном и А.Г.Оганесяном от μ -мезонов горизонтального потока космического излучения, но исследование свойств этого излучения в данной работе не производилось.

Позже, в 1966 году та же группа поставила эксперимент на пучке электронов с энергией до 600 Мэв. Результаты этих измерений не согласуются с теорией переходного излучения.

В 1969 г. группа Юаня сообщила о регистрации РПИ в слое радиатора, состоящем из алюминиевых фольг при прохождении позитронов с энергией 2,0 Гэв. В этой работе также не были исследованы свойства этого излучения. Эффективность регистрации позитронов была 0,27.

В том же году нами были выполнены исследования РПИ, причем для регистрации фотонов была использована стримерная камера с добавкой ксенона [1, 2, 3, 4, 5]. Начиная с 1970 г. интенсивные исследования РПИ стали проводиться и в других лабораториях, как у

час, так и за рубежом.

Вторая глава диссертации посвящена исследованию свойств и работы стримерной камеры с использованием смеси $Ne + Xe$ [4]. Приводятся результаты исследования рентгеновского излучения в слоистых и користых радиаторах. [1, 2, 3, 5]

Стримерная камера имеет высокое пространственное разрешение, что позволяет без предварительного отклонения частицы, после прохождения радиатора, регистрировать отдельно и частицу и фотоны переходного излучения. Как показано в последующих разделах, это имеет большое значение, так как при прохождении через установку одновременно большого числа частиц, имеется возможность определять, к какой частице относятся данные фотоны.

Немаловажным является практически отсутствие собственных шумов камеры и её высокая чувствительность. Хорошо отлаженная стримерная камера может зарегистрировать даже несколько пар ионов, образованных в её объёме, поэтому порог регистрации камеры определяется в основном поглощением фотонов в окне и на пути к камере, а не самой камерой.

В стримерной камере определяется число фотонов, а не энергосвыделение. Это обстоятельство также может иметь важное значение, так как в данном случае фотон, имеющий небольшую энергию, регистрируется как событие, а в случае метода энергосвыделения не все фотоны на фоне ионизационных потерь энергии частицы могут быть зарегистрированы. Данная методика позволяет также изучать флуктуации числа фотонов переходного излучения, что является крайне важным обстоятельством при использовании этого излучения для детектирования частиц.

При изучении редких событий существенным является также возможность фоторегистрации, особенно когда мы имеем группу частиц, одновременно проходящих через камеру (установку). Например, известно, что частицы сверхвысоких энергий космического излучения, в основном, идут в сопровождении других частиц и в этом случае без визуального наблюдения трудно отдельно регистрировать каждую частицу.

Впервые испытание работы стримерной камеры с добавкой Xe было выполнено Б.А. Долгошеиным и Б.И. Родоновым, но детальные исследования таких камер произведены К.М. Авакяном и Э.М. Матевосяном по инициативе автора диссертации для регистрации переходного излучения.

Нами исследовалась камера с входным окном из майлара для прохождения фотонов с энергией $h\nu > 5$ кэВ. Камера имела длину 80 см, ширину (по электрическому полю) 10 см и высоту 20 см. Была исследована работа камеры при концентрациях Xe от 10% до 20%. Режим питания камеры подбирался таким, чтобы длина стримеров не превышала 3 см. Было установлено, что с ростом концентрации Xe число стримеров на единицу длины трека проходящей частицы линейно растёт.

Изучалось также влияние фотоэлектронов переходного излучения на режим работы камеры. Было обнаружено, что в окрестности образования фотоэлектронов от переходных квантов происходит "гашение" стримеров на треке проходящей частицы. Эффект "гашения" проявлялся сильнее при отсутствии иода в объёме камеры. Этот эффект, по-видимому, связан с тем, что в области образования большой удельной ионизации, электрический разряд имеет недостаточно высокий

динамический импеданс и электрическое поле падает, поэтому в этой области стримеры с малой ионизацией не успевают развиваться.

Влияние паров иода на эффект "гашения", возможно, связано с сильным поглощением ультрафиолетового излучения иодом в районе длин волн $\sim 1600 \text{ \AA}$ и эффектом прилипания электронов к атомам иода. Вследствие этого, стример в области большой удельной ионизации не возрастает сильно и электрический импеданс разряда в этой области не так резко падает, как в случае отсутствия иода. Эффект "гашения" не приводит к уменьшению эффективности регистрации фотонов, а наоборот, в некоторых случаях способствует лучшему разделению фотоэлектронов от трека частицы.

Для наглядности на рис. I приведены характерные события регистрации фотонов переходного излучения в камере без иода (а), а с иодом (б), (в этих случаях частица после прохождения радиатора отклонялась с помощью магнита) и в случае отсутствия отклонения частицы (б) с иодом.

