

жённости поля E , давления p и рода газа. В приближении Роуза — Корфа, где $\alpha = N\mathcal{E}K$ (K — характеристика газа, N — плотность газа, \mathcal{E} — энергия электрона),

$$M = \exp \{ 2(KNCr_A V_0)^{1/2} [(V_0/V_c)^{1/2} - 1] \}.$$

Здесь $C = 2\pi e / \ln(r_B/r_A)$ — ёмкость счётчика на единицу длины, V_0 — напряжение на электродах, V_c — напряжение, соответствующее началу лавины. При $V_0 \gg V_c$ $M \propto \exp(CV_0)^{1/2}$ (рис. 4). Ввиду статистич. природы лавинного процесса V_c не является чёткой характеристикой П. с., поэтому V_c определяется по пересечению прямолинейного участка зависимости $\ln M(V_0)$ с осью абсцисс. Линейная зависимость продолжается до $M \sim 10^4$. При дальнейшем повышении V_0 зависимость перестаёт быть линейной (гл. обр. из-за влияния фотоэлектронной эмиссии и пространственного заряда ионов). Область

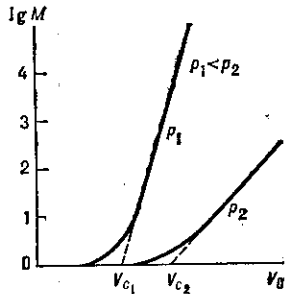


Рис. 4. Зависимость коэффициента газового усиления от напряжения.

ограниченной пропорциональности. Большие M могут привести к пробоям (рис. 5). Чтобы не допустить пробоя, применяют гасящие примеси — органич. газы

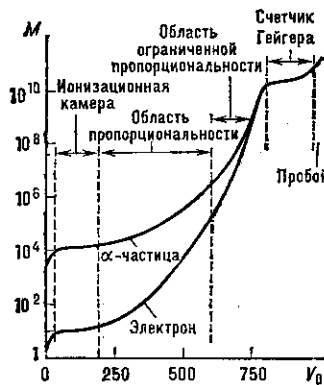


Рис. 5.

как $(CH_4, \text{пропан, изобутан, } C_2H_5OH, \text{метилаль и т. п.})$, к-рые обладают большим сечением фотопоглощения, диссоциации и передачи возбуждения сложной молекуле. Добавка органич. газа стабилизирует процесс газового усиления в широком диапазоне V_0 , хотя само напряжение, необходимое для требуемого M , возрастает.

Формирование сигнала. Вклад в амплитуду импульса за счёт перемещения первичных ионов и электронов мал. Время развития лавины $< 10^{-9}$ с, однако вследствие того, что электроны в лавине проходят сравнительно малые расстояния (большинство электронов рождаются только на последних стадиях лавины), вклад электронной компоненты в полную амплитуду импульса $\leq 10\%$. Положит. ионы, большинство к-рых расположено от поверхности нити на расстоянии ср. пробега электронов в лавине ($1 \div 5$ мкм), после окончания лавины начинают двигаться к катоду, индуцируя изменение потенциала на нём во времени t :

$$\Delta V(t) = \frac{eMn_0}{2C \ln(r_K/r_A)} \ln \left[1 + \frac{2\mu^+ V_0}{\rho a^2 \ln(r_K/r_A)} \right].$$

Здесь e — заряд электрона, μ^+ — подвижность ионов (см. *Подвижность электронов и ионов*), n_0 — число первичных ионов. Величина ΔV , вызванная движением ионов, сначала растёт прямолинейно, затем логарифмически; достигает макс. значения ($\Delta V_{\text{макс}} = eMn_0/C$) в момент прихода всех положит. ионов на катод спустя $(1 \div 5) \cdot 10^{-9}$ с с момента образования лавины (рис. 6). Половина значения от своего максимума импульс достигает за $(1 \div 5) \cdot 10^{-9}$ с, поэтому для получения высокого временного разрешения во входных цепях усилителя стоят дифференцирующие цепи ($\tau = RC$)

