

где T_e — электронная температура, N_a — плотность атомов; константа C — в табл. 1.

Л. э. развивается более или менее независимо в каждом небольшом элементе пространства только в быстроосциллирующих полях (СВЧ-поле, оптическом), когда амплитуда колебаний электронов мала. В пост. поле E Л. э. развивается гл. обр. вдоль направления поля, и в этом случае она характеризуется ионизационным коэффициентом Таунсенда α (см⁻¹) — числом электронов, к-рое электрон рождает на 1 см пути вдоль поля: $\alpha = v_i/v_d$, где v_d — скорость дрейфа электрона в поле. α , как и v_d , можно сравнительно легко измерить на опыте, а затем найти v_i .

Коэф. α характеризует закон размножения электронов в лавине, распространяющейся вдоль поля между катодом и анодом:

$$\frac{dN_e}{dx} = \alpha N_e, \quad N_e = N_0 \exp \alpha x, \quad (4)$$

где N_0 — число электронов, вышедших с катода ($x=0$). В диапазоне сильных полей, пробивающих газовые промежутки между электродами, для α существует эмпирич. ф-ла Таунсенда, учитывающая подобия законы по давлению p :

$$\alpha = A p \exp(-B p/E). \quad (5)$$

Константы A и B представлены в табл. 1. Величины α и v_i чрезвычайно резко уменьшаются при уменьшении поля (рис. 1). Расчётные и эксперим. данные по скоростям ионизации относятся обычно к пост. полю. В случае быстропеременного поля частоты ω частоту ионизации ν_{i0} можно оценить по известной частоте ионизации ν_{i0} в пост. поле, пересчитав по ф-ле

$$\nu_{i\omega}(\omega, p, E_0) = \nu_{i0}(p, E_{эфф}),$$

$$E_{эфф} = E_0 \sqrt{\frac{\nu_m^2}{\omega^2 + \nu_m^2}}, \quad (6)$$

где E_0 — амплитуда осциллирующего поля, $\nu_m = b p$ — частота упругих столкновений электрона с атомами. Ориентировочные значения коэф. пропорциональности b для оценок см. в табл. 1.

В электроотрицат. газах скорость размножения в Л. э. существенно зависит от коэф. прилипания a (см⁻¹) — числа актов прилипания электрона на 1 см

Табл. 1.

Газ	A , (см·тор) ⁻¹	B , В/(см·тор)	Область применимости E/p , В/(см·тор)	C , 10 ⁻¹⁷ см ² /эВ	b , 10 ⁴ (с·тор) ⁻¹
He	3	34	20—150	0,13	2,0
Ne	4	100	100—400	0,16	1,2
Ar	12	180	100—600	2,0	5,3
Kr	17	240	100—1000		
Xe	26	350	200—800		
Hg	20	370	200—600	7,9	
H ₂	5	130	150—600	0,59	4,8
N ₂	12	342	100—600	0,85	4,2
воздух	15	365	100—800		3,9

пути вдоль поля. Коэф. a определяются опытным путём или в результате решения кинетич. ур-ния, подобно v_i и α . При наличии прилипания числа электронов и ионов в лавине расгут как

$$N_e = N_0 \exp x(\alpha - a), \quad N_+ = \frac{\alpha}{\alpha - a} (N_e - N_0),$$

$$N_- = \frac{a}{\alpha - a} (N_e - N_0). \quad (7)$$

Коэф. a обычно нарастает с E медленнее, чем α . Поэтому кривые $\alpha(E)$, $a(E)$ непременно пересекаются в искровой точке $(E/p)_1$ (с учётом подобия). При $E/p < (E/p)_1$ $\alpha - a < 0$ и Л. э. существовать не может. В воздухе $(E/p)_1 = 31$ В/(см·тор) = 0,23 В/(см·Па), в т. н. элегазе

Табл. 2.

