

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Детекторы ядерного излучения и многозарядных частиц
с рабочим веществом из пористых диэлектриков

М.П. Лорикян

Проводится анализ экспериментальных работ по регистрации излучения с использованием явления дрейфа и размножения электронов в пористых диэлектриках под воздействием внешнего электрического поля.

PACS numbers: 29.40.-n

Содержание

1. Введение (1323).
 2. Аномальная вторичная электронная эмиссия (1323).
 3. О механизме дрейфа и размножения электронов в пористых средах (1324).
 4. Управляемая вторичная электронная эмиссия (1324).
 5. Пористые эмиссионные детекторы (1327).
 6. Статистика УВЭЭ (1329).
 7. Многопроволочный пористый детектор (1330).
 8. Микростриповый пористый детектор (1332).
 9. Временное, амплитудное и координатное разрешения МПД (1332).
- Список литературы (1332).

1. Введение

Поиск новых методов регистрации и идентификации частиц был и остается одним из приоритетных направлений в научных исследованиях. Физики нашего поколения были очевидцами, как на смену камере Вильсона пришла пузырьковая камера, как развивалась методика искровых камер, какую роль сыграла многопроволочная пропорциональная камера, разработанная Шарпаком. Мы видели, как по мере продвижения в область высоких энергий исчерпывались возможности использования черенковского излучения и как теоретические работы Гинзбурга и Франка [1], Гарибяна [2a], Барсукова [2б] и Тер-Микаеляна [3], в которых было предсказано переходное излучение, и экспериментальные работы Юаня, Вонга и Пронстера [4] и Авакяна, Алиханяна, Гарибяна, Лорикяна, Шихлярова [5], где рентгеновское переходное излучение (РПИ) было обнаружено впервые, открыли новые возможности в разработке методик измерения

энергии ультрарелятивистских частиц¹. В настоящее время бурно развиваются методики полупроводниковых и газовых микростриповых детекторов.

В течение последних 25 лет автор с сотрудниками изучали дрейф и размножение электронов в пористых диэлектриках под воздействием внешнего электрического поля. Применение поля позволило исследовать вторичную электронную эмиссию в толстых слоях пористых диэлектриков и создать ряд новых детекторов излучения, дающих возможность со 100%-ной эффективностью регистрировать как сильно-, так и минимально-ионизирующие заряженные частицы, а также рентгеновское излучение с временным разрешением $\Delta t \leq 10^{-10}$ с и пространственным $\Delta x \leq \pm 100$ мкм. Другая важная особенность этих детекторов — крайне малое количество вещества на пути частицы ($\sim 5 \times 10^{-4}$ г/см²).

Настоящий обзор написан в хронологическом порядке. В него вошли известные автору результаты регистрации частиц с использованием дрейфа и размножения электронов в пористых диэлектриках под влиянием внешнего электрического поля. Автор приносит свои извинения тем исследователям, чьи результаты ему не были известны и потому не включены в эту статью.

Необходимость такого обзора продиктована тем, что после опубликования первого обзора [9] получены новые важные результаты, и в настоящее время интерес к быстрым координатно-чувствительным детекторам с малым количеством вещества сильно возрос. Наиболее полная информация об обычной вторичной электронной эмиссии содержится в [10]. Некоторые аспекты результатов, приведенных в этом обзоре, обсуждаются в [11].

2. Аномальная вторичная электронная эмиссия

В 1936 г. Мольтер обнаружил, что при бомбардировке электронами с энергией в несколько сот электронвольт пленок Al_2O_3 толщиной ~ 2000 Å, нанесенных на метал-

М.П. Лорикян. Ереванский физический институт,
375036 Ереван, ул. Братьев Алиханян 2, Армения
Факс (8852) 35-00-39
E-mail: intern@ird.erphy.armenia.su

Статья поступила 27 марта 1995 г.

¹ В [6] было показано, что в ранее выполненных экспериментах [7, 8] РПИ не наблюдалось.

Таблица 1

Вещество	BaO	Al ₂ O ₃	MgO	LiF	KB ₂	CsI	KI	NaCl	CsBr
σ	1,05	1,3	3,8	~ 1	7,9	9,7	4,9	~ 8	—
λ , Å	230	240	320	20	50	900	250	460	1200

лическую подложку, возникает вторичный ток, до 1000 раз превосходящий ток первичных электронов. При этом вторичный ток возрастает медленно и достигает максимума спустя некоторое время после включения первичного пучка. После выключения пучка вторичный ток не исчезает сразу, т.е. наблюдается инерционная самоподдерживающаяся эмиссия. Это явление было названо *аномальной вторичной электронной эмиссией* (АВЭЭ) [12]. Дальнейшие исследования [13–16] показали, что эффект Мольера возникает вследствие лавинного размножения электронов в слое пористого диэлектрика под действием электрического поля положительных зарядов, накопленных на поверхности диэлектрика из-за ухода вторичных электронов.

В 1966 г. Гарвин и Эджекумбе [17] исследовали вторичную электронную эмиссию из пористого эмиттера KCl толщиной $d = 15$ мкм и плотностью $\rho = 3$ % плотности монокристалла при прохождении через него пучка электронов с энергией $E_e = 100 \div 1000$ МэВ². Эмиттер предварительно простреливался интенсивным пучком электронов с энергией 10 кэВ. Этот пучок, проходя через слой KCl, выбивал с его поверхности вторичные электроны, вследствие чего она заряжалась положительно. После этого заряжающий пучок выключался, и эмиттер бомбардировался высокоэнергетичным пучком электронов. Среднее значение коэффициента вторичной эмиссии (ВЭ) $\sigma \approx 5$ и с ростом E_e логарифмически возрастало.

Вслед за этой работой Гарвин и Ллесер [18, 19] исследовали АВЭЭ из пористых эмиттеров KCl (3,5 %, 16) и CsI (3 %) в случае прохождения одиночных минимально-ионизирующих электронов. Метод создания электрического поля был тот же, что и в [17]. Результаты этой работы были весьма разочаровывающими, так как полученное значение $\sigma \approx 1$ не могло стимулировать развитие этого направления.

3. О механизме дрейфа и размножения электронов в пористых средах

Согласно модели Джекобса [15, 16] заряженная частица в стенках пор образует электроны ионизации, часть которых, попав в поры, ускоряется под воздействием электрического поля и, приобретая достаточную энергию, выбивает со стенок пор новые электроны. Так повторяется во всех поколениях вторичных электронов, вследствие чего вторичные электроны внутри диэлектрического слоя размножаются лавинообразно. Проводя аналогию с несамостоятельным разрядом в газе, Джекобс выразил коэффициент вторичной эмиссии в виде

$$\sigma = \exp \alpha x, \quad (1)$$

² В дальнейшем плотность образца относительно плотности монокристалла (в %) и толщина пленки (в мкм) указываются непосредственно после символа вещества, например KCl (3 %, 15).

где α — количество вторичных электронов, образованных одним электроном лавины на единице длины пути, x — расстояние от поверхности слоя до места, где возникает вторичный электрон. Высокое значение σ является еще и следствием того, что кристаллы некоторых щелочно-галогидных соединений и оксидов щелочно-земельных металлов имеют высокий коэффициент ВЭ. В табл. 1 приведены значения σ для некоторых веществ при энергии первичных электронов (1–5) кэВ [10].

Хорошие эмиссионные свойства этих диэлектриков обусловлены большой шириной запрещенной зоны ($\Delta W \approx 4 \div 8$ эВ) и объясняются тем, что внутренние вторичные электроны энергией $W < \Delta W$ при небольших нарушениях кристаллической решетки, находясь в зоне проводимости, не могут терять энергию, взаимодействуя с электронами валентной зоны. (Они теряют энергию, в основном, при взаимодействии с фононами.) Вследствие этого потери энергий вторичных электронов в диэлектриках малы, глубина выхода λ для них сравнительно велика и большая их часть доходит до поверхности, имея достаточную энергию для преодоления поверхностного барьера. В то же время электронное сродство χ (разность энергий электрона на дне зоны проводимости и в вакууме), которое определяет энергию потенциального барьера для этих кристаллов, мало (≤ 1 эВ), вследствие чего эмиссия электронов в вакуум происходит достаточно эффективно.

Однако технология изготовления пористых сред в опытах [17–19] не обеспечивала необходимую чистоту, исключавшую адсорбцию электроотрицательных примесей и качественную кристаллическую структуру стенок между порами, поэтому использованные рабочие среды, по-видимому, имели большое количество объемных и поверхностных дефектов. При облучении эмиттера интенсивным сильно ионизирующим электронным пучком для зарядки его поверхности внутри него возникает большое количество электронов и дырок, которые движутся в электрическом поле в противоположных направлениях, и если они до захвата дефектами успевают разойтись, то в диэлектрике возникает объемный заряд, электрическое поле которого направлено противоположно приложенному полю. Этот заряд, с одной стороны, ослабляет поле внутри диэлектрика и препятствует ускорению вторичных электронов, а с другой, является для них ловушкой и препятствует их дрейфу и размножению.

