

## ГАЗОВЫЕ ФОТОДЕТЕКТОРЫ С ТВЕРДЫМИ ФОТОКАТОДАМИ

*А. Ф. Бузулуцков\**

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Россия, Новосибирск

ВВЕДЕНИЕ	813
ТИПЫ ГФД И ПРИНЦИПЫ ИХ РАБОТЫ	815
ЭФФЕКТИВНЫЕ ФОТОКАТОДЫ ДЛЯ ГАЗОВЫХ ФОТОДЕ- ТЕКТОРОВ	821
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАНОПЛЕНКИ НА ФОТОКАТОДАХ ДЛЯ УФ- И ВИДИМОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА	834
ГФД НА ОСНОВЕ ГЭУ	846
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	861
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	862

---

\*E-mail: [buzulu@inp.nsk.su](mailto:buzulu@inp.nsk.su)

## ГАЗОВЫЕ ФОТОДЕТЕКТОРЫ С ТВЕРДЫМИ ФОТОКАТОДАМИ

А. Ф. Бузулуцков\*

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Россия, Новосибирск

Замечательные свойства газовых фотодетекторов делают их привлекательными для применения в физике высоких энергий, астрофизике и в области медицинской визуализации. В данном обзоре представлены результаты исследования и разработки газовых фотодетекторов с твердыми фотокатодами (ГФД). В частности, описываются эффективные фотокатоды для ультрафиолетовой (в основном CsI) и видимой области, включая фотокатоды с защитными диэлектрическими нанопленками. Рассматриваются некоторые вопросы физики газовых фотодетекторов и фотокатодов: обратное рассеяние фотоэлектронов в газе, усиление фотоэлектронной эмиссии в электрическом поле, транспорт фотоэлектронов через нанопленки, защитные свойства нанопленок, фотонные и ионные обратные связи. Отдельная глава посвящена ГФД на основе газовых электронных умножителей (ГЭУ), включая отпаянные ГФД и криогенные двухфазные лавинные детекторы с CsI-фотокатодом.

Remarkable properties of gas photodetectors make them attractive for applications in high energy physics, astroparticle physics and medical imaging. In this review, the results of research and development of gas photodetectors with solid photocathodes (GPDs) are presented. In particular, effective photocathodes for the UV and visible range are described, including those coated with protective dielectric nanofilms. Some topics on physics of gas photodetectors and photocathodes are considered: photoelectron backscattering in gas media, photoemission enhancement in the electric field, photoelectron transport through nanofilms, protective properties of nanofilms, photon and ion feedback. A special section is devoted to GPDs based on Gas Electron Multipliers (GEMs), including sealed GPDs and cryogenic two-phase avalanche detectors with CsI photocathode.

PACS: 29.40.Cs; 85.60.Ha

### ВВЕДЕНИЕ

Детекторы фотонов (фотодетекторы) являются одним из основных типов детекторов в физике высоких энергий и ядерной физике. Они используются там, где требуется оптический метод регистрации сигнала, а именно в сцинтилляционных счетчиках, черенковских счетчиках, детекторах колец излучения Вавилова–Черенкова (RICH-детекторах), сцинтилляционных калориметрах и т. д. Наиболее распространенными представителями фотодетекторов являются вакуумные фотоэлектронные умножители (ФЭУ) и полупроводниковые фотодиоды.

---

\*E-mail: buzulu@inp.nsk.su

В то же время в течение вот уже более четверти века разрабатываются газовые фотодетекторы, чувствительные к одиночным фотонам и использующие принцип лавинного усиления в газах (см., например, [1, 2]). Преимуществами газовых фотодетекторов по сравнению с вакуумными являются большая рабочая площадь, удобные методы считывания координатной информации и способность работать в магнитном поле, а по сравнению с полупроводниковыми — еще и меньший уровень шумов и более высокое усиление. С другой стороны, по таким параметрам, как амплитудное и временное разрешение, они уступают вакуумным фотодетекторам. Таким образом, специфическая область применения газовых фотодетекторов определяется задачами, при решении которых требуются координатные фотодетекторы относительно большой площади (более квадратного дециметра).

Хотя фоточувствительные газовые счетчики были давно известны [3–5], первые координатные газовые фотодетекторы большой площади были разработаны в начале 80-х гг. прошлого столетия в связи с развитием RICH-детекторов [1]. Они имели газовый фотокатод, т. е. работали на парах органических веществ с низким потенциалом ионизации, чувствительных в области ультрафиолета (УФ), таких как ТЕА и ТМАЕ [1]. Область применения фотодетекторов с газовыми фотокатодами, однако, довольно ограничена по ряду причин. К ним относятся нечувствительность к видимому свету, неспособность работать при криогенных температурах и невозможность использования в отпаянных приборах.

Более перспективными считаются газовые фотодетекторы с твердыми фотокатодами вообще и с CsI-фотокатодом в частности [6]. Действительно, интерес к таким фотодетекторам не уменьшается вот уже на протяжении 20 лет [2, 7, 8]. Преимуществами твердых фотокатодов являются способность работать в широком диапазоне температур и давлений, совместимость с отпаянными приборами, разнообразие способов стыковки с усилительными структурами и чувствительность в видимой области. Кроме того, для CsI-фотокатодов, которые чувствительны в УФ-области, достоинством является высокий квантовый выход в области сцинтилляций благородных газов, что может найти применение в жидкостных сцинтилляционных криогенных детекторах [9].

Тем не менее применение газовых фотодетекторов с твердыми фотокатодами пока ограничивается несколькими действующими и проектируемыми RICH-детекторами на основе CsI-фотокатода, работающими в режиме постоянного обновления газовой смеси [10]. Это связано с тем, что до сих пор остается актуальной разработка более практичных газовых фотодетекторов: на основе газовых электронных умножителей [11–14], отпаянных [15, 16, 20] и с фотокатодами для видимой области [17–21]. В случае успеха они могли бы составить конкуренцию ФЭУ в их традиционных областях применения.

Главным препятствием к применению в газовых фотодетекторах фотокаатодов для видимой области является их высокая химическая активность по отношению к примесям кислорода и паров воды. Возможным решением проблемы является защита фотокаатодов диэлектрическими пленками толщиной всего несколько нанометров [22–29], т. е. нанопленками (см., например, [30]). В данном обзоре этой теме будет уделено достаточно много внимания.

До недавнего времени в качестве усилительных структур в газовых фотодетекторах использовались исключительно многопроволочные камеры [31]. Дальнейший прогресс в области газовых фотодетекторов связывают с применением газовых электронных умножителей (ГЭУ или GEM) [32–34] и родственных им структур. Уникальным свойством ГЭУ является возможность каскадирования, что позволяет применять его в газовых фотодетекторах в качестве усилительной структуры, аналогичной каскаду динодов в ФЭУ.

Замечательные характеристики газовых фотодетекторов с твердыми фотокаатодами на основе ГЭУ [11–21] делают их привлекательными для применения в физике высоких энергий, астрофизике и в области медицинской визуализации. Примерами таких применений, в частности, являются черенковские детекторы [35–37] и криогенные двухфазные лавинные детекторы [38, 39]. Последние предполагается использовать для регистрации когерентного рассеяния нейтрино на ядрах [40] и темной материи [41, 42], а также в позитронной эмиссионной томографии (ПЭТ) [43, 44].

В данном обзоре представлены результаты исследования и разработки газовых фотодетекторов (ГФД) с твердыми фотокаатодами. В разд. 1 приведена классификация и принципы работы ГФД. В разд. 2 рассматриваются эффективные фотокаатоды для УФ- и видимой области в газе и вакууме, а в разд. 3 — диэлектрические нанопленки на фотокаатодах. Разд. 4 посвящен разработке ГФД на основе ГЭУ, включая отпаянные ГФД и криогенные двухфазные лавинные детекторы с CsI-фотокаатодом.

Следует отметить, что физика газовых фотодетекторов и фотокаатодов является одной из самых сложных областей физики регистрации излучений и поэтому представляет самостоятельный интерес. В данном обзоре, в частности, будут рассмотрены такие вопросы из этой области, как обратное рассеяние фотоэлектронов на фотокаатод в газе, усиление фотоэлектронной эмиссии в электрическом поле, транспорт фотоэлектронов через нанопленки, защитные свойства нанопленок, фотонные и ионные обратные связи.

## 1. ТИПЫ ГФД И ПРИНЦИПЫ ИХ РАБОТЫ

ГФД можно классифицировать по нескольким признакам: с фотокаатодом для УФ- или видимой области спектра, с полупрозрачным или непрозрачным (массивным) фотокаатодом, на основе многопроволочной камеры или ГЭУ, с работой при продуве газа или в отпаянной конфигурации.

Из фотокатодов для УФ-области наибольшее распространение в физике высоких энергий получил CsI-фотокатод [6]. Решающую роль в его успешном применении сыграли результаты исследований, проведенных в рамках коллаборации RD-26 [45–50]. Их главным итогом явилось существенное увеличение эффективности CsI-фотокатода за счет правильного выбора подложки, процедуры прогрева и выбора газовой смеси с наименьшим эффектом обратного рассеяния фотоэлектронов (см. разд. 2).

ГФД с непрозрачным CsI-фотокатодом и считыванием на многопроволочную камеру успешно используются в RICH-детекторах с так называемой ближней фокусировкой (proximity focused) в экспериментах в CERN [10, 51], GSI [52] и BNL [10]. На рис. 1 показана схема такого RICH-детектора [51]: излучение Вавилова–Черенкова попадает из жидкого радиатора в многопроволочную камеру через кварцевое окно, где регистрируется с помощью пленочного CsI-фотокатода, нанесенного на катодные площадки. Камера продувается чистым метаном, обеспечивающим, во-первых, минимальный эффект обратного рассеяния фотоэлектронов (см. разд. 2) и, во-вторых, высокое газовое усиление (около  $5 \cdot 10^4$ ).

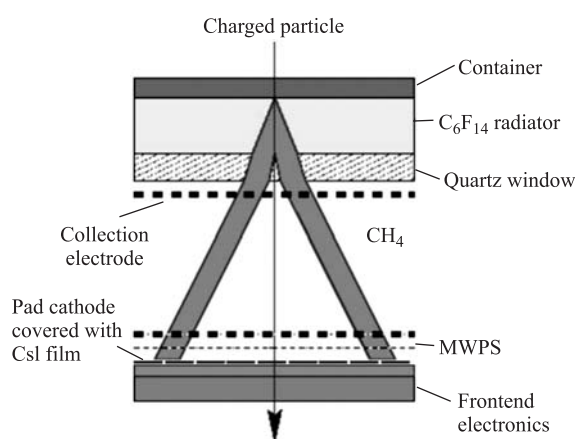


Рис. 1. Схема RICH-детектора с ГФД на основе многопроволочной камеры и непрозрачного CsI-фотокатода [51]

Дальнейшее развитие ГФД связывают с использованием ГЭУ вообще [32] и каскадных ГЭУ в частности [11, 13, 14], а также родственных им структур с отверстиями, таких как капиллярные пластины [53, 54], пластины с микроотверстиями и полосками [55] и «толстые» ГЭУ [56, 57]. «Стандартный» ГЭУ [33, 34] представляет собой тонкую диэлектрическую полиамидную (каптоновую) пленку толщиной 50 мкм, покрытую с обеих сторон металлической (медной) фольгой, в которой проделано множество отверстий диаметром

60–80 мкм по металлу, расположенных с шагом 140 мкм. Примечательно, что первые исследования трехкаскадного ГЭУ, получившего наибольшее распространение в трековых детекторах и фотодетекторах [34], были проведены именно в связи с разработкой газового фотодетектора с CsI-фотокатодом [11].

Каскадные ГЭУ обладают рядом достоинств, необходимых для успешной работы ГФД. К ним относятся высокое усиление (свыше  $10^4$ ) практически в любых газовых смесях [34], в том числе в чистых благородных [11, 58] и чистых молекулярных [12] газах; подавление фотонных [11, 12] и ионных обратных связей [16, 63–65]; возможность стыковки как с полупрозрачными [11], так и непрозрачными фотокатадами [13, 14]; совместимость с технологией изготовления отпаянных приборов [15, 16, 20]; эффективная работа при криогенных температурах [38, 59, 60], в том числе в насыщенных парах в двухфазных системах [39, 59, 61, 62].

По принципу работы ГФД на основе ГЭУ можно подразделить на детекторы с полупрозрачным [11] и непрозрачным фотокатодом [13, 14]. Схема ГФД на основе ГЭУ с полупрозрачным фотокатодом показана на рис. 2 [11, 16], а принципы его работы — на рис. 3. На рис. 3 проиллюстрированы также физические процессы, происходящие в таком детекторе [58]; подробнее о них будет рассказано в разд. 4. Катод фотодетектора представляет собой входное окно, на которое нанесен полупрозрачный фоточувствительный слой. Фотоэлектроны, рожденные на фотокатоде, движутся в дрейфовом промежутке вдоль силовых линий и фокусируются в отверстия ГЭУ, в которых под действием сильного электрического поля развиваются элек-

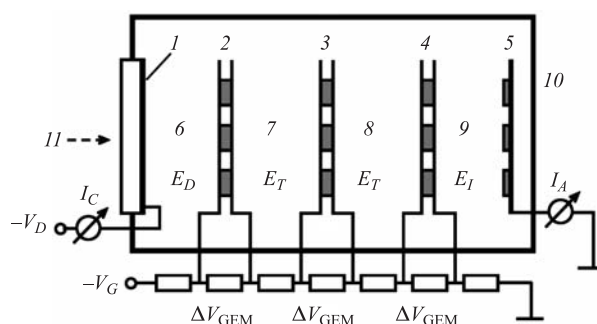


Рис. 2. Принципиальная схема ГФД на основе трехкаскадного ГЭУ с полупрозрачным фотокатодом [11, 16]. 1 — полупрозрачный фотокатод на входном окне; 2, 3, 4 — первый, второй и третий ГЭУ; 5 — анод (считывающий электрод); 6 — дрейфовый промежуток; 7, 8 — транспортные промежутки; 9 — индукционный промежуток; 10 — корпус фотодетектора;  $H$  — свет или УФ-излучение;  $\Delta V_{\text{GEM}}$  — напряжение на одном ГЭУ;  $E_D$  — дрейфовое поле;  $E_T$  — транспортное поле;  $E_I$  — индукционное поле;  $V_G$  — напряжение на делителе;  $V_D$  — напряжение на катоде;  $I_C$  — катодный ток;  $I_A$  — анодный ток

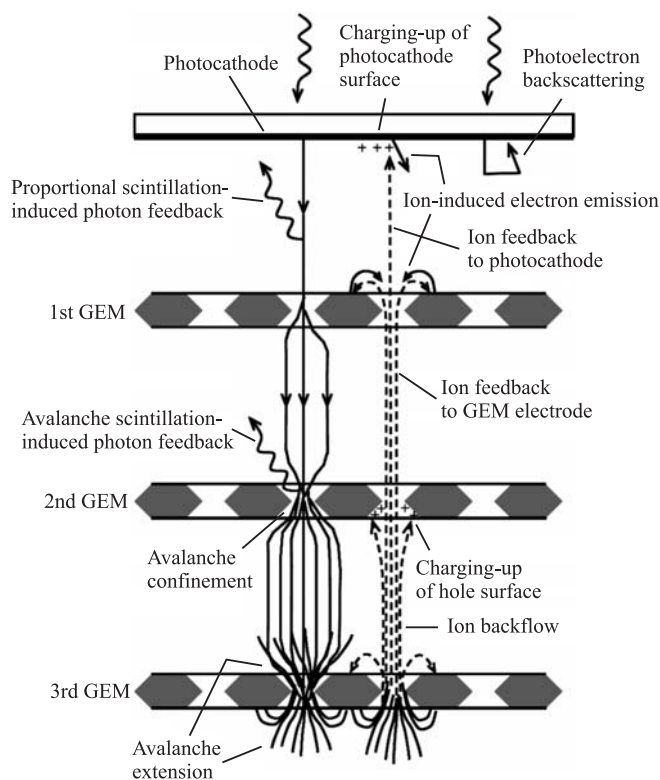


Рис. 3. Принципы работы и физические процессы в ГФД на основе каскадного ГЭУ с полупрозрачным фотокатодом [58, 34]

тронные лавины. Таким образом, каждое отверстие ГЭУ представляет собой независимый пропорциональный счетчик. Заметная часть электронов лавины может выйти из отверстия в газовый промежуток для усиления в последующих усилительных каскадах или для регистрации на анодном (считывающем) электроде.

Схема ГФД на основе ГЭУ с непрозрачным фотокатодом показана на рис. 4 [13, 14]: ее отличия от ГФД с полупрозрачным фотокатодом заключаются в том, что входное окно прозрачно, катод выполняется в виде сетки, а пленочный фотокатод наносится прямо на электрод первого ГЭУ. В остальной она аналогична схеме, показанной на рис. 2. В случае ГФД на основе ГЭУ с непрозрачным фотокатодом используется еще одно замечательное свойство ГЭУ: фотоэлектроны, эмитированные с первого электрода ГЭУ, эффективно собираются в отверстия ГЭУ для последующего усиления, если электрическое поле в дрейфовом промежутке достаточно мало ( $< 0,5$  кВ/см) [13]. К досто-

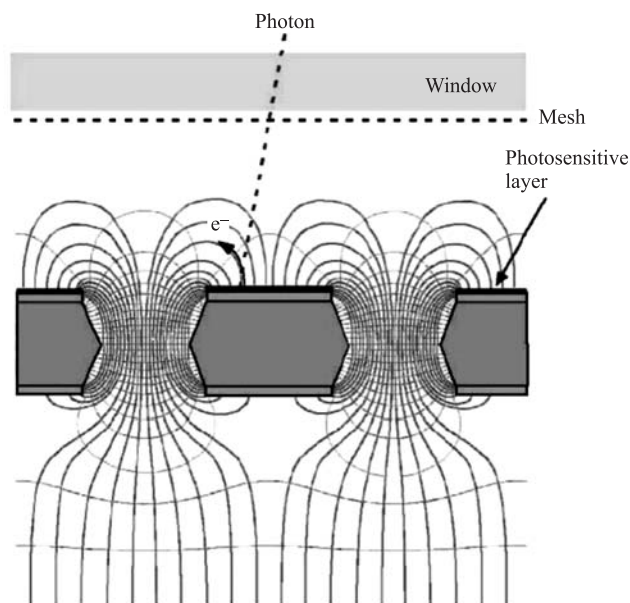


Рис. 4. Принципы работы ГФД с непрозрачным фотокатодом, нанесенным на ГЭУ [14]. Показана картина электрического поля в окрестностях отверстий ГЭУ

инствам этой структуры следует также отнести полное отсутствие фотонных обратных связей на фотокатод и нечувствительность к ионизации, возникающей в дрейфовом промежутке при нулевом дрейфовом поле.

Именно эти достоинства послужили основанием для разработки оригинального координатного черенковского счетчика для выделения электронных пар в эксперименте PHENIX в RHIC, воплотившего самые передовые идеи в области ГФД [35–37]. В нем используется трехкаскадный ГЭУ и непрозрачный CsI-фотокатод, нанесенный на первый ГЭУ. Счетчик нечувствителен к адронам и работает в чистом  $\text{CF}_4$  без разделительного окна между радиатором и фотодетектором. Последнее стало возможным благодаря двум замечательным свойствам [12]. Во-первых, ГФД на основе ГЭУ имеет в чистом  $\text{CF}_4$  очень высокое усиление, что позволяет работать в режиме счета одиночных фотонов. Во-вторых, оказалось, что потери квантового выхода CsI в  $\text{CF}_4$  за счет эффекта обратного рассеяния фотоэлектронов минимальны по сравнению с другими газами (см. разд. 2).

