

02;03;04;07;11;12

©1994 г.

ЭМИССИЯ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ В АТМОСФЕРУ ИНЕРТНОГО ГАЗА ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ

Е.М.Гущин, Н.А.Кожин, С.В.Сомов, М.К.Тимофеев

Приводятся результаты измерений вероятности (коэффициента) выхода фотоэлектронов из фотокатода в инертные газы при давлении ~ 100 мм рт.ст. Среди одноатомных газов наибольшим коэффициентом выхода обладает Ag: $\gamma \approx 0.45$ при 760 мм рт.ст. и напряженности электрического поля 1 кВ/см. Еще более высокий коэффициент выхода ($\gamma > 0.5-0.7$) при тех же условиях имеют смеси Ne-изоС₄H₁₀ и Ag-CO₂. Результаты обсуждаются с точки зрения их использования в технике газонаполненных фотоприемников с полупроводниковыми фотокатодами.

Введение

Фотодиоды и фотоумножители с полупроводниковым фотокатодом, заполненные инертным газом при давлении ~ 100 мм рт.ст. (ГФД), способны работать в режиме газового усиления и могут найти широкое применение при регистрации слабых световых потоков, например, в детекторах ионизирующих излучений со световым съемом информации [1-4]. Основная причина, сдерживающая развитие техники ГФД, — низкая квантовая чувствительность связана в первую очередь с рассеянием фотоэлектронов на атомах газа, которое приводит к уходу фотоэлектронов обратно на фотокатод. Этот эффект впервые, по-видимому, наблюдался при измерении скорости дрейфа электронов методом импульсного разряда Таунсенда [5]; он зависит от вида газа, давления и напряженности электрического поля и достигает значительной величины. Так, по данным работы [6] в Ne уже при давлении 75 мм рт.ст. на фотокатод возвращается около 80% вылетевших фотоэлектронов. В относительно больших световых потоках низкую чувствительность ГФД можно компенсировать собственным газовым усилением. Собственное усиление может быть достаточно большим, так как при высоком давлении отсутствует бомбардировка фотокатода положительными ионами. Однако в спектрометрических и одноквантовых ГФД обратное рассеяние фотоэлектронов приобретает принципиальное значение.

Коэффициент выхода фотоэлектронов в газ

Количественной характеристикой этого эффекта служит вероятность или коэффициент выхода фотоэлектронов

$$\gamma(E) = Q_g(E)/Q_v^{\max}, \quad (1)$$

где E — напряженность электрического поля вблизи поверхности фотокатода; $Q_g(E)$ — заряд, собранный на аноде ГФД в отсутствие газового усиления и оптической обратной связи; Q_v^{\max} — заряд, вылетевший из фотокатода в вакууме на плато вольт-амперной характеристики.

В отличие от “технического” коэффициента выхода

$$\gamma'(E) = Q_g(E)/Q_v(E) = \gamma(E)Q_v^{\max}/Q_v(E), \quad (2)$$

который при фиксированной напряженности электрического поля зависит от конструкции ГФД, спектральной характеристики фотокатода и спектрального состава регистрируемого излучения; коэффициент выхода (1) является объективным физическим параметром, если отсутствует диффузия фотоэлектронов на боковые стенки ГФД, т.е. выполняется условие

$$r^2/L \geq 8D/W. \quad (3)$$

Здесь r — расстояние от границы рабочей поверхности фотокатода до боковых стенок, D — коэффициент поперечной диффузии, W — скорость дрейфа электронов, L — межэлектродный зазор.

Как следует из результатов работы [2], введение газа не меняет форму спектральной характеристики фотокатода. Поэтому коэффициент выхода фотоэлектронов не должен зависеть от типа фотокатода и начальной энергии фотоэлектрона. Тогда интегральная чувствительность φ_g и квантовый выход Y_g ГФД связаны с соответствующими параметрами вакуумного фотодиода, снятыми на плато вольт-амперной характеристики, простыми соотношениями

$$\varphi_g = \gamma\varphi_v, \quad Y_g = \gamma Y_v. \quad (4), (5)$$

Таким образом, величина коэффициента выхода фотоэлектронов определяет выбор рабочего газа ГФД, а также служит по сути единственной мерой контроля степени его очистки от агрессивных по отношению к полупроводниковому фотокатоду примесей. В связи с этим нами выполнены оригинальные исследования эмиссии фотоэлектронов в He, Ne, Ar, Xe, CO₂ и изоC₄H₁₀, а также смеси Ar-CO₂ и Ne-изоC₄H₁₀ в широком диапазоне изменения напряженности электрического поля и давления газа.