4. Управляемая вторичная электронная эмиссия (УВЭЭ)

Основываясь на подобных сильно упрощенных и качественных рассуждениях, автор пришел к заключению, что если к пористому диэлектрику приложить внешнее электрическое поле, то внутри него объемный заряд возникать не будет и можно ожидать безынерционную вторичную эмиссию со значительно большими σ [20].

Экспериментальные исследования [21–25] подтвердили эти предположения. Исследовалась вторичная

электронная эмиссия под воздействием внешнего электрического поля при простреле пористой диэлектрической пленки пучком электронов с энергией 50 МэВ и интенсивностью $\sim (10^8 - 10^9) \text{ с}^{-1}$. Однако поскольку использованный в опытах электронный пучок был весьма интенсивным и приводил к поляризации пористой среды, ожидаемый эффект оказался не очень отчетливым. В используемых эмиттерах (рис. 1) слой пористого вещества 1 нанесен на тонкую проводящую подложку 2. На поверхности этого слоя или на небольшом расстоянии от нее установлена мелкоструктурная металлическая сетка 3 с высокой прозрачностью (управляющая сетка). На сетку относительно подложки подается положительный потенциал V_c . Электроны, образованные в пористом слое, высасываются электрическим полем через ячейки сетки, попадают в вакуум и собираются на аноде.

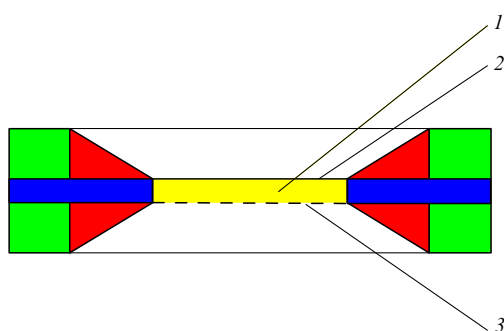


Рис. 1. Разрез эмиттера УВЭЭ-детектора: 1 — пористое вещество, 2 — проводящая подложка, 3 — управляющая сетка

Зависимость σ от потенциала управляющей сетки для эмиттера из пористого КСl (2 %, 100) имеет область медленного роста, соответствующую выходу электронов ионизации из слоя без размножения, и область крутого роста, где наблюдается размножение электронов в порах.

Было установлено, что если сетка лежит на поверхности пористого слоя КСl, вторичный ток возникает сразу после включения пучка, и значение σ для данного V_c максимально. С ростом толщины слоя d кривые $\sigma(V_c)$ смещаются в сторону уменьшения V_c . Если же сетка не лежит на поверхности пленки, форма зависимости $\sigma(V_c)$ не изменяется, но максимальное значение σ_{\max} достигается не в момент включения пучка, а значительно позже, причем время возрастания σ с увеличением зазора между поверхностью пленки и сеткой увеличивается. Это указывает на то, что во время работы с удаленной сеткой происходит зарядка поверхности пористого слоя под действием проходящего пучка. Анализ показал, что эти результаты согласуются с моделью Джекобса [15, 16], а средняя длина свободного пробега вторичных электронов, вычисленная по этой модели, $L_e \approx 1,3 \times 10^{-4} \text{ см}$ и не зависит от d .

Вторичная электронная эмиссия из пористых сред под влиянием внешнего электрического поля была названа управляемой вторичной электронной эмиссией (УВЭЭ).

Результаты [21–25] были подтверждены в работе [26], где описаны результаты исследования АВЭЭ пористого CsI (4 %, 125) при облучении интенсивным пучком электронов с энергией 25 МэВ. Эмиттер не имел управляющей сетки. Анод был расположен на расстоянии

1,5 мм от поверхности пленки CsI. Поскольку пучок электронов имел большую интенсивность ($\sim 5 \times 10^{-9} \text{ А}$), он был способен заряжать поверхность пленки. Авторы наблюдали все характерные свойства АВЭЭ, как, например, инерционность в возникновении вторичного тока и низкое значение $\sigma_{\max} \approx 5$.

Исследования [27] и последующие опыты [28–31] показали, что преимущество внешнего электрического поля отчетливо проявляется, когда интенсивность потока проходящих через эмиттер частиц настолько мала, что не достаточна для проявления поляризационных эффектов. В этих исследованиях для ускорения вторичных электронов использовался однокаскадный электронно-оптический преобразователь (ЭОП) с электростатической фокусировкой. Эмиттер УВЭЭ-детектора 2 устанавливался на месте фотокатода ЭОП. Первичная частица, проходящая через эмиттер, регистрировалась сцинтилляционным счетчиком. Вторичные электроны ускорялись до 14 кэВ и фокусировались на сцинтилляционный счетчик на основе кристалла антрацена, калиброванного на число вторичных электронов n в группе ($n \leq 10^9$). Эмиттер облучался β -частицами из радиоактивного источника, причем отбирались лишь те события, когда ионизация, создаваемая β -частицей в эмиттере, отвечала минимальной ионизации.

Зависимость σ от напряженности электрического поля E для КСl (2 %) при разных d (рис. 2) имеет тот же характер, что и при облучении пучком [21–25], но σ_{\max} в этом случае значительно выше. По той же причине кривые $\sigma(E)$ с увеличением d в противоположность результатам [21–25] перемещаются в сторону уменьшения E . Это происходит потому, что, с одной стороны, увеличивается число электронов ионизации, а с другой, растет число актов лавинообразования в слое и для возникновения того же числа электронов ВЭ требуется поле меньшей напряженности. Когда через пленку проходит пучок, увеличение d приводит к росту объемного заряда, который подавляет дрейф и размножение электронов. Кроме того, из-за наличия управляющей сетки поле в пленке неоднородно. При облучении пучком вследствие зарядки поверхности КСl против ячеек сетки происходит выравнивание поля, поэтому кривые $\sigma(E)$ отвечают области меньшего поля, чем кривые $\sigma(E)$, относящиеся к одиночным частицам, когда эффективное значение E значительно меньше. В случае $d = 180 \text{ мкм}$

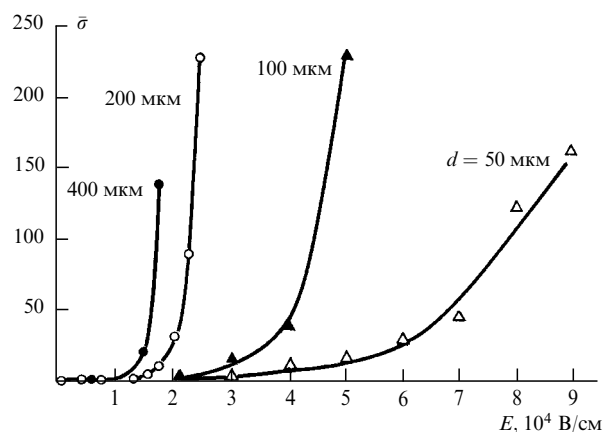


Рис. 2. Зависимость среднего значения $\bar{\sigma}$ от напряженности электрического поля E при различных толщинах d пористого слоя КСl (2 %)

управляющая сетка располагалась на расстоянии 30 мкм от поверхности слоя КСl, однако инерционность эмиссии не наблюдалась. Это объясняется тем, что в этом случае эмиссия электронов происходит под влиянием только внешнего поля.

Эффективность регистрации частиц $\eta(E)$ с увеличением E растет и достигает плато на уровне, отвечающем значению прозрачности сетки (70 %). Действительно, для сетки с прозрачностью 88 % эффективность $\eta = 0,87 \pm 0,2$ при толщине $d = 300 \div 400$ мкм, в то время как для $d = 50$ мкм $\eta = 0,59$ [28].

Число электронов эмиссии при $E = 0$ согласно кривым эффективности с учетом прозрачности сетки составляет всего $\sim 0,2 \div 0,3$ [27, 28], в то время как при $d = 100$ мкм в пленке образуются около 100 электронов. При этом число эмиттированных под влиянием поля электронов, соответствующее прекращению линейного роста кривой $\sigma(E)$, равно примерно 8, т.е. лишь небольшая доля электронов ионизации, образованных в стенках пор, проникает в поры и участвует в дрейфе.

Фундаментальным является вопрос о роли подложки пористой пленки диэлектрика. В [32] показано, что эмиссия в области энергии электронов до 15 кэВ не зависит от того, изготовлена подложка из сплошного проводника или сетки. Это означает, что слой КСl, покрывающий ячейку сетки, имеет достаточную проводимость. В случае одиночных частиц замена сплошной подложки эмиттера мелкоструктурной сеткой также не приводит к изменению зависимостей $\sigma(E)$ и $\eta(E)$. Этот результат имеет важное практическое значение, так как позволяет создавать детекторы частиц без подложки с минимальным количеством вещества на пути частиц.