ГФД на основе ГЭУ с непрозрачным CsI-фотокатодом находят применение в криогенных двухфазных лавинных детекторах (рис. 5). В таких детекторах [38, 39, 59, 61, 62] электроны первичной ионизации, рожденные в благородной жидкости, эмитируются в газовую фазу под действием электри-



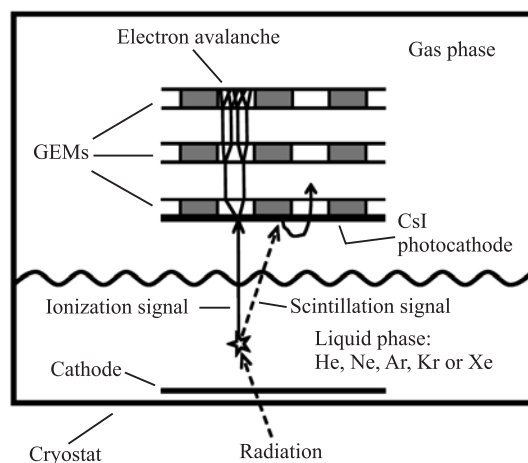


Рис. 5. Принципы работы двухфазного лавинного детектора с ГФД на основе каскадного ГЭУ с непрозрачным CsI-фотокатодом, нанесенным на первый ГЭУ [34, 39]. С помощью ГЭУ регистрируется как сцинтилляционный, так и ионизационный сигнал

ческого поля и затем усиливаются с помощью каскадного ГЭУ. В некоторых случаях должен быть зарегистрирован также сигнал от первичных сцинтилляций в благородной жидкости, спектр которых лежит в области вакуумного ультрафиолета (ВУФ), чтобы подавить фон в случае детектирования темной материи или обеспечить быстрые совпадения между двумя  $\gamma$ -квантами в случае позитронной эмиссионной томографии (ПЭТ).

Предполагается [34, 39, 61], что ГФД на основе каскадного ГЭУ с непрозрачным CsI-фотокатодом, нанесенным на первый ГЭУ, сможет обеспечить эффективную регистрацию как ионизационного, так и сцинтилляционного сигналов (рис. 5). При этом ГЭУ с CsI-фотокатодом может находиться как в газовой, так и в жидкой фазе. В последнем случае он будет работать без усиления. Недавно была реализована идея двухфазного Ar-лавинного детектора с ГФД на основе ГЭУ с непрозрачным CsI-фотокатодом [39]. Характеристики такого детектора будут рассмотрены в разд. 4.

Интересный способ применения ГЭУ с непрозрачным CsI-фотокатодом был недавно предложен для подавления ионной обратной связи в каскадных ГЭУ [66, 67] на основе так называемого фотоэлектрического затвора (рис. 6). Затвор представляет собой промежуток между двумя соседними ГЭУ (или электролюминесцентным зазором и ГЭУ), разность потенциалов на котором инвертируется, блокируя прохождение ионов от последующих каскадов. Передача сигнала через затвор осуществляется ультрафиолетовыми фотонами за счет вторичных сцинтилляций в благородном газе в первом ГЭУ (или в элек-

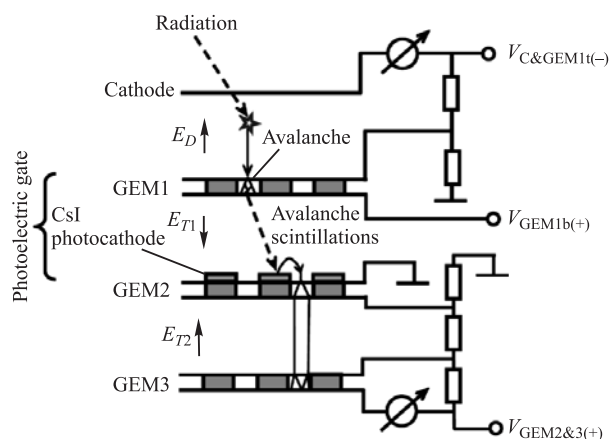


Рис. 6. Каскадный ГЭУ с фотоэлектрическим затвором на основе непрозрачного CsI-фотокатода, нанесенного на второй ГЭУ [66]. Фотоэлектрический затвор подавляет ионную обратную связь за счет инвертирования электрического поля между первым и вторым ГЭУ

тролюминесцентном зазоре) и фотоэлектрической эмиссии со второго ГЭУ, покрытого пленочным CsI-фотокатодом. Таким способом можно полностью подавить ионную обратную связь.

ГФД с фотокатодами для видимой области и отпаянные ГФД в настоящее время находятся в стадии разработки; подробнее о них будет рассказано в разд. 4.

## 2. ЭФФЕКТИВНЫЕ ФОТОКАТОДЫ ДЛЯ ГАЗОВЫХ ФОТОДЕТЕКТОРОВ

**2.1. Типы фотокатодов.** Подробное описание фотокатодов, применяемых в вакуумных приборах, дано, например, в [68]. В данном обзоре мы рассмотрим только те фотокатоды, которые изучались в связи с их применением в газовых фотодетекторах. В данном разделе рассматриваются только непрозрачные фотокатоды.

Твердые фотокатоды для газовых фотодетекторов можно разделить на группы по методу приготовления, химическому составу и химической активности по отношению к окружающему воздуху. К первой группе относятся фотокатоды, приготовляемые методом вакуумного испарения: это щелочно-галогенидные фотокатоды CsI [6], NaI [45], CsBr [69] и CuI [45]. Они чувствительны в УФ-области и могут быть относительно стабильны в окружающем воздухе примерно в течение получаса, что существенно упрощает процедуру

сборки газового фотодетектора. К группе фотокатодов для УФ-области, стабильных на воздухе, относятся также фотокатоды на основе алмазоподобных пленок, получаемых методом химического осаждения паров [70].

Другую группу составляют фотокатоды для видимой и ближней УФ-области, приготавливаемые методом активации парами щелочных металлов: это сурьмяно-цезиевый (Cs-Sb) [17], бищелочной (Cs-K-Sb) [17] и теллур-цезиевый (Cs-Te) [71] фотокатоды. Из-за высокой химической активности эти фотокатоды не могут контактировать с воздухом. Поэтому их монтаж осуществляется методом переноса в вакууме [17], что существенно усложняет сборку газового фотодетектора [20].

**2.2. Эффективные фотокатоды для УФ-области.** Среди фотокатодов для УФ-области, относительно стабильных на воздухе, CsI-фотокатод имеет наибольшую эффективность. Это можно видеть из рис. 7, на котором показаны спектры квантового выхода непрозрачных CsI-, NaI-, CuI-, CsBr-фотокатодов и алмазоподобного фотокатода в вакууме. По-видимому, это связано в том числе и с тем, что CsI-фотокатод имеет достаточно маленькое сродство к электрону,  $E_A = 0,1-0,2$  эВ, при ширине запрещенной зоны  $E_G = 5,9-6,0$  эВ [23]. Поэтому подавляющее число исследований УФ-фотокатодов посвящено именно CsI. Вместе с тем до сих пор окончательно не определены некоторые его свойства. История вопроса и состояние дел по этой теме изчерпывающе представлены в обзоре [6].

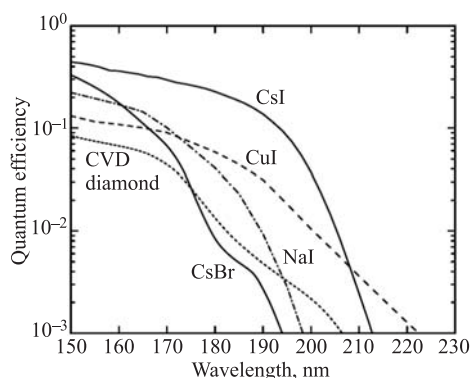


Рис. 7. Спектры квантового выхода непрозрачных УФ-фотокатодов в вакууме: CsI- [45], CsBr- [2], NaI- [45], CuI-фотокатодов [45] (после термической обработки) и алмазоподобного фотокатода [2]

Ключевыми в исследовании свойств CsI-фотокатода можно назвать следующие работы. В [72, 73] были систематически измерены квантовые выходы непрозрачных щелочно-галогидных фотокатодов в вакууме, из которых стало ясно, что CsI-фотокатод имеет наибольший квантовый выход. В [74] была продемонстрирована возможность стыковки CsI-фотокатода с газовой проволочной камерой. В [75] было показано, что квантовый выход непрозрачного CsI-фотокатода может быть довольно высоким не только в вакууме, но и в

таком газе, как метан. В [76] были подробно изучены характеристики полупрозрачного CsI-фотокатода. В [77] с помощью калиброванных фотоприемников было показано, что абсолютный квантовый выход непрозрачного CsI-фотокатода действительно очень высок, достигая 20 % на длине волны 185 нм и более 40 % — на 150 нм (рис. 7).

В [78, 79] было показано, что решающим фактором в получении высокого квантового выхода CsI-фотокатода является процедура термической обработки после испарения, а в [45] было доказано, что эта процедура имеет универсальный характер, т. е. действует и на другие УФ-фотокатоды. Ее применение для массового производства CsI-фотокатодов описывается в [80]. В [50] показано, что роль подложки также может быть существенной.

Проблема обратного рассеяния фотоэлектронов на фотокатод, которая приводит к уменьшению квантового выхода CsI в газе по сравнению с вакуумом, тесно связана с эффектом воздействия электрического поля; она была решена в серии работ [46–48]. Эффект усиления фотоэлектронной эмиссии CsI в сильном электрическом поле в вакууме наблюдался в [81].

В [82] было измерено электрическое сопротивление пленочных CsI-фотокатодов. В [6] были систематизированы процессы старения CsI-фотокатода под действием влажного воздуха, фотонов и ионов, изученных ранее в ряде работ.

В [83] было показано, что эффективность CsI-фотокатодов в криогенных жидкостях Ar, Kr и Xe может быть сравнима с эффективностью в вакууме. В [84] было показано, что CsI-фотокатод не теряет своей эффективности при криогенных температурах в газах, а в [39] — что он может работать и в насыщенных парах в двухфазном Ar.

Рассмотрим способы получения эффективных CsI-фотокатодов. Типичная процедура приготовления непрозрачного CsI-фотокатода включает в себя вакуумное испарение на подложку пленки CsI толщиной около 0,5 мкм и прогрев подложки в течение нескольких часов [23]. Испарение производится в высоком вакууме ( $10^{-5}$ – $10^{-8}$  Торр) при температуре порядка 600 °С из танталовой или молибденовой лодочки при ее нагревании путем пропускания сильного электрического тока (порядка десятков ампер) или электронного пучка. В качестве подложки могут применяться печатные платы, из которых сделаны катоды проволочной камеры и электроды ГЭУ. Нужно, однако, избегать прямого контакта CsI с медью, из которой сделаны печатные платы, из-за диссоциации CsI на меди [50]. Для этого печатные платы покрываются дополнительными слоями Ni/Au [6, 50].

Особое место занимает вопрос увеличения эффективности CsI-фотокатода в результате термической обработки: как отмечалось, она является ключевым элементом для достижения и стабилизации высокого квантового выхода [45, 50, 78, 79]. При этом квантовый выход в длинноволновой области может вырасти на несколько порядков (рис. 8). Оказалось, что термическая

обработка действует положительно не только на CsI, но и на другие фотокатоды: йодиды NaI [45], CuI [45] и KI [85] и бромид CsBr [69] (см. рис. 8), т. е. можно говорить об общей тенденции для УФ-фотокатодов, получаемых методом вакуумного испарения.

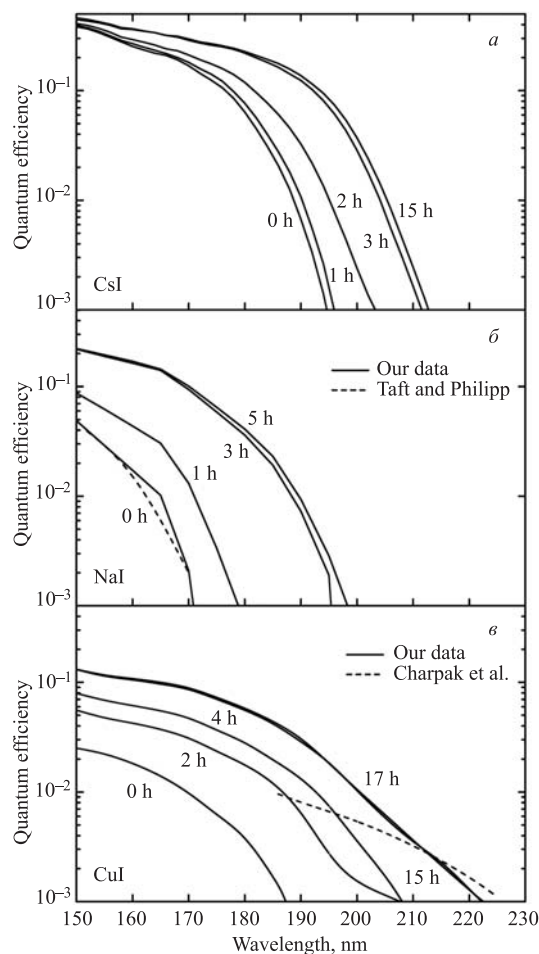


Рис. 8. Увеличение квантового выхода CsI-, NaI- и CuI-фотокатодов с помощью термической обработки в вакууме после испарения на подложку. Показана эволюция спектров квантового выхода непрозрачных фотокатодов в вакууме: а) CsI — после прогрева в течение 0, 1, 2, 3 и 15 ч при 60 °С [79]; б) NaI — после прогрева в течение 0, 1, 3 и 5 ч при 70 °С [45]; в) CuI — после прогрева в течение 0, 2, 4, 15 и 17 ч при 70 °С [45]. Штриховой линией показаны данные для NaI и CuI, взятые из работ [72] и [86] соответственно

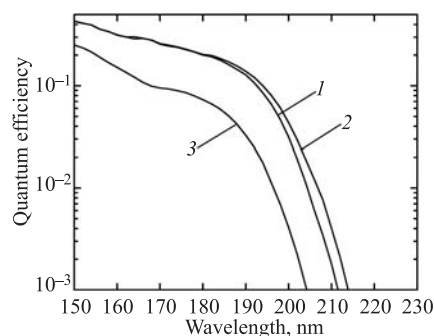
Термическая обработка обычно осуществляется в вакууме. Для нее достаточно температуры 50–70 °С и периода времени в несколько часов, после которого наступает насыщение квантового выхода [45, 79]. Прогрев при более высокой температуре (165 °С) не приводит к дальнейшему повышению эффективности [45].

Универсальный характер термической обработки привел к существенному пересмотру квантовых выходов и значений сродства к электрону УФ-фотокатодов [45]. Это, в частности, вытекает из сравнения спектров NaI на рис. 8. В то время как спектр фотокатода до термической обработки [45] практически совпадает со спектром, представленным ранее в других работах [72], после термической обработки эффективность фотокатода возрастает в несколько раз, а длинноволновая граница спектра сдвигается на величину порядка 1 эВ. Спектры квантового выхода большинства изученных УФ-фотокатодов, прошедших термическую обработку, представлены на рис. 7.

Следует заметить, что понимание механизма действия термической обработки до сих пор отсутствует. В то же время универсальный характер этого явления помогает уменьшить число возможных объяснений. Например, гипотезы по активации поверхности фотокатода за счет увеличения содержания цезия или перестройки кристаллической решетки можно исключить [45]. Не все объясняет и гипотеза, согласно которой увеличение эффективности происходит за счет удаления паров воды из фотокатода в результате нагрева (эта гипотеза рассматривается в качестве основной в работе [80]). Действительно, действие термической обработки на NaI и CuI практически одинаково (см. рис. 8), несмотря на то, что их растворимость в воде отличается на пять порядков. Одним из возможных объяснений может быть эффект изменения стехиометрии на поверхности фотокатода за счет избытка йода или брома, возникшего в процессе испарения. В результате на поверхности могут образовываться соединения типа  $\text{CsI}_3$  и  $\text{CsI}_5$ , которые легко улетучиваются или разлагаются при повышенной температуре [45].

CsI-фотокатоды ведут себя стабильно в сухом воздухе, но могут терять эффективность под воздействием влаги, причем фотокатоды, прошедшие тер-

Рис. 9. Эволюция спектра квантового выхода непрозрачного CsI-фотокатода: 1 — прошедшего термическую обработку; 2 — после того, как фотокатод находился в сухом воздухе в течение 20 ч; 3 — после того, как фотокатод находился во влажном воздухе с относительной влажностью 60–70 % в течение 6 ч [22]



мическую обработку, являются более стабильными [6]. Это видно, в частности, из рис. 9, на котором показана эволюция квантового выхода после того, как фотокатод находился в сухом и влажном воздухе [22]. В умеренно влажном воздухе (с влажностью 50 %) потери эффективности в течение 15–30 мин практически не наблюдаются [50]. Этого времени бывает вполне достаточно для монтажа фотокатода в фотодетектор.

Старение фотокатодов в ГФД в условиях газового усиления будет рассмотрено в разд. 4.

**2.3. Эффект обратного рассеяния фотоэлектронов на CsI-фотокатод в газе.** Одним из наиболее характерных свойств ГФД является эффект обратного рассеяния фотоэлектронов: он заключается в том, что часть фотоэлектронов, вылетевших из фотокатода, диффундирует обратно на фотокатод в результате упругих столкновений с молекулами газа даже в присутствии электрического поля [87]. В общем случае этот эффект приводит к заметному уменьшению квантового выхода фотокатода в газе по сравнению с вакуумом [11, 12, 46, 47].

Это видно, в частности, из рис. 10, на котором показано отношение фототоков CsI-фотокатода в газе и вакууме для различных газовых смесей при атмосферном давлении в зависимости от напряженности электрического поля. Эффект обратного рассеяния фотоэлектронов наиболее силен в одноатомных благородных газах, так как в них вклад упругого канала в рассеяние гораздо больше, чем в молекулярных газах [87]. Например, при напряженности поля

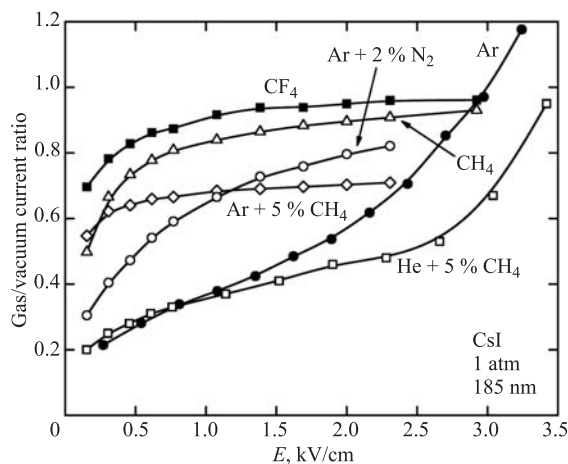
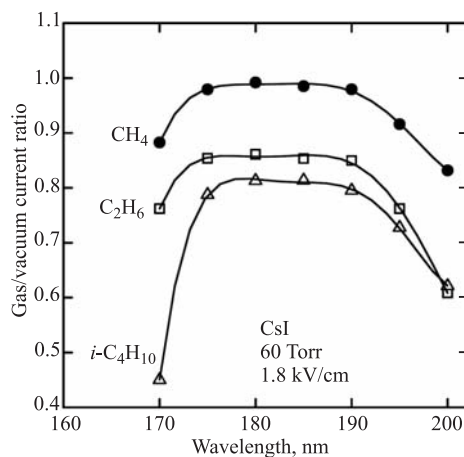


Рис. 10. Эффект обратного рассеяния фотоэлектронов на непрозрачный CsI-фотокатод в различных газах при атмосферном давлении [11, 12, 47]. Показано отношение фототоков в газе и вакууме на длине волны 185 нм в зависимости от напряженности электрического поля на фотокатоде

1 кВ/см эффективность фотокатода в Ag составляет менее 40 % от эффективности в вакууме [11, 47]. С другой стороны, существуют молекулярные газы и их смеси, в которых квантовый выход фотокатода может составлять более 90 % от его значения в вакууме: к ним, прежде всего, относятся  $\text{CF}_4$  [12] и  $\text{CH}_4$  [11, 46, 47] (см. рис. 10 и 11). Как видно из рис. 10, к ним можно отнести и смеси Ag с добавкой  $\text{N}_2$ , в которых эффективность фотокатода может достигать до 80 % от эффективности в вакууме при напряженности поля 2 кВ/см [11, 12].