Методика измерений коэффициента выхода

Измерения коэффициента выхода фотоэлектронов в газ проводились в плоскопараллельном фотодиоде с Mg фотокатодом диаметром 50 мм. Расстояние между фотокатодом и цельнометаллическим анодом диаметром 60 мм составляло 10 мм. В качестве светового источника использовался импульсный ультрафиолетовый N₂ лазер ЛГИ-21

($\lambda = 337$ нм, длительность импульса 8 нс). Лазерный луч активировал центральную часть фотокатода размером 3×8 мм. В этих условиях электрическое поле в области дрейфующего электронного заряда можно считать однородным, а условие (3) выполняющимся для всех исследованных газов при $p \geq 50$ мм рт.ст. и $E \geq 2$ В/см.

Анод фотодиода подключался непосредственно к высокочувствительному (100 мкВ/дел.) осциллографу С1-117 с входным сопротивлением $R = 1$ МОм; постоянная интегрирования измерительной цепи составляла 110–150 мкс. Таким образом, длительность переднего фронта импульса напряжения, наблюдаемого на экране осциллографа, равнялась времени дрейфа электронов $T = L/W$, а его амплитуда соответственно в газе и вакууме

$$A_g = \alpha(E)Q_g/C, \quad A_v = Q_v/C, \quad (6), (7)$$

где $\alpha = [1 - \exp(-T/RC)]RC/T$, C — эквивалентная интегрирующая емкость измерительной цепи.

Вклад поправки на неполное интегрирование электронного заряда $\alpha(E)$ в полях $E/p \geq 1 \cdot 10^{-2}$ В/см · мм рт.ст. не превышал 5%.

Перед началом измерений фотодиод откачивался до давления $5 \cdot 10^3$ мм рт.ст. в течение 2–3 ч. После этого снималась вольт-амперная характеристика $A_v(E)$, фотодиод заполнялся исследуемым газом и снималась вольт-амперная характеристика $A_g(E)$ при различных давлениях. Далее фотодиод снова откачивался и серия измерений повторялась. По результатам нескольких серий определялся коэффициент выхода фотоэлектронов

$$\gamma(E) = \frac{2}{n\alpha(E)} \sum A_{g_i}(E) / (A_{v_i}^{\max} + A_{v_{i+1}}^{\max}), \quad (8)$$

где i — номер серии, n — число серий.

Этим сводились к минимуму погрешности, вносимые дрейфом параметров измерительной аппаратуры и активирующего лазера, а также изменением положения лазерного луча на фотокатоде.

Спектры электролюминесценции благородных газов лежат в вакуумной ультрафиолетовой области, где квантовая чувствительность Mg фотокатода достаточно высока ($\sim 10^{-3} - 10^{-2}$ э/квант). Поэтому при больших значениях параметра E/p можно было ожидать появления не только газового, но и оптического усиления (оптической обратной связи). Действительно, при некотором значении напряженности электрического поля E_m наблюдались искажения заднего фронта и резкий рост амплитуды импульса напряжения, свидетельствующие о начале вторичных эффектов; в этот момент измерения $A_g(E)$ прекращались.

Мы обнаружили, что коэффициент выхода фотоэлектронов в одноатомных газах чрезвычайно чувствителен к присутствию многоатомных примесей. В связи с этим предварительно благородные газы марки “чистый” или “особо чистый” очищались в электрическом разряде между титановыми электродами. CO_2 и $\text{изоC}_4\text{H}_{10}$ очищались многократным замораживанием до температуры жидкого азота с последующей откачкой остаточного газа до давления $5 \cdot 10^{-3}$ мм рт.ст. Хорошим

критерием чистоты исследуемого газа оказалось совпадение (в пределах ошибок) измеренной нами и "справочной" [7] скорости дрейфа электронов. Дальнейшая очистка уже не влияла на величину коэффициента выхода.

Также учитывалось, что при напуске газа из-за различия в скорости дрейфа и скорости электронов в вакууме плотность объемного заряда вблизи катода возрастает на 2-4 порядка. С целью исключить влияние объемного заряда на результаты измерений интенсивность лазерного излучения ограничивалась так, чтобы линейность световой характеристики ГФД сохранялась вплоть до $E = 1$ В/см. В наших измерениях $A_v^{\max} \leq 20$ мВ, чему соответствовал заряд $Q_v^{\max} \leq 2.5 \cdot 10^{-12}$ Кл.