Результаты исследования переходного излучения в слоистом радиаторе, состоящем из слоев полиэтиленовых плёнок, расположенных на расстоянии друг от друга $b = 0,5 \text{ мм}$ и имеющих толщину 40 мк , показали, что среднее число фотоэлектронов N , зарегистрированных в стримерной камере с добавкой Хе - 15%, при энергии электронов $3,0 \text{ ГэВ}$ составляет $N = 1,21 \pm 0,04$ и линейно растёт с ростом энергии электронов. Эффективность регистрации электронов была $N = 0,67$, она также линейно растёт с ростом энергии электронов. Отметим, что полученная нами эффективность регистрации электронов значительно превосходила результаты из известных работ.

- 10 -

Сравнение экспериментальных результатов с теорией переходного излучения показало, что во всем диапазоне энергии электронов $E = (1,2 \div 2,5) \text{ ГэВ}$ имеется удовлетворительное согласие. Недавно такой же результат был получен в работе В.И. Николаенко, С.А. Смазгинского, В.С. Чирочкина и С.Б. Шаулова.

В наших работах^[1-3] впервые было обнаружено переходное излучение, генерируемое в пористых материалах. В первых же опытах был зарегистрирован в среднем 1 фотоэлектрон на один проходящий электрон с энергией $2,0 \text{ ГэВ}$ при длине пенопласта 40 см и плотности $\rho = 0,04 \text{ Г/см}^3$.

Таким образом, было показано, что интенсивное переходное излучение возникает и при отсутствии периодических структур с равномерно-параллельно расположенными пластинками. Этот результат представляет определенный теоретический интерес, так как хаотичное расположение пор, большой разброс толщины стенок между порами и размерами пор не позволяют использовать имеющиеся теоретические формулы для оценки ожидаемого эффекта. С другой стороны, этот результат решает проблему создания больших по площади и толщине радиаторов переходного излучения, т.е. имеет большое практическое значение.

Далее была изучена зависимость числа переходных фотонов N , образованных в пенопласте, от энергии электронов^[6]. Эти исследования показали, что имеет место линейная зависимость между числом фотоэлектронов и лоренц-фактором первичных электронов в пределах наших энергий $(1 \div 4,5) \text{ ГэВ}$.

Исследование зависимости числа зарегистрированных фотонов от длины пенопласта показало, что при плотности пенопласта $\rho = 0,04 \text{ Г/см}^2$ эта зависимость имеет линейный характер для длин радиатора до $l = 10 \text{ см}$, а затем рост N замедляется.

- 11 -

Было обнаружено, что с точки зрения эффективности образования переходного излучения в пористых материалах большое значение имеет не только плотность вещества, но и его структура [6].

Для лучшего понимания физики этого явления и проектирования детекторов частиц необходимо более детальное изучение спектрального распределения интенсивности и других особенностей переходного излучения при разных параметрах радиаторов.

Третья глава диссертации посвящена спектрометрическим исследованиям переходного излучения как в пористых, так и в слоистых радиаторах. Приводятся также результаты измерения тормозного излучения в области энергий фотонов ($15 \leq \hbar\omega < 100$) кэВ при энергии электронов 680 МэВ. [7-12]

Для измерения спектров переходного излучения в области энергии фотонов (5-25)кэВ была использована многосекционная пропорциональная камера, а область частот $\hbar\omega = (20-120)$ кэВ исследовалась сцинтилляционным спектрометром на основе NaJ (Te). Энергетическое разрешение спектрометров изучалось с помощью радиоактивных источников во всем диапазоне измерения спектров РПИ. Например, пропорциональная камера при энергии фотонов 14 кэВ имела разрешение $\pm 1,1$ кэВ, а сцинтилляционный спектрометр при энергии фотонов 30 кэВ - 40%.

Были измерены спектры излучения в пенопласте плотностью $\rho = 0,04$ г/см³, толщиной 2 см при энергиях электронов 1,0; 2,0; 3,0; 3,75 ГэВ. Все спектры имеют гладкий, но быстро спадающий характер. С увеличением энергии электронов спектры ужестчаются. Было установлено, что зависимость полного числа фотонов от энергии электронов в области энергий $\hbar\omega = (20-25)$ кэВ практически выходит на плато при $E = 3$ ГэВ, а в области $\hbar\omega = (20 \div 25)$ кэВ до максимальной энергии электронов $E = 3,75$ ГэВ

еще имеет место линейный рост N . Это явление хорошо объясняется в свете понятия зон формирования переходного излучения для слоистых сред.

Исследование спектров переходного излучения при разных плотностях пенопласта ρ показывает, что с увеличением плотности от $\rho = 0,025$ г/см³ до $\rho = 0,09$ г/см³ (для больших ρ измерения не проводились) при энергии электронов $E = 3,0$ ГэВ число фотонов растет почти линейно в диапазоне энергий излучения ($5 \leq \hbar\omega \leq 120$) кэВ.