Рис. 11. Эффект обратного рассеяния фотоэлектронов на непрозрачный CsI-фотокатод в метане, этане и изобутане при давлении 60 Торр [46]. Показано отношение фототоков в газе и вакууме в зависимости от длины волны при напряженности электрического поля на фотокатодe 1,8 кВ/см



Примерно такой же эффективностью, около 80 % по отношению к вакууму на длине волны 185 нм, обладает CsI-фотокатод в  $\text{C}_2\text{H}_6$  и  $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$  [46] (см. рис. 11). Таким образом, к «хорошим» газам, с точки зрения минимизации эффекта обратного рассеяния фотоэлектронов, относятся  $\text{CF}_4$  и  $\text{CH}_4$ , к «умеренно хорошим» —  $\text{C}_2\text{H}_6$ ,  $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$ ,  $\text{Ag} + \text{N}_2$  и  $\text{Ag} + \text{CH}_4$ , а к «плохим» — чистые благородные газы и смеси на основе He. Именно это свойство было принято во внимание при выборе  $\text{CF}_4$  и  $\text{CH}_4$  в качестве газов для фотодетекторов с CsI-фотокатодом для RICH-детекторов в экспериментах PHENIX [35] и ALICE [51] соответственно.

Эффект обратного рассеяния фотоэлектронов, по-видимому, слабо зависит от давления (ср. рис. 10 и 11), но, очевидно, может зависеть от энергии фотоэлектронов, а значит, и от длины волны падающего излучения. Это видно из рис. 11: для длин волн в диапазоне 175–190 нм квантовый выход фотокатода в газе слабо зависит от длины волны. С другой стороны, для более длинных волн и, возможно, для более коротких волн эффективность фотокатода в газе падает даже в метане, т. е. здесь начинает играть роль эффект обратного рассеяния фотоэлектронов. На длине волны 170 нм метан и этан все еще прозрачны для ВУФ-излучения, а изобутан уже начинает поглощать. Этим, видимо, объясняется более сильное падение эффективности в изобутане, на-



блюдаемое в коротковолновой области. Интересно, что усиление эффекта обратного рассеяния фотоэлектронов с уменьшением длины волны, которое, возможно, наблюдается в эксперименте (см. рис. 11), также предсказывается в работе [88], в которой проведено численное моделирование эффекта.

Существует еще и другой способ повышения эффективности фотокатодов в газе — за счет подавления обратного рассеяния фотоэлектронов; причем этот способ применим к любым газам. Суть его состоит в эффекте подавления упругого рассеяния фотоэлектронов за счет увеличения вклада неупругих каналов: это достигается переходом в режим газового усиления в промежутке, содержащем фотокатод [46]. Впервые этот эффект наблюдался при низких давлениях [46], а затем был исследован и при атмосферном давлении [47,48].

На рис. 12 показан относительный квантовый выход CsI-фотокатода, измеренный методом счета фотонов, в зависимости от напряженности электрического поля в этане и в смеси He + 5% CH<sub>4</sub> при низком и высоком давлении соответственно. Показана также зависимость газового усиления от поля. Наблюдается характерное поведение квантового выхода, коррелированное с режимом работы газового промежутка: квантовый выход выходит на плато два раза. Сначала он выходит на плато в ионизационном режиме; затем, при переходе в режим газового усиления, квантовый выход снова начинает расти и выходит на плато во второй раз уже при усилениях более 100. Такое поведение наблюдалось и в других газах [46–48].

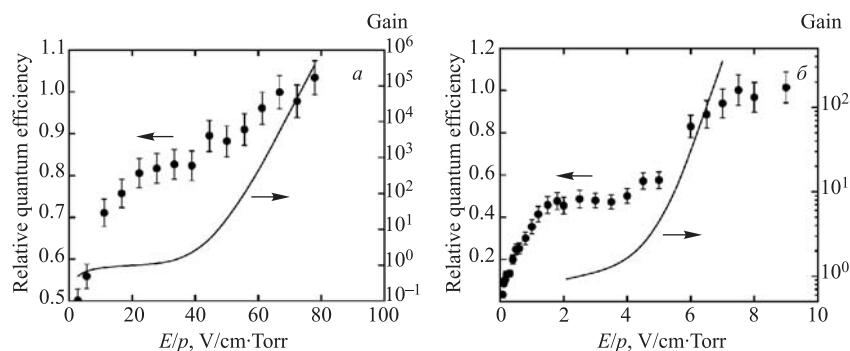


Рис. 12. Подавление эффекта обратного рассеяния фотоэлектронов в режиме газового усиления. Показан относительный квантовый выход непрозрачного CsI-фотокатода на длине волны около 190 нм, измеренный методом счета фотонов, и газовое усиление в катодном промежутке в зависимости от напряженности электрического поля на фотокатод в этане при давлении 60 Торр [46] (а) и в смеси He + 5% CH<sub>4</sub> при давлении 800 Торр [47] (б)

Характерно, что разница в величине квантового выхода между первым и вторым плато соответствует разнице в квантовом выходе в газе и вакууме, измеренной в токовом режиме. Это, очевидно, означает, что эффективность

фотокатода в газе в режиме газового усиления равна эффективности в вакууме, т.е. эффект обратного рассеяния фотоэлектронов оказывается здесь полностью подавленным.

Хотя такой способ повышения эффективности фотокатода пока не применялся на практике, он может быть востребован для фотодетекторов, работающих в чистых благородных газах. Следует заметить, однако, что работа катодного промежутка в режиме газового усиления имеет и отрицательные последствия из-за возникновения ионных обратных связей на фотокатод, которые могут ограничить как время жизни фотокатода, так и максимальное усиление ГФД; особенно это касается фотокатодов для видимой области [20] (см. разд. 4).

Тем не менее эта проблема, по-видимому, имеет решение. Как показывает моделирование [89], чтобы подавить обратное рассеяние фотоэлектронов, не обязательно переходить в режим газового усиления. В чистом Ar для этого достаточно перейти в режим неупругих столкновений, при которых не возникает ионной обратной связи. По расчетам эффективность CsI-фотокатода в этом случае возрастает до 80 % от эффективности в вакууме при напряженности поля около 2,5–3 кВ/см [89]. Частично именно этим можно объяснить рост отношения фототоков в Ar и вакууме на рис. 10 при напряженности поля более 2 кВ/см.

**2.4. Усиление фотоэлектронной эмиссии из CsI в сильном электрическом поле.** В предыдущем пункте было рассмотрено влияние электрического поля на квантовый выход CsI-фотокатода в газовой среде при сравнительно низких значениях напряженности поля (ниже 10 кВ/см), при которых действует в основном эффект обратного рассеяния фотоэлектронов на молекулах газа. В настоящем пункте описываются эмиссионные свойства CsI в сильных электрических полях, достигающих 500 кВ/см [81].

Эти исследования были инициированы наблюдениями, в которых квантовый выход CsI-фотокатода в газе увеличивался в несколько раз после

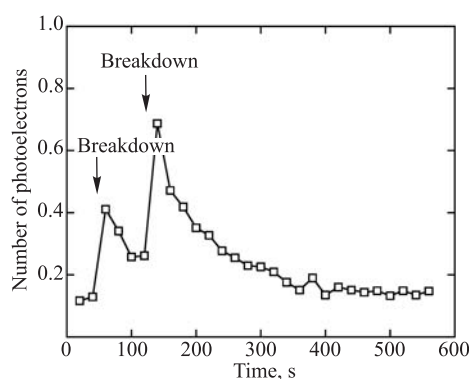


Рис. 13. Эффект усиления фотоэлектронной эмиссии из непрозрачного CsI-фотокатода после пробоев в волоочной камере в изобутане при давлении 10 Торр [46]. Показано число фотоэлектронов, эмитированных из CsI-катада, на один световой импульс водородной лампы в зависимости от времени

пробоев [46] (рис. 13). Это происходило, по-видимому, вследствие локального увеличения плотности положительного заряда на поверхности CsI. Так как CsI является диэлектриком, положительные ионы не могут быть быстро нейтрализованы, что может привести к созданию сильного электрического поля на поверхности, достигающего нескольких сотен кВ/см. Было высказано предположение [46], что именно это поле является причиной усиления фотоэлектронной эмиссии вследствие понижения работы выхода CsI, аналогично эффекту Шоттки в металлах.

В экспериментах по фотоэлектронной эмиссии в сильном электрическом поле применялся проволочный фотокатод, покрытый пленкой CsI, помещенный между двумя анодными плоскостями. Измерялся фототок с проволочного катода в вакууме. Измеренная таким образом зависимость относительного квантового выхода CsI от напряженности электрического поля на поверхности проволочного фотокатода показана на рис. 14 [81]. Видно, что эффект усиления фотоэлектронной эмиссии под действием электрического поля довольно значителен, он увеличивается с длиной волны: при напряженности поля 500 кВ/см фактор усиления составляет 1,5 при длине волны 160 нм, 3 — при 185 нм и около 25 — при длине волны более 200 нм.

Эффект усиления фотоэлектронной эмиссии под действием сильного электрического поля был использован для усиления отклика CsI-фотокатода на сцинтилляции  $\text{KMgF}_3$  и  $\text{BaF}_2$  кристаллов [90], излучающих, соответственно,

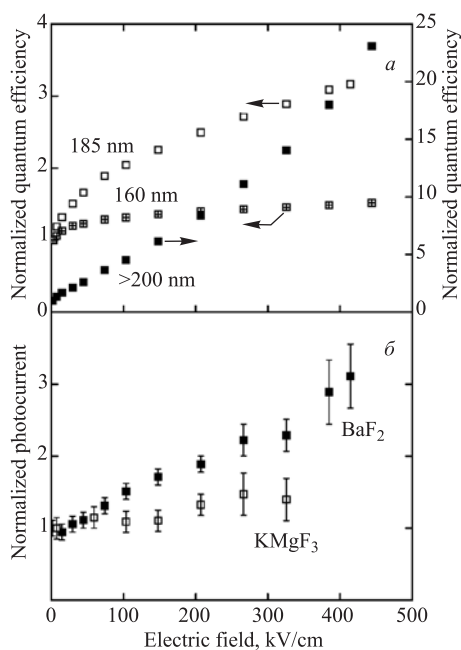


Рис. 14. Эффект сильного электрического поля. *а*) Относительный квантовый выход непрозрачного CsI-фотокатода в вакууме при длине волны 160, 185 и более 200 нм [81]; *б*) относительный фототок с CsI-фотокатода для  $\text{KMgF}_3$ - и  $\text{BaF}_2$ -сцинтилляторов, облучаемых  $\gamma$ -лучами, в зависимости от напряженности электрического поля [90]

в ВУФ- и УФ-области:  $\text{KMgF}_3$  — в диапазоне 140–190 нм [91],  $\text{BaF}_2$  — в диапазоне 180–240 нм (быстрая компонента) [92]. Наиболее перспективным является  $\text{BaF}_2$ -сцинтиллятор, так как он обладает достаточно высокой плотностью и атомным номером, что важно для применения в калориметрии в физике высоких энергий и в ПЭТ.

Фотодетектор, однако, должен быть нечувствителен к медленной компоненте сцинтилляций  $\text{BaF}_2$ , т. е. к длинам волн более 250 нм [92]. Идеальным решением было бы применение фотодетекторов с CsI-фотокатодом, так как его красная граница находится на длине волны 210 нм. С другой стороны, перекрытия спектров излучения  $\text{BaF}_2$  и квантового выхода CsI явно недостаточно [93], например, для применений в ПЭТ. Поэтому привлекательной выглядит возможность усиления отклика CsI на сцинтилляции  $\text{BaF}_2$  с помощью сильного электрического поля.

Эта возможность была реализована [90]: проволочный CsI-фотокатод был состыкован с  $\text{KMgF}_3$ - и  $\text{BaF}_2$ -сцинтилляторами, которые облучались интенсивным источником  $\gamma$ -квантов. Фактор усиления отклика для  $\text{BaF}_2$  оказался существенно больше, чем для  $\text{KMgF}_3$ : при напряженности поля 400 кВ/см он составил 3 и 1,5 соответственно. Это находится в согласии с данными по усилению фотоэлектронной эмиссии на длинах волн 160 и 185 нм (рис. 14), которые соответствуют свертке спектров излучения  $\text{KMgF}_3$  и  $\text{BaF}_2$  и квантового выхода CsI.

Следует, однако, заметить, что, хотя и было предложено несколько вариантов практического применения эффекта сильного поля в газовых и вакуумных фотодетекторах [79, 81], реализовать их будет не просто.

Предполагается, что усиление фотоэлектронной эмиссии происходит в основном за счет уменьшения работы выхода фотокатода под действием электрического поля вследствие эффекта Шоттки. В этом случае сродство к электрону в электрическом поле уменьшается на следующую величину [81]:

$$\Delta E_a = e(\alpha e F)^{1/2}; \quad \alpha = \frac{\varepsilon_\infty - 1}{\varepsilon_\infty + 1}.$$

Здесь  $e$  — заряд электрона;  $F$  — напряженность электрического поля;  $\varepsilon_\infty$  — радиочастотная диэлектрическая проницаемость CsI. Простая модель, основанная на этом предположении, хорошо описывает зависимость квантового выхода CsI от напряженности электрического поля [81]. В более сложной микроскопической модели, учитывающей еще и транспорт электронов в CsI, была также подтверждена ведущая роль эффекта понижения потенциального барьера на поверхности в сильном поле [94].

В заключение этого пункта следует упомянуть, что сильное электрическое поле наряду с фотоэлектронной эмиссией не менее эффективно усиливает и вторичную электронную эмиссию из CsI [81].

**2.5. Эффективные фотокатоды для видимой области спектра.** Процедура приготовления эффективных фотокатодов для видимой области спектра не только сложнее, но и осуществляется в более чистых условиях и при более высоком вакууме, чем для УФ-фотокатодов, рассмотренных выше. Поэтому фотокатоды для видимой области, предназначенные для применений в ГФД, изучались лишь в двух лабораториях, имеющих соответствующее оборудование [17, 20, 25, 26, 54, 95].

На рис. 15, в частности, показана уникальная установка, разработанная в Институте Вейцманна (Израиль), для приготовления и изучения свойств сурьмяно-щелочных фотокатодов для видимой области спектра, а также для нанесения защитных пленок на них [17]. Особенностью установки являлось то, что фотокатод мог перемещаться внутри вакуумной камеры между тремя позициями: для приготовления фотокатода, для напыления защитных пленок и для измерения квантового выхода. Приготовление фотокатода, включающее операции испарения сурьмы и активации щелочными металлами, происходило в замкнутом стеклянном цилиндре, снабженном нагревателем. Камера могла также заполняться различными газами для изучения стабильности фотокатода и защитных свойств пленок в газовых средах.

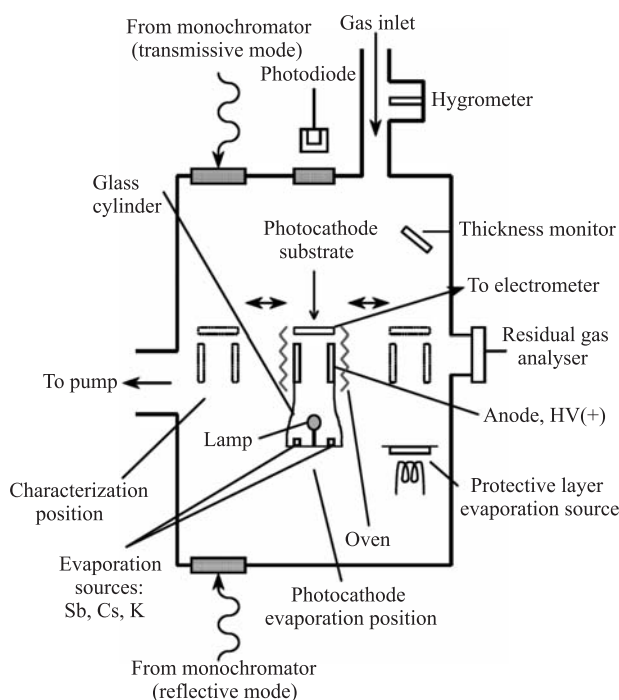


Рис. 15. Экспериментальная установка для приготовления и изучения фотокатодов для видимой области спектра и нанесения на них защитных пленок [17]

На этой установке было изучено два типа сурьмяно-щелочных фотокатодов: сурьмяно-цезиевый (Cs-Sb) и бищелочной (K-Cs-Sb). Типичная процедура приготовления фотокатодов состояла из нескольких этапов. На первом этапе, общем для обоих типов, на кварцевую подложку испарялся слой сурьмы толщиной, соответствующей падению прозрачности подложки до 70 % от исходной величины. В случае Cs-Sb-фотокатода второй этап состоял из активации подложки парами цезия при 160–170 °С; испарение цезия прекращалось по достижении максимума фототока, который непрерывно измерялся в процессе приготовления. В случае K-Cs-Sb-фотокатода процедура была сложнее: подложка со слоем сурьмы сначала активировалась парами калия при 190–200 °С до насыщения фототока, затем быстро прогревалась при 240 °С для удаления излишков калия и охлаждалась до 160–170 °С. При этой температуре происходил заключительный этап активации, состоящий из последовательно повторяющихся операций испарения цезия и сурьмы до достижения максимума фототока.

Спектры квантовых выходов типичных непрозрачных Cs-Sb- [25] и K-Cs-Sb- [17] фотокатодов, полученных таким образом, показаны на рис. 16. Видно, что квантовый выход Cs-Sb- и K-Cs-Sb-фотокатодов довольно высок и в максимуме достигает 15 и 30 % соответственно. Фотокатоды вели себя стабильно: их эффективность не менялась при хранении как в вакууме, так и в чистом метане [24, 17].

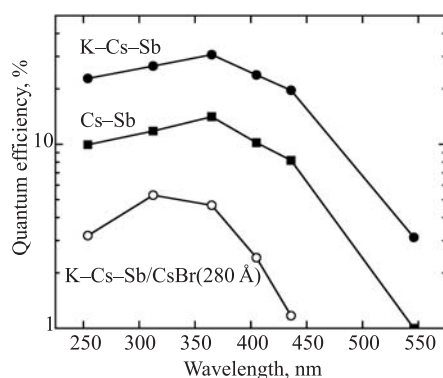


Рис. 16. Спектры квантового выхода непрозрачных фотокатодов для видимой области в вакууме: сурьмяно-цезиевого (Cs-Sb) [25], бищелочного (K-Cs-Sb) [17] и бищелочного, покрытого пленкой CsBr толщиной 280 Å (K-Cs-Sb/CsBr(280 Å)) [26]. Данные цитированных работ уточнены и переработаны

Альтернативные методы приготовления Cs-Sb- и K-Cs-Sb-фотокатодов (правда, имеющих меньшую эффективность) для использования в ГФД описаны в работах [54, 95].

### 3. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАНОПЛЕНКИ НА ФОТОКАТОДАХ ДЛЯ УФ- И ВИДИМОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

**3.1. Фотокатоды для УФ- и видимой области спектра с диэлектрическими нанопленками.** Хорошо известно, что фотокатоды для видимой области спектра, в частности сурьмяно-щелочные, являются химически активными по отношению к малейшей примеси воздуха, а точнее кислорода и паров воды. Это является главным препятствием к их применению в ГФД. И вряд ли стоит ожидать, что в ближайшем будущем будут найдены стабильные на воздухе фотокатоды для видимой области спектра.

