

В 1 см³ за 1 с электрич. поле совершает над электронами работу $eEv_n n_e = jE = \sigma E^2$. Это есть Джоулево тепло тока, передаваемое электронами газу при столкновениях. Упругая передача в одном эфф. столкновении составляет долю $\delta = 2m/M$ от энергии электрона ϵ (M —масса атома); $\delta \sim 10^{-4} - 10^{-3}$. В молекулярном газе электрон гораздо больше тратит на возбуждение колебаний молекул; $\delta \sim 10^{-3}$. Ср. энергия электрона $\bar{\epsilon}$ соответствует балансу между приобретением и передачей энергии газу; баланс устанавливается очень быстро, за время $\tau = (v_n \delta)^{-1}$. При не зависящем от энергии транспортном сечении $\sigma_m(\epsilon) = \text{const}$ и максвелловском распределении скоростей \bar{v} ср. энергия $\bar{\epsilon} = (\sqrt{3\pi}/4) eE l / \sqrt{\delta}$; $v_n / \bar{v} = (\sqrt{3\pi}/4) \sqrt{\delta} \ll 1$. Действует закон подобия: $\bar{\epsilon} \sim E/N$. В положит. столбе глеющего разряда $E/p \sim 1-10$ В/см·тор, а $\bar{\epsilon} = 3kT_e/2 \approx 1-3$ эВ. Когда частота электрон-электронных столкновений много меньше $v_n \delta$, электронный спектр далек от максвелловского и T_e имеет условный смысл. Более строгие выражения для v_n , $\bar{\epsilon}$ и др. параметров находят, решая кинетич. ур-ние для ϕ -ции распределения электронов по скоростям $f(v)$.

Образование и гибель заряженных частиц в электрическом поле. Атомы и молекулы ионизируются гл. обр. ударами электронов (см. **Ионизация**), в слабоионизованной неравновесной плазме — преим. из осн. состояния. Зная сечение ионизации $\sigma_i(\epsilon)$ и ϕ -цию распределения электронов, можно вычислить частоту ионизации v_i —число ионизаций, совершаемых электроном в 1 с. Вблизи порога (ионизационного потенциала I) $\sigma_i = C_i(\epsilon - I)$. При максвелловском распределении имеем:

$$v_i = N \bar{v} C_i (I + 2kT_e) \exp(-I/kT_e); \bar{v} = (8kT_e/\pi m)^{1/2}. \quad (1)$$

Константы C_i для разных газов различаются в 2—3 раза. Для Ag, напр., $C_i = 2 \cdot 10^{-17}$ см²/эВ. В случае пост. поля удобнее оперировать ионизацион. коэф. α —числом ионизаций, к-рые электрон совершает на 1 см дрейфового пути вдоль поля: $\alpha = v_i/v_d$. Обычно экспериментально измеряют α и v_d , а не v_i . Для этих параметров также существует закон подобия: $\alpha/N, v_i/N$ — ϕ -ции E/N (рис. 2). Для определения α широко используется полуэмпирич. ϕ -ла Таунсенда:

$$\alpha = A \exp(-Bp/E), \quad (2)$$

постоянные A и B к-рой находят либо из опыта (для больших E/p), либо на основе решения кинетич. ур-ния (при низких E/p). Напр., в N₂ для $E/p \approx 100-600$ В/(см·тор) $A \approx 12$ см⁻¹·тор⁻¹, $B \approx 342$ В/(см·тор); при $E/p \approx 10-100$ В/(см·тор) $A \approx 10$, $B \approx 275$.

α/p , см⁻¹·тор⁻¹

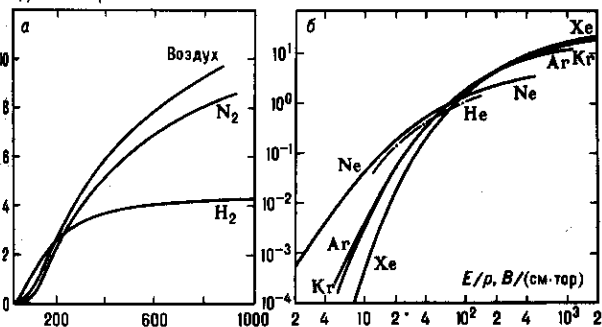


Рис. 2. Ионизационные коэффициенты α ; *a*—для воздуха, азота и водорода; *b*—для инертных газов.

Ионизация может быть и ступенчатой: первым электронным ударом атом лишь возбуждается, а ионизируется следующим или после повторного возбуждения. При объединении возбужденных атомов может произойти ассоциативная ионизация (напр., $Hg^* + Hg^* \rightarrow Hg_2^+ + e$).