Экспериментальные распределения вероятности P_n эмиссии n электронов для КСl (2 %) толщиной d , равной 50, 100, 200, 300 и 400 мкм, подобны полученным в [18, 19] и имеют максимум при $n \approx 0$. С увеличением d или E вероятность эмиссии большего числа электронов возрастает. Распределение P_n в случае $E = 0$ близко к пуассоновскому, но по мере роста E расхождимость между результатами измерений и расчетными распределениями Пуассона увеличивается. На рис. 3 представлены распределения P_n для $d = 400$ мкм, измеренные при разных V_c .

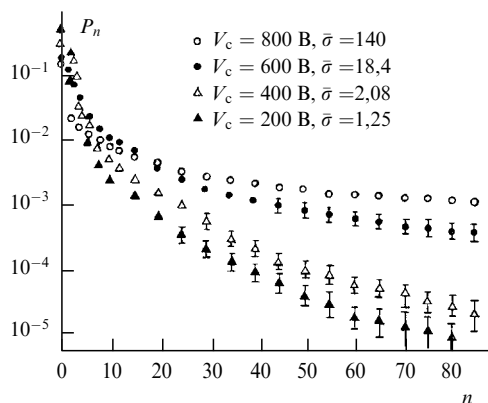


Рис. 3. Статистические распределения числа эмиттированных электронов для различных V_c при облучении эмиттера КСl (2 %, 400) β -частицами с энергией $\geq 0,7$ МэВ

Исследования энергетических спектров вторичных электронов выполнялись на аналогичной установке, но с эмиттером, который содержал кроме управляющей сетки дополнительную сетку с потенциалом, создающим тормозящее поле. Энергия электронов измерялась методом задерживающего поля. Энергетические спектры для $d = 100$ мкм, нормированные на максимальное значение распределения, приведены на рис. 4. При $E = 0$ средняя энергия вышедших из эмиттера электронов составляет $W_e = 2 \pm 1$ эВ. Этот результат хорошо согласуется с известными данными [10] и подтверждает, что для КСl электронное сродство $\chi \approx 2 \pm 1$ эВ. К такому же заключению пришли авторы [33], анализируя результаты [17, 32, 34].

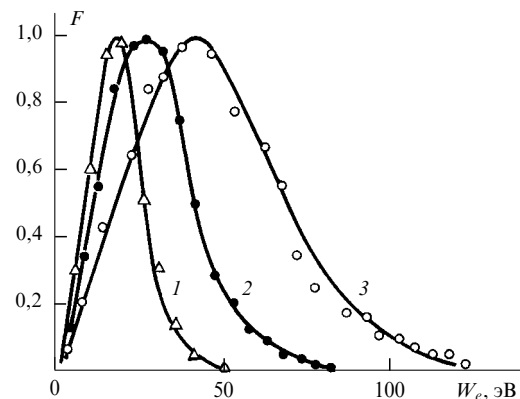


Рис. 4. Энергетические спектры эмиттированных электронов для $V_c = 2 \times 10^4$ В/см (1), $V_c = 3 \times 10^4$ В/см (2) и $V_c = 4 \times 10^4$ В/см (3) при облучении β -частицами с энергией $> 0,7$ МэВ

При определении свободного пробега L_e вторичных электронов надо учесть, что, когда первичные частицы проходят через всю толщину пористого слоя, пути вторичных электронов до выхода из эмиттера различны. Соответственно разнятся и число каскадов размножения [29, 30], поэтому наблюдаемая в этих случаях эмиссия будет суперпозицией лавин, и вместо (1) следует записать

$$\sigma = \int_0^d \exp(\alpha x) dx = \frac{\exp(\alpha d) - 1}{\alpha}. \quad (2)$$

Согласно [16]

$$\alpha = A \exp \frac{1,64 U_i}{L_e E}, \quad (3)$$

где $A = 10^3$ — постоянная, U_i — потенциал ионизации среды.

Результаты измерений хорошо согласуются с этой моделью, о чем свидетельствует тот факт, что экспериментальные точки отвечают прямолинейной зависимости $\ln \sigma$ от E . Предсказываемые этой моделью для КСl (2 %) при $U_i = 10$ эВ значения L_e приведены в табл. 2. Среднее значение L_e можно также определить по энерге-

Таблица 2

d , мкм	50 ± 5	100 ± 5	200 ± 5	400 ± 5
L_e , мкм	$7,4 \pm 0,7$	$9,9 \pm 0,5$	$8,4 \pm 0,3$	$11,0 \pm 1,5$

тическим спектрам вторичных электронов, предполагая согласно [15, 16], что энергетический спектр вторичных электронов, покинувших поверхность диэлектрика, аналогичен энергетическому спектру электронов внутри слоя. Тогда

$$L_e \approx 10,66 \frac{W_e}{\pi^2} eE, \quad (4)$$

где W_e — средняя энергия вторичных электронов. Расчеты (4) с использованием известного энергетического спектра вторичных электронов дают $L_e = 10 \pm 1,5$ мкм для KCl (2 %, 100).

5. Пористые эмиссионные детекторы

Плотность ионизации для многозарядных ионов и осколков деления значительно выше, чем для минимально-ионизирующей частицы, поэтому их пробеги в веществе малы, а регистрация сопряжена с известными трудностями. В случае использования УВЭЭ-детекторов эти трудности частично снимаются, потому что, во-первых, источник и детектор можно поместить в едином вакуумированном объеме и, во-вторых, вследствие низкой плотности рабочей среды тяжелые частицы значительно глубже проникают в рабочее вещество и создают меньшую ионизацию на 1 см пути, чем в плотной среде.

Лорикян и Трофимчук разработали пористые эмиссионные детекторы (ПЭД) и исследовали их работу при облучении α -частицами с энергией ~ 4 МэВ [35, 36]. Подложка пористого слоя была изготовлена из Al_2O_3 толщиной 1 мкм [37] с покрытием из Al толщиной $\sim 0,1$ мкм. Управляющая сетка прозрачностью 70 %

лежала на поверхности пористого слоя KCl (2 %, 100). По ионизирующей способности эти α -частицы более чем в 10^9 раз превосходят β -частицы, поэтому не удивительно, что их распределения имеют совершенно иной вид и их максимумы отвечают $n_{\text{вер}} \gg 1$. Эти распределения для разных V_c приведены на рис. 5. Относительная полуширина на полувывоте распределения $\Delta n/n_{\text{вер}}$ с ростом V_c сначала уменьшается, но с момента включения лавинных процессов опять начинает возрастать (табл. 3). Минимум $\Delta n/n_{\text{вер}}$, как и ожидается, соответствует значению V_c , отвечающему нарушению линейности зависимости $n(V_c)$, т.е. отвечает максимальному сбору электронов ионизации. Когда размножение электронов доминирует, флуктуации n , обусловленные теперь в основном этим процессом, возрастают.

Таблица 3

V_c , В	0	100	150	200	250	300	350	400
$\Delta n/n_{\text{вер}}$	4	2,5	2,25	1,8	1,1	1,5	2,2	4,0

За исключением $V_c = 0$, когда $\sigma(\alpha) \approx 3$, характер эмиссии для α -частиц (рис. 6) и β -частиц (см. рис. 2) практически одинаков. Напомним, что во всех случаях σ_{max} соответствует предпробойному значению V_c . Имея в виду еще и то обстоятельство, что ионизирующая способность α -частиц примерно в 10^3 раз больше, чем β -частиц, и сравнивая рис. 2 и 6, можно заключить, что с

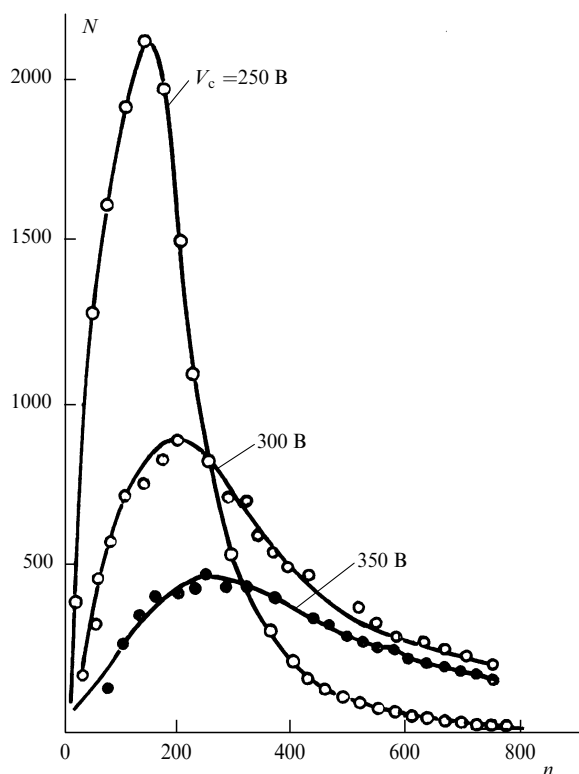


Рис. 5. Статистические распределения числа электронов, эмиттированных при прохождении α -частиц с энергией ~ 4 МэВ, при различных V_c