В результате в нескольких группах независимо возникла идея защиты фотокатодов тонкими пленками [79, 96, 97]. Суть ее состоит в том, что на фотокатод методом вакуумного испарения наносится диэлектрическая пленка толщиной всего в несколько нанометров, т. е. нанопленка. Нанопленками называются ультратонкие пленки толщиной до 100 нм, или 1000 Å [30]. Такая нанопленка, с одной стороны, должна защищать фотокатод от вредных примесей в газе, с другой — не должна препятствовать фотоэлектронной эмиссии через нее, т. е. транспорту фотоэлектронов. Очевидно, для выполнения второго условия нанопленка должна быть, прежде всего, химически инертна по отношению к фотокатоду. Кроме того, она не должна образовывать высокого потенциального барьера на границе с фотокатодом, а длина пробега фотоэлектронов в ней должна быть достаточно большой, по крайней мере порядка ее толщины.

Первые попытки нанесения защитных пленок на фотокатоды для видимой области спектра оказались не очень удачными, так как их защитные свойства по отношению к воздуху были неудовлетворительными, а квантовый выход покрытых фотокатодов не превышал долей процента, что делало их непригодными для практического использования [96, 97]. Тем не менее в [97] было показано, что пленка CsI — хороший кандидат на роль защитной пленки, так как она оказалась химически инертной по отношению к Cs–Sb-фотокатоду.

Транспорт фотоэлектронов через различные диэлектрические нанопленки был систематически изучен сначала для CsI- [23], а потом и для Cs–Sb- и K–Cs–Sb-фотокатодов [25–27, 98]. В результате было выделено несколько типов нанопленок, имеющих наибольшую длину пробега фотоэлектронов. К ним относятся, прежде всего, CsBr, CsI и NaI, а также некоторые органические пленки. Интересным свойством органических пленок оказалась возможность их удаления с фотокатода в результате нагрева [29] (см. п. 3.3).

Собственно возможность защиты сурьмяно-щелочных фотокатодов от кислорода была впервые продемонстрирована на примере нанопленки NaI [24]. В дальнейшем было обнаружено, что эффективную защиту и высокий квантовый выход (достигавший 5 %) для Cs–Sb- и K–Cs–Sb-фотокатодов обеспечивают также нанопленки CsBr [26] и CsI [25, 27].

Нанопленки наносятся на фотокатод после его приготовления методом вакуумного испарения на установках, аналогичных представленной на рис. 15. Толщина пленки определяется в результате измерения частоты колебаний кварцевого датчика. Условия получения той или иной пленки, в частности, скорость осаждения, температура подложки, термическая обработка и др., подробно описаны в [23] для CsI-фотокатодов и в [25, 26] для сурьмяно-щелочных фотокатодов.

В качестве примера рассмотрим CsI-фотокатод с нанопленкой LiF. На рис. 17 показаны микрофотографии поверхности CsI-фотокатода до и после нанесения нанопленки [23]. В исходном состоянии поверхность CsI представляет собой четко выраженную поликристаллическую структуру. После нанесения нанопленки LiF толщиной 20 Å эта структура становится полностью ненаблюдаемой. Это говорит о том, что даже такая ультратонкая пленка является непрерывной, что очень важно для ее способности защищать фотокатод и для исследования ее транспортных характеристик.

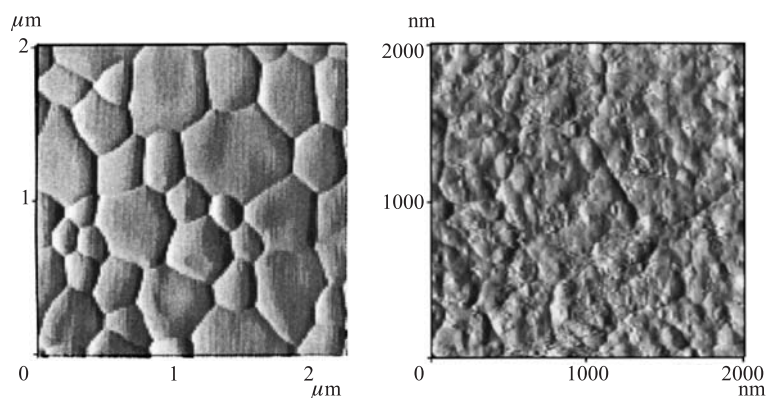


Рис. 17. Микрофотографии поверхности CsI-фотокатода до (слева) и после (справа) его покрытия нанопленкой LiF толщиной 20 Å, полученные с помощью атомно-силового микроскопа [23]

На рис. 18 показана диаграмма энергетических зон на границе CsI/LiF/вакуум [23]. Процесс фотоэлектронной эмиссии в такой системе состоит из поглощения фотона в фотокатод, перехода фотоэлектрона из валентной зоны в зону проводимости, транспорта фотоэлектрона через фотокатод и диэлектрическую пленку и эмиссии в вакуум через потенциальный барьер на границе с ним. В общем случае нанесение диэлектрической пленки на фотокатод ведет к ослаблению фотоэлектронной эмиссии в результате квазиупругих и неупругих столкновений фотоэлектрона с акустическими и оптическими фононами в пленке (см., например, [94]), а также рассеяния на



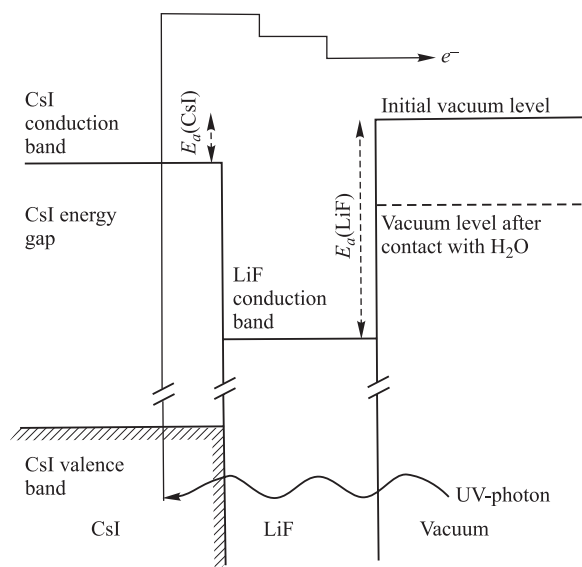


Рис. 18. Упрощенная диаграмма энергетических зон CsI-фото катода, покрытого пленкой LiF, в том числе после контакта с парами воды [23]. Схематически изображен также процесс фотоэлектронной эмиссии

дефектах. Кроме того, возможно увеличение или уменьшение высоты потенциального барьера на поверхности, что ведет к дополнительному ослаблению или усилению эмиссии.

О величине ослабления фотоэлектронной эмиссии для K–Cs–Sb-фото катода в результате его покрытия нанопленкой CsBr, оптимизированной с точки зрения защитных свойств, можно судить по рис. 16 [26]: квантовый выход падает в 5–10 раз для пленки толщиной 280 Å и в максимуме чувствительности составляет 5%. Такая величина квантового выхода имеет уже практическое значение.

### 3.2. Транспорт фотоэлектронов через диэлектрические нанопленки.

Для изучения транспортных характеристик нанопленки она наносится на фотокатод в несколько этапов, и после каждого этапа измеряется квантовый выход. Зависимость квантового выхода от толщины нанопленок, полученная таким образом, показана на рис. 19 и 20 для непрозрачных CsI- и сурьмяно-щелочных фотокатодов соответственно. Для CsI-фото катода были изучены следующие типы диэлектрических нанопленок: оксиды SiO<sub>2</sub> и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> [23]; фториды CsF, NaF, LiF и MgF<sub>2</sub> [23]; иодид NaI [23]; бромид CsBr [98]; органические пленки гексатриаконтан (НТС, *n*-C<sub>36</sub>H<sub>74</sub>) [23] и стеарат кальция (CaSt) [99]. Для сурьмяно-щелочных фотокатодов были изучены следую-

щие типы диэлектрических нанопленок: для Cs–Sb-фотокатодов — CsI, NaI, CsF, SiO, HTC и CaSt [25]; для K–Cs–Sb-фотокатодов — CsBr [26, 98] и CsI [27, 98].

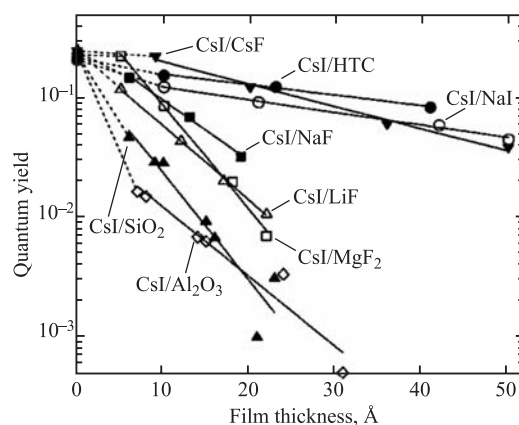


Рис. 19. Квантовый выход непрозрачных CsI-фотокатодов в вакууме в зависимости от толщины нанопленок, нанесенных на них, на длине волны 170 нм. Показаны данные для пленок NaI, HTC, CsF, MgF<sub>2</sub>, NaF, LiF, SiO<sub>2</sub> и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> [23]

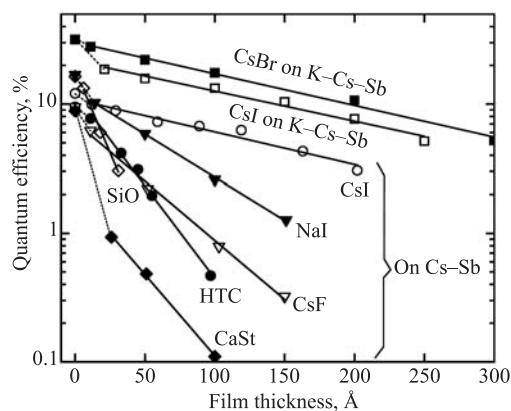


Рис. 20. Квантовый выход непрозрачных сурьмяно-щелочных фотокатодов в вакууме в зависимости от толщины нанопленок, нанесенных на них, на длине волны 312,5 нм. Показаны данные для пленок CsI, NaI, CsF, SiO, HTC и стеарата кальция (CaSt) на Cs–Sb-фотокатодах [25] и для пленок CsBr [26] и CsI [27] на K–Cs–Sb-фотокатодах. Данные цитированных работ уточнены и переработаны

Можно видеть, что в некоторых случаях нанесение на фотокатод пленки толщиной всего в несколько атомных слоев (5–10 Å) ведет к резкому падению эффективности. Для сурьмяно-щелочных фотокатодов этот эффект наблюдается почти для всех типов пленок, в то время как для CsI-фотокатода — только для  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Эффект, очевидно, обусловлен повышением потенциального барьера на границах фотокатод/пленка и пленка/вакуум.

С другой стороны, для толщины пленок более 5–10 Å квантовый выход падает по экспоненциальному закону во всех типах пленок, т. е. определяется транспортными характеристиками собственно пленки. Это позволяет ввести длину ослабления квантового выхода  $L$  в данной пленке:

$$Y \sim \exp\left(-\frac{x}{L}\right),$$

где  $Y$  — квантовый выход фотокатода, покрытого пленкой толщиной  $x$ . Длина ослабления квантового выхода связана с длиной пробега фотоэлектронов  $L_{PE}$  и длиной поглощения фотонов  $L_{PH}$  в пленке следующим соотношением:

$$\frac{1}{L} = \frac{1}{L_{PE}} + \frac{1}{L_{PH}}.$$

Если пленка прозрачна для фотонов, что имеет место практически для всех исследованных материалов, то  $L = L_{PE}$ . Именно поэтому длины ослабления квантового выхода в различных нанопленках, представленные на рис. 21 и 22 в зависимости от энергии фотона, есть фактически длины пробегов фотоэлектронов. Данные на рис. 21 и 22 получены для CsI- и сурьмяно-щелочных фотокатодов соответственно. В обоих случаях диапазон максимальной энергии фотоэлектронов, с учетом ширины запрещенной зоны и сродства к электрону, приблизительно одинаков, он составляет 0,5–2 эВ относительно уровня вакуума. Это дает возможность изучать влияние подложки на транспортные характеристики нанопленки в сравнимых энергетических диапазонах.

Анализируя транспортные характеристики нанопленок на CsI-фотокатодах (рис. 19 и 21), можно видеть, что разница в длинах пробега фотоэлектронов в различных типах пленок может достигать почти двух порядков. При этом можно выделить три группы пленок: с большой (100–200 Å), средней (20–70 Å) и малой (до 10 Å) длиной пробега фотоэлектронов. К первой группе относятся CsBr и CaSt; ко второй — NaI, НТС и CsF; к третьей — оксиды и фториды (кроме CsF).

Анализируя характеристики нанопленок на сурьмяно-щелочных фотокатодах (рис. 20 и 22), можно видеть, что высокие транспортные качества CsBr и NaI подтверждаются. Кроме того, к группе нанопленок с большим пробегом фотоэлектронов добавляется еще и CsI. Интересно, что по порядку величины длины пробегов фотоэлектронов не зависят от типа фотокатода,

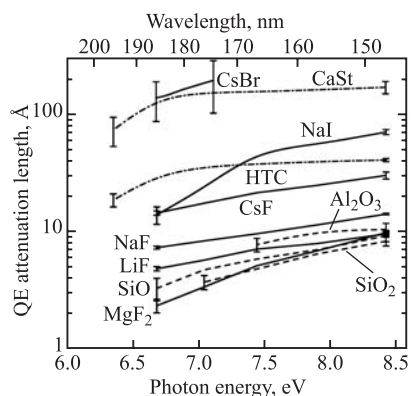


Рис. 21. Длина ослабления квантового выхода в различных нанопленках, нанесенных на непрозрачный CsI-фотокатод, в зависимости от энергии (нижняя шкала) и длины волны (верхняя шкала) фотона [23]. Данные для пленок CaSt и CsBr взяты из работ [25, 99] и [98] соответственно. Данные цитированных работ уточнены и переработаны

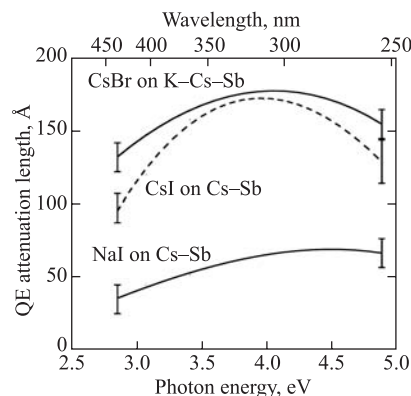


Рис. 22. Длина ослабления квантового выхода в нанопленках CsBr, CsI и NaI, нанесенных на непрозрачные Cs-Sb- и K-Cs-Sb-фотокатоды, в зависимости от энергии (нижняя шкала) и длины волны (верхняя шкала) фотона [25, 26]. Данные цитированных работ уточнены и переработаны

т. е. транспортные свойства в первом приближении определяются только материалом пленки. Исключение составляет пленка CaSt, транспортные характеристики которой заметно ухудшаются на Cs-Sb-фотокатодах по сравнению с CsI-фотокатодами.

Следует заметить, что длины пробега фотоэлектронов в нанопленках, измеренные альтернативным методом, с использованием полупрозрачных УФ-фотокатодов [100], а также расчеты, выполненные с использованием микроскопической модели [98, 100], удовлетворительно согласуются с данными рис. 21 и 22 (с точностью до фактора 2).

Следует также упомянуть гипотезу о зависимости транспортных характеристик и защитных свойств нанопленок от соответствия между константами кристаллических решеток фотокатода и пленки [26].

**3.3. Влияние нанопленок на эмиссионные свойства фотокатодов.** Существуют вещества, нанесение атомарных слоев которых на УФ-фотокатоды может привести к усилению фотоэлектронной эмиссии. В этом случае речь идет уже не о защитных свойствах нанопленок, а скорее, об активации фотокатода. К таким веществам, очевидно, относятся щелочные металлы [68]. Оказалось, что при определенных обстоятельствах к таким веществам можно отнести также CsF [22, 23] и пары воды [23, 102]. Важно подчеркнуть, что

в отличие от щелочных металлов эффект увеличения квантового выхода для этих веществ был стабилен, когда фотокатод находился не только в вакууме, но и на воздухе [22, 23, 102].

Как видно из рис. 23, нанесение на CuI-фотокатод пленки CsF толщиной всего 10 Å ведет к существенному увеличению квантового выхода, особенно в длинноволновой области, и смещению красной границы до 240 нм [22, 23]. В результате при длинах волн более 210 нм CuI-фотокатод становится намного эффективнее, чем CsI. Более того, при длине волны 220 нм его эффективность возрастает почти на порядок, что может найти применение для считывания BaF<sub>2</sub>-сцинтиллятора, максимум излучения быстрой компоненты которого приходится как раз на эту область [92]. Интересно, что эффект увеличения квантового выхода за счет нанесения CsF наблюдается для Al-фотокатода (рис. 23) [22] и практически не наблюдается для CsI-фотокатода [23]. Эффект действия CsF, возможно, объясняется понижением работы выхода фотокатода за счет частичной диссоциации CsF на его поверхности [101].

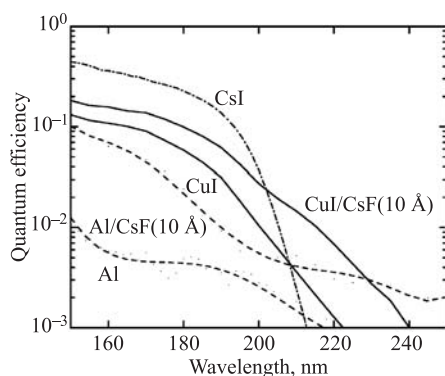


Рис. 23. Увеличение квантового выхода непрозрачных фотокатодов в вакууме с помощью нанопленки CsF. Показаны спектры квантового выхода CuI- (после термической обработки) и Al-фотокатодов до и после нанесения пленки CsF толщиной 10 Å, а также, для сравнения, спектр CsI-фотокатода [22]

Интересно, что эффект усиления фотоэлектронной эмиссии может наблюдаться и при адсорбции молекул такого распространенного вещества, как вода, а именно при адсорбции на поверхности щелочно-фторидных пленок. Этот эффект наблюдался после экспозиции CsI-фотокатода, покрытого нанопленками LiF, NaF и CsF, в парах воды [23, 102]: после определенной дозы экспозиции квантовый выход увеличивался в несколько раз (рис. 24). Усиление фотоэлектронной эмиссии объясняется понижением работы выхода пленки примерно на 0,4 эВ (см. рис. 18) за счет поляризации диполей молекул воды при адсорбции [23].

Этот эффект пока не имеет применения на практике, так как эффективность CsI-фотокатода, покрытого щелочно-фторидной нанопленкой, даже после активации парами воды, практически не превышает эффективности непокрытого CsI. Тем не менее он открывает новые возможности по поиску эф-

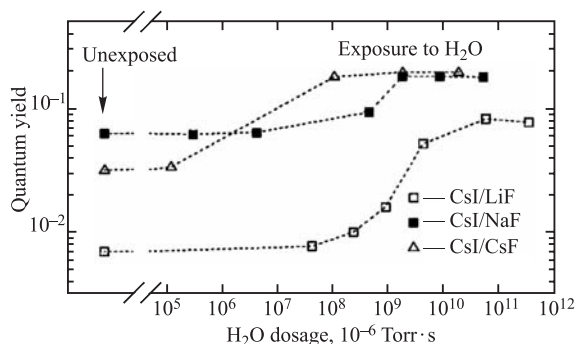


Рис. 24. Увеличение квантового выхода непрозрачных CsI-фотокатодов, покрытых щелочно-фторидными нанопленками, с помощью адсорбции молекул воды. Показан квантовый выход в вакууме фотокатодов CsI/LiF (толщина LiF > 15 Å), CsI/NaF (толщина NaF 15 Å) и CsI/CsF (толщина CsF 44 Å) при длине волны 170 нм в зависимости от дозы экспозиции в парах воды [23]

фективных фотокатодов, стабильных на воздухе, а именно по поиску веществ с большим молекулярным дипольным моментом, способных поляризоваться при адсорбции на фотокатоде.