Экспериментальные результаты

Как видно из рис. 1-4, коэффициент выхода фотоэлектронов определяется как параметром E/p , так и давлением газа. С увеличением напряженности электрического поля коэффициент выхода непрерывно возрастает, поэтому вольт-амперные характеристики ГФД в отличие от вакуумных фотодиодов не имеют плато вплоть до $E = E_m$. Оно появляется лишь при малых давлениях (~ 1 мм рт.ст.) [2], когда средняя длина свободного пробега электрона сравнима с межэлектродным зазором и $\gamma \approx 1$.

При фиксированной напряженности электрического поля коэффициент выхода фотоэлектронов с ростом давления уменьшается, однако максимальный коэффициент выхода $\gamma_m = \gamma(E_m)$ в He, Ne и Ar¹ практически не зависит от давления в диапазоне 50-760 мм рт.ст. (рис. 1,3,4). Это дает принципиальную возможность изготавливать ГФД предельной чувствительности с большой рабочей поверхностью фотокатода и тонким входным окном. Кроме того, высокое давление минимизирует вклад электронной диффузии в пространственное разрешение координатно-чувствительных ГФД.

Коэффициент выхода электронов из фотокатода в газ и соответствующая напряженность однородного электрического поля при давлении 760 мм рт.ст.

Газ	γ	E , кВ/см
Ar	0.45	1.0
Ne	0.23	0.3
He	0.28	1.2
Xe	0.20	1.2
CO ₂	0.70	15
изоC ₄ H ₁₀	0.50	20
Ne-0.1% изоC ₄ H ₁₀	0.45	0.7
Ar-(5-15%)CO ₂	0.6-0.7	1.6

П р и м е ч а н и е. Для He, Ne и Ar указан максимальный (на границе вторичных эффектов) коэффициент выхода γ_m .

¹ Особенности конструкции фотодиода ограничивали прикладываемый потенциал, поэтому для остальных газов измерения $A_g(E)$ проводились при $E < E_m$.

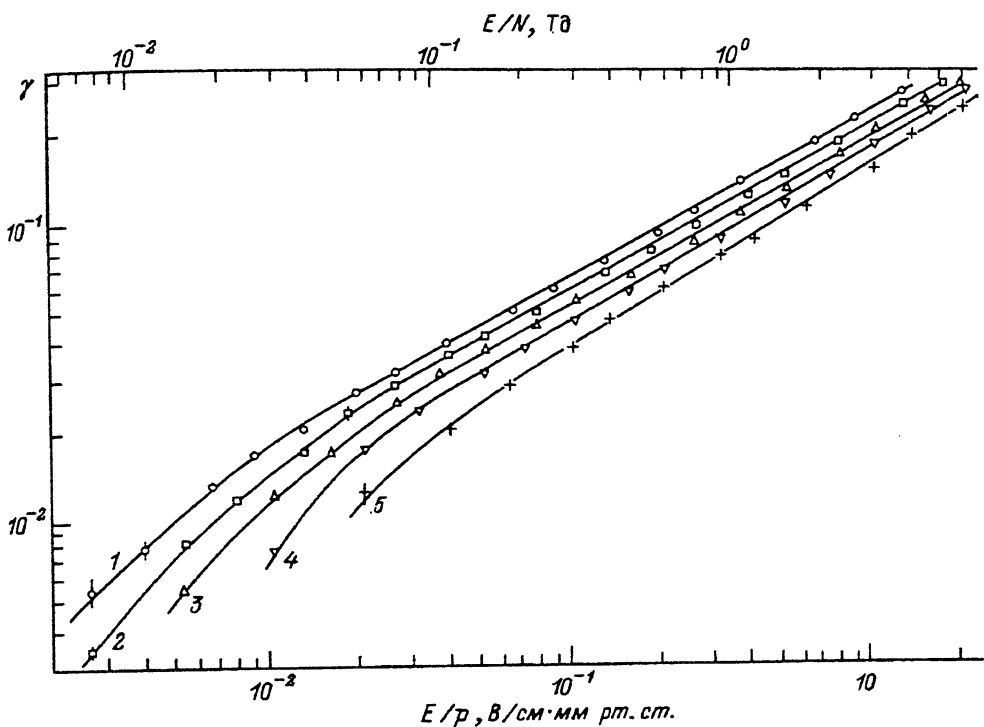


Рис. 1. Зависимость коэффициента выхода фотоэлектронов от параметра E/p в Не.
 Давление газа в мм рт.ст.: 1 — 760, 2 — 380, 3 — 190, 4 — 95, 5 — 48.