Результаты, полученные этими методами, находятся в хорошем согласии с результатами, полученными с помощью стримерной камеры.

К сожалению, полученные нами экспериментальные данные не могут быть сравнены с результатами других авторов ввиду того, что структура использованного ими пенопласта в работах этих авторов не приводится.

Исследования переходного излучения в радиаторе, состоящем из $n = 230$ алюминиевых фольг толщиной каждая по $a = 8$ мк показали, что с увеличением расстояния между фольгами от 0,05 мм до 1 мм полное число фотонов N сначала растет, а затем выходит на плато. В области энергий фотонов $\hbar\omega = (5 - 20)$ кэВ этот рост более медленный и достигает плато при $b = 0,7$ мм, а в области $\hbar\omega = (20 - 100)$ кэВ N растет сильнее и достигает плато при $b = 0,2$ мм. Экспериментальные результаты хорошо согласуются с теорией переходного излучения. Расстояния, при которых число фотонов достигает максимума, разным зонам формирования переходного излучения в воздухе в соответствующих интервалах энергии фотонов.

Нами было обнаружено, что в спектрах переходного излучения на выходе радиатора из алюминиевых фольг в области энергий фотонов $\hbar\omega = (5 + 20)$ кэв наблюдаются интерференционные пики. Расположение этих пиков с уменьшением расстояний между фольгами не меняется. Это указывает на то, что пики возникают вследствие интерференции излучения на двух границах каждой фольги.

В области частот $\hbar\omega = (20 - 100)$ кэв спектры излучения имеют гладкий, но быстро спадающий характер.

Все эти результаты находятся в очень хорошем согласии с теорией переходного излучения с учетом поглощения фотонов в радиаторе.

Исследования спектральных распределений числа фотонов переходного излучения от числа пластин производились для радиатора из органических плёнок с химическим составом $Ce - 43,8\%$;

$S - 6,5\%$, $C - 42\%$, $H_2 - 7,7\%$, толщина плёнки a и расстояние между плёнками b имели следующие значения $a = 20$ мк, $b = 500$ мк. Количество плёнок менялось от $n = 32$ до $n = 595$. В этом случае наблюдалось заметное ужесточение спектров переходного излучения с ростом n . Такое ужесточение также связано с более сильным поглощением мягких фотонов в радиаторе чем жестких. Это объяснение основано на том, что измеренный спектр на выходе радиатора из любого количества плёнок ($n = 63, 125, 285, 595$) был получен арифметическим суммированием спектров излучения на выходах радиаторов с $n = 32$ с учетом только поглощения фотонов. Таким образом увеличение n в стойке не приводит к изменению условия образования переходного излучения.

В этом случае в спектрах излучения не наблюдались интерференционные явления во всем диапазоне частот фотонов. Для $n = 32$ и $n = 125$ были произведены сравнения экспериментальных результатов с теоретическими спектрами излучения, вычисленными с помощью формулы переходного излучения, учитывающей поглощение. Наблюдается хорошее согласие между экспериментальными результатами и теорией.

Было изучено влияние многократного рассеяния на интенсивность переходного излучения. Радиатор состоял из 50 бумажных листов, расположенных на расстоянии 2,0 мм друг от друга. Толщина каждого листа была 240 мк. Энергия электронов $E = 680$ Мэв.

Результаты измерений показывают, что увеличение интенсивности переходного излучения из-за многократного рассеяния не наблюдается. Отметим, однако, что именно при такой толщине бумажных листов, расстоянии между слоями и энергии электронов 600 Мэв в работах Ф.Р.Арутюняна, К.А.Испиряна, А.Г.Оганесяна, А.А.Франгяна было обнаружено очень сильное усиление РИИ, которое авторы объясняют влиянием многократного рассеяния электронов в радиаторе. Здесь еще следует отметить, что в работах этих авторов также не наблюдалось ужесточения спектров излучения при увеличении числа слоев в радиаторе от $n = 10$ до $n = 300$, что также противоречит нашим результатам. По-видимому, эти противоречия связаны с тем, что в упомянутых работах не производился контроль за прохождением электронов через очищающие магниты, расположенные после радиатора, что создавало трудности в регистрации чисто переходного излучения.

Исследование спектра тормозного излучения, возникающего в эквивалентном радиаторе, показало, что имеет место согласие с теорией тормозного излучения Тар-Микваеляна, а именно, излучение в области частот фотонов $\omega < \omega_0 \frac{E}{mc^2}$ (где ω_0 - плазменная частота вещества) сильно подавлено.