Еще один интересный эффект был обнаружен при покрытии фотокатодов для видимой области органической пленкой гексатриаконтана [29]. Гексатриаконтан (НТС,  $n\text{-C}_{36}\text{H}_{74}$ ) относится к классу парафинов. Его особенностью является достаточно низкая температура возгонки в вакууме. Например, нанесенная на фотокатод пленка НТС толщиной 1 мкм может быть удалена с него путем нагревания при температуре 130–150 °С всего за 15 мин [29]. В то же время предел температурной стабильности Cs–Sb-фотокатода составляет 130–150 °С [29], а бищелочных фотокатодов еще выше [68]. Другим замечательным свойством НТС является его химическая инертность по отношению к

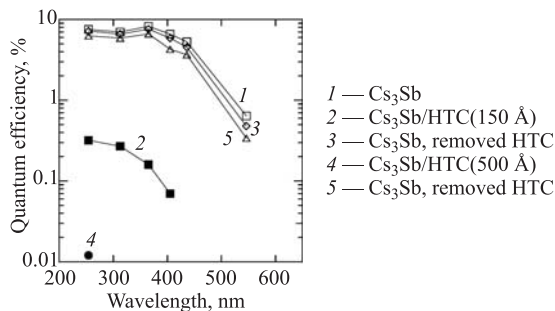


Рис. 25. Эволюция спектра квантового выхода непрозрачного Cs–Sb-фотокатода в вакууме в результате двух циклов нанесения и удаления путем нагревания пленок гексатриаконтана (НТС,  $n\text{-C}_{36}\text{H}_{74}$ ) толщиной 150 и 500 Å [29]

сурьмяно-щелочным фотокатодам: их эмиссионные характеристики не меняются после контакта с НТС. Оба свойства иллюстрируются на рис. 25: после двух циклов нанесения и удаления пленок НТС толщиной до 500 Å квантовый выход Cs–Sb-фотокатода почти не изменился [29].

Оптимальными с точки зрения защиты от кислорода оказались толщины пленок НТС до 1 мкм: более толстые пленки отслаивались от фотокатода из-за возникновения внутренних напряжений [29]. Такой толщины пленки может быть вполне достаточно, чтобы полностью защитить фотокатод от кислорода (а возможно, и от паров воды в силу гидрофобности парафинов).

Пленки НТС можно использовать в качестве удаляемого (т. е. временного) защитного покрытия фотокатодов для видимой области спектра. Очевидно, что можно понизить температуру возгонки удаляемой защитной пленки и, следовательно, смягчить действие этой процедуры на фотокатод, если использовать более легкие парафины.

Удаляемые органические покрытия могли бы позволить переносить фотокатоды для видимой области спектра с кратковременным контактом с воздухом и работать в «плохом» вакууме, что могло бы значительно упростить процедуру сборки как вакуумных, так и газовых фотодетекторов. Удаляемые покрытия на CsI-фотокатодах могли бы существенно продлить срок их хранения, в том числе прямо на воздухе.

**3.4. Защитные свойства нанопленок на фотокатодах для видимой области спектра.** Высокая чувствительность фотокатодов для видимой области спектра вообще и сурьмяно-щелочных фотокатодов в частности к примесям кислорода и паров воды серьезно затрудняет их использование в ГФД. Степень чувствительности Cs–Sb- и K–Cs–Sb-фотокатодов проиллюстрирована на рис. 26: фотокатоды полностью теряют эффективность уже при давлении кислорода  $10^{-5}$  Торр [27]. Поэтому изучение защитных свойств нанопленок на фотокатодах для видимой области спектра имеет первостепенное значение.

Оказалось, что только три типа нанопленок обеспечивают эффективную защиту сурьмяно-щелочных фотокатодов от кислорода; это CsBr [26], CsI [25, 27] и NaI [24, 25]. Эти же пленки, как было показано в п. 3.3, имеют наилучшие характеристики для транспорта фотоэлектронов. Защитная способность остальных исследованных нанопленок — оксидов, фторидов и органических нанопленок — оказалась неудовлетворительной [25].

Процедура изучения защитной способности нанопленок состояла из нескольких последовательных циклов измерений. Каждый цикл включал в себя экспозицию фотокатода с защитной пленкой в кислороде в течение 5 мин при определенном давлении и последующее измерение его квантового выхода в вакууме. Зависимость квантового выхода от давления кислорода, полученная таким образом, показана на рис. 26 [27]. Последние точки на рисунке соответствуют экспозиции при величине давления, равной парциальному давлению кислорода в воздухе (150 Торр).

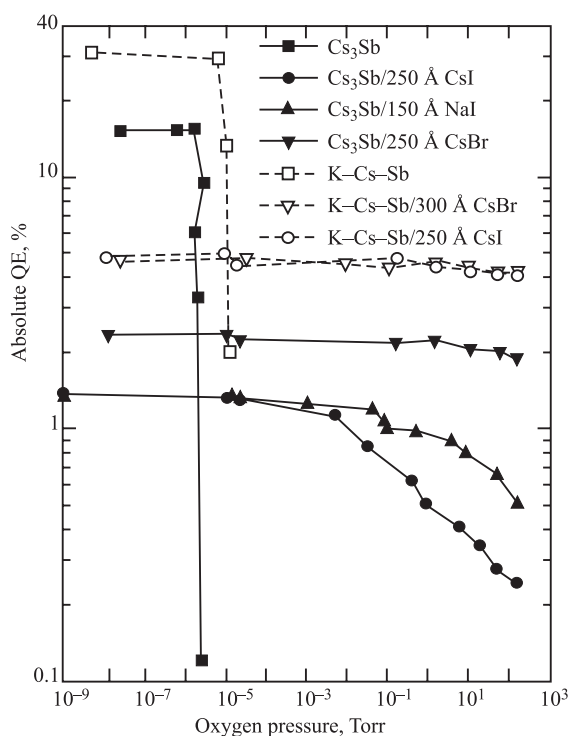


Рис. 26. Защитные свойства нанопленок на непрозрачных фотокатодах для видимой области по отношению к кислороду. Показана эволюция квантового выхода незащищенных Cs-Sb- и K-Cs-Sb-фотокатодов, а также защищенных пленками CsBr, CsI и NaI при длине волны 312 нм в зависимости от давления кислорода [27]. Каждая точка соответствует экспозиции фотокатода в кислороде в течение 5 мин и последующему измерению квантового выхода в вакууме

Оказалось, что для эффективной защиты фотокатодов нанопленками требуются толщины более 150 Å для NaI [25] и более 250 Å для CsI [25, 27] и CsBr [26]. При таких толщинах квантовый выход защищенных фотокатодов еще достаточно высок, он составляет около 5–7% для K-Cs-Sb и 2–3% для Cs-Sb в диапазоне 300–350 нм. Из рис. 26 видно, что наилучшей защитной способностью для обоих типов сурьмяно-щелочных фотокатодов обладают нанопленки CsBr, а для K-Cs-Sb-фотокатода — еще и CsI.

Об удивительно эффективной защите K-Cs-Sb-фотокатодов от кислорода с помощью нанопленок можно судить на основе рис. 27 и 28, а Cs-Sb-фотокатодов — рис. 29. На рис. 27 показана зависимость квантового выхода K-Cs-Sb-фотокатода, покрытого нанопленкой CsBr, от времени экспозиции



в кислороде при давлении 150 Торр [26]: даже после экспозиции в течение 1,5 ч квантовый выход был все еще выше 1%. Еще более стабильное поведение наблюдалось для К–Сs–Sb-фотокаатода, покрытого нанопленкой CsI [27]: за 1,5 ч нахождения в кислороде спектр квантового выхода практически не изменился (рис. 28). Сравнивая рис. 27–29, можно заключить, что наиболее эффективными и защищенными от воздействия кислорода являются К–Сs–Sb-фотокаатоды, покрытые нанопленками CsBr или CsI.

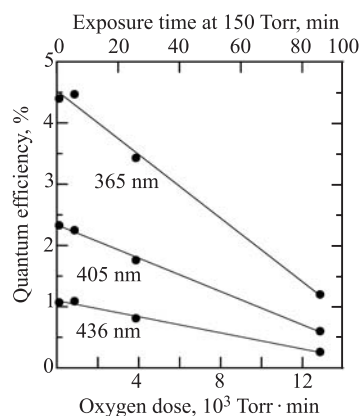


Рис. 27. Защитные свойства нанопленки CsBr на непрозрачном К–Сs–Sb-фотокаатоде по отношению к кислороду. Показана эволюция квантового выхода К–Сs–Sb-фотокаатода, покрытого пленкой CsBr толщиной 280 Å, при различных длинах волн в зависимости от времени экспозиции в кислороде при давлении 150 Торр (верхняя шкала) [26]. Данные цитированной работы переработаны

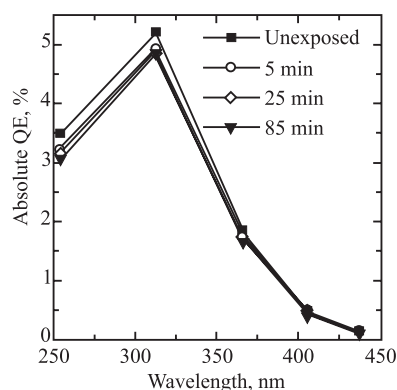


Рис. 28. Защитные свойства нанопленки CsI на непрозрачном К–Сs–Sb-фотокаатоде по отношению к кислороду. Показана эволюция спектров квантового выхода К–Сs–Sb-фотокаатода, покрытого пленкой CsI толщиной 250 Å, после экспозиции в кислороде при давлении 150 Торр в течение 0, 5, 25 и 85 мин [27]

Механизм защиты фотокаатодов от кислорода нанопленками CsBr, CsI и NaI пока не ясен. Вполне возможно, что его действие обусловлено окислением щелочно-галогидных пленок с образованием стабильного защитного слоя оксидов типа CsBrO<sub>3</sub>, CsIO<sub>3</sub> и NaIO<sub>3</sub> [26]. Ведь хорошо известно, что естественные оксидные слои толщиной всего 20–40 Å, образующиеся на поверхности алюминия и кремния, способны защитить их от дальнейшего окисления.

Проникновение кислорода через нанопленку имеет диффузный характер. Это подтверждается линейной зависимостью падения квантового выхода от

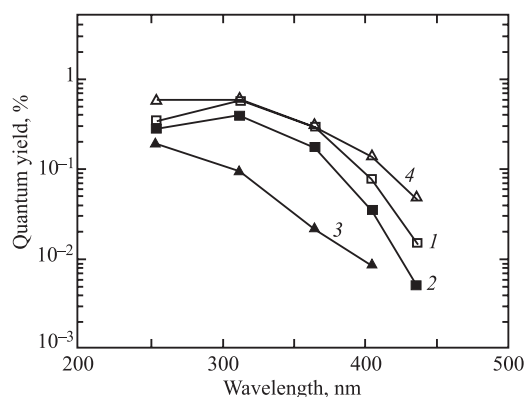


Рис. 29. Защитные свойства нанопленки NaI на непрозрачном Cs–Sb-фото катоде по отношению к кислороду и парам воды. Показана эволюция спектров квантового выхода Cs–Sb-фото катода, покрытого пленкой NaI толщиной 155 Å: 1 — исходный спектр; 2 — после экспозиции в кислороде при давлении 50 Торр в течение 5 мин; 3 — после экспозиции в воздухе при давлении 61 Торр с парциальным давлением паров воды  $10^{-2}$  Торр в течение 5 мин; 4 — после прогрева в вакууме при 80 °С в течение 14 ч [24]

дозы экспозиции (см. рис. 27). Такое поведение аналогично диффузии газа через мембраны (см., например, [103]). Оно описывается соответствующей моделью; в частности, можно ввести такое понятие, как проницаемость (permeability) пленки для того или иного типа молекул.

В отличие от эффективной защиты от кислорода щелочно-галогидные нанопленки не смогли обеспечить достаточно эффективную защиту от паров воды. Например, K–Cs–Sb-фото катоды, покрытые нанопленками CsBr или CsI, полностью деградировали при давлении паров воды  $10^{-4}$ – $10^{-5}$  Торр [28]. Этот результат, очевидно, объясняется гидрофильным характером щелочно-галогидных соединений. Более высокую устойчивость показал Cs–Sb-фото катод, покрытый нанопленкой NaI [24]: хотя квантовый выход существенно упал после экспозиции на воздухе с давлением паров воды  $10^{-2}$  Торр, он полностью восстановился после прогрева фото катода (рис. 29).

Существует еще одно применение нанопленок CsBr и CsI — для ослабления ионной обратной связи в ГФД с фото катодами для видимой области спектра. Оно будет рассмотрено в п. 4.3.

В заключение этого раздела следует отметить, что эффективная защита сурьмяно-щелочных фото катодов от кислорода и, в меньшей степени, от паров воды, достигнутая с помощью нанопленок, позволяет существенно упростить, а в некоторых случаях и принципиально усовершенствовать различные процедуры, проводимые с фото катодами при сборке фотодетекторов. В

частности, манипуляции с такими фотокатодами могут проводиться в перчаточных сухих боксах, выпускаемых промышленностью, где содержание паров воды может быть легко доведено до значений менее  $10^{-6}$ .

#### 4. ГФД НА ОСНОВЕ ГЭУ

**4.1. Физика каскадных ГЭУ в ГФД.** О преимуществах каскадных ГЭУ и принципах работы ГФД на их основе уже говорилось в разд. 1. В данном разделе подробно рассматриваются характеристики различных типов ГФД на основе ГЭУ.

В основе работы и применения ГЭУ лежат различные физические эффекты [34]. Особенно большое их число наблюдается в детекторах, содержащих каскадный ГЭУ и фотокатод и работающих в чистых благородных газах [11, 104]. На рис. 3 на примере ГФД с полупрозрачным фотокатодом схематично показаны некоторые из этих эффектов [58]:

— обратное рассеяние фотоэлектронов на фотокатод, которое приводит к уменьшению квантового выхода фотокатода в газе по сравнению с вакуумом [11, 12, 46–48] (см. п. 2.3);

— фотонная обратная связь на фотокатод вследствие сцинтилляций лавины в отверстиях ГЭУ и пропорциональных сцинтилляций в дрейфовом промежутке, которая приводит к вторичным импульсам [11, 12];

— ионная обратная связь с ГЭУ на предыдущие ГЭУ и на фотокатод, вызывающая ион-электронную эмиссию, которая приводит к вторичным импульсам и ограничивает, таким образом, максимальное усиление [11, 58, 104];

— ионный обратный ток на предыдущие ГЭУ и на фотокатод, приводящий к зарядке диэлектрической поверхности отверстий ГЭУ и поверхности фотокатода при больших плотностях анодного тока и, таким образом, к нестабильности усиления [11, 104, 105];

— ограничение пространственного развития лавины в отверстиях ГЭУ, приводящее к отсутствию оптических связей между отверстиями и к насыщению лавины при сравнительно умеренных усилениях [11, 104], что позволяет ГЭУ работать в чистых благородных газах с высокими усилениями;

— расширение лавины из отверстия или внутри него при больших усилениях [11, 104], приводящее к уменьшению ионной обратной связи [64] и к ограничению на минимальное расстояние между ГЭУ.

Были изучены также другие эффекты, имеющие отношение к работе каскадных ГЭУ в ГФД: механизмы пробоя в каскадных ГЭУ [106, 107]; эффективность сбора фотоэлектронов в ГЭУ, в ГФД с полупрозрачным [108] и непрозрачным [13] фотокатодом; пропускание электронов [63] и ионов [16, 63–65, 109] каскадными ГЭУ; старение фотокатодов в ГФД на основе ГЭУ для УФ- [16, 69] и видимой области спектра [21, 28]; измерение ионизационных

коэффициентов в плотных благородных газах с помощью ГЭУ [34] и др. Можно сказать, что по разнообразию физических явлений, происходящих в ГФД на основе ГЭУ, им нет равных среди газовых детекторов. Это позволяет им служить наглядным пособием для изучения физики газовых детекторов.

**4.2. ГФД на основе ГЭУ с CsI-фотокатодом.** Важнейшим этапом для разработки ГФД с CsI-фотокатодом были исследования его характеристик с целью оптимизации различных параметров, таких как состав газа, тип фотокатода и конфигурация каскадов ГЭУ. На этом этапе были изучены принципиальные свойства ГФД, характерные для газовых фотодетекторов вообще. Эти исследования проводились на относительно простых и универсальных установках, где можно было быстро менять параметры измерений. Такая установка обычно представляла собой откачиваемую камеру, включавшую фланцы с кварцевым окном и разъемами, внутри которой находился собственно ГФД [11].

ГФД на основе ГЭУ был впервые изучен в 2000 г. именно на такой установке [11]; в нем использовался полупрозрачный CsI-фотокатод и 3–4 каскада ГЭУ. Его принципиальная схема показана на рис. 2. Были исследованы такие характеристики ГФД, как усиление, одноэлектронные спектры, обратное рассеяние фотоэлектронов на фотокатод, фотонные и ионные обратные связи, зарядка ионным обратным током, старение фотокатода [11, 12, 15, 16, 104]. Некоторые из этих характеристик рассмотрены ниже.

Каскадные ГЭУ обладают высоким коэффициентом усиления при работе в чистых благородных газах. Эта способность представляет особый интерес для разработки отпаянных ГФД с химически активными фотокатодами для видимой области [15, 20], так как в этом случае в лавине не образуется активных радикалов, способных повредить фотокатод. Работа в чистых благородных газах необходима также в различного рода криогенных лавинных детекторах [38, 39, 59–62, 110–112], в которых использование молекулярных гасящих добавок невозможно из-за низкой температуры.

На рис. 30 показаны усилительные характеристики ГФД на основе трехкаскадного ГЭУ и полупрозрачного CsI-фотокатода в чистом Ag и его смесях с другими благородными газами, а также с некоторыми молекулярными газами [11]. Здесь и далее данные представлены при атмосферном давлении, если не указано другое. Видно, что каскадные ГЭУ могут иметь в чистом Ag довольно высокие коэффициенты усиления, порядка десятков тысяч, а в его смесях с Xe, Ne и N<sub>2</sub> — порядка 10<sup>5</sup>. Это на два и более порядка превосходит максимальные усиления, достигаемые в чистом Ag другими газовыми детекторами, в частности пропорциональными счетчиками [113]. Можно также видеть, что в смесях Ag с гасящими добавками легко достигаются усиления порядка 10<sup>6</sup>.

Следует заметить, что в данных на рис. 30 учтена только быстрая, первичная компонента анодного сигнала, обусловленная лавинным усилением. Если

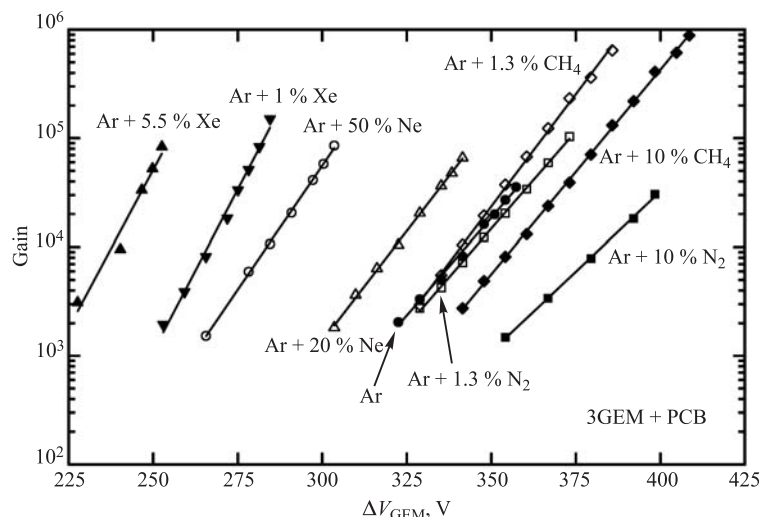


Рис. 30. Усиление ГФД на основе трехкаскадного ГЭУ с полупрозрачным CsI-фотокатодом в зависимости от напряжения на одном ГЭУ в различных газовых смесях на основе Ar при атмосферном давлении [11]. Максимальные усиления ограничены пробоями

учитывать еще и медленную, вторичную компоненту сигнала, обусловленную фотонными обратными связями за счет пропорциональных сцинтилляций в дрейфовом промежутке и излучения лавины в отверстиях ГЭУ, то усиление в Ar и его смесях с Xe и Ne возрастает еще в несколько раз, достигая  $10^6$  [11].