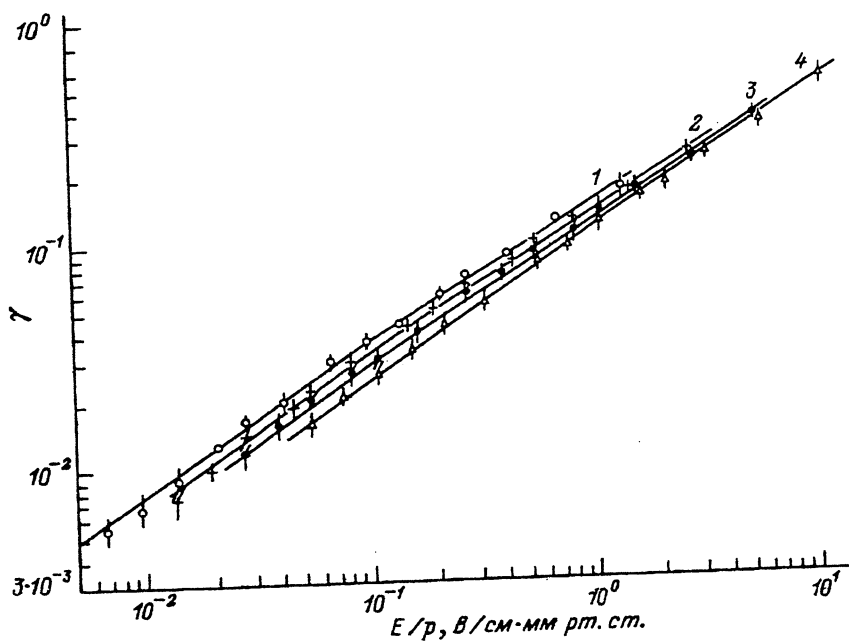


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для Хе.

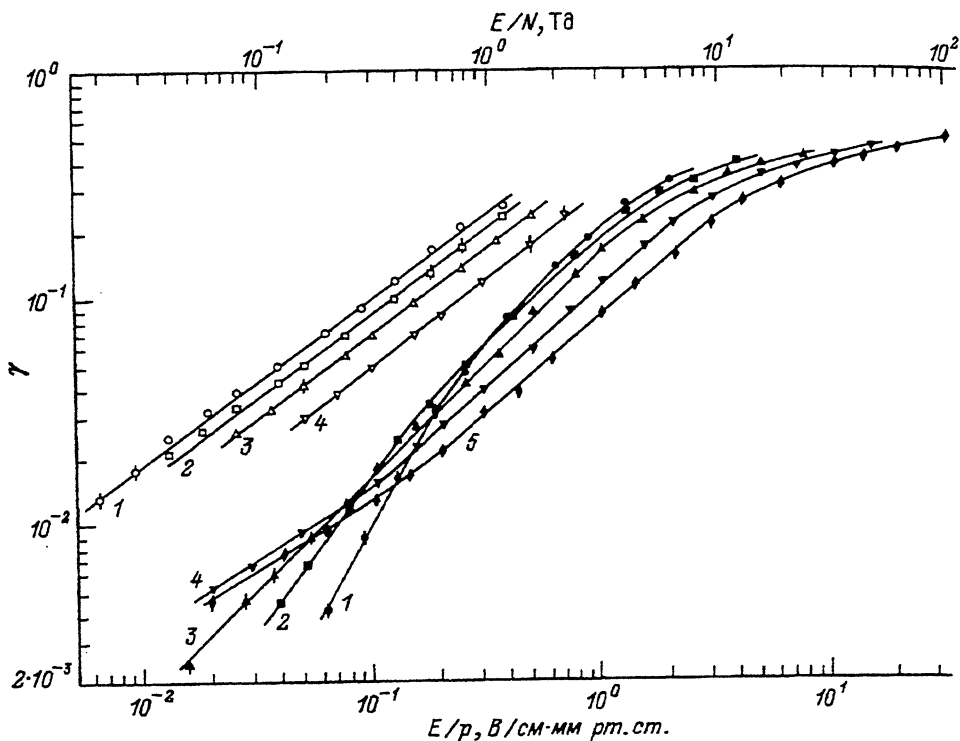


Рис. 3. То же, что на рис. 1, для Ne (светлые) и $\text{isoC}_4\text{H}_{10}$ (темные значки).