Четвертая глава посвящена обсуждению возможности детектирования частиц сверхрелятивистских энергий с помощью переходного излучения и описания детектора ПИ [7, 8, 14, 15, 16]. Стримерная камера с добавкой Хе в области лоренц-факторов $\gamma > 10^3$ может обеспечивать разделение π и К мезонов. Причем при эффективности регистрации π -мезонов $\sim 50\%$ К-мезоны будут регистрироваться с эффективностью $\sim 15\%$. Очевидно, что эффективность разделения π -мезонов и протонов будет более высокая, а еще более высокой будет эффективность разделения π -мезонов от электронов.

Например: при скорости электрона и π -мезона 4,5 Гэв/с и при детектировании случаев по числу зарегистрированных фотоэлектронов 2 и больше, эффективность регистрации электронов будет ~ 1 , а π -мезона $\sim 10^{-4}$.

Система последовательно расположенных стримерных камер и радиаторов переходного излучения ("сэндвич") позволяет получать более высокую эффективность разделения частиц в области меньших энергий. Были выполнены расчеты таких "сэндвичей" при разных количествах секций для камер и радиаторов и энергий электронов. В таблице I приведены результаты этих расчетов. Стримерные камеры изготовлены смеси 26% Хе и 74% Ne. Плотность пенициллита была $\rho = 0,04 \text{ г/см}^2$. Из таблицы следует, что установка, име-

ющая длину всего лишь 8 м, позволяет регистрировать $N = 26$ фотонов переходного излучения при $\chi_{с.з.} = 8 \cdot 10^3$ (строка 3). Таким образом, в этой системе можно достаточно хорошо разделять π и К мезоны и протоны в области энергий $E > 10^5$ Гэв, так как число фотоэлектронов от этих частиц будет $N \sim 26$; $N \sim 13$ и $N \sim 7$, соответственно. Число δ -электронов с пробегом > 5 м при этом ~ 17 .

Следует отметить, что эти результаты получены не при оптимальной концентрации Хе в камере, и увеличение количества Хе приведет не только к увеличению числа фотоэлектронов N , но и к крутизне зависимости N от лоренц-фактора γ .

В 5 строке этой таблицы приведены результаты расчета, когда между каждым радиатором и камерой был установлен слой LiH толщиной 5 см. LiH имеет малый коэффициент поглощения в области энергий $\hbar\omega \sim 20$ кэв и относительно большой коэффициент комптоновского рассеяния. Фотоны, проходя через LiH, рассеиваются и удаляются от трека частицы. Таким образом, в такой установке δ -электроны не несут вреда, если учитывать только те фотоэлектроны, которые удаляются от трека. Как следует из таблицы, в данном случае N меньше, но отсутствие фона от δ -электронов делает этот метод более перспективным.

Рассматривалась также система, где между радиатором излучения и стримерной камерой установлен отклоняющий магнит. Вследствие отклонения частицы в магнитном поле фотоны переходного излучения и частица в стримерной камере регистрируются отдельно, как это показано на рис. I. Экспериментально было измерено пространственное распределение фотоэлектронов вокруг траектории электрона при

отсутствии отклоняющего магнита. Полуширина на полувысоте этого распределения $R = 2,8$ мм. Если вокруг траектории электрона построить цилиндр с радиусом R , то очевидно, что $2/3$ фотоэлектронов будут находиться внутри этого цилиндра - цилиндра фотоэлектронов. При включенном отклоняющем магните траектория электрона располагается за пределами фотонного цилиндра. Используя тот факт, что траектория частицы до и после магнитного поля и ось цилиндра фотонов должны находиться в одной плоскости, а также то, что траектория частицы до входа в магнитное поле и ось фотонного цилиндра должны быть коллинеарны (с точностью радиуса цилиндра), можно с высокой достоверностью определить частицу, которой принадлежат данные фотоэлектроны даже при присутствии большого числа треков частиц в камере. Другими словами, такая установка позволяет работать тогда на нее одновременно падает много частиц.

Была разработана и испытана $4\bar{U}$ -детектор переходного излучения [13]. В этом детекторе радиатор переходного излучения с боковых сторон окружен пропорциональными камерами. Радиатор имел длину 170 см и диаметр 4 см. Пяти пропорциональных камер были натянуты параллельно оси радиатора - пенопласта и имели такую же длину - 170 см. Частица, проходя через радиатор, образует в нем фотоны переходного излучения, которые, рассеиваясь в том же радиаторе, отклоняются от первоначального пути и попадают в боковые пропорциональные камеры. Количество зарегистрированных фотонов определяется по числу пропорциональных камер, на выходе у которых в совпадении с проходящей частицей имеется сигнал. Предварительные измерения показали, что счетчик работает хорошо, и для

электронов с энергией 2,0 ГэВ была получена эффективность регистрации 0,60.