Оказалось, что ГЭУ могут работать с высоким коэффициентом усиления не только в Ar, но и в остальных благородных газах [34], в том числе и при высоких давлениях [58, 114–116]. Особенно высокие коэффициенты усиления были получены в пеннинговских смесях Ne + Kr [116], Ne + N<sub>2</sub> [117], Ne + H<sub>2</sub> [112] и Ne + H<sub>2</sub> [60]: коэффициент усиления трехкаскадного ГЭУ в некоторых из них мог превышать  $10^6$ .

Высокие коэффициенты усиления, достигаемые в ГФД на основе каскадных ГЭУ, позволяют эффективно работать в режиме счета одиночных фотонов. На рис. 31 представлены амплитудные спектры, полученные в таком режиме с помощью зарядового усилителя, при газовых усилениях  $(2-4) \cdot 10^5$  [11]. Форма спектра одноэлектронного сигнала позволяет судить о механизме развития лавины. Экспоненциальная форма, наблюдаемая в Ar, наиболее типична для газовых детекторов при умеренных усилениях; она говорит о том, что акты ионизации в лавине независимы [118]. Отклонение от экспоненциальной формы спектра за счет увеличения вклада больших амплитуд говорит о существенной роли вторичных процессов в лавине: такая форма на-

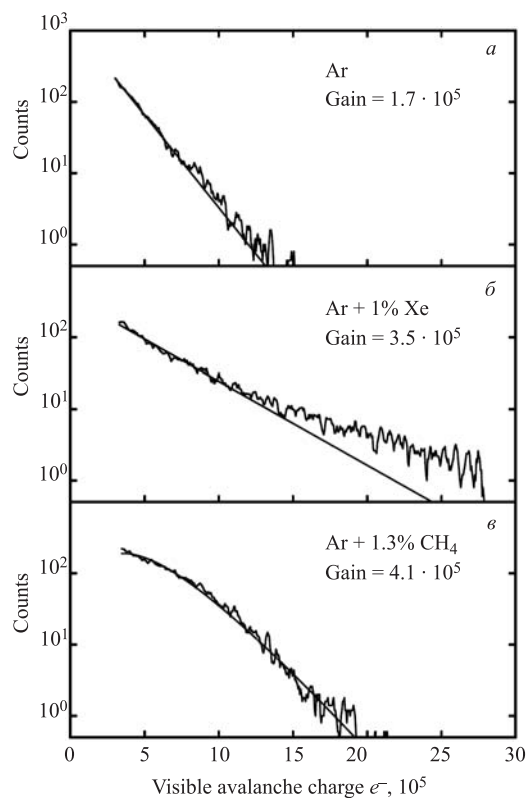


Рис. 31. Амплитудные спектры анодных сигналов с ГФД на основе трехкаскадного ГЭУ с полупрозрачным CsI-фотокатодом в режиме счета одиночных фотоэлектронов в Ar (а), Ar + 1 % Xe (б) и Ar + 1,3% CH<sub>4</sub> (в) при усилении  $(2-4) \cdot 10^5$  [11]

блюдается, например, в Ar + Xe. Отклонение от экспоненциальной формы в другую сторону, наблюдаемое в Ar + CH<sub>4</sub>, описывается распределением Пуассона и говорит о насыщении лавины, когда акты ионизации становятся коррелированными [118]. Последний эффект возникает, по-видимому, в результате увеличения плотности лавины за счет ограничения ее пространственного развития в отверстии ГЭУ [11], т. е. «конфайнмента» лавины [88].

Из-за того, что однофотоэлектронный спектр в ГФД имеет в основном экспоненциальную форму, амплитудное разрешение в ГФД хуже, чем в ФЭУ, для малой статистики фотоэлектронов. Тем не менее при числе фотоэлектронов порядка 10 амплитудное разрешение довольно высоко, оно составляет около 30 %, что уже близко к статистическому пределу (рис. 32).

Наиболее высокие коэффициенты усиления в ГФД на основе ГЭУ были получены в CF<sub>4</sub> — почти  $10^7$  [12]. Это видно из рис. 33, на котором пока-

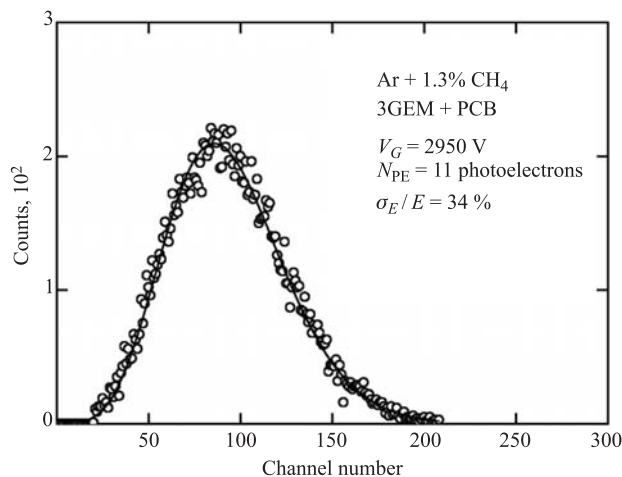


Рис. 32. Амплитудный спектр анодных сигналов с ГФД на основе трехкаскадного ГЭУ с полупрозрачным CsI-фотокатодом для 11 фотоэлектронов, в Ar + 1,3% CH<sub>4</sub> при усилении  $2 \cdot 10^5$  [11]

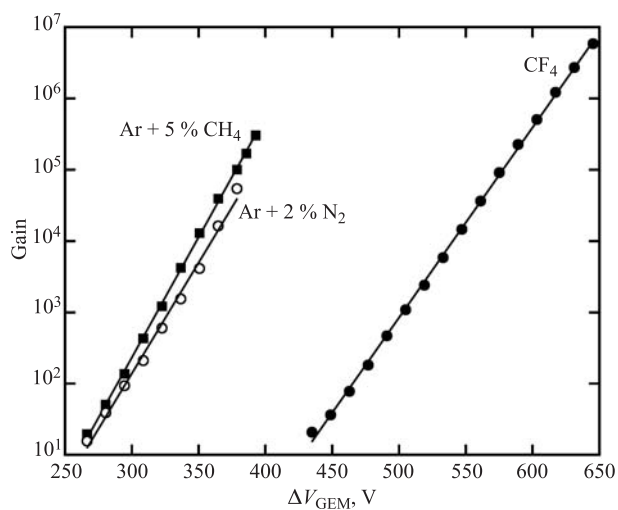


Рис. 33. Усиление ГФД на основе трехкаскадного ГЭУ с полупрозрачным CsI-фотокатодом в зависимости от напряжения на одном ГЭУ в CF<sub>4</sub>, Ar + 5% CH<sub>4</sub> и Ar + 2% N<sub>2</sub> и при атмосферном давлении [12]. Максимальные усиления ограничены пробоями

зана усилительная характеристика в CF<sub>4</sub> в сравнении с другими газами. Такие высокие усиления позволили эффективно работать в режиме счета одиночных фотонов с использованием быстрых токовых усилителей (а не только

зарядовых усилителей), что важно для временных измерений. Работа ГФД на основе ГЭУ в  $\text{CF}_4$  имеет и другие преимущества по сравнению с другими газами: сигнал в нем самый быстрый (ширина на полувысоте 8 нс), а обратное рассеяние фотоэлектронов на фотокатод минимально (см. п. 2.3). Следует обратить внимание на довольно высокие напряжения, необходимые для работы в чистом  $\text{CF}_4$ : они в 1,5 раза превосходят рабочие напряжения в других газовых смесях. Это, по-видимому, означает, что более «толстые» усилительные структуры с отверстиями, такие как «толстые» ГЭУ [56, 57] и капиллярные пластины [53, 54], вряд ли смогут так же успешно работать в чистом  $\text{CF}_4$  из-за возникновения пробоев.

Высокое временное разрешение ГФД на основе ГЭУ в  $\text{CF}_4$  иллюстрируется на рис. 34: показаны временные спектры для различных чисел фото-

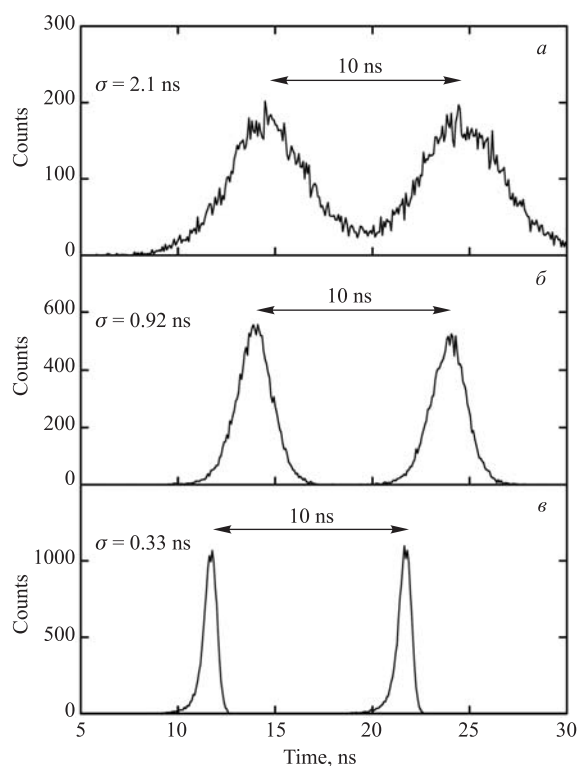


Рис. 34. Временные характеристики анодных сигналов с ГФД на основе трехкаскадного ГЭУ с полупрозрачным CsI-фотокатодом в  $\text{CF}_4$  в режиме счета одиночных фотоэлектронов (*a*) и для числа фотоэлектронов 10 (*b*) и 150 (*c*), при усилении  $10^6$  [12]. Показаны временные распределения по отношению к триггеру двух групп импульсов, разделенных интервалом в 10 нс



электронов. Временное разрешение составляет 2 нс в однофотоэлектронном режиме и 0,33 нс для 150 фотоэлектронов, что, по-видимому, является рекордом для газовых детекторов, работающих в пропорциональном режиме. Как уже отмечалось в разд. 1, именно эти замечательные характеристики послужили основанием для разработки черенковского счетчика для эксперимента PHENIX, работающего в чистом  $\text{CF}_4$  [35–37].

До сих пор мы рассматривали характеристики ГФД с полупрозрачным CsI-фотокатодом. Характеристики ГФД на основе ГЭУ с непрозрачным пленочным CsI-фотокатодом, нанесенным на электрод первого ГЭУ (см. рис. 4), были подробно изучены в [13]. Рис. 35 иллюстрирует наиболее характерное свойство ГФД такого типа, а именно эффективность сбора фотоэлектронов с фотокатода в отверстия ГЭУ, которая описывается зависимостью анодного тока от дрейфового поля. Как и следовало ожидать из картины силовых линий, показанной на рис. 4 [14], наиболее эффективно фотоэлектроны фокусируются в отверстия ГЭУ при нулевом дрейфовом поле [13].

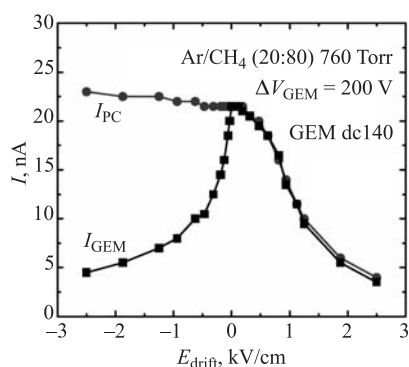


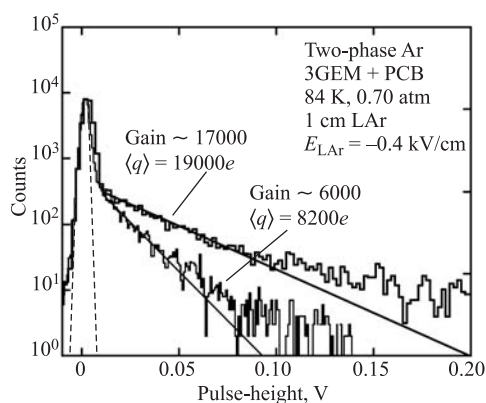
Рис. 35. Влияние дрейфового поля на эффективность сбора фотоэлектронов в отверстия ГЭУ с непрозрачного CsI-фотокатода, нанесенного на ГЭУ [13]. Показан анодный и катодный ток ГЭУ в зависимости от напряженности дрейфового поля в  $\text{Ar} + 80\% \text{CH}_4$  при напряжении на ГЭУ 200 В

Координатные характеристики ГФД на основе ГЭУ с CsI-фотокатодом были изучены в работах [14, 119]. В [14] было получено пространственное разрешение 55 мкм для одиночных фотонов при считывании на анод в виде параллельных полосок. В [119] была получена рекордная степень локализации одиночных фотонов, с точностью 4 мкм, при считывании на анод в виде пикселей, каждый из которых являлся миниатюрной интегральной схемой. Рассматривались также варианты координатного считывания ГФД с использованием линии задержки [120] и зигзагообразного анода [121].

Принципы работы ГФД на основе ГЭУ с непрозрачным фотокатодом, а также способность каскадных ГЭУ работать в чистых благородных газах с высокими усилениями были применены в криогенных двухфазных лавинных детекторах, о которых говорилось в разд. 1. Их принципиальная схема показана на рис. 5. На рис. 36 показаны амплитудные спектры трехкаскадного ГЭУ в двухфазном  $\text{Ar}$ , полученные на основе такой схемы, в режиме

счета одиночных фотоэлектронов [62]. При усилении  $6 \cdot 10^3$ , и тем более при  $1,7 \cdot 10^4$ , спектр хорошо отделяется от шумов электроники. Это позволяет говорить об эффективной работе ГФД в однофотоэлектронном режиме в двухфазном Аг начиная с усилений порядка  $5 \cdot 10^3$ .

Рис. 36. Амплитудные спектры анодного сигнала с трехкаскадного ГЭУ в двухфазном Аг в режиме счета одиночных фотоэлектронов (сплошные линии) при 84 К и 0,7 атм и усилении  $6 \cdot 10^3$  и  $1,7 \cdot 10^4$ , а также спектр шумов считывающей электроники (штриховые) [62]. В качестве непрозрачного фотокатода использовался первый электрод первого ГЭУ (см. рис. 5)



Совсем недавно была продемонстрирована работа ГФД на основе ГЭУ с непрозрачным CsI-фотокатодом в двухфазном Аг в режиме одновременной регистрации сцинтиляционного и ионизационного сигналов [39]. Такой способ регистрации позволил бы выделять события, обусловленные отскоками

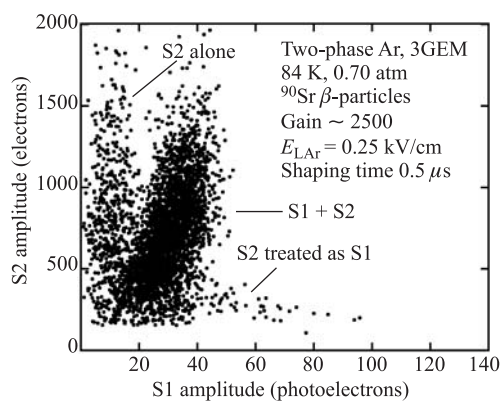


Рис. 37. Двумерное распределение по амплитудам сцинтиляционного (S1) и ионизационного (S2) сигналов с ГФД на основе трехкаскадного ГЭУ с непрозрачным CsI-фотокатодом в двухфазном Аг при 84 К и 0,7 атм и усилении  $2,5 \cdot 10^3$  при облучении  $\beta$ -частицами со средней выделенной энергией в жидкости 600 кэВ [39]. Амплитуды выражены в числах фотоэлектронов и электронов соответственно. В качестве непрозрачного фотокатода использовался первый электрод первого ГЭУ, покрытый CsI (см. рис. 5)

ядер при столкновениях с темной материей [41, 42] или когерентно рассеянными нейтрино [40]. А в случае ПЭТ он позволил бы организовать быстрый триггер на совпадения между парными  $\gamma$ -квантами [43, 44]. На рис. 37 показано двумерное распределение событий по амплитудам сцинтиляционного и ионизационного сигналов при облучении  $\beta$ -частицами с выделенной энергией в жидкости около 600 кэВ [39]. Наблюдается четкая корреляция, а именно пропорциональность между сцинтиляционным и ионизационным сигналом. При этом амплитуда сцинтиляционного сигнала составила 30 фотоэлектронов, что вполне достаточно для ПЭТ, но пока явно мало для поиска темной материи. Исследования в этом направлении продолжаются.

Важным этапом в развитии ГФД на основе ГЭУ стала разработка отпаянных приборов. Первый отпаянный ГФД на основе ГЭУ был изготовлен в 2001 г. (рис. 38, 39) [15, 16]. В нем использовался полупрозрачный CsI-фотокатод и каскад из четырех ГЭУ. Детектор изготавливался методом переноса фотокатода в вакууме на специализированной установке [20]. Принцип ее работы аналогичен установке, показанной на рис. 15, однако ее конструкция была гораздо сложнее: процедуры приготовления фотокатода, измерения квантового выхода и герметизации фотодетектора происходили в различных вакуумных камерах, перемещение фотокатода между которыми осуществлялось манипулятором.

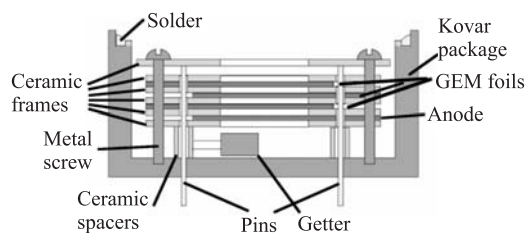


Рис. 38. Схема внутренней части отпаянного ГФД на основе трехкаскадного ГЭУ [20]

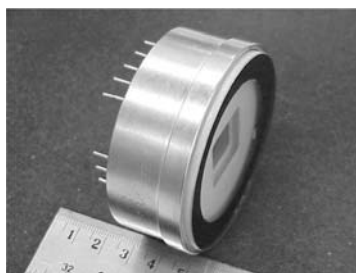


Рис. 39. Внешний вид отпаянного ГФД на основе четырехкаскадного ГЭУ с полупрозрачным CsI-фотокатодом [15, 16]

Отпаянный ГФД состоял из корпуса, сделанного из ковара, с несколькими изолированными контактами для подвода напряжения и считывания сигнала. Внутри корпуса монтировался каскадный ГЭУ на керамических рамках (рис. 38). Ответственной стадией изготовления отпаянного ГФД являлась процедура герметизации [15, 20], во время которой к корпусу припаивалось кварцевое окно с использованием припоя на основе индия при температуре 120–150 °С (рис. 39). ГФД работал на смеси  $\text{Ag} + 5\% \text{CH}_4$  и имел усиление свыше  $10^5$  [15].

Главным результатом этого этапа стал факт совместимости ГЭУ с техникой отпаянных приборов. Было показано, что ГЭУ выдерживает прогрев в вакууме при температуре 200 °С, а фотокатод отпаянного ГФД не портится в присутствии ГЭУ.