Наибольшим значением максимального коэффициента выхода $\gamma_m = 0.45$ среди благородных газов обладает Ag (см. таблицу). Однако если независимость γ_m от давления является общим результатом, то максимальный коэффициент выхода в Xe может составить $\gamma_m > 0.6$. Правда, при атмосферном давлении этому соответствует $E_m > 8$ кВ/см, а при таких напряженностях электрического поля резко возрастают темновой ток фотокатода и токи утечек.

В одноатомных газах зависимость $\gamma(E, p)$ в широком диапазоне изменения напряженности электрического поля и давления хорошо аппроксимируется степенными функциями вида

$$\gamma(E, p) \sim (E/p)^n p^m, \quad (9)$$

где $n > m > 0$, причем n не зависит от давления, а m — от параметра E/p .

В молекулярных газах эта зависимость имеет более сложный характер (рис. 3,4), а величина коэффициента выхода в слабых полях на 1–2 порядка меньше. Эти отличия обусловлены, по-видимому, вкладом неупругого рассеяния. В CO_2 и $\text{isoC}_4\text{H}_{10}$ при $E < 30$ В/см средняя энергия электрона соответствует термодинамически равновесной энергии, которая много меньше энергии возбуждения колебательных и вращательных состояний молекулы. Рассеяние носит преимущественно упругий характер, энергия электрона после столкновения почти не меняется и при больших углах рассеяния электрон имеет высокую вероятность возврата на фотокатод. Сечение же упругого рассеяния в

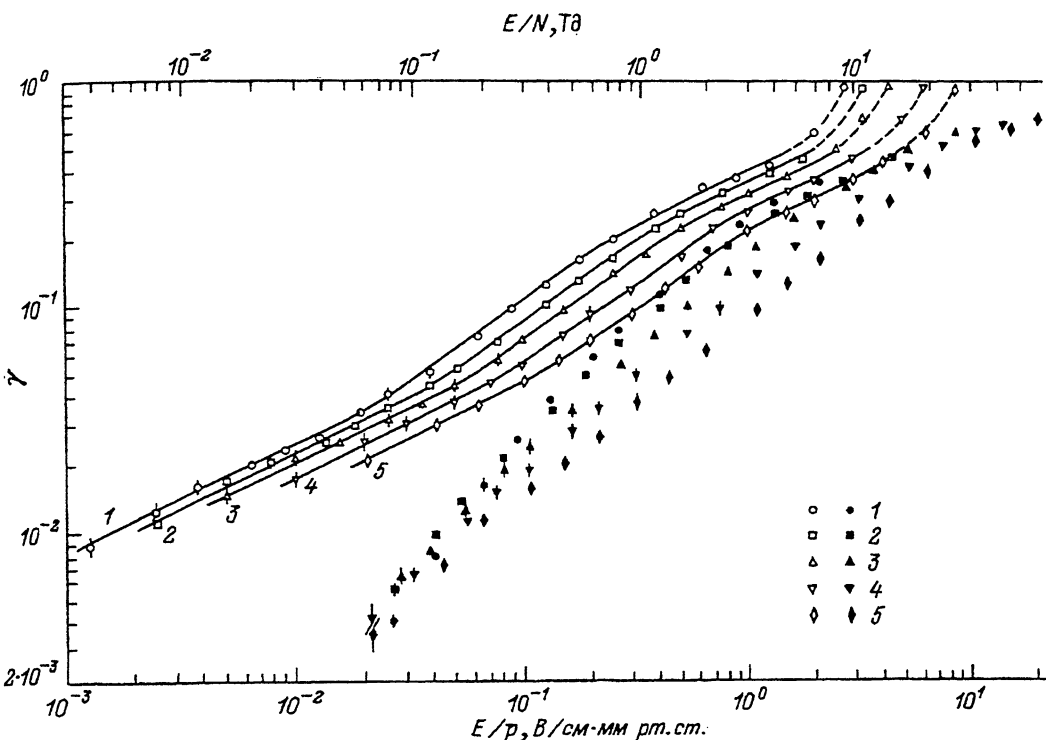


Рис. 4. То же, что на рис. 1, для Ag (светлые) и CO_2 (темные значки). Пунктир — начало вторичных процессов в Ag.