d , см	E_t , кВ/см	$\alpha - a$, см ⁻¹	$(\alpha - a)d$	N_e/N_0
0,1	45,4	8,1	8,1	$3,3 \cdot 10^3$
0,3	36,7	3,1	9,3	$1,1 \cdot 10^4$
0,5	34	20,5	10,2	$2,8 \cdot 10^4$
1	31,4	12,4	12,4	$2,4 \cdot 10^5$
2	29,3	8,0	16	$8,9 \cdot 10^6$
3	28,6	6,5	19,5	$2,9 \cdot 10^8$

SF₆, к-рый применяется в качестве газового изолятора, $(E/p_1) = 117,5$ В/(см·тор) = 0,88 В/(см·Па). Эти цифры ставят нижний предел для порога пробоя газа в идеально однородном поле. В табл. 2 приведены цифры, характеризующие Л. э. в воздухе атм. давления в плоском промежутке длиной d в присутствии однородного поля E_t , пробивающего такой промежуток.

Эксперименты по изучению Л. э. проводятся гл. обр. в камере Вильсона; наблюдаются и одиночные Л. э., порождённые одним электроном, вышедшим с катода. Синхронизованно с подачей напряжения на электроды и облучением катода УФ-излучением (для вырывания затравочного электрона) производится адиабатич. расширение исследуемого газа, куда добавляют немного паров воды, спирта и т. п. Образовавшиеся ионы, к-рые в отличие от быстро движущихся в поле электронов практически остаются на месте, служат центрами конденсации возникшего пересыщенного пара. Туман фотографируют и получают изображение лавины (рис. 2). Лавина расширяется в поперечном направлении вследствие небольшого диффузионного расплывания электронного облака, центр к-рого движется от катода к аноду со скоростью дрейфа v_d ; при большом числе пародившихся электронов ($N_e \sim 10^6$) диффузионное расплывание смещается более быстрым эл.-статич. расталкиванием. Одновременно осциллографируют электронный ток в цепи $i = N_e(t) e v_d/d$, где N_e даётся ф-лой (7). Обработка результатов позволяет найти из опыта v_d ,

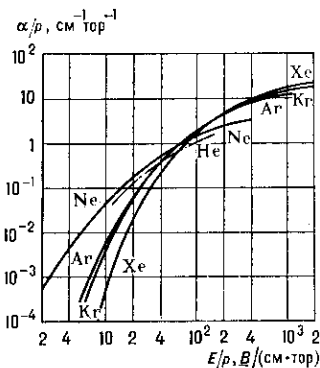


Рис. 1. Коэффициенты ионизации для инертных газов.

куда добавляют немного паров воды, спирта и т. п. Образовавшиеся ионы, к-рые в отличие от быстро движущихся в поле электронов практически остаются на месте, служат центрами конденсации возникшего пересыщенного пара. Туман фотографируют и получают изображение лавины (рис. 2). Лавина расширяется в поперечном направлении вследствие небольшого диффузионного расплывания электронного облака, центр к-рого движется от катода к аноду со скоростью дрейфа v_d ; при большом числе пародившихся электронов ($N_e \sim 10^6$) диффузионное расплывание смещается более быстрым эл.-статич. расталкиванием. Одновременно осциллографируют электронный ток в цепи $i = N_e(t) e v_d/d$, где N_e даётся ф-лой (7). Обработка результатов позволяет найти из опыта v_d ,



Рис. 2. Фотография электронной лавины, полученная в камере Вильсона.

$\alpha - a$, ср. энергию электронов $\bar{\epsilon}$, от к-рой зависит скорость диффузии.

Когда эл. заряд параствующего пространственного заряда электронов и ионов в Л. э. достигает величины внешнего [при $N_e \approx 10^8 - 10^9$, $(\alpha - a)d \approx 20$], лавина может перейти в стример. Так начинается стримерный пробой. Альтернативой ему служит пробой механизм размножения лавин, к-рый характеризуется появлением от одной прошедшей лавины более чем одной новой за счёт вырывания затравочных электронов из катода или газа фотонами, рождёнными в лавине (см. также Импульсный разряд).

Лит.: Ретер Г., Электронные лавины и пробой в газах, пер. с англ., М., 1968; Лозанский Э. Д., Фирсов О. В., Теория искры, М., 1975; Райзер Ю. П., Физика газового разряда, М., 1987. Ю. П. Райзер.