**4.3. Отпаянные ГФД на основе ГЭУ с фотокатодом для видимой области спектра.** Очевидно, что фотокатоды для видимой области спектра могут быть стабильны только в отпаянных ГФД. Методика изготовления отпаянных газовых фотодетекторов, опробованная на ГФД с CsI-фотокатодом, была успешно применена для изготовления отпаянных ГФД с фотокатодами для видимой области спектра [18–21].

Характеристики отпаянного ГФД на основе каскадного ГЭУ с полупрозрачным K–Cs–Sb-фотокатодом, работавшего в смеси  $\text{Ag} + 5\% \text{CH}_4$ , проиллюстрированы на рис. 40 и 41 [18, 20]: были получены впечатляющие результаты как по квантовому выходу, до 13 % в максимуме (рис. 40), так и по коэффициенту усиления, до  $10^4$  для двухкаскадного ГЭУ (рис. 41). В режиме без усиления было продемонстрировано, что квантовый выход фотокатода остается стабильным в течение нескольких месяцев при использовании геттера внутри прибора [20]. В режиме усиления продолжительность работы оказалась того же порядка, что и для ГФД с CsI-фотокатодом (см. п. 4.4): квантовый выход ГФД с K–Cs–Sb-фотокатодом падал на 20 % после прохождения заряда на аноде в  $2 \text{ мкКл/мм}^2$ , что соответствует 10 годам работы при коэффициенте усиления  $10^5$  и потоке фотонов  $1 \text{ кГц/мм}^2$  [21].

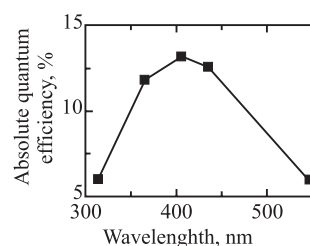


Рис. 40. Спектр квантового выхода полупрозрачного K–Cs–Sb-фотокатода в отпаянном ГФД на основе каскадного ГЭУ в  $\text{Ag} + 5\% \text{CH}_4$  при давлении 700 Торр [18, 20]. Дрейфовое поле на фотокатод 0,5 кВ/см

На пути дальнейшего развития отпаянных ГФД с фотокатодами для видимой области существует, однако, несколько проблем как технического, так

и физического характера. В частности, до сих пор не отлажена процедура герметизации, в результате чего в большинстве случаев К–Сs–Sb-фотокаатод терял эффективность из-за высокой температуры, необходимой для герметичной стыковки корпуса с окном [20]. Эта проблема может быть решена в результате перехода на технику герметизации при комнатной температуре, используемую рядом компаний для производства вакуумных фотодетекторов методом переноса фотокаатодов.

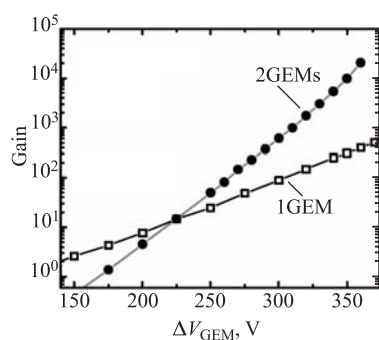


Рис. 41. Усиление отпаянного ГФД на основе каскадного ГЭУ с полупрозрачным К–Сs–Sb-фотокаатодом в зависимости от напряжения на одном ГЭУ в  $Ag + 5\% CH_4$  при давлении 700 Торр в конфигурации однокаскадного (1GEM) и двухкаскадного (2GEM) ГЭУ [18, 20]

Другой проблемой оказалась повышенная чувствительность фотокаатодов для видимой области спектра к ионной обратной связи [20, 21]. Из-за нее коэффициент усиления ГФД в  $Ag$ ,  $CH_4$  и их смесях в большинстве случаев не превышал нескольких сотен для К–Сs–Sb-фотокаатода [20]. Эффект ионной обратной связи проявляет себя в возникновении вторичных импульсов и в отклонении от экспоненциальной зависимости усиления от напряжения при его больших значениях (см. п. 4.4). С другой стороны, эффект ионной обратной связи в некоторых случаях был незаметен даже при усилениях порядка  $10^4$  в ГФД на основе ГЭУ [18, 20] (см. рис. 41) и в ГФД на основе капиллярных пластин [122]. Очевидно, что вопрос, насколько максимальное усиление ГФД ограничивается ионной обратной связью, требует дальнейшего изучения.

Следует заметить, что для CsI-фотокаатода ионная обратная связь начинала проявляться лишь при усилении более  $10^5$  [11]. Различие между CsI- и К–Сs–Sb-фотокаатодами обусловлено, вероятно, большим коэффициентом ион-электронной эмиссии (являющейся причиной ионной обратной связи [123]) для фотокаатодов в видимой области спектра за счет более низкого порога фотоэлектронной эмиссии.

В связи с этим возможным решением проблемы ионной обратной связи является покрытие фотокаатодов для видимой области спектра нанопленками CsBr и CsI. Такие пленки наряду с эффектом защиты фотокаатода от активных молекул, рассмотренным в разд. 3, смогут еще и ослабить ионную обратную связь. Действительно, ион-электронная эмиссия тогда будет определяться ве-

шеством нанопленки, а не фотокатода. Этот вывод подтверждается данными, представленными на рис. 42: в ГФД с К–Сs–Sb-фотокатодом, покрытым нанопленкой CsBr, эффект ионной обратной связи в чистом  $\text{CH}_4$  не наблюдался даже при усилении  $2 \cdot 10^4$  [28]. Следует заметить, что если не требуется кратковременный контакт с воздухом, то защитная нанопленка может быть сделана тоньше, например, толщиной  $100 \text{ \AA}$ , чтобы минимизировать потери квантового выхода, который сможет тогда достигать 20 % (согласно рис. 20).

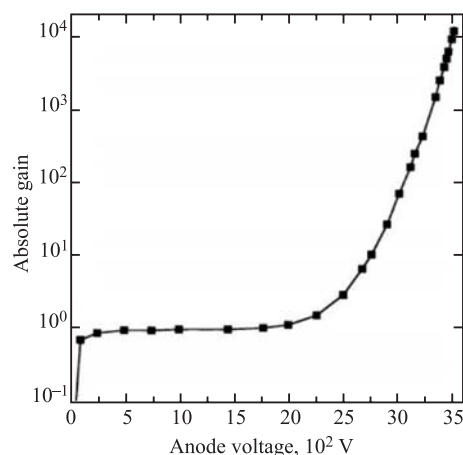


Рис. 42. Усиление ГФД с непрозрачным К–Сs–Sb-фотокатодом, покрытым нанопленкой CsBr толщиной  $300 \text{ \AA}$ , в  $\text{CH}_4$  в плоско-параллельном промежутке толщиной 1 мм в зависимости от напряжения [28]

Другим решением проблемы может быть использование управляющих сеток в дрейфовом промежутке, открывающихся по триггерному сигналу [20, 21], а также применение различных схем подавления ионной обратной связи [16, 21, 34, 64, 66], например, схемы ГФД с фотоэлектрическим затвором, представленной на рис. 6 [66].

Дальнейшее развитие отпаянных ГФД будет связано с увеличением времени их жизни, т. е. с уменьшением скорости старения фотокатода. Старение фотокатода определяется ионной бомбардировкой и взаимодействием с активными молекулами, выделяющимися из элементов конструкции и образующимися в лавине в результате плазмохимических процессов. Последних можно избежать, если работать в чистых благородных газах. Другим способом продления жизни фотокатода и увеличения усиления в ГФД может быть уже упомянутая защита фотокатодов диэлектрическими нанопленками CsBr и CsI. Рассматриваются также варианты замены материалов ГЭУ на более инертные, например, на кремний или стекло [124].

**4.4. Вторичные процессы в ГФД на основе ГЭУ.** К вторичным процессам в ГФД относятся эффекты, вызванные фотонной обратной связью, ионной обратной связью, зарядкой диэлектрических поверхностей ионным обратным

током и старением фотокатода в условиях газового усиления. Их механизмы кратко обсуждались в п. 4.1. Вторичные процессы в газовых фотодетекторах играют более существенную роль, чем в вакуумных фотодетекторах; они, в частности, являются главной причиной, ограничивающей усиление и время жизни ГФД. В данном пункте рассматриваются наиболее характерные проявления вторичных процессов.

В случае ГФД с непрозрачным фотокатодом, нанесенным на ГЭУ, фотонная обратная связь полностью отсутствует. В случае ГФД с полупрозрачным фотокатодом фотонная обратная связь на фотокатод, обусловленная лавинными сцинтилляциями, эффективно подавляется каскадом ГЭУ, так как прозрачность каждого ГЭУ составляет всего около 10% [11]. Соответственно, фотонная обратная связь такого типа начинает проявлять себя только при довольно высоких усилениях — в виде вторичных импульсов. В  $\text{CF}_4$  вторичные импульсы, вызванные ею, появляются через определенные интервалы времени, при усилениях более  $5 \cdot 10^6$  [12] (рис. 43). Интервал между импульсами, очевидно, равен времени дрейфа электронов от фотокатода до анода.

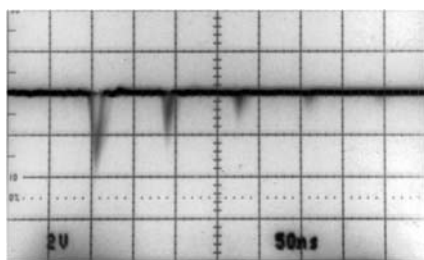


Рис. 43. Фотонная обратная связь в ГФД на основе трехкаскадного ГЭУ с полупрозрачным CsI-фотокатодом в  $\text{CF}_4$  [12]. Показан анодный сигнал при усилении  $6 \cdot 10^6$

В чистых благородных газах вторичные импульсы за счет фотонной обратной связи обычно имеют нерегулярную структуру [11] из-за того, что время высвечивания сцинтилляций в них может быть достаточно большим, до нескольких микросекунд [9]. Это относится к фотонным обратным связям, вызванным как пропорциональными сцинтилляциями в дрейфовом промежутке, так и сцинтилляциями лавины (см. рис. 3).

Ионная обратная связь с ГЭУ на фотокатод или между каскадами ГЭУ проявляет себя также в виде вторичных импульсов [11, 58, 104]. Она особенно характерна для работы в чистых благородных газах, так как коэффициент ион-электронной эмиссии в них велик по сравнению с молекулярными газами [123]. Из рис. 44 видно, что в ГФД с CsI-фотокатодом первичный сигнал в Ag начинает сопровождаться вторичными сигналами при усилениях около  $10^5$ . В данном случае интервал между импульсами равен времени дрейфа ионов от последнего до первого ГЭУ [11]. В ГФД с фотокатодами для видимой области спектра, как уже упоминалось, вторичные сигналы за

счет ионной обратной связи могут возникать при гораздо меньших усилениях, порядка 100. Следует заметить, что временной масштаб процессов фотонной и ионной обратных связей отличается на 3 порядка. В конечном счете, оба процесса ограничивают максимальное усиление ГФД.

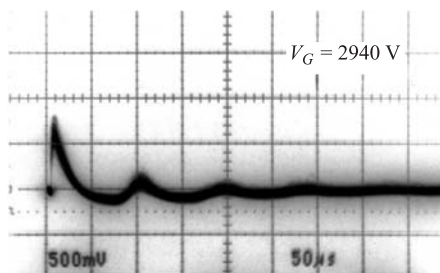


Рис. 44. Ионная обратная связь в ГФД на основе трехкаскадного ГЭУ с полупрозрачным CsI-фотокатодом в Ag [11]. Показан анодный сигнал при усилении около  $10^5$

Ключевую роль в эффекте ионной обратной связи играет ион-электронная эмиссия из фотокатода или электрода ГЭУ, которая обусловлена ионным обратным током из области лавины (см. рис. 3) и которая происходит практически мгновенно [123]. Существует и другой, относительно «медленный» эффект, вызванный ионным обратным током, характерное время которого составляет порядка нескольких минут: эффект зарядки диэлектрических поверхностей ионами, который проявляется при больших нагрузках и усилениях [11, 104, 105]. Эффект возникает из-за того, что положительные ионы на поверхности диэлектрика, а конкретно на поверхности каптона в отверстии ГЭУ или CsI-фотокатода, не успевают нейтрализоваться при больших плотностях анодного тока, образуя положительный поверхностный заряд.

В отверстии ГЭУ положительный поверхностный заряд создает дополнительное электрическое поле (см. рис. 3), что ведет к увеличению коэффициента газового усиления. Такое наблюдалось, в частности, при работе ГЭУ (без фотокатода) в Ag при плотностях анодного тока порядка  $100 \text{ пА/мм}^2$  [105]. На фотокатодe положительный поверхностный заряд создает сильное электрическое поле, которое может существенно увеличить квантовый выход за счет понижения работы выхода; это явление рассматривалось в п. 2.4. В ГФД оба этих явления приводят к одинаковому результату — к увеличению амплитуды анодного сигнала, поэтому разделить их вклады бывает довольно трудно.

В усилительной характеристике, измеренной в токовом режиме, эффекты зарядки ионами и ионной обратной связи проявляют себя одинаково: при больших значениях усиление растет быстрее, чем экспоненциальная функция (рис. 45). С другой стороны, в отличие от эффекта ионной обратной связи в эффекте зарядки ионами амплитуда анодного сигнала зависит от времени [104] и загрузки [11]. Это и является сигнатурой эффекта. Эта зави-



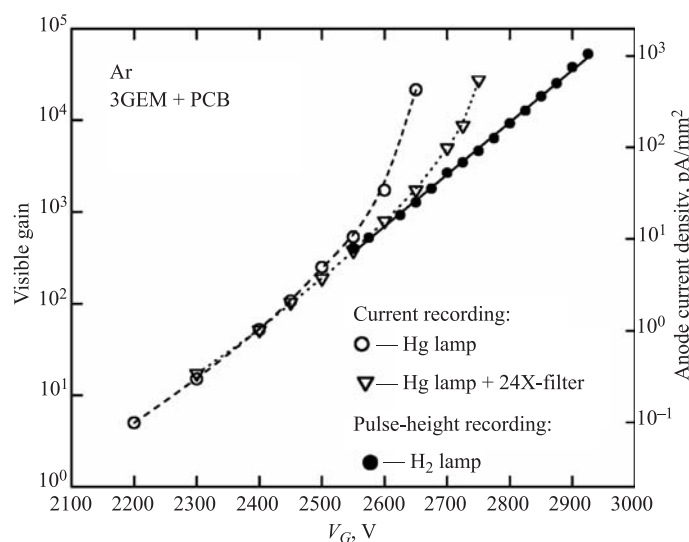


Рис. 45. Эффект зарядки диэлектрических поверхностей ионным обратным током в ГФД на основе трехкаскадного ГЭУ с полупрозрачным CsI-фотокатодом в Ar [11]. Показано усиление (левая шкала) в зависимости от напряжения на делителе для различных нагрузок, измеренное в счетном и токовом режимах, в последнем случае — для двух значений нагрузок, различающихся в 24 раза. Для максимальной нагрузки показана также плотность анодного тока (правая шкала)

симость продемонстрирована на рис. 45, на котором показаны усилительные характеристики ГФД в Ar при различных нагрузках [11]. Судя по тому, что влияние нагрузки становится заметным уже при плотностях анодного тока порядка  $10$  пА/мм<sup>2</sup>, в данном случае, скорее всего, происходит зарядка поверхности CsI-фотокатода.

В заключение коснемся эффекта старения фотокатодов в отпаянных ГФД в условиях газового усиления (эффекты старения фотокатодов в негерметичных ГФД на основе проволочных камер рассмотрены в работах [6, 21, 28, 69, 82]). На рис. 46 показана зависимость эффективности CsI-фотокатода от плотности прошедшего анодного заряда в отпаянном ГФД на основе каскадного ГЭУ [16]. В конфигурации трехкаскадного ГЭУ эффективность фотокатода падала в два раза после прохождения заряда на аноде в  $2$  мкКл/мм<sup>2</sup>, при усилении порядка  $10^5$  в смеси в Ar + 5% CH<sub>4</sub>. Это сравнимо со скоростью старения как негерметичных ГФД с CsI-фотокатодом [69, 82], так и отпаянных ГФД с фотокатодом для видимой области [21] (см. п. 4.3), что говорит о возможной общности механизмов старения. Определенную роль в этом механизме, вероятно, играет ионный обратный ток на фотокатод. С другой стороны, как это видно из рис. 46, старение фотокатода скорее опре-

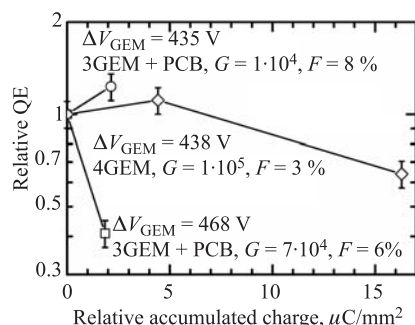


Рис. 46. Старение отпаянного ГФД на основе ГЭУ с полупрозрачным CsI-фотокатодом в  $\text{Ar} + 5\% \text{CH}_4$  [16]. Показан относительный квантовый выход фото катода в зависимости от плотности прошедшего анодного заряда в конфигурации трехкаскадного ГЭУ (3GEM+PCB), при усилении  $10^4$  и  $7 \cdot 10^4$ , и четырехкаскадного ГЭУ (4GEM) при усилении  $10^5$ . Приведены также значения напряжений на одном ГЭУ и доля ионного обратного тока на фото катод

деляется напряжением на ГЭУ, чем долей ионного обратного тока. Это можно объяснить, если предположить, что старение фото катода вызвано активными молекулами и ионами, скорость образования которых зависит от электронной температуры в лавине, т.е. от напряжения на ГЭУ. Отсюда следует, что скорость старения ГФД в условиях газового усиления можно существенно уменьшить, увеличивая число каскадов ГЭУ [16], или даже свести к нулю, если работать в чистых благородных газах.

**4.5. ГФД на основе других газовых усилительных структур.** В настоящее время ГФД на основе ГЭУ получили наибольшее развитие и показали наилучшие результаты. В то же время продолжают исследоваться ГФД на основе других газовых усилительных структур, таких как пластины с микроотверстиями и полосками [21], капиллярные пластины [54, 122], микроканальные пластины [125], толстые ГЭУ [56], толстые ГЭУ с резистивными электродами [57] и микромегас [126]. Наиболее полное описание состояния дел по ГФД с другими усилительными структурами дано в обзоре [124].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данном обзоре представлены результаты исследования и разработки газовых фотодетекторов с твердыми фото катодами. Изложены принципы работы ГФД и их основные характеристики. Подробно рассматриваются ГФД на основе газовых электронных умножителей, включая отпаянные ГФД и криогенные двухфазные лавинные детекторы с CsI-фотокатодом. Описываются

эффективные фотокатоды для ультрафиолетовой и видимой области спектра в связи с их применениями в ГФД. Отдельный раздел посвящен защитным диэлектрическим нанопленкам на фотокатодах. Рассматриваются также наиболее интересные вопросы физики газовых фотодетекторов и фотокатодов: обратное рассеяние фотоэлектронов в газе, усиление фотоэлектронной эмиссии в электрическом поле, транспорт фотоэлектронов через нанопленки, защитные свойства нанопленок, фотонные и ионные обратные связи.

Замечательные свойства ГФД делают их привлекательными для применения в физике высоких энергий, астрофизике и в области медицинской визуализации. В частности, высокая эффективность и усиление ГФД с CsI-фотокатодом позволили успешно применить их в RICH-детекторах. А возможность работы ГФД на основе ГЭУ в чистых благородных газах позволила разработать криогенные двухфазные лавинные детекторы с CsI-фотокатодом, которые находят применение в экспериментах по регистрации когерентного рассеяния нейтрино на ядрах, детектированию темной материи и в позитронной эмиссионной томографии.