Методом Монте-Карло были рассчитаны детекторы такого же типа, но с большими диаметрами радиаторов: 8 см и 20 см. Число пропорциональных камер в обоих случаях равно 10, то есть имеется возможность регистрировать до 10 фотонов переходного излучения. Расчеты показали, что в случае радиатора с диаметром 8 см в среднем ожидается 6 фотонов, зарегистрированных в камере, а в случае радиатора с диаметром 20 см - число фотонов равно 5. В обоих случаях число зарегистрированных фотонов практически не зависит от места прохождения частицы.

Итак, данные работы по разработке детекторов РИИ ведутся и в других группах, но в основном эти группы используют методы разности энерговыделения и характеристического излучения.

Из анализа наших экспериментальных результатов и результатов других групп можно сделать вывод, что лучшее разрешение по γ можно получить, когда фотоны регистрируются отдельно от частицы, т.е. метод разности энерговыделения является менее эффективным в области $\gamma < 10^4$, чем метод, в котором фотоны регистрируются независимо от частицы.

Пятая глава диссертации посвящена исследованию управляемой вторичной электронной эмиссии. Здесь же вкратце обсуждаются некоторые вопросы ионизационных потерь энергии частицы в тонких пленках веществ и приводится краткий обзор состояния вопроса вторичной электронной эмиссии в области высоких энергий. В частности, простым методом качественно выводится соотношение Г.М.Гарбляна для критической толщины слоя вещества, при которой

в ионизационных потерях энергии релятивистских частиц эффект плотности не проявляется [16], и следовательно, потери энергии ультрарелятивистских частиц логарифмически растут с ростом энергии. Из расчетов и из экспериментальных данных следует, что для средней плотности 10^{-2} г/см³ критическая толщина ~ 100 мк.

Известное явление аномальной вторичной электронной эмиссии (АВЭЭ) из пористых диэлектрических плёнок в области высоких энергий, как было показано Дж.Эддекумбе и Е.Д.Гарвином, не обеспечивает нужного значения коэффициента вторичной эмиссии ϵ для его применения в детекторах частиц. В этом случае для одиночных первичных электронов, вызывающих в плёнке минимальную ионизацию, среднее значение $\epsilon \sim 1$.

Был произведен анализ аномальной вторичной электронной эмиссии и показано, что в этом процессе существенную роль играют объёмные положительные заряды, возникающие во время облучения плёнок пучком электронов для образования на поверхности диэлектрика положительного заряда. Хотя с одной стороны из-за присутствия положительного заряда на поверхности плёнки возникает аномально высокое значение ϵ , но из-за объёмных зарядов ϵ сильно ограничивается. Зависимость количества этих зарядов от условий облучения амплитуды и зависимость ϵ от потенциала поверхности диэлектрика приводят к инерционности появления вторичного тока. Поэтому, создавая в слое пористого диэлектрика электрическое поле без образования в его объёме положительного заряда, мы обнаружили совершенно новые свойства процесса эмиссии электронов из диэлектрика при прохождении через него ионизирующих энергий.

Электрическое поле в слое КСЕ создавалось с помощью метал-

лической подложки плёнки и мелкоструктурной сетки, имеющей положительный потенциал и установленной на поверхности диэлектрика [17, 18, 19, 20, 21].

При облучении пучком электронов с энергией 50 Мэв было получено $\epsilon_{max} = 17$, что значительно превышает ϵ для аномальной вторичной электронной эмиссии. Исследования показали, что вторичный ток без заметной инерционности следует за потенциалом сетки V_c , т.е. процесс имеет управляемый характер (в связи с этим это явление было названо управляемой вторичной электронной эмиссией-УВЭЭ). Ток вторичных электронов возникает без заметной задержки после включения пучка, а ϵ растёт с уменьшением тока пучка. Были исследованы особенности этой эмиссии при разных значениях толщин, плотности слоя диэлектрика и тока пучка первичных электронов.

Исследование влияния подложки диэлектрического слоя на процесс эмиссии показали, что как аномальная вторичная эмиссия, так и управляемая вторичная электронная эмиссия не зависят от вида подложки (сплошная металлическая плёнка или мелкоструктурная сетка), то есть, процесс эмиссии происходит в слое диэлектрика, а не из металлической подложки. Это обстоятельство имеет большое значение как для теории этих процессов, так и для практического применения.

Исследования УВЭЭ при прохождении одиночных минимально ионизирующих электронов с энергией $E = (0,7 - 2,0)$ Мэв показали, что ϵ_{max} достигает значений ~ 230 , то есть более чем на два порядка превышает значение ϵ_{max} аномальной вторичной электронной эмиссии для одиночных частиц. При этом плёнка имела толщину

этого 100 мк и плотность 2% от нормальной. Эта особенность имеет большое значение с точки зрения применения УВЭЭ для детектирования частиц.