или *линии задержки*. Т. о., в случае траектории частицы (трека), параллельной аноду, удаётся получить импульсы длительностью $\tau < 10^{-7}$ с. При произвольной ориентации трека ширина импульса определяется

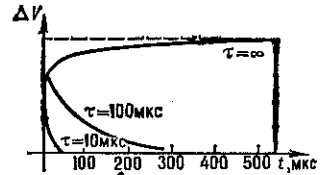


Рис. 6. Временное развитие сигнала при различных τ .

разностью во временах дрейфа первичных электронов от начала (A) и конца (B) трека до анода (рис. 2). Эти времена могут достигать $0,1-10$ мкс. Такого же порядка и время задержки импульса на выходе П. с. с момента первичной ионизации, что ограничивает возможности использования П. с. в *совпадений методе*.

Энергетическое разрешение. Статистич. флуктуации в кол-ве первичных ионов n_0 , а также флуктуации M «размывают» амплитуду импульсов и определяют предельно достижимое энергетич. разрешение П. с. (эти компоненты приблизительно равны по величине друг другу). Энергетич. разрешение $\Delta \mathcal{E}/\mathcal{E}$ приближённо выражается соотношением

$$\Delta \mathcal{E}/\mathcal{E} \approx 0,354 \sqrt{\mathcal{E}}.$$

Увеличение разброса амплитуды импульсов могут вызывать конструкционные несовершенства, приводящие к искажению распределения электрич. поля у анода, причём наиб. важным является постоянство r_a по длине П. с., напр. $\Delta r_a \sim 1$ мкм может вызвать разброс амплитуд $\sim 50\%$. Большое влияние на энергетич. разрешение оказывают стабильность V_0 ($\leq 0,05\%$) и чистота газа. Для инертных газов, CO_2, CH_4 и т. д. не наблюдается прилипания электронов, но присутствие даже незначит. кол-ва ($< 0,1\%$) электроотрицат. молекул H_2O, CO, O_2, C_2 и т. д. приводит к значит. ухудшению энергетич. разрешения, т. к. амплитуда импульса становится зависимой от места образования первичных электронов. Добавки нек-рых газов с потенциалом ионизации, меньшим потенциала ионизации осн. газа, могут приводить к уменьшению ср. энергии, затраченной на образование пары ионов, следовательно к улучшению разрешения.

Временные характеристики. Макс. скорость регистрации П. с. зависит от давления и состава газовой смеси и толщины анодной проволоки r_a . При больших скоростях регистрации происходит ослабление электронной лавины, образовавшейся в перелаксированном пространственном заряде от предыдущей лавины. Это ослабление распределено по случайному закону и вызывает не только уменьшение амплитуды импульсов, но и ухудшает энергетич. разрешение. При $M = 10^4 \div 10^5$ макс. скорость счёта составляет $10^5 - 10^6$ с $^{-1}$. Для П. с. практически нельзя указать интервал времени, в к-ром он вообще бы не реагировал на излучение. Это обстоятельство позволяет использовать П. с. для детектирования излучения высокой интенсивности. При этом часто достаточно регистрировать не отд. импульсы, а средний ионный ток с помощью интегрирующих схем.

Применение. Эффективность П. с. к α -частицам, осколкам деления ядер, протонам, электронам и мягким γ -квантам близка 100% . Для регистрации этих частиц в П. с. предусмотрены «окна» из тонкой слюды или органич. плёнок. Иногда источник излучения помещается внутри объёма П. с. Для регистрации e^- и e^+ с энергиями до 1 МэВ используются П. с. высокого давления (до $p = 150$ атм) в магн. поле. Измерение энергии γ -квантов связано с фотоэффектом в наполняющем газе. Для \mathcal{E} , до $10 \div 20$ кэВ эффективность П. с.