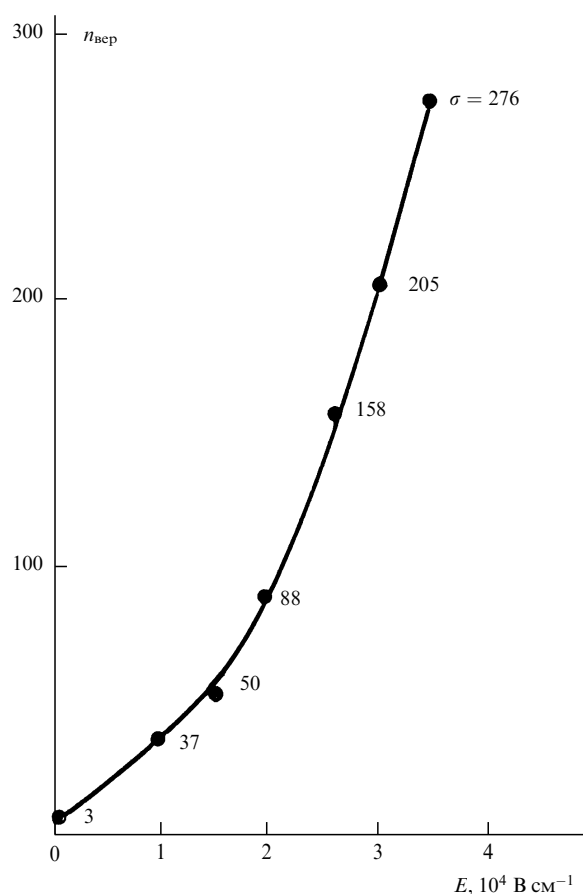


Рис. 6. Зависимость вероятного значения числа электронов, эмиттированных при прохождении α -частицы, от напряженности электрического поля E для KCl (2 %, 100)

увеличением плотности ионизации эффективное значение n не увеличивается линейно, т.е. имеет место захват электронов ионизации ионами, образованными самой α -частицей. С увеличением E , как и в прежних случаях, $n_{\text{вер}}$ сначала растет медленно, а затем круто поднимается вверх. Максимальная эффективность регистрации α -частиц $\eta = 100\%$. Временная дисперсия ПЭД с учетом вклада остальной части установки близка к $0,75 \times 10^{-9}$ с. Авторы делают вывод, что истинная дисперсия, обусловленная дрейфом и размножением электронов в пористой среде, значительно меньше 10^{-9} с.

Возможность регистрации сильноионизирующих частиц на фоне слабоионизирующего излучения изучалась в [38]. Детектор был аналогичен использованному в [35], но источник α -частиц располагался в вакуумном объеме детектора, а рабочим веществом был MgO (0,7 %, 100). α -частицы имели энергию 5,5 МэВ. Для α -частиц $n_{\text{вер}}$ достигало 2000, а для β -частиц примерно 20. Из данных табл. 4 следует, что подбором нижнего порога регистрации вторичных электронов можно исключить минимально-ионизирующие частицы, оставляя при этом эффективность регистрации сильноионизирующего излучения на уровне 100 %.

Таблица 4

Нижний порог регистрации электронов, мВ		10	50	100	200
η , %	α -частицы	99,4	99,0	97,6	95
	β -частицы	7	2	—	—

Перспективным рабочим веществом для пористых детекторов является криолит (Na_3AlF_6). Он имеет высокие эмиссионные свойства, не гигроскопичен и позволяет создавать механически прочные и стабильно работающие эмиттеры для ПЭД, у которых при облучении α -частицами $\sigma_{\text{max}} \approx 4000$ (рис. 7). В [39] исследовалось УВЭЭ-эмиттеры из KBr, LiF и MgO (рис. 8).

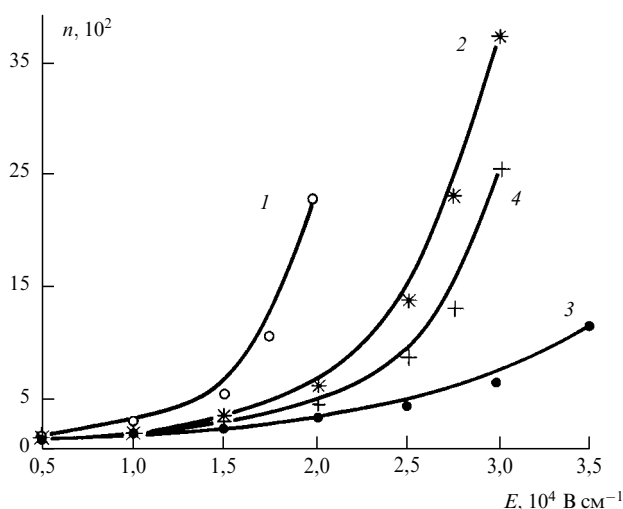


Рис. 7. Зависимость от E среднего числа электронов, эмиттированных при прохождении α -частицы из криолита (1 %) при различных толщинах d : 1 — $d = 300$ мкм, 2 — $d = 200$ мкм, 3 — $d = 100$ мкм, 4 — $d = 200$ мкм. Кривая 4 получена, когда в качестве подложки пористого вещества использовалась мелкоструктурная сетка с ячейками 80×80 мкм [39]

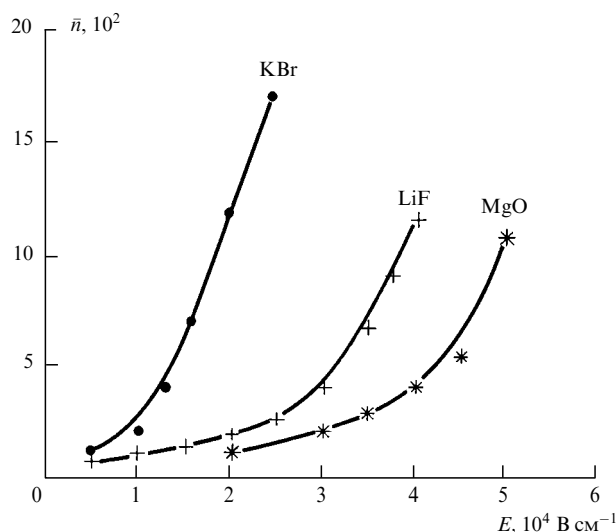


Рис. 8. Зависимость от E среднего числа электронов, эмиттированных при прохождении α -частицы, для KBr (1 %, 100), LiF (1 %, 100) и MgO (0,9 %, 100)

Высокий эффективный атомный номер KBr, CsI, криолита и др. позволяет регистрировать с высокой эффективностью и рентгеновские кванты [39].

В ПЭД система регистрации вторичных электронов должна иметь большое усиление, хорошие временные параметры и малые статистические флуктуации коэффициента усиления. Этот вопрос был решен использованием микроканальных пластин (МКП) [40, 41]. В одном детекторе шевронная сборка из двух МКП была установлена непосредственно под эмиттером.

В другом УВЭЭ-детекторе эмиттер помещался на место фотокатода фотоумножителя, а шевронная сборка из двух МКП устанавливалась на место первого динода. α -частицы проходили через эмиттер, не попадая в МКП. Эффективность регистрации α -частиц с энергией 5,5 МэВ с ростом V_c растет и достигает плато при $\eta = 100\%$ в случае как MgO (1 %, 100), так и KBr (1 %, 100). Временное разрешение этого детектора составляет примерно 0,5 нс.

Весьма перспективно, по-видимому, использование изохронной транспортировки вторичных электронов с помощью электростатического зеркала [51]. Такой детектор с рабочим веществом MgO (0,6 %, 100) описан в [42–44]. Подложкой MgO служила никелевая мелкоструктурная сетка, покрытая тонкой металлизированной коллоидной пленкой, управляющая сетка находилась на расстоянии 0,5 мм от поверхности слоя MgO. Вторичные электроны регистрировались с помощью двух МКП с коаксиальным анодом. Временное разрешение двух таких синхронно работающих детекторов было $0,25 \times 10^{-9}$ с при 100 %-ной эффективности регистрации α -частиц с энергией 4,5–7,5 МэВ. Спектр α -частиц от источников ^{226}Ra , измеренный авторами, позволяет заключить, что УВЭЭ-детекторы можно успешно использовать в ядерной спектроскопии.

Времяпролетный спектрометр тяжелых ионов, содержащий два УВЭЭ-детектора, с синхронной транспортировкой электронов описан в [44]. Спектрометр имел временное разрешение 0,12 нс и служил для диагностики пучка ионов ^{132}Xe с энергией 115 МэВ.