CO_2 и $\text{изоC}_4\text{H}_{10}$ для тепловых энергий на 1–2 порядка превышает упругое сечение в благородных газах при энергии электрона ~ 1 эВ, отвечающей $E > 10$ В/см. Соответственно меньшая длина свободного пробега и большая частота столкновений фотоэлектрона с молекулами вблизи поверхности фотокатода уменьшают коэффициент выхода. С увеличением напряженности электрического поля возрастает средняя энергия электрона и, следовательно, вклад неупругих столкновений. В таких столкновениях электрон передает молекуле значительную долю своей энергии и сильно замедляется. Это замедление уменьшает вероятность возврата электрона на фотокатод, и коэффициент выхода растет значительно быстрее, чем в случае чисто упругих столкновений. В сильных полях ($E/N \geq 10$ Тд) увеличивается доля упругих столкновений и рост коэффициента выхода замедляется.

Если рассматривать уход фотоэлектронов на фотокатод как обратную диффузию, то в первом приближении можно считать, что этот процесс практически заканчивается, когда центр дрейфующего электронного облака отойдет от фотокатода на расстояние $\lambda_d \sim D_L/W$, где D_L — коэффициент продольной диффузии. Тогда эффективное время обратной диффузии $\tau_d \sim D_L/W^2$. Поскольку величина обратного диффузионного потока пропорциональна D_L , то вероятность ухода электронов на фотокатод $1 - \gamma \sim D_L^2/W^2$. Учитывая соотношения $D_L/D = \partial(\ln W)/\partial(\ln E)$ и $D/\mu = \epsilon$, получаем $1 - \gamma \sim (\partial W/\partial E)^2(\epsilon/W)^2$.

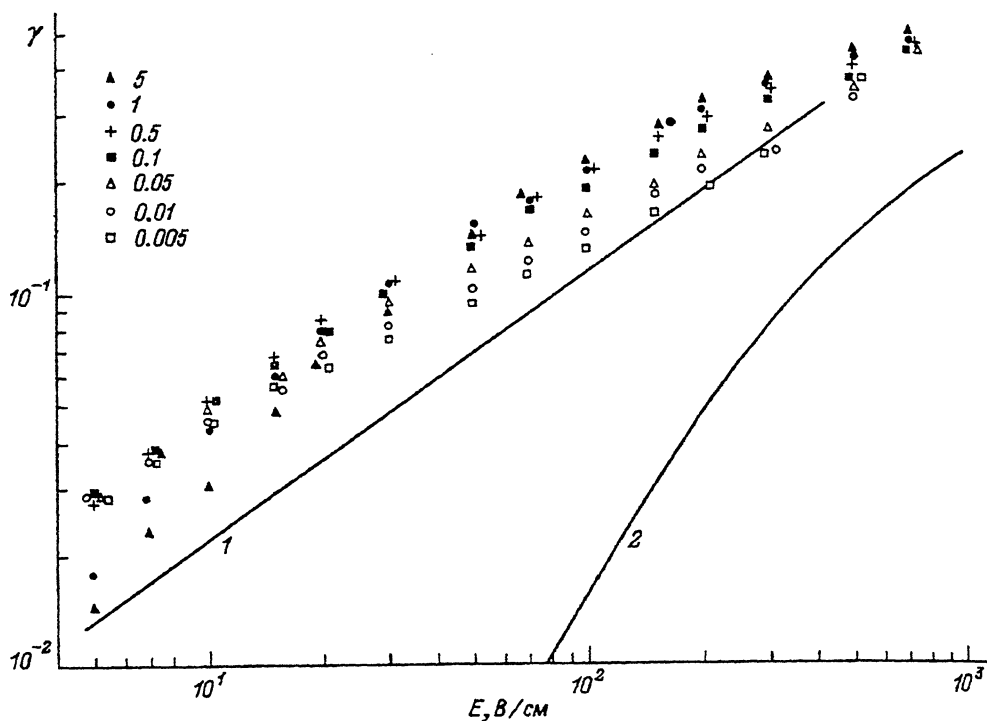


Рис. 5. Зависимость коэффициентов выхода фотоэлектронов от напряженности электрического поля в смеси Ne-изоC₄H₁₀.

Давление газа 760 мм рт.ст., концентрация изоC₄H₁₀ указана в объемных %; 1 — чистый Ne, 2 — чистый изоC₄H₁₀.

Здесь ϵ — характеристическая энергия, μ — подвижность электронов. С другой стороны, можно предположить, что вероятность ухода электронов на фотокатод пропорциональна числу столкновений электрона за время τ_d , т.е. $1 - \gamma \sim (\partial W / \partial E) \epsilon E / W^3$. В любом случае видно, что, уменьшая среднюю энергию электронов (например, добавляя в одноатомный газ незначительные количества многоатомных молекул), можно получить более высокий коэффициент выхода фотоэлектронов. Такой эффект был нами обнаружен в смесях Ne-изоC₄H₁₀ [8] и Ag-CO₂ [9], а также Ag-N₂ и Ag-H₂. Максимальный эффект наблюдался в первых двух смесях; они же представляют и наибольший практический интерес.

