

1 Газовые детекторы. Процессы в газах

- термализация
- диффузия
- дрейф
- возбуждение атомов
- захват электронов
- ион-электронная рекомбинация
- ударная ионизация
- фотоионизация
- ...

1.1 Ионы в газе

В равновесном состоянии (в частности, без поля) тепловая энергия ионов (и электронов) имеет максвелловское распределение

$$F(\epsilon) = C\sqrt{\epsilon}e^{-\frac{\epsilon}{kT}}$$

со средним

$$\langle\epsilon\rangle = \epsilon_T = \frac{3}{2}kT \approx 0.04 \text{ эВ}.$$

Диффузия частиц из точечного ($\sim \delta(r)$ при $t = 0$) источника приводит к размытию их объемной концентрации: на расстоянии r от исходной точки в момент t

$$n = \frac{n_0}{(4\pi Dt)^{3/2}} e^{-r^2/4Dt}$$

со среднеквадратичным

$$\langle r^2 \rangle = 6Dt.$$

Для одномерной проекции на ось x распределение гауссовское:

$$\frac{1}{N} \frac{dN(t)}{dx} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}}.$$

Линейное смещение (дисперсия) $\sigma_x = \sqrt{2Dt}$.

В поле E направленное движение (дрейф) ионов со скоростью v^+ :
 $v^+ = \mu^+ E$.

По кинетической теории (Таунсенд) для *однозарядного* иона

$$v = \frac{eE}{2m} \bar{\tau} = \frac{eE}{2m} \frac{\lambda}{u} = \frac{eE}{2m u \sigma(u)},$$

Таблица 1

Свойства ионов в газах при н.у.

газ	пробег λ , 10^{-5} см	скорость u , 10^4 см/с	диффузия D^+ , см ² /с	подвижность μ^+ , см ² /(с·В)	кол.-во пар n_p/n_t , см ⁻¹	потенц. ион. I_0 , эВ	энергия на пару w , эВ
H_2	1.8	20	0.34	13.	5.2/9.2	15.4	37
He	2.8	14	0.26	10.2	5.9/7.8	24.6	41
Ar	1.0	4.4	0.04	1.7	29/94	15.8	26
O_2	1.0	5.	0.06	2.2			
H_2O	1.0	7.1	0.02	0.7			

где $\bar{\tau}$ - среднее время между соударениями, λ - средний пробег, σ - сечение рассеяния.

Более точно $v = \frac{2eE\lambda}{3mu} \Rightarrow \mu^+ = \frac{2}{3} \frac{e}{m} \frac{\lambda}{u}$.

Связь коэффициента диффузии и подвижности через т.н. "характерную" энергию:

$$\frac{\epsilon_k}{e} \equiv \frac{D^+}{\mu^+} = \frac{kT}{e} = 0.026 \text{ эВ}.$$

Н.В. Иногда $\mu = vE^{-1}$ приводят в единицах $\mu = v(E/p)^{-1}$.

В смеси газов - ионы разных молекул (атомов), но после $100 \div 1000$ столкновений остаются только с низшим потенциалом ионизации.

Итак, диффузия при дрейфе в поле E на расстояние x

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} = \sqrt{2 \frac{kT}{e} \mu t} = \sqrt{\frac{2kT}{eE} x}$$

(независимо от газа) - т.н. "тепловой предел" диффузии. Например:

$$E = 500 \text{ В/см}, \quad x = 1 \text{ см} \quad \rightarrow \quad \sigma_x = 100 \mu \text{ м}.$$

1.2 Электроны в газе

В Ar при н.у. $D(e^-) = 370 \text{ см}^2/\text{с} \sim 10^4 D(Ar^+)$.

Транспортное сечение $\sigma_{\text{трансп}} = \sigma_{\text{elast}}(1 - \langle \cos \theta \rangle) = 3.8 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$,
пробег $\lambda = 1.2 \cdot 10^{-3} \text{ см} \simeq 100 \lambda(Ar^+)$.

Потери энергии, приобретаемой электроном при ускорении в поле, в столкновении с атомом малы: $\Lambda = \delta\epsilon/\epsilon \approx 2m_e/M_a$. Поэтому электронная "температура" ($F(\epsilon; E)$ - не максвелловское!) в поле велика: $\langle \epsilon \rangle \sim 0.1 \div 5 \text{ эВ} \gg \epsilon_T$.