Явление УВЭЭ исследовалось и использовалось для регистрации различных частиц в [45]. Вторичные электроны ускорялись полем напряженностью 14 кВ/см и регистрировались полупроводниковым детектором. Дрейф электронов в пористой среде происходил под влиянием того же поля. В течение 2 ч после включения напряжения в случае CsI значение σ падало для β -частиц от 15 до 3, а для α -частиц — от 2000 до 100, после чего оно оставалось постоянным. Для KCl такие изменения не наблюдались. Эмиссионные свойства восстанавливались методом обратного деполяризующего электрического поля аналогично тому, как это делалось в [53–57]. Было показано, что стабильная эмиссия наблюдается, если удовлетворяется условие $E_d t_d \geq E t_p$, где E_d и t_d — напряженность и длительность подачи деполяризующего поля, t_p — длительность подачи рабочего напряжения. В этой работе описывается ПЭД, в котором для исключения поляризационных эффектов в рабочей среде эмиттер питался переменным напряжением, что осуществлялось с помощью дополнительного тонкого электрода, расположенного на расстоянии 1 см от поверхности пористого слоя CsI. Этот электрод был покрыт плотным слоем CsI толщиной 600 Å. Электроны, вышедшие из пористого слоя, ускорялись в промежутке между дополнительным электродом и пористым эмиттером до энергии 5,5 кэВ, размножаясь в плотном слое CsI в 6–7 раз. Далее они снова ускорялись в поле 14 кВ/см и фокусировались на сборку из двух микроканальных пластин. Временное разрешение детектора составляло 600 пс при эффективности регистрации минимально-ионизирующих β -частиц $\eta = 92\%$. Этот детектор был использован во времяпролетной системе для регистрации протонов с энергией 540 МэВ. Переменное питание детектора синхронизировалось с временной структурой ускорителя. При эффективности регистрации протонов 96–98 % временное разрешение детектора составляло 450 пс, что значительно лучше, чем в случае β -частиц. Такой результат авторы [45] объясняют тем, что ионизационные потери энергии протонов в 1,5 раза выше, чем для β -частиц, и соответственно временные флуктуации меньше.

Для пористых эмиттеров KCl авторы [45] отмечают некоторые противоречия между своими результатами и данными работ [53–57], где наблюдался спад эффективности регистрации частиц со временем. Однако если учесть, что напряженность поля в [53–57] была значительно выше, то причины противоречия, по-видимому, проясняются. В то же время в [27–31], где напряженность поля сравнима с использованной в [45] для KCl, CsBr, MgO и LiF, не наблюдались какие-либо изменения σ во время работы без деполяризующего поля.

УВЭЭ-детектор, у которого взамен управляющей сетки поставлен сплошной электрод-анод, изучался в [46]. В этом детекторе анод находился на поверхности пористого слоя CsI (1 %), а сигналы, как и в [53–57], усиливались широкополосным усилителем. Авторы нашли, что амплитудное разрешение детектора с увеличением V_c улучшается и достигает 15 %.

Технология изготовления пористых слоев оказывает сильное влияние на их эмиссионные свойства [39]. Было установлено, что если после поджига Mg лодочка, с которой происходило осаждение, не подогревается, т.е. MgO осаждается только самогорением Mg, что пористые пленки получаются прозрачными и имеют плохие эмис-

сионные характеристики. В случае продолжения подогрева подложки во время осаждения MgO пленки получаются бело-матовые и содержат микрокристаллики MgO размерами 10–15 мкм. В этом случае эмиттеры характеризуются высокими значениями σ , работают более стабильно, а сами значения σ флуктуируют значительно меньше. Толщина MgO линейно зависит от давления воздуха, в котором производится осаждение. При его сильном уменьшении качество эмиттеров ухудшается. После контакта с воздухом свойства пористых пленок KBr сильно изменяются. Слои уменьшаются по толщине, становятся механически более прочными, но их эмиссионные свойства существенно ухудшаются. Пленки из LiF и MgO не боятся влаги, а из CsI умеренно гигроскопичны.

6. Статистика УВЭЭ

Теоретически вопросы статистики дрейфа и размножения электронов в пористых средах под воздействием внешнего электрического поля рассмотрел Харитонов на основе аналогии с задачей о флуктуациях коэффициента газового усиления в пропорциональных счетчиках [48]. Во время появления этой работы статистика УВЭЭ еще не была экспериментально изучена, поэтому автор не имел возможности количественно проверить свою модель. Ее сопоставление с экспериментальными результатами было проведено Гавалыном [49].

Экспериментальные результаты, полученные в [49] для Na_3AlF_6 (1 %, 200) и расчетные распределения сравниваются на рис. 9.

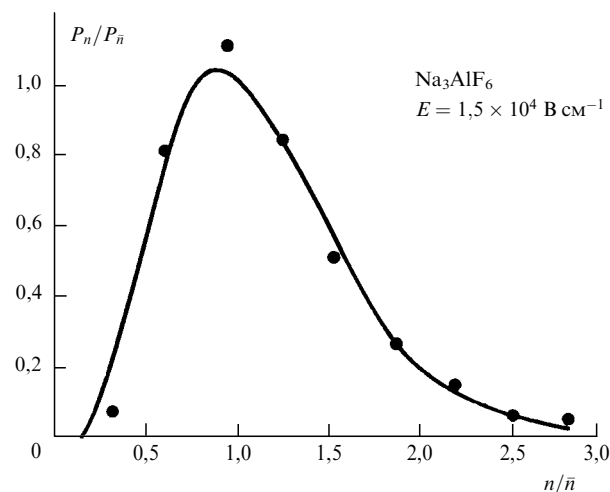


Рис. 9. Распределение P_n вероятности выхода n электронов под действием α -частиц для Na_3AlF_6 (1 %, 200): точки — эксперимент, сплошная линия — расчет; $E = 1,5 \times 10^4$ В см $^{-1}$

Размножение электронов в пористых средах в модели усиления сигнала канального умножителя было рассмотрено в [50]. Сравнивая статистические распределения, полученные в рамках этой модели со своими экспериментальными данными для MgO (0,4 %, 100), авторы отмечают их согласие. Соответствие экспериментальных результатов обоим теоретическим моделям, скорее всего, указывает на то, что пористая среда, с одной стороны, вследствие хаотичного распределения разме-

ров пор похожа на газ, а с другой, поскольку процессы размножения происходят в дискретных порах, близка по своим свойствам к канальным умножителям.

7. Многопроволочный пористый детектор

Все перечисленные выше детекторы излучения не использовались для измерения координат частиц, хотя такая возможность имеется. Например, если вместо фотокатода многокаскадного электронно-оптического преобразователя установить УВЭЭ-эмиттер, то на экране можно зафиксировать координаты частицы.

Перспективным является многопроволочный детектор, аналогичный многопроволочной пропорциональной камере, который вместо газа заполнен пористым диэлектриком (МПД) (рис. 10). Катодные электроды 2, изготовленные из мелкоструктурной сетки, расположены параллельно друг другу. Между ними на расстоянии L от каждого натянута анодная нить 3 с радиусом r_0 и шагом l . Пространство между катодными электродами заполнено пористым диэлектриком 1.

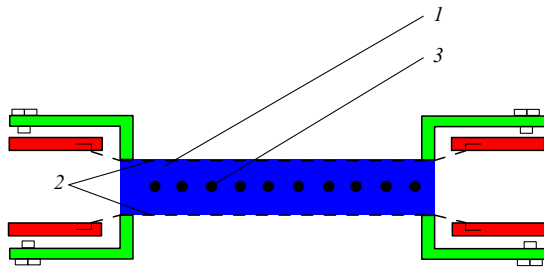


Рис. 10. Разрез МПД: 1 — пористое вещество, 2 — катодные электроды, 3 — анодные нити

Оценим число электронов M , собранных на аноде МПД при прохождении минимально-ионизирующей частицы, используя установленную зависимость $\sigma(E)$ (см. рис. 2). Разобьем всю толщину рабочего слоя МПД на элементарные слои толщиной L_e каждый. Тогда $M = \prod_{i=1}^k \delta(E_i)$, где E_i и $\delta(E_i)$ — напряженность электрического поля и коэффициент эмиссии i -го слоя соответственно, k — число слоев. Так как электрическое поле в этом случае близко к цилиндрическому, $E_i \approx (U_p/r_i) \ln(L/r_0)$, где U_p — разность потенциалов между катодом и анодом (рабочее напряжение), r_i — расстояние от центра анодной нити до центра i -го слоя, L — расстояние между анодом и катодом, r_0 — радиус анодной нити. Для определения $\delta(E_i)$ аналогичным образом представим УВЭЭ-эмиттер, разбив его на элементарные слои толщиной L_e , так как электрическое поле в этом случае однородное. δ_i для всех слоев одинаково, поэтому $\sigma(E_i) = \delta^k(E_i)$. Отсюда, подставляя $\delta(E_i)$ в выражение для M , получим $M = \prod_{i=1}^k \sqrt[k]{\sigma(E_i)}$. Для МПД, наполненного KCl (2 %, $L_e = 10$ мкм), $L = 300$ мкм, $r_0 = 10$ мкм, $U_p = 1,5 \times 10^9$ В. Расчеты дают для $M \approx 6 \times 10^4$.