Смесь Ne-изоC₄H₁₀ при той же напряженности электрического поля имеет в 2–2.5 раза более высокий коэффициент выхода, чем чистый Ne (рис. 5). С ростом напряженности электрического поля кривая $\gamma(E)$ в смеси Ne-изоC₄H₁₀ приближается к кривой $\gamma(E)$ в чистом Ne, но из-за большего значения E_m коэффициент выхода в смеси Ne-изоC₄H₁₀ доходит до $\gamma \approx 0.5$. Смесь Ne (~0.1%) изоC₄H₁₀ как классическая газовая среда стримерных камер весьма перспективна для оригинальной модификации ГФД — газоразрядного импульсного электронно-оптического преобразователя (ГИЭОП) [10]. ГИЭОП представляет собой двух-электродную стримерную камеру с полупроводниковым фотокатодом

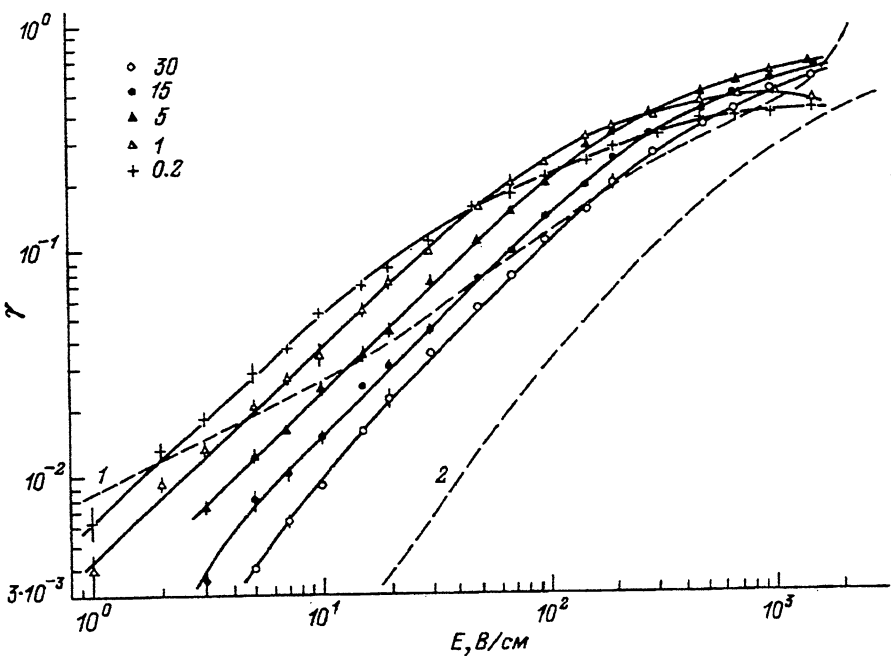


Рис. 6. То же, что на рис. 5, для смеси Ag-CO₂.
 1 — чистый Ag, 2 — чистый CO₂.

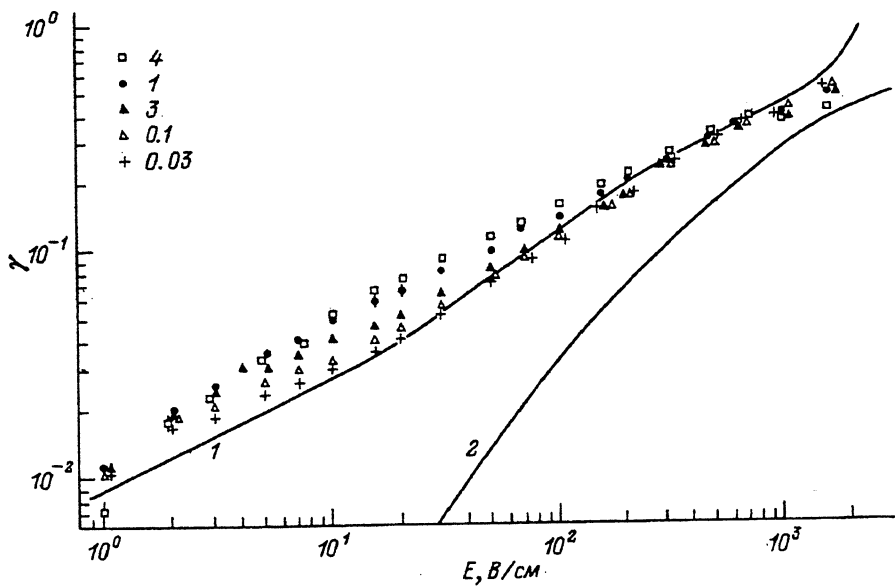


Рис. 7. То же, что на рис. 6, при малых концентрациях CO₂.