Исследование управляемой вторичной электронной эмиссии при прохождении как пучка электронов с энергией 50 Мэв, так и одиночных электронов с энергией (0,7 + 2,0) Мэв показало, что зависимость ϵ от потенциала сетки V_c (вольт-эмиссионная характеристика) имеет три области, отличающиеся характером этой зависимости.

Первая - область слабой зависимости ϵ от V_c (малые значения V_c). В этой области имеет место линейный рост ϵ при увеличении V_c . Вторичная эмиссия обусловлена высасыванием δ -электронов из слоя диэлектрика без заметного размножения.

Вторая - область умеренной зависимости ϵ от V_c (средние значения V_c). В этой области вольт-эмиссионной характеристики наблюдается более сильная зависимость ϵ от V_c . Здесь имеет место процесс размножения вторичных электронов, ускоренных электрическим полем, в порах диэлектрика, но с небольшим коэффициентом размножения.

Третья - область сильной зависимости ϵ от V_c (большие значения V_c). В этой области наблюдается очень крутой рост коэффициента вторичной электронной эмиссии при увеличении V_c . На этом участке вольт-эмиссионной характеристики имеет место сильное размножение вторичных электронов в слое диэлектрика, ускоренных электрическим полем.

Исследования показали, что 1) во всех областях вольт-эмиссионной характеристики величина ϵ при облучении пучком электронов

более чем на порядок меньше величины ϵ при облучении одиночными электронами; 2) в целом вольт-эмиссионная характеристика при облучении пучком расположена в области значительно меньших V_c .

Первый эффект объясняется образованием большого положительного объемного заряда в слое диэлектрика при прохождении пучка частиц. Положительные ионы, образованные вследствие ионизации являются центрами рекомбинации для δ -электронов, образованных в слое диэлектрика, поэтому значительно подавляют вторичную эмиссию.

Второй эффект - эффект сдвига вольт-эмиссионной характеристики в область малых V_c при облучении пучком объясняется следующим образом. Управляющая сетка имеет ячейки с размерами $400 \times 400 \text{ мк}^2$, а расстояние этой сетки до подложки эмиттера равно $\approx 100 \text{ мк}$, т.е. в области ячеек сетки электрическое поле сильно ослаблено и для достижения достаточного значения напряженности электрического поля необходимо на сетку подавать более высокое значение потенциала, чем в случае использования сплошного электрода. В случае же облучения пучком, вследствие вторичной электронной эмиссии из поверхностного слоя диэлектрика, эта поверхность в области ячеек сетки заряжается положительным зарядом, и поэтому электрическое поле в слое диэлектрика выравнивается, то есть эффективная величина электрического поля в области ячеек сетки в случае облучения пучком больше, чем в случае облучения одиночными электронами.

Анализ данных по аномальной вторичной электронной эмиссии и управляемой вторичной электронной эмиссии показал, что разница

в физических процессах формирования вторичной эмиссии в этих случаях также обусловлена наличием объёмных зарядов в диэлектрике при АВЭЭ. Этот заряд образуется при предварительном простреливании эмиттера пучком электронов для зарядки его поверхности положительным зарядом. Положительные ионы внутри слоя диэлектрика имеют очень малую скорость дрейфа, и даже после прекращения облучения они долго остаются внутри слоя КСЭ.

Таким образом, из-за присутствия большого объёмного положительного заряда в слое диэлектрика в известных работах наблюдалась значительно более слабая вторичная электронная эмиссия, чем в нашем случае.

Отношение числа случаев, когда эмиттируется один и больше вторичных электронов, к полному числу проходящих через эмиттер частиц, т.е. эффективность регистрации первичной частицы η вначале линейно растёт с ростом V_c , а затем выходит на плато. Область линейного роста η соответствует области линейной зависимости ϵ от V_c на вольт-эмиссионной характеристике. Максимальное значение η равно $\sim 0,65$. Такое ограничение η происходит из-за того, что используемые нами управляющие сетки, через ячейки которой выходят электроны, имели прозрачность 65%, поэтому максимальное значение η также равно 0,65.

Исследование УВЭЭ для плёнки КСЭ толщиной 200 мк с плотностью 2% от нормальной показало, что вольт-эмиссионная характеристика имеет такой же вид, что и в предыдущих случаях, но ϵ в первой её области при одинаковых значениях напряженности электрического поля в слое КСЭ больше, чем для плёнки с толщиной 100 мк. и лавинные процессы начинаются при более высоких полях.

Эффективность регистрации первичной частицы η в этом случае также вначале растёт с ростом V_c и на уровне 0,65 выходит на плато, однако при одинаковых значениях напряженности электрического поля в области роста η для более толстой плёнки больше, чем тонкой.