В последующих опытах [53–57] сигналы усиливались широкополосным усилителем с коэффициентом усиления около 200. Было установлено, что усиление в МПД, заполненном пористым MgO, во время работы претерпевает сильные колебания и уменьшается. В случае KCl или CsI колебания усиления не наблюдаются, но со

временем эффективность регистрации частиц уменьшается, причем тем сильнее, чем больше было ее начальное значение.

В случае CsI и KCl η уменьшается даже в отсутствие облучения, но этот процесс происходит медленнее, чем при облучении. На рис. 11 для CsI (2 %) сравниваются результаты, полученные при непрерывном облучении и когда источник α -частиц подводится во время измерения только на 2–3 с. В случае CsI даже после сильного утомления МПД его рабочие характеристики восстанавливаются, если напряжение питания U_p на некоторое время выключается. На рис. 12 кружочки отвечают непрерывной работе МПД, а точки — случаю, когда после спада η импульсное напряжение включалось только во время измерения. Когда после спада η на МПД в течение некоторого времени t_d подается напряжение U_d , обратное U_p , восстановление η в случае

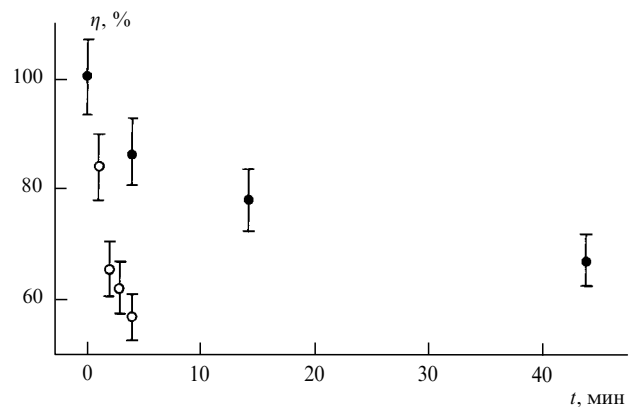


Рис. 11. Временной спад активности регистрации α -частиц в МПД на основе CsI (2 %): светлые кружки — непрерывное облучение, темные кружки отвечают случаю, когда между измерениями МПД не облучался

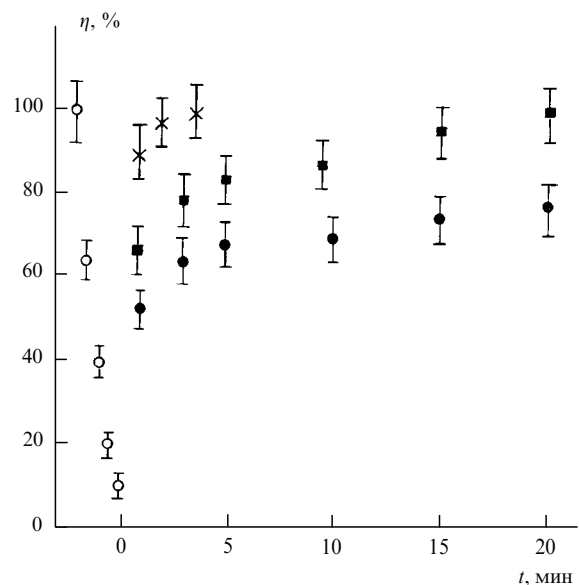


Рис. 12. Восстановление эффективности регистрации α -частиц в МПД на основе CsI (2 %): светлые кружки — спад со временем, темные кружки — самостоятельное восстановление при выключенном питании, квадраты и кресты — восстановление под воздействием деполяризирующего напряжения $U_d = 300$ В и $U_d = 600$ В, соответственно

эмиттера KCl и CsI происходит значительно быстрее. Соответствующие результаты приведены на рис. 13 для $U_d = 300$ В и $U_d = 600$ В. В случае MgO деполяризующее напряжение не восстанавливает эффективность, а приводит к слабым пробоям в эмиттере.

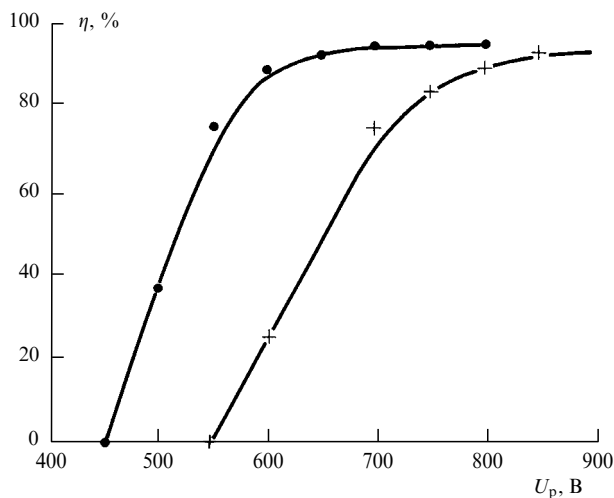


Рис. 13. Зависимость эффективности регистрации α -частиц от амплитуды импульсов рабочего напряжения U_p для химически чистого CsI (1,0 %) при $U_d = 300$ В (точки) и CsI (2 %) при $U_d = 600$ В (крестики) при $t_p = 2$ мс и $t_d = 18$ мс

Интерпретировать эти результаты не просто вследствие чрезвычайной сложности структуры пористых сред, неконтролируемости количества и вида примесей, а также характера кристаллической структуры стенок пор.

Явление медленного утомления МПД в отсутствие ионизирующего излучения качественно, по-видимому, можно объяснить образованием в диэлектрике ионного тока по механизму Френкеля [58]. В результате тепловых флуктуаций часть ионов в диэлектрике получает достаточную для миграции энергию и попадает в межузелье. Под действием электрического поля они приобретают направленное движение. Некоторую часть этих ионов могут захватить ловушки, что приводит к накоплению положительного заряда. С одной стороны, поле такого объемного заряда ослабляет внешнее поле, а с другой, он является ловушкой для электронов, дрейфующих к аноду. Самостоятельное восстановление работы МПД происходит под влиянием внутреннего остаточного поля объемных зарядов, которое возвращает ионы в прежнее состояние, в результате чего равновесие в рабочей среде восстанавливается.

При воздействии ионизирующего излучения в процесс включаются электроны и дырки. Поскольку усиление происходит в небольшой области вокруг анодных нитей, плотность носителей заряда в околоанодном пространстве высока и поэтому поляризационные явления становятся существенными.

МПД работает стабильно, когда рабочее и деполяризующее напряжения подаются в чередующемся порядке в виде импульсов и соблюдается определенное соотношение между их длительностями и амплитудами. Это соотношение зависит от вещества, плотности и толщины рабочей среды, а также внутреннего усиления

МПД. В частности, в случае МПД с KCl (2 %, $L = 200$ мкм, $l = 250$ мкм, $r_0 = 12,5$ мкм при $U_p = 850$ В, $t_p = 10$ с, $t_d = 1$ с) регистрация α -частиц со 100 %-ной эффективностью и стабильная работа МПД достигаются, когда $U_d = 550$ В.

В миллисекундном диапазоне t_p и t_d условия стабильности существенно не изменяются [59]. В табл. 5 приведены результаты измерения стабильности эффективности η в течение 30 мин в области плато кривой эффективности для α -частиц, когда использовался химически чистый CsI и МПД имел $L = 280$ мкм, $l = 500$ мкм. В первой и второй колонках приведены значения t_p и t_d , в третьей и четвертой — η_{\max} в начале работы при плотности эмиттера 1 % и 2 % соответственно, в пятой и шестой колонках — спад эффективности $\Delta\eta$ за 30 мин работы, когда $U_d = 500$ В для CsI (1 %) и $U_d = 600$ В для CsI (2 %).

Таблица 5

t_p , мс	t_d , мс	η_{\max} , %		$\Delta\eta$, %	
		$\delta/\delta_0 = 1$ %	$\delta/\delta_0 = 2$ %	$\delta/\delta_0 = 1$ %	$\delta/\delta_0 = 2$ %
1	19	97	100	$0 \pm 0,025$	0
2	18	93	92	$0 \pm 0,03$	$0 \pm 0,036$
3	17	92	81	$0 \pm 0,024$	$0 \pm 0,042$
4	16	91	74	$0 \pm 0,025$	$0,3 \pm 0,06$
5	15	88	—	$0 \pm 0,026$	

Кривые $\eta(U_p)$ для МПД с химически чистым CsI (1 %) и CsI (2 %), $L = 280$ мкм, $l = 500$ мкм приведены на рис. 13. В случае технического чистого CsI форма кривых аналогична, но U_p на ~ 50 % больше [59]. В тех же условиях для регистрации минимально-ионизирующих частиц требуется почти в 2 раза большее U_p , и $\eta = 100$ % достигается при больших L , чем в случае α -частиц [60]. Исследования показали, что криолит также поляризуется во время работы, но эффективно воспринимает деполяризующее напряжение [39], чего нельзя сказать о KBr. Зависимости $\eta(U_p)$ для криолита (1 %), CsI (1,5 %), KBr (1 %) в случае регистрации α -частиц с использованием МПД $L = 200$ мкм, $l = 500$ мкм приведены на рис. 14.