В активной стадии разработки находятся ГФД с фотокатодами для видимой области спектра. Получены впечатляющие результаты по их работе в отпаянной конфигурации и с фотокатодами, защищенными диэлектрическими нанопленками. Дальнейший прогресс в этой области будет, очевидно, зависеть от развития технологии изготовления таких приборов.

Автор выражает благодарность А. Е. Бондарю, Д. В. Павлюченко, Ю. А. Тихонову и Л. И. Шехтману за полезные обсуждения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Seguinot J., Ypsilantis T.* A Historical Survey of Ring Imaging Cherenkov Counters // Nucl. Instr. Meth. A. 1994. V. 343. P. 1, and ref. therein.
2. *Breskin A. et al.* Advances in Gas Avalanche Photomultipliers // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 442. P. 58, and ref. therein.
3. *Павлова Е. Н.* Газоразрядные счетчики фотонов. Л.: Изд-во Ленингр. гос. ун-та, 1966.
4. *Seguinot J., Ypsilantis T.* Photo-Ionization and Cherenkov Ring Imaging // Nucl. Instr. Meth. 1977. V. 142. P. 377.
5. *Bogomolov G., Dubrovski Y., Peskov V.* Multiwire Gas Counters for Coordinate Measurements in Ultraviolet Region // Instr. Exp. Tech. 1978. V. 21. P. 779.
6. *Breskin A.* CsI UV Photocathodes: History and Mystery // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 371. P. 116, and ref. therein.
7. *Charpak G. et al.* The Gas Photodiode as a Possible Large-Area Photon Detector // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1983. V. NS-30. P. 134.

8. Гуцин Е. М., Сомов С. В., Тимофеев М. К. Исследование газоразрядных импульсных усилителей изображения // ПТЭ. 1996. № 4. С. 95.
9. Барабаш А. С., Болоздыня А. И. Жидкостные ионизационные детекторы. М.: Энергоатомиздат, 1993.
10. Di Mauro A. Recent CsI-RICH Developments // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 525. P. 173.
11. Buzulutskov A. et al. The GEM Photomultiplier Operated with Noble Gas Mixtures // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 443. P. 164.
12. Breskin A., Buzulutskov A., Chechik R. GEM Photomultiplier Operation in CF<sub>4</sub> // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 483. P. 670.
13. Mormann D. et al. Operation Principles and Properties of the Multi-GEM Gaseous Photomultiplier with Reflective Photocathode // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 530. P. 258.
14. Meinschad T., Ropelewski L., Sauli F. GEM-Based Photon Detector for RICH Applications // Ibid. V. 535. P. 324.
15. Breskin A. et al. Sealed Gas UV-Photon Detector with a Multi-GEM Multiplier // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2001. V. 48. P. 417.
16. Breskin A. et al. Sealed GEM Photomultiplier with a CsI Photocathode: Ion Feedback and Ageing // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 478. P. 225.
17. Shefer E. et al. Laboratory Production of Efficient Alkali-Antimonide Photocathodes // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 411. P. 383.
18. Chechik R. et al. Progress in GEM-Based Gaseous Photomultipliers // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 502. P. 195.
19. Mormann D. et al. GEM-Based Gaseous Photomultipliers for UV and Visible Photon Imaging // Ibid. V. 504. P. 93.
20. Balcerzyk M. et al. Methods of Preparation and Performance of Sealed Gas Photomultipliers for Visible Light // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2003. V. 50. P. 847.
21. Breskin A. et al. Ion-Induced Effects in GEM and GEM/MHSP Gaseous Photomultipliers for the UV and the Visible Spectral Range // Nucl. Instr. Meth. A. 2005. V. 553. P. 46.
22. Buzulutskov A. et al. Study of Photocathode Protection with Thin Dielectric Films // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 371. P. 147.
23. Buzulutskov A., Breskin A., Chechik R. Photoemission through Thin Dielectric Coating Films // J. Appl. Phys. 1997. V. 81. P. 466.
24. Breskin A. et al. Evidence for Thin-Film Protection of Visible Photocathodes // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 69. P. 1008.
25. Buzulutskov A. et al. Protection of Cesium-Antimony Photocathodes // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 387. P. 176.
26. Buzulutskov A. et al. The Protection of K–Cs–Sb Photocathodes with CsBr Films // Ibid. V. 400. P. 173.

27. *Shefer E. et al.* Composite Photocathodes for Visible Photon Imaging with Gaseous Photomultipliers // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 419. P. 612.
28. *Shefer E. et al.* Coated Photocathodes for Visible Photon Imaging with Gaseous Photomultipliers // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. V. 433. P. 502.
29. *Breskin A. et al.* Removable Organic Protective Coating for Alkali-Antimonide Photocathodes // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 413. P. 275.
30. *He J. H., Kunitake T. A.* Are Ceramic Nanofilms a Soft Matter? // Soft Matter. 2006. V. 2. P. 119.
31. *Sauli F.* Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers // Experimental Techniques in High Energy Physics / Ed. by T. Ferbel. Reading, MA, 1987; Preprint CERN 77-09. 1977.
32. *Sauli F.* A New Concept for Electron Amplification in Gas Detectors // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 386. P. 531.
33. *Sauli F.* Progress with the Gas Electron Multiplier // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 522. P. 93.
34. *Бузулуцков А. Ф.* Детекторы излучений на основе газовых электронных умножителей // ПТЭ. 2007. №3. С. 5; *Buzulutskov A.* // Instr. Exp. Tech. 2007. V. 50. P. 287.
35. *Fraenkel Z. et al.* A Hadron Blind Detector for the PHENIX Experiment at RHIC // Nucl. Instr. Meth. A. 2005 V. 546. P. 466.
36. *Kozlov A. et al.* Development of a Triple GEM UV-Photon Detector Operated in Pure CF<sub>4</sub> for the PHENIX Experiment // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 523. P. 344.
37. *Milov A. et al.* Construction and Expected Performance of the Hadron Blind Detector for the PHENIX Experiment at RHIC. <http://arxiv.org/physics/0701273>. 2007.
38. *Buzulutskov A. et al.* First Results from Cryogenic Avalanche Detectors Based on Gas Electron Multipliers // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2003. V. 50. P. 2491.
39. *Bondar A. et al.* First Results of the Two-Phase Argon Avalanche Detector Performance with CsI Photocathode. <http://arxiv.org/physics/0702237>. 2007.
40. *Hagmann C., Bernstein A.* Two-Phase Emission Detector for Measuring Coherent Neutrino-Nucleus Scattering // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2004. V. 51. P. 2151.
41. *Акимов Д. Ю.* Экспериментальные методы детектирования корпускулярной темной материи // ПТЭ. 2001. №5. С. 6.
42. *Rubbia A.* ArDM: a Ton-Scale Liquid Argon Experiment for Direct Detection of Dark Matter in the Universe. <http://arxiv.org/hep-ph/0510320>
43. *Chen M., Bolozdynya A.* Radiation Detection and Tomography. US patent 5,665,971. 1997.
44. *Buzulutskov A. et al.* Gas Electron Multiplier-Based Detectors Operated with Dense Noble Gases for Astroparticle, Medical and Neutron Imaging // Proposal for CRDF grant RP1-2550-NO-03. 2003; Presented at Intern. Symp. on Development of Detectors for Particle, Astro-Particle and Synchrotron Radiation Experiments, SLAC, Stanford, CA, USA, April 3–6, 2006; <http://www-conf.slac.stanford.edu/snic/>

45. *Buzulutskov A., Breskin A., Chechik R.* Heat Enhancement of the Photoyield from CsI, NaI and CuI Photocathodes // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V. 366. P. 410.
46. *Breskin A. et al.* Electric Field Effects on CsI Quantum Efficiency in Gas Media // Nucl. Instr. Meth. A. 1994. V. 344. P. 537.
47. *Breskin A. et al.* Field-Dependent Photoelectron Extraction from CsI in Different Gases // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V. 367. P. 342.
48. *Di Mauro A. et al.* Photoelectron Backscattering Effects in Photoemission from CsI into Gas Media // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 371. P. 137.
49. *Almeida J. et al.* Review of the Development of Cesium Iodide Photocathodes for Application to Large RICH Detectors // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V. 367. P. 332.
50. *Almeida J. et al.* Microanalysis Surface Studies and Photoemission Properties of CsI Photocathodes // Ibid. P. 337.
51. *Cozza D. et al.* The CSI-Based RICH Detector Array for the Identification of High Momentum Particles in ALICE // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 502. P. 101.
52. *Zeitelhack K. et al.* The HADES RICH Detector: For the HADES Collaboration // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. V. 433. P. 201.
53. *Sakuray H. et al.* A New Type of Proportional Counter Using a Capillary Plate // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 374. P. 341.
54. *Peskov V. et al.* First Attempts to Combine Capillary Tubes with Photocathodes // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. V. 433. P. 492.
55. *Maia J. M. et al.* Advances in the Micro-Hole & Strip Plate Gaseous Detector // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 504. P. 364.
56. *Shalem C. et al.* Advances in Thick GEM-Like Gaseous Electron Multipliers. Part I: Atmospheric Pressure Operation // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 558. P. 475.
57. *Oliveira R. et al.* First Tests of Thick GEMs with Electrodes Made of a Resistive Kapton // Ibid. V. 576. P. 362.
58. *Buzulutskov A.* Physics of Multi-GEM Structures // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 494. P. 148.
59. *Bondar A. et al.* Cryogenic Avalanche Detectors Based on Gas Electron Multipliers // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 524. P. 130.
60. *Buzulutskov A. et al.* GEM Operation in Helium and Neon at Low Temperatures // Nucl. Instr. Meth. A. 2005. V. 548. P. 487.
61. *Bondar A. et al.* Two-Phase Argon and Xenon Avalanche Detectors Based on Gas Electron Multipliers // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 556. P. 273.
62. *Bondar A. et al.* A Two-Phase Argon Avalanche Detector Operated in a Single Electron Counting Mode // Nucl. Instr. Meth. A. 2007. V. 574. P. 493.
63. *Bachmann S. et al.* Charge Amplification and Transfer Processes in the Gas Electron Multiplier // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. V. 438. P. 376.
64. *Bondar A. et al.* Study of Ion Feedback in Multi-GEM Structures // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 496. P. 325.

65. *Sauli F., Kappler S., Ropelewski L.* Electron Collection and Ion Feedback in GEM-Based Detectors // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2003. V. 50. P. 803.
66. *Buzulutskov A., Bondar A.* Electric and Photoelectric Gates for Ion Feedback Suppression in Multi-GEM Structures // J. of Instrumentation. 2006. V. 1. P. P08006.
67. *Veloso J. F. C. A. et al.* The Photon-Assisted Cascaded Electron Multiplier: a Concept for Potential Avalanche-Ion Blocking // Ibid. P. P08003.
68. *Sommer A. H.* Photoemissive Materials. Huntington: Krieger, 1980.
69. *Singh B. K. et al.* CsBr and CsI UV Photocathodes: New Results on Quantum Efficiency and Aging // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 454. P. 364.
70. *Laikhtman A. et al.* Surface Quality and Composition Dependence of Absolute Quantum Photoyield of CVD Diamond Films // Diamonds and Related Materials. 1999. V. 8. P. 725.
71. *Fonte P. et al.* Novel Single Photon Detectors for UV Imaging // Nucl. Instr. Meth. A. 2005. V. 553. P. 30.
72. *Taft E. A., Philipp H. R.* // J. Phys. Chem. Solids. 1957. V. 3. P. 1.
73. *Carruthers G. F.* // Appl. Opt. 1975. V. 14. P. 1667.
74. *Dangendorf V. et al.* A Gas Filled UV-Photon Detector with CsI Photocathode for the Detection of Xe Light // Nucl. Instr. Meth. A. 1990. V. 289. P. 322.
75. *Seguinot J. et al.* Reflective UV Photocathodes with Gas-Phase Electron Extraction: Solid, Liquid, and Absorbed Thin Films // Ibid. V. 297. P. 133.
76. *Lu C., McDonald K. T.* Properties of Reflective and Semitransparent CsI Photocathodes // Nucl. Instr. Meth. A. 1994. V. 343. P. 135.
77. *Breskin A. et al.* A Correction to the Quantum Efficiency of CsI and Other Photocathodes Due to the Recalibration of the Reference Photomultipliers // Ibid. P. 159.
78. *Anderson D. F. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1992. V. 323. P. 626.
79. *Breskin A., Buzulutskov A., Chechik R.* New Ideas in CsI-Based Photon Detectors: Wire Photomultipliers and Protection of Photocathodes // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1995. V. 42. P. 298.
80. *Hoedlmoser H. et al.* Production Technique and Quality Evaluation of CsI Photocathodes for the ALICE/HMIPD Detector // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 566. P. 338.
81. *Buzulutskov A., Breskin A., Chechik R.* Field Enhancement of Photoelectric and Secondary Electron Emission from CsI // J. Appl. Phys. 1995. V. 77. P. 2138.
82. *Vavra J. et al.* Study of CsI Photocathodes: Volume Resistivity and Ageing // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 387. P. 154.
83. *Aprile E. et al.* Electron Extraction from a CsI Photocathode into Condensed Xe, Kr, and Ar // Nucl. Instr. Meth. A. 1994. V. 343. P. 129.
84. *Periale L. et al.* Photosensitive Gaseous Detectors for Cryogenic Temperature Applications // Nucl. Instr. Meth. A. 2007. V. 573. P. 302.

85. *Tremsin A. S., Siegmund O. H. W.* Heat Enhancement of Radiation Resistivity of Evaporated CsI, KI and KBr Photocathodes // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V.442. P.337.
86. *Charpak G. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1991. V.310. P.128.
87. *Leob L. B.* Basic Processes of Gaseous Electronics. Berkeley, 1955. P.601.
88. *Escada J. et al.* A Monte Carlo Study of Backscattering Effects in the Photoelectron Emission from CsI into CH<sub>4</sub> and Ar-CH<sub>4</sub> Mixtures // J. of Instrumentation. 2007. V.2. P.P08001.
89. *Buzulutskov A. et al.* GEM Operation in Pure Noble Gases and the Avalanche Confinement // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. V.433. P.471.
90. *Buzulutskov A. et al.* Field Enhanced Response of a CsI Photocathode to BaF<sub>2</sub> and KMgF<sub>3</sub> Scintillation // Nucl. Instr. Meth. A. 1994. V.350. P.406.
91. *Buzulutskov A. F., Turchanovich L. K., Vasilchenko V. G.* Coupling of a KMgF<sub>3</sub> Scintillator to a Wire Chamber Filled with Triethylamine // Nucl. Instr. Meth. A. 1989. V.281. P.99.
92. *Majewski S., Zorn K.* Instrumentation in High Energy Physics / Ed. F. Sauli. Singapore: World Sci., 1992. P.157.
93. *Charpak G. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1993. V.333. P.391.
94. *Boutboul T. et al.* An Improved Model for Ultraviolet- and X-Ray-Induced Electron Emission from CsI // J. Appl. Phys. 1999. V.86. P.5841.
95. *Giumji S. et al.* Glass Capillary Tubes as a High Granularity Gaseous Detector of Photons and Charged Particles // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V.477. P.8.
96. *Enomoto R., Sumiyoshi T., Fujita Y.* Test of Various Photocathodes // Nucl. Instr. Meth. A. 1994. V.343. P.117.
97. *Peskov V. et al.* Gaseous Detectors of Ultraviolet and Visible Photons // Ibid. V.353. P.184.
98. *Shefer E. et al.* Photoelectron Transport in CsI and CsBr Coating Films of Alkali Antimonide and CsI Photocathodes // J. Appl. Phys. 2002. V.92. P.4758.
99. *Buzulutskov A. et al.* Organic Protective Coatings for Alkali-Antimonide Photocathodes // New Detectors / Eds.: C. Williams and T. Ypsilantis. Singapore, 1999. P.195–202.
100. *Boutboul T. et al.* Escape Length of Ultraviolet Induced Photoelectrons in Alkali Iodide and CsBr Evaporated Films: Measurements and Modeling // J. Appl. Phys. 1998. V.84. P.2890.
101. *Evans B. E., Swanson L. W., Bell A. E.* // Surf. Sci. 1968. V.11. P.1.
102. *Buzulutskov A., Breskin A., Chechik R.* Photoemission from CsI/LiF and CsI/NaF Films Enhanced by Exposure to Water Vapour // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V.372. P.572.
103. *Yamazaki I. M., Geraldo L. P., Paterson R.* Characterization of Polycarbonate Nuclear Track-Etched Membranes by Means of the Gas Permeation Method // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V.418. P.491.



104. *Buzulutskov A. et al.* Further Studies of the GEM Photomultiplier // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 442. P. 68.
105. *Bressan A. et al.* High Gain Operation of GEM in Pure Argon // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. V. 423. P. 119.
106. *Bachmann S. et al.* Performance of GEM Detectors in High Intensity Particle Beams // Nucl. Instr. Meth. A. 2001. V. 470. P. 548.
107. *Bachmann S. et al.* Discharge Studies and Prevention in the Gas Electron Multiplier (GEM) // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 479. P. 294.
108. *Richter C. et al.* On the Efficient Electron Transfer through GEM // Ibid. V. 478. P. 538.
109. *Mormann D. et al.* Evaluation and Reduction of Ion Back-Flow in Multi-GEM Detectors // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 516. P. 315.
110. *Bondar A. et al.* Further Studies of GEM Performance at Cryogenic Temperatures // Ibid. V. 535. P. 299.
111. *Bondar A. et al.* Further Studies of Two-Phase Krypton Detectors Based on Gas Electron Multipliers // Nucl. Instr. Meth. A. 2005. V. 548. P. 439.
112. *Galea R. et al.* Gas Purity Effect on GEM Performance in He and Ne at Low Temperatures // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2006. V. 53. P. 2260.
113. *Sauli F.* Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers // Experimental Techniques in High Energy Physics / Ed. by T. Ferbel. Reading, MA, 1987; Preprint CERN 77-09. 1977.
114. *Bondar A., Buzulutskov A., Shekhtman L.* High Pressure Operation of the Triple-GEM Detector in Pure Ne, Ar and Xe // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 481. P. 200.
115. *Bondar A. et al.* Triple GEM Operation in Compressed He and Kr // Ibid. V. 493. P. 8.
116. *Aulchenko V. et al.* Further Studies of GEM Performance in Dense Noble Gases // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 513. P. 256.
117. *Bondar A. et al.* Triple-GEM Performance in He-Based Mixtures. <http://arxiv.org/physics/0610059>; presented at Intern. Conf. on Linear Colliders, Paris, April 19–23, 2004.
118. *Sitar B. et al.* Ionization Measurement. Berlin: Springer, 1993.
119. *Bellazzini R. et al.* Imaging with the Invisible Light. <http://arxiv.org/physics/0703176>. 2007.
120. *Guedes G. P. et al.* Two-Dimensional GEM Imaging Detector with Delay-Line Read-out // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 513. P. 473.
121. *Maia J. M. et al.* Progress in MHSP Electron Multiplier Operation // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2004. V. 51. P. 1503.
122. *Bitean V. et al.* Position Sensitive Gaseous Photomultipliers // Nucl. Instr. Meth. A. 2001. V. 471. P. 205.

123. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.
124. Breskin A. Advances in Gaseous Photomultipliers. Presented at Fourth Intern. Conf. on New Developments in Photodetection, Beaune, France, June 19–24, 2005; <http://beaune.in2p3.fr/>
125. Vavra J., Sumiyoshi T. Ion Feedback Suppression Using Inclined MCP Holes in a «Single-MCP + Micromegas + Pads» Detector // Nucl. Instr. Meth. A. 2005. V. 553. P. 76.
126. Charpak G. et al. Micromegas, a Multipurpose Gaseous Detector // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 478. P. 26.