Для полноты: из уравнения Больцмана

$$F(\epsilon_0) = C\sqrt{\epsilon_0} \exp \left[- \int_0^{\epsilon_0} \frac{3\Lambda(\epsilon)\epsilon d\epsilon}{(eE\lambda(\epsilon))^2 + 3\epsilon kT\Lambda(\epsilon)} \right] \xrightarrow{E \rightarrow 0} C\sqrt{\epsilon_0} \exp [-\epsilon_0/(kT)]$$

с

$$\Lambda(\epsilon) = \frac{2m_e}{M_a} + \sum_h \frac{\epsilon_h}{\epsilon} \frac{\sigma_h(\epsilon)}{\sigma_{elast}} \quad (\text{сумма по уровням возбуждения}).$$

$$D(E) = \int \frac{1}{3} u \lambda(\epsilon) F(\epsilon) \epsilon \quad (\gg D(\text{ион}))$$

$$v(E) = \frac{2}{3} \frac{eE}{m} \int \epsilon \lambda(\epsilon) \frac{\partial [F(\epsilon)/u]}{\partial \epsilon} d\epsilon$$

Расчет $\sigma(\epsilon)$ - сложной немонотонной функции - квантово-механическая задача. Сечение зависит от небольших добавок(!).

В большинстве практических случаев (смесей и полей) имеют дело с т.н. "насыщенной" скоростью дрейфа:

$$v_e \approx 5 \text{ см/}\mu\text{с} \quad \longrightarrow \quad v_e^{-1} \approx 20 \text{ нс/мм}.$$

Диффузия накладывает предел точности при измерении координаты ионизации:

- при усреднении по n электронам $\sigma \sim \sigma_x / \sqrt{n}$
- при регистрации первого из $n > 1$ $\sigma_1 = \frac{\pi}{2\sqrt{3 \ln n}} \sigma_x$

1.2.1 Дрейф в магнитном поле

Сила Лоренца, действующая на движущийся между столкновениями заряд, приводит к двум основным следствиям:

- изменение $F(\epsilon) \Rightarrow$ изменение D, v (уменьшение) и др.
- изменение направления дрейфа

Для $E \lesssim 500 \text{ В/см}$

$$v_H = \frac{v}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}, \quad \omega = \frac{eH}{m} \quad - \text{ларморова частота}$$

$$(v = \frac{eE\tau}{2m} \quad \rightarrow \quad \tau = \frac{2mv}{eE}),$$

$$\tan \alpha_H(\angle \vec{E} \vec{v}) = \omega \tau.$$

Для $E \gtrsim 1500 \text{ В/см}$ $v_H \rightarrow v_{satur} = v(H=0)$; $\alpha_H \propto H$ и падает с ростом E .

Пример: в смеси $Ar : iC_4H_{10} : (OCH_3)CH_2 = 67\% : 30\% : 3\%$
 $\alpha_H(H = 1.5 \text{ Т}, E = 1.5 \text{ кВ/см}) \simeq 40^\circ$

1.2.2 Захват (прилипание) электронов

Пусть вероятность прилипания e^- к электроотрицательной молекуле h ($= h(\epsilon)$ - вообще сильная ф.-ия поля!). При средней частоте столкновений ν время до прилипания $\tau = (h\nu)^{-1}$.

Для тепловых электронов при н.у.

	h	$\nu, \text{с}^{-1}$	τ
CO_2	$6.2 \cdot 10^{-9}$	$2.2 \cdot 10^{11}$	710 мкс
O_2	$2.5 \cdot 10^{-5}$	$2.1 \cdot 10^{11}$	190 нс
Cl_2	$4.8 \cdot 10^{-4}$	$4.5 \cdot 10^{11}$	4.7 (!) нс

При относительной концентрации примеси p уменьшение собираемой на пути дрейфа x ионизации

$$n(x) = n_0 e^{-x/\lambda_c}, \quad \lambda_c^{-1} = \frac{h\nu}{\lambda v} p \quad - \text{обратная длина захвата}.$$

Пример: в Ar при $E = 500 \text{ В/см}$ $\epsilon_k = 6 \text{ эВ}$, $v = 4 \cdot 10^5 \text{ см/с}$, $\sigma(\epsilon_k) = 5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$. Пусть доля примеси с $h = 2 \cdot 10^{-5}$ $p = 1\%$ ("наивно"предположим, что примесь не меняет $F(\epsilon)$). Тогда на 1 см дрейфа потеря составит $\approx 33\%$ электронов.

2 Газ в сильном поле: возбуждение и ионизация

- упругие соударения
- ударное возбуждение электронных уровней (+излучение+фотоионизация)
и - в молекулярных газах - вращательно-колебательных уровней
- ударная ионизация

Первый коэффициент Таунсенда $\alpha = \frac{N(\text{ион.пар})}{L}$
 $\alpha^{-1} = \lambda$ - средний пробег до ударной ионизации.

Эксперимент:

$$\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right) = f(s).$$

Процесс газового усиления:

$$dn = n\alpha dx \quad \Rightarrow \quad n = n_0 e^{\alpha x} \equiv n_0 M$$

В неоднородном поле $\alpha = \alpha(x)$ и $M = \exp(\int \alpha(x) dx)$.

Дрейф: $v_e \gg v_i \Rightarrow$ в головке лавины почти все электроны и \simeq половина ионов.