Разновидностью МПД является эмиссионный многопроволочный пористый детектор (ЭМПД), в котором анодные нити вынесены из рабочей среды и электроны собираются на них уже после эмиссии в вакуум. Зависимость $\eta(U_p)$ для ЭМПД имеет такой же вид, как и для МПД, но рабочее напряжение в этом случае значительно больше [61–63].

МПД можно успешно применять и в задачах, где нужно регистрировать рентгеновские кванты малых энергий на фоне жестких γ -квантов, благодаря большому выбору пористых эмиттеров с различными эффективными атомными номерами, плотностью и толщиной рабочего вещества. В [64] был использован МПД с пористыми CsI, KBr ($L = 2$ мм, $l = 250$ мкм) для регистрации мессбауэровских рентгеновских квантов с энергией $E_\gamma = 14$ кэВ на фоне квантов с $E_\gamma = 6$ кэВ и $E_\gamma = 120$ кэВ, поскольку $\eta = 80$ % для $E_\gamma = 14$ кэВ и $\eta \approx 6$ % для $E_\gamma = 120$ кэВ.

Авторы заключают, что МПД на основе KBr для рентгеновских квантов с $E_\gamma = 6$ кэВ дает лучшие результаты, чем сцинтилляционный счетчик с кристаллом CsI(Tl).

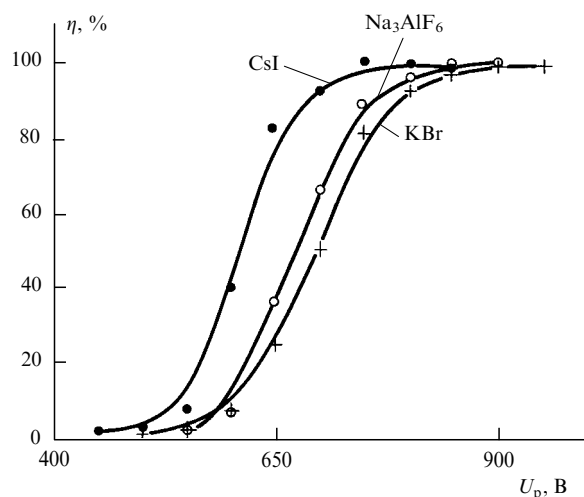


Рис. 14. Зависимость эффективности регистрации α -частиц от амплитуды импульса питания U_p для МПД на основе CsI (1,5 %), KBr (1,0 %) и криолита (1,0 %) с $L = 200$ мкм, $l = 500$ мкм

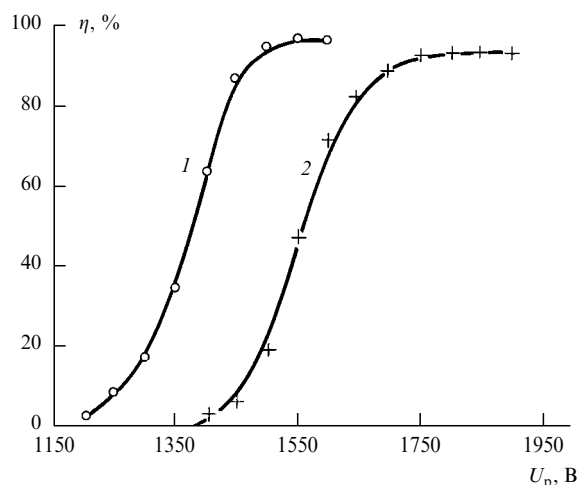


Рис. 15. Зависимость эффективности регистрации β -частиц с энергией $\geq 0,7$ МэВ (2) и рентгеновских квантов с энергией 5,9 кэВ (1) для МПД на основе CsI (2 %) с $L = 400$ мкм, $l = 250$ мкм

Абсолютное значение η для квантов с энергией 6 кэВ измерено в [65]. МПД калибровался с помощью полупроводникового детектора. На рис. 15 приведены кривые $\eta(U_p)$, полученные в МПД на основе CsI (2 %) с $L = 400$ мкм, $l = 250$ мкм для γ -квантов с $E_\gamma = 5,9$ кэВ и β -частиц.

8. Микростриповый пористый детектор

Рабочая площадь МПД ограничена из-за трудностей, связанных с необходимостью натягивать анодные проволоки на расстояниях порядка 0,1 мм друг от друга. В микростриповых детекторах этой проблемы не существует, а проблема больших площадей катодов решается металлизацией поверхности пористого диэлектрика. Разработанный автором [70] микростриповый детектор с рабочим веществом из CsI (1–2 %) имел стрипы шириной 100 мкм с промежутками 100 мкм между ними и толщину пористого слоя 500 мкм. Детектор исследовался при облучении α -частицами. Число отсчетов за единицу времени росло с увеличением U_p и достигало плато ($\eta = 100$ %).

9. Временное, амплитудное и координатное разрешения МПД

Вследствие сильного поглощения электронов ионизации в стенках пор флуктуации числа электронов, попавших в поры, весьма велики, поэтому использовать МПД для высокоточных измерений ионизирующей способности частиц не удастся. Наилучшее амплитудное разрешение 25 % при облучении α -частицами получено в [67, 68], когда сигналы снимались отдельно с каждой проволоки МПД. Вместе с тем временное разрешение МПД исключительно высоко. Это обусловлено тем, что средняя энергия внутренних электронов сравнительно велика (~ 50 эВ), поэтому время формирования лавины мало. Согласно [67, 68] временное разрешение МПД составляет 60 пс и менее.

Согласно работе [57] координатное разрешение МПД равно ± 100 мкм и менее. Предпосылкой высокого координатного разрешения является не только малый

диаметр пор, но и то, что поры закрытые, т.е. они не могут разветвлять поток дрейфующих электронов и уносить в сторону ствол электронной лавины. О закрытости пор свидетельствуют зависимости коэффициента вторичной электронной эмиссии σ от плотности пористой среды (см. рис. 13). Действительно, так как равным σ соответствуют одинаковые энергии внутренних электронов $W_e = eEL_e$, а L_e пропорционален радиусу поры r , который, в свою очередь, пропорционален $\rho^{-1/3}$ и $\rho^{-1/2}$ для сферической и цилиндрической формы пор соответственно, где ρ — плотность среды. Экспериментальные результаты показывают, что $\sigma \sim \rho^{-1/3}$.

В заключение следует отметить, что явление эффективного дрейфа и размножения электронов в пористых диэлектриках под воздействием внешнего электрического поля, обнаруженное 25 лет назад, предоставляет уникальные возможности для создания быстрых, координатно-чувствительных, содержащих на пути частиц крайне малое количество вещества, недорогих детекторов ядерного излучения и многозарядных ионов, а также может найти применение в других областях техники, как, например, в электронных умножителях, электронно-оптических преобразователях и, возможно, в телевизионной технике.

Автор хотел бы отметить большую роль Н.Н. Трофимчука и В.Г. Гавалына в развитии методики детекторов на основе пористых диэлектриков и поблагодарить В.Г. Гавалына и А.С. Есина за оказанную помощь в оформлении обзора, а также Г.И. Мерзона за полезные замечания, сделанные при обсуждении этой работы.

Список литературы

1. Гинзбург В Л, Франк И М *J. Phys. USSR* **9** 353 (1945)
2. а. Гарибян Г М *ЖЭТФ* **37** 527 (1959)
б. Барсуков К А *ЖЭТФ* **37** 1106 (1959)
3. Тер-Микаелян Л М *ДАН СССР* **134** 318 (1960)
4. Yuan L C L, Wang C L, Prunster S S *Phys. Rev. Lett.* **23** 496 (1969)
5. Авакян К М, Алиханян А И, Гарибян Г М и др. *Изв. АН АрмССР. Физика* (5) 267 (1970); *Phys. Rev. Lett.* **25** 636 (1970)
6. Лорикян М П, Сардарян Р А, Шихляров К К *Изв. АН АрмССР. Физика* **24** (4) 159 (1989); **24** (5) 151 (1989); **24** (6) 300 (1989)
7. Арутюнян Ф Р, Испириян К А, Оганесян А Г *Изв. АН СССР* **28** 1864 (1964); *ЯФ* **1** 842 (1965)