Заряды из плазмы исчезают в результате **рекомбинации** в объеме или на стенках. При низкой темп-ре газа элек-

тронная рекомбинация в объеме идёт преим. диссоциативным механизмом типа $N_2^+ + e \rightarrow N + N$ с коэф. $\beta \sim 10^{-7} - 10^{-8}$ см³/с (в инертных газах после предварит. реакции конверсии типа $He^+ + He + He \rightarrow He_2^+ + He$). Частота рекомбинации $\nu_r = \beta n_+$. При $p < 10$ тор преобладает амбиполярная (совместная) диффузия электронов и ионов с частотой $\nu_d = D_a/\Lambda^2$ к стенкам, где они и нейтрализуются. При $T_e \gg T$ коэф. амбиполярной диффузии $D_a = \mu_+ T_e$ (в азоте, напр., $D_a \approx 1.5 \cdot 10^3/p$ см²/с; T_e в В, p в тор), Λ —диффузионная длина. В длинной трубке $\Lambda = R/2,4$.

В электроотрицат. газах (O₂, CO₂, галогенах, их смесях и др.) происходит **прилипание** электронов с образованием отрицат. ионов. Скорость прилипания характеризуется частотой ν_a [с⁻¹] и коэф. a [см⁻¹], аналогичным α . Под ударами возбужденных частиц электроны могут отлипать от отрицат. ионов. Коэф. α нарастает с увеличением E/p быстрее, чем a , поэтому кривые $\alpha(E)$ и $a(E)$ пересекаются [напр., в воздухе—при $E/p = 31$ В/(см·тор) = 23,6 кВ/(см·атм)]. При меньшем E/p в отсутствие отлипания ионизация в воздухе идти не может. В отсутствие поля прилипание идёт в тройных столкновениях типа $e + O_2 + O_2 \rightarrow O_2^- + O_2$; в воздухе при $p = 1$ атм частота прилипания $\nu_a \approx 10^7 - 10^8$ с⁻¹, т. е. электрон живёт $10^{-7} - 10^{-8}$ с. Положит. и отрицат. ионы в воздухе при атм. условиях рекомбинируют с коэф. $\beta \approx 2 \cdot 10^{-6}$ см³/с.

В равновесной плазме при $T \sim 10^4$ К и $p \sim 1$ атм преобладают ступенчатая ионизация и электрон-ионная рекомбинация в тройных столкновениях, но n_e однозначно определяется T и p —ур-нием Саха.

Пробой. Плоский промежуток длиной d в пост. поле $E = V/d$ при $pd < 200 - 1000$ тор·см пробивается путём размножения лавин через вторичную эмиссию. От каждого электрона, вышедшего с катода, рождается $\exp(\alpha d) - 1$ электрон-ионных пар. Полав на катод, ион выбивает из него γ вторичных электронов (коэф. эмиссии $\gamma \sim 10^{-1} - 10^{-3}$). Если вторичных электронов будет больше, чем первичных, ионизация будет неустойчиво нарастать и произойдет пробой. Порог пробоя или потенциал зажигания разряда V_i определяется из условия Таунсенда:

$$\gamma [\exp(\alpha d) - 1] = 1; \alpha(E_i) d = \ln(\gamma^{-1} + 1); E_i = V_i/d. \quad (3)$$

С учётом (2)

$$V_i = B(pd)/[C + \ln(pd)], \quad C = \ln\{A/[\ln(\gamma^{-1} + 1)]\}. \quad (4)$$

Эта ϕ -ла неплохо описывает эксперим. кривые Пашена (рис. 3), имеющие минимум при следующих параметрах:

$$V_{i, \min} = \frac{\bar{e} B}{A} \ln(\gamma^{-1} + 1), \quad \left(\frac{E}{p}\right)_{\min} = B, \quad (pd)_{\min} = \frac{\bar{e}}{A} \ln(\gamma^{-1} + 1), \quad (5)$$

где \bar{e} —экспонента. В точке минимума кривой Пашена условия по pd оптимальны для размножения электронов.

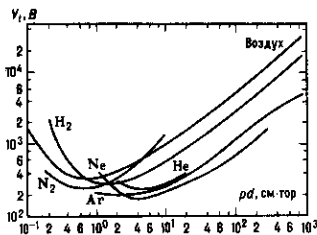


Рис. 3. Потенциалы зажигания в постоянном поле (кривые Пашена).

В осциллирующем поле $E = E_0 \sin \omega t$ электрон совершает колебания: при $v_m \ll \omega$ —свободные, с амплитудой $a = eE_0/m\omega^2$; при $v_m \gg \omega$ —дрейфовые, с $a = \mu_e E_0/\omega$. Если a много меньше характерных размеров разрядного объема (что типично для СВЧ-диапазона), то лавины локализованы. Ионизация, вызванная случайным электроном, нарастает, если её частота $\nu_i(E_0)$ превышает частоту диффузии электрона к стенкам $\nu_d = D_e/\Lambda^2$. В начале процесса зарядов мало и электроны диффундируют свободно с коэф. диффузии $D_e = (\mu_e/\mu_a) D_a \gg D_a$. Пороговое для пробоя среднекватратичное поле E_i определяется из условия $\nu_i(E_i) = \nu_d$;