Существует много эмпирических параметризаций $\alpha(E)$ для практических расчетов (оценок). Одна из них - Розе-Корфа (при малых $\alpha \sim 50 \div 500 \text{ см}^{-1}$):

$$\frac{\alpha}{p} = A e^{-BP/E}.$$

Феноменологический предел до пробоя определяется т.н. *условием Ретера*:

$$\alpha x \sim 20 \quad \rightarrow \quad M \sim 5 \cdot 10^8.$$

Заметим: $\alpha = \alpha(\epsilon)$. Вследствие статистического характера ϵ на практике $M \lesssim 10^6 \div 10^7$.

В некотором диапазоне $S = E/P$ сечение ионизации $\sigma_i = k\epsilon$. Тогда

$$\alpha = kN\epsilon \quad (k(Ar) \simeq 1.8 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2/\text{В}).$$

Итак, резюмируя:

- ионизация: m.i.p. в 1 см Ar дает ~ 100 ионов. Сигнал $V = \frac{ne}{C} \lesssim 2 \mu\text{В}$ ($C \simeq 10$ пФ).
- газовое усиление: несколько порядков
- плоский счетчик:
 $M = f(x)$
 $\alpha(E) = \text{const} \Rightarrow \alpha x = 20$ (пробой) достигается для какого-то $\alpha(\epsilon)$ с большой вероятностью.

2.1 Флуктуации газового усиления

Величина M сильно флуктуирует. Большую роль в этом играет первый электрон: пролетит ли несколько длин $1/\alpha$ без ионизации или, наоборот, на одной длине ионизует несколько раз.

В слабом поле до ионизации много упругих столкновений, возникает равновесие. В таких условиях распределение

$$P(N_e) = (1/\bar{N}_e) \exp(-N_e/\bar{N}_e).$$

В более общем случае для флуктуаций усиления используют *распределение Пуля*:

$$P(M) = M^\Theta \exp(-(1+\Theta)M)$$

с относительной дисперсией

$$\left(\frac{\sigma_M}{M}\right)^2 = \frac{1}{1 + \Theta}.$$

Оно переходит в экспоненциальное при $\Theta = 0$. Типично $\Theta = 0.5 \div 1$.

Флуктуации сигнала при средней собранной ионизации \bar{n} и *пропорциональном* газовом усилении

$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_n}{\bar{n}}\right)^2 + \frac{1}{\bar{n}} \left(\frac{\sigma_M}{M}\right)^2.$$

2.2 Гашение разряда

Увеличение поля \Rightarrow рост фотоионизации в инертном газе \Rightarrow разрастание лавины \Rightarrow разряд Гейгера-Мюллера.

Гашение:

- большим сопротивлением в цепи ВВ - питания
- управляемым (импульсным) ВВ-питанием
- *добавкой в смесь "гасящих" компонент*

"Гаситель" обычно многоатомный газ (часто органический) с большим фотопоглощением (без ионизации) и эффективным снятием возбуждений через колебательно-вращательные уровни.

2.3 Газ для счетчика в (полу)пропорциональном режиме

- хорошие ионизационные свойства (большие n_p, n_t)
- хорошее газовое усиление (доминирование ионизации над возбуждениями) при низких полях

Этим свойствам удовлетворяют инертные газы $Ar, Kr, Xe...$

- дешевизна (Ar)

Однако: в чистом Ar развивается непрерывный разряд из-за
- фотоионизации, в т.ч. на катоде: $E_\gamma(\min) = 11.6 \text{ эВ} > E_{ion}(Cu) = 7.7 \text{ эВ}$;
- нейтрализации Ar^+ на катоде с вылетом фотона или e^- .

Устраняется добавкой многоатомного газа- "гасителя" (т.н. *quencher*) с колебательными и вращательными уровнями (углеводороды, спирты, CO_2):

поглощение γ (так, полоса поглощения в CH_4 - $7.9 \div 14.5$ эВ) + нейтрализация ионов с диссоциацией молекул или полимеризацией, а также перезарядка $Ar^+ + Q \rightarrow Ar + Q^+$ с дальнейшей нейтрализацией Q^+ на катоде.

Наибольшее усиление (до 10^7) без разрядов/пробоев достигается добавкой электроотрицательных газов ($CF_3Br, C_2H_5Br...$), которые обеспечивают дополнительное гашение и *захват* электронов от катода.

Интенсивные процессы диссоциации и полимеризации молекул в холодной плазме газовой лавины приводят к т.н. "старению" счетчика: образованию на электродах непроводящих покрытий, с деградацией работы счетчика. Возможная мера против старения - добавка второго - неполимеризующегося - "гасителя" с меньшим потенциалом ионизации для эффективной перезарядки ионов. Пример - метилаль $(OCH_3)_2CH_2$ с $I_0 = 9.7$ эВ.