8. Арутюнян Ф Р, Испириян К А, Оганесян А Г *Письма в ЖЭТФ* **4** 277 (1966)
9. Лорикян М П *Тр. II Симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий* (Ереван, 13–15 сентября 1983 г.) (Ереван: ЕФИ, 1984) с. 657
10. Бронштейн И М, Фрейман П С *Вторичная электронная эмиссия* (М.: Наука, 1969)
11. Болоздыня Л М *ПТЭ* (2) 5 (1984)
12. Molter L *Phys. Rev.* **50** 48 (1936)
13. Зернов Д В *ЖЭТФ* **17** 1787 (1937); *ДАН СССР* **8** 352 (1944)
14. Sternglass E J, Goetze G G *IRE on Nucl. Sci.* **8** 3 (1962); **9** 97 (1962)
15. Jacobs H *Phys. Rev.* **84** 877 (1951)
16. Jacobs H, Freely G, Brand F *Phys. Rev.* **88** 492 (1952)
17. Garwin E L, Edgcombe J, Preprint SLAC-PUB 156 (1965)
18. Garwin E L, Lleser J, Preprint SLAC-PUB 623 (1969); *J. Appl. Phys.* **41** 4 (1970)
19. Lleser J, Garwin E L *J. Appl. Phys.* **40** 101 (1969)
20. Лорикян М П Докт. дис. ... физ.-мат. наук (ОИЯИ) (Дубна, 1975)
21. Лорикян М П, Кавалов Р Л, Трофимчук Н Н, Давтян Э Е *Изв. АН АрмССР. Физика* **6** 297 (1971)
22. Лорикян М П, Кавалов Р Л, Трофимчук Н Н, Серов В Л *Изв. АН АрмССР. Физика* **2** 18 (1972)
23. Лорикян М П, Кавалов Р Л, Трофимчук Н Н *Изв. АН АрмССР. Физика* **8** 33 (1973)
24. Лорикян М П, Кавалов Р Л, Трофимчук Н Н *Письма в ЖЭТФ* **16** (6) 320 (1972)
25. Лорикян М П, Кавалов Р Л, Трофимчук Н Н Научные сообщения ЕФИ-19(73) (Ереван, 1973)
26. Cheehab R, Humbert G, Leblond B, Preprint LAT/RT/83-13 (Orsay (France), July 1983)
27. Lorikian M P, Kavalov R L, Trofimchuk N N, Preprint ЕФИ-40 (73) (Ереван, 1973); *Nucl. Instrum. Methods* **122** 377 (1974)
28. Лорикян М П, Кавалов Р Л, Трофимчук Н Н, Арванов А Н Научные сообщения ЕФИ-84(74) (Ереван, 1974)
29. Лорикян М П, Кавалов Р Л, Трофимчук Н Н и др. Научные сообщения ЕФИ-131 (75) (Ереван, 1975)
30. Трофимчук Н Н, Лорикян М П, Кавалов Р Л и др. *ЖЭТФ* **69** (2(8)) 630 (1975)
31. Арванов А Н, Кавалов Р Л, Лорикян М П, Трофимчук Н Н *Изв. АН АрмССР. Физика* **9** (6) 540 (1974)
32. Лорикян М П, Кавалов Р Л, Трофимчук Н Н *РЭ* **14** (5) 935 (1969)
33. Лорикян М П, Князян С Г *Изв. АН АрмССР. Физика* (5) 180 (1970)
34. Кавалов Р Л, Лорикян М П, Трофимчук Н Н *Изв. АН АрмССР. Физика* (3) 63 (1968)
35. Lorikian M P, Trofimchuk N N Preprint ЕФИ-178 (24) 76 (Ереван, 1976); *Nucl. Instrum. Methods* **140** 505 (1977)
36. Лорикян М П, Трофимчук Н Н *Тр. Международ. симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий* (Ереван, 1977) (Ереван: ЕФИ, 1978) с. 449
37. Кавалов Р Л, Лорикян М П, Трофимчук Н Н *Изв. АН АрмССР. Физика* (2) 443 (1967)
38. Арванов А Н, Ахперджанян А Г, Гавалян В Г и др. *ПТЭ* (4) 58 (1981)
39. Гавалян В Г, Арванов А Н, Гукасян С М, Лорикян М П *Изв. АН АрмССР. Физика* **19** (3) 152 (1984)
40. Арванов А Н, Гавалян В Г, Лорикян М П, Preprint ЕФМ-195(39)-81 (Ереван, 1981)
41. Арванов А Н, Гавалян В Г, Лорикян М П *ПТЭ* (4) 70 (1983)
42. Кавалов Р Л, Лукьянов С М, Маркарян Ю Л и др., Preprint ОИЯИ 13-83-188 (Дубна, 1983); *ПТЭ* (3) 45 (1984)
43. Кавалов Р Л, Маркарян Ю Л, Панян М Г, Папян Г А, Preprint ЕФИ-673(63)-83 (Ереван, 1983)
44. Кавалов Р Л, Лукьянов С М, Маркарян Ю Л и др. *ПТЭ* (3) 42 (1985)
45. Chianelli C, Aregon P, Boulet J et al. *Nucl. Instrum. Methods* **A273** 1 245 (1988)
46. Гукасян С М, Аланакия А К, Мартиросян Э С *Изв. АН АрмССР. Физика* **24** (4) 203 (1989)
47. Гавалян В Г, Лорикян М П, Арванов А Н *Изв. АН АрмССР. Физика* (17) 102 (1982)
48. Харитонов В М, Preprint ЕФИ-248(41)-77 (Ереван, 1977)
49. Гавалян В Г, Preprint ЕФИ-1238(24)-90 (Ереван, 1990)
50. Арванов А Н, Ахперджанян А Г, Гавалян В Г и др. *РЭ* **1** (27) 163 (1981)
51. Busch F, Pfeffer W *Nucl. Instrum. Methods* **140** 71 (1980)
52. Gukasian S M, Kavalov R L, Lorikian, Trofimchuk N N, Preprint EPI-280(5)-78 (Yerevan, 1978)
53. Гукасян С М, Кавалов Р Л, Лорикян М П и др., Preprint ЕФИ-370(28)-79 (Ереван, 1979)
54. Гукасян С М, Кавалов Р Л, Лорикян М П, Preprint ЕФИ-372(30)-79 (Ереван, 1979)
55. Гукасян С М, Кавалов Р Л, Лорикян М П, Петросян Г Г *Изв. АН АрмССР. Физика* **44** (3) 634 (1980)
56. Gukasian S M, Kavalov R L, Lorikian M P, Markarian Yu L *Nucl. Instrum. Methods* **167** 427 (1980)
57. Gukasian S M, Kavalov R L, Lorikian M P *Nucl. Instrum. Methods* **171** 469 (1980)
58. Frenkel I Ya *Zs. Phys.* **35** 652 (1926); Гукасян С М, Кавалов Р Л, Лорикян М П А.с. 824 808 СССР; *Бюл. изобрет.* (20) 200 (1982)
59. Лорикян М П, Маркарян К Ж, Тарламазян В Г *ПТЭ* (5) 45 (1984)
60. Лорикян М П, Гавалян В Г, Гукасян С М и др. *Тр. II Международ. симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий* (Ереван, 13–15 сентября 1983 г.) (Ереван: ЕФИ, 1984) с. 648
61. Lorikian M P, Gavalian V G, Markarian K J *Nucl. Instrum. Methods* **A350** 244 (1994)
62. Гавалян В Г, Арванов А Н, Лорикян М П, Гукасян С М *ПТЭ* (4) 72 (1984)
63. Гавалян В Г, Лорикян М П, Гукасян С М *Тр. II Международного симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий* (Ереван, 13–15 сентября 1993 г.) (Ереван: ЕФИ, 1994) с. 640.
64. Мкртчян А Р, Гукасян С М, Кочарян Л А *Изв. АН АрмССР. Физика* **24** (4) 198 (1989)
65. Lorikian M P, Gavalian V G *Nucl. Instrum. Methods* **A340** 624 (1994)
66. Авакян Р О, Гавалян В Г, Лорикян М П и др., Preprint ЕФИ-1164(41)-89 (Ереван, 1989); *ВАНТ, серия "Ядерно-физические исследования"* **3** (11) (1990)
67. Гавалян В Г, Лорикян М П, Саркисян Ю Г, Preprint ЕФИ-813(40)-85 (Ереван, 1985)
68. Gavalian V G, Lorikian V P, Shikhliarov K K *Nucl. Instrum. Methods* **A337** 613 (1994)
69. Гукасян С М, Preprint ЕФИ-640(30)-83 (Ереван, 1983)
70. Lorikian M P В печати

DETECTORS OF NUCLEAR RADIATION AND MULTICHARGED PARTICLES BASED ON POROUS DIELECTRICS

M.P. Lorikyan

Yerevan Physical Institute

ul. Brat'ev Alikhanyan 2, 375036 Yerevan, Armenia

Fax (7-8852) 35-00 39

E-mail: intern@ird.erphy.armenia.su

An analysis of experimental studies devoted to the development of new types of nuclear radiation detectors is performed. The action of these detectors is based on the phenomenon of drift and multiplication of secondary electrons produced by a multicharged ionising particle or a nuclear fragment in porous dielectrics placed in the electric field.

PACS numbers: **29.40.-n**

Bibliography — 70 references

Received 27 March 1995