Вольт-эмиссионные характеристики показывают, что процессы, происходящие в эмиттере, подобны процессу газового разряда: — электроны, образованные первичной частицей движутся в электрическом поле к поверхности плёнки, и если электрическое поле достаточно для того, чтобы на длине свободного пробега электрон приобрел нужную для ионизации атомов энергию, то происходит внутреннее усиление. В области больших полей, подобно газовому разряду, происходит лавинообразный процесс размножения вторичных электронов.

Следуя такому механизму и считая, что усиление происходит по закону $e^{\alpha x}$ (где x — путь вторичных электронов, α — первый коэффициент Таусенда) можно определить длину свободного пробега электронов в слое диэлектрика. Вычисленное значение свободного пробега электронов при плотности плёнок КСЭ 2% от нормальной, независимо от того, облучалась плёнка пучком электронов или одиночными электронами, равно $L_e \sim 1,7 \cdot 10^{-4}$ см. Таким образом, пространственный положительный заряд слабо влияет на длину свободного пробега вторичных электронов, в то время, когда его влияние на величину коэффициента вторичной электронной эмиссии очень сильное. Такой результат показывает, что ускорение электронов в основном происходит в порах диэлектрика, и поэтому длина свободного пробега определяется размерами пор. Так как образование

электронов происходит на стенках пор, то коэффициент вторичной эмиссии ϵ сильно зависит от количества положительных ионов в диэлектрике.

Исследовались также распределения числа эмиттированных из слоя KSE электронов при прохождении каждой отдельной частицы, т.е. вероятность обнаружения данного значения ϵ для каждой частицы при разных потенциалах на сетке. Наблюдается значительное уширение этих распределений при увеличении V , т.е. с ростом V_c увеличивается доля случаев с эмиссией большого числа электронов. Большие флуктуации ϵ вызваны тем, что по всей толщине слоя диэлектрика имеет место как образование δ -электронов от первичной частицы, так и размножение этих электронов, причем, т.к. усиление в плёнке диэлектрика происходит по закону $e^{\alpha x}$, δ -электроны, образованные в начальной части эмиттера, размножаются значительно больше, чем δ -электроны, образованные у поверхности эмиттера и соответственно получается большой разброс ϵ . Кроме этого, флуктуации в ϵ возникают вследствие флуктуации образования и поглощения электронов в KSE .

Распределения числа эмиттированных в группе электронов при одинаковых значениях напряженности электрического поля в случае плёнки толщиной 200 мк более широкие, чем в случае плёнки толщиной 100 мк.

Исследование временных характеристик УВЭЭ показало, что передний фронт формирования УВЭЭ значительно меньше 10^{-8} сек, а длительность $\leq 3 \cdot 10^{-8}$ сек во всех трех областях вольт-эмиссионной характеристики.

Большое значение коэффициента вторичной эмиссии ϵ и управляемый характер УВЭЭ позволяют надеяться, что этот эффект может быть использован для детектирования частиц, хотя окончательный ответ на этот вопрос может быть дан после более детального исследования этого явления, как например, исследование энергетического спектра вторичных электронов.

С точки зрения использования этого явления в детекторах частиц следует отметить, что согласно работе Г.Г.Бахьяна и Г.М.Гарибьяна при присутствии в слое диэлектрика сильного электрического поля, даже при больших толщинах, ожидается логарифмическое возрастание ϵ с увеличением энергии ультрарелятивистских частиц, т.е. эти детекторы будут чувствительны и к энергии частиц в области сверхвысоких энергий.

Простейшими детекторами с использованием УВЭЭ может явиться система, состоящая из эмиттера и электронного умножителя, или эмиттера и фокусирующей системы электрооптического преобразователя с люминесцентным экраном [22, 23].

Материалы диссертации неоднократно докладывались на Международных конференциях, на сессиях АН СССР, и были опубликованы в работах [1 - 23].