в качестве одного из электродов. В ГИЭОП на постоянное электрическое поле напряженностью ~ 100 В/см, оттягивающее электроны от фотокатода, накладывается импульсное поле противоположной полярности напряженностью 10–15 кВ/см и длительностью 10–20 нс. В этом поле фотоэлектрон инициирует лавину, переходящую в светящийся сгусток плазмы, — стример длиной несколько мм. Далее стример регистрируется традиционными в технике стримерных камер методами. Отличительной особенностью ГИЭОП является полное отсутствие обратной оптической связи при высоких, до 10^{11} , коэффициентах газового и светового усиления. Это позволяет разработать на его основе “медленный” детектор колец черенковского излучения (RICH-детектор) видимого диапазона с точностью локализации черенковского фотоэлектрона около 1 мм. По нашим оценкам, добротность такого RICH-детектора при использовании в ГИЭОП увиолевого входного окна, бищелочного калиевого фотокатода на отражающей подложке и смеси Ne ($\sim 0.1\%$) из C_4H_{10} составит не менее 100 фотоэлектронов [11].

Поведение кривой $\gamma(E)$ в смеси Ag–CO₂ при высоких концентрациях CO₂ качественно соответствует $\gamma(E)$ в чистом CO₂ вплоть до концентрации CO₂ $\sim 0.1\%$ (рис. 6). При дальнейшем уменьшении содержания CO₂ зависимость $\gamma(E)$ приближается к $\gamma(E)$ в чистом Ag, хотя влияние CO₂ на коэффициент выхода в слабых полях заметно даже при концентрации CO₂ $\sim 10^{-4}\%$ (рис. 7). Наибольший интерес представляет смесь Ag-(5–15)%CO₂, которая широко применяется в пропорциональных камерах. Коэффициент выхода фотоэлектронов в этой смеси $\gamma_m > 0.6-0.7$.

Заключение

Полученные результаты показывают, что квантовая чувствительность ГФД может составлять не менее 50% от чувствительности аналогичных вакуумных фотодиодов. В лабораторных условиях сравнительно легко изготавливаются небольшие серии, например, бищелочных полупрозрачных фотокатодов с квантовой чувствительностью в максимуме спектральной характеристики $Y_v \approx 0.2$ и фотокатодов на отражающей подложке с $Y_v \approx 0.3$. Тогда квантовая чувствительность ГФД $Y_g \approx 0.1-0.2$ оказывается не хуже, чем у серийных вакуумных фотодиодов и фотоумножителей. Это дает возможность разрабатывать на основе ГФД простые и эффективные фотоприемники, нечувствительные к магнитным полям.

Список литературы

- [1] Sauli F. // Nucl. Instr. Meth. 1982. Vol. 203. P. 601–604.
- [2] Charpak C., Dominik W., Sauli F., Majewski S. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1982. Vol. NS-30. N 1. P. 134–137.
- [3] Edmends J.S., Miller D.J., Barlow F. // Nucl. Instr. Meth. 1987. Vol. A258. P. 185–194.
- [4] Edmends J.S., Miller D.J., Barlow F. // Nucl. Instr. Meth. 1988. Vol. A273. P. 145–156.
- [5] Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах. М.: Мир, 1977. С. 300–306.
- [6] Anderson D.F., Bouclier R., Charpak C. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1983. Vol. 217. P. 217–223.

- [7] Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах. М.: Мир, 1977. С. 606-660.
- [8] Гуцин Е.М., Сомов С.В., Тимофеев М.К. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 19. С. 67-71.
- [9] Гуцин Е.М., Сомов С.В., Тимофеев М.К. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. Вып. 1. С. 29-32.
- [10] Долгошеин Б.А., Rogovskiy A.I., Сомов С.В. // А. С. № 230859. БИ. 1992. № 1. 238 с.
- [11] Гуцин Е.М., Бедеев А.Н., Сомов С.В. и др. // ПТЭ. 1993. В печати.

Московский инженерно-физический
институт

Поступило в Редакцию
19 июля 1993 г.