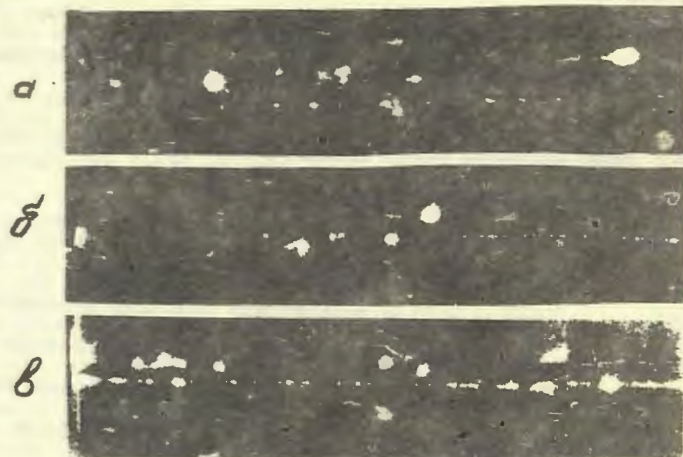


Таблица 4

| N | число секций | длина пеностолы l_n | длина камеры l_k | N_{ϕ} при разных энергиях | | |
|---|--------------|-----------------------|--------------------|--------------------------------|---------|---------|
| | | | | 1.0 гэв | 2.0 гэв | 3.7 гэв |
| 1 | 10 | 20 | 20 | 7,42 | 11,026 | 14,183 |
| 2 | 10 | 40 | 40 | 9,39 | 14,504 | 19,538 |
| 3 | 20 | 20 | 20 | 13,27 | 20,452 | 25,854 |
| 4 | 20 | 20 | 10 | 11,075 | 17,008 | 21,091 |
| 5 | 20 | 20 | 40 | 7,0 | 12,0 | — |

ЛИТЕРАТУРА

1. А.И.Алиханян, К.М.Авакян Г.М.Гарибян, М.П.Лорикян, К.К.Шихляров. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 5, 267 (1970).
2. Alikhanian, K. M. Avakian, G. M. Garibian, M. P. Lorikian, K. K. Shikhlarov Phys. Rev. Lett. 25 636 (1970).
3. М.П.Лорикян, К.К.Шихляров. Авторское свидетельство № I4II630 от 10 марта 1970 г.
4. Э.С.Беляков, М.П.Лорикян, К.Ж.Маркарян, К.К.Шихляров. ПТЭ № 6, стр.43 (1973).
5. А.И.Алиханян, Э.С.Беляков, Г.М.Гарибян, М.П.Лорикян, К.Ж.Маркарян, К.К.Шихляров. Письма в ЖЭТФ 16, 315 (1972).
6. М.П.Лорикян, К.К.Шихляров. Научное сообщение ВФИ-37(73), 1973г.
7. А.И.Алиханян, Э.С.Беляков, М.П.Лорикян, К.Ж.Маркарян, К.К.Шихляров. Письма в ЖЭТФ 17, 453 (1973).
8. Э.С.Беляков, М.П.Лорикян, К.Ж.Маркарян, М.М.Мурадян, К.К.Шихляров. Научное сообщение ВФИ-44 (73) 1973.
9. А.И.Алиханян, Э.С.Беляков, М.П.Лорикян, К.Ж.Маркарян, К.К.Шихляров. ЖЭТФ, т.65, в.4, 1330 (1973).
10. А.И.Алиханян, Г.М.Гарибян, Э.С.Беляков, М.П.Лорикян, К.Ж.Маркарян, К.К.Шихляров. Письма в ЖЭТФ, т.18, в. 1, 35 (1973).
11. Э.С.Беляков, М.П.Лорикян, К.Ж.Маркарян, М.М.Мурадян, К.К.Шихляров. Письма в ЖЭТФ, т.18, в.5, стр.326 (1973).
12. М.П.Лорикян. Доклад на Международном симпозиуме по взаимодействию электронов и фотонов высоких энергий, Бонн, 27-31 сентября 1973 г.. Научное сообщение ВФИ-1973г.

13. М.П.Лорикян. ПТЭ 3, 73 (1971).
14. М.П.Лорикян, К.К.Шихляров, В.Я.Яралов. Научное сообщение
ФФИ-31 (73), 1973 г.
15. М.П.Лорикян. ИЭТФ, т.63, в.4(10) 1327 (1973).
16. М.П.Лорикян. Изв.АН Арм.ССР, Физика, 1, 259 (1966).
17. М.П.Лорикян, Р.Л.Кавалов, Н.Н.Трофимчук, В.Л.Серов.
Изв. АН Арм.ССР, Физика 2, 118 (1972).
18. М.П.Лорикян, Р.Л.Кавалов, Н.Н.Трофимчук, Э.Е.Давтян.
Изв.АН Арм.ССР, Физика 6, 297 (1971).
19. М.П.Лорикян, Р.Л.Кавалов, Н.Н.Трофимчук. Изв.АН Арм.ССР, 1973.
20. М.П.Лорикян, Р.Л.Кавалов, Н.Н.Трофимчук. Научное сообщение
ФФИ-19(73), 1973 г.
21. М.П.Лорикян, Р.Л.Кавалов, Н.Н.Трофимчук. Научное сообщение
ФФИ-44(73), 1973 г.
22. М.П.Лорикян Intern.Symposium on Nuclear Electronics,
Versailles 1968 p.36-1
23. М.П.Лорикян International Symposium on Nuclear Electronics,
Versailles 1968 p 37-1.

аказ 0801

ВФ - 03798

Тираж 180

Отпечатано на ротапринте

Ереванского физического института, Ереван 36, пер.Маркаряна 2