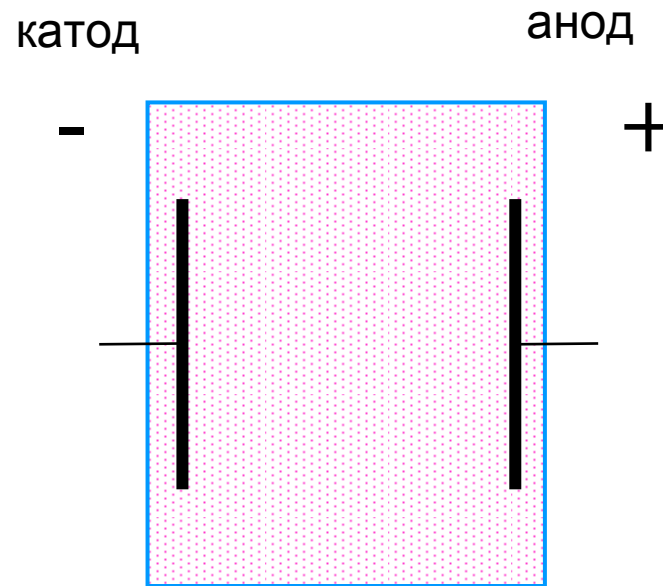


Новая тема 14

Электрический разряд в газах

Геометрия задачи



- Слабоионизованная плазма
- Существенная роль нейтральных атомов
- Процессы на поверхности

Дрейф электронов в плазме - напоминание

Ранее получали для полностью ионизованной плазмы:

Формула для электропроводности

Используем кинетическое уравнение в тау-приближении

$$St_{ei} = \frac{f_0 - f}{\tau_{ei}}$$

Водородная плазма: e, i

Кинетическое уравнение для этой задачи имеет вид:

$$\frac{e\vec{E}}{m_e} \frac{\partial f}{\partial \vec{V}} = \frac{f_0 - f}{\tau_{ei}}$$

Пусть $f = f_0 + f_1$

Пренебрегаем произведением малых сомножителей

Тогда:

$$\vec{j} = -e \int \vec{V} f_1(\vec{V}) d\vec{V} = - \left(\frac{e^2 \vec{E}}{m_e} \right) \tau_{ei} \int f_0 dV = - \left(\frac{ne^2}{m_e} \right) \tau_{ei} \vec{E} = \sigma \vec{E}$$

Дрейф в слабоионизованной плазме

Для низкотемпературной плазмы основную роль играют столкновения с нейтральными частицами:

$$\tau_{ei} \rightarrow \tau_0$$

Тогда:

$$\vec{j} = -en\vec{V} = -\left(\frac{ne^2}{m_e}\right)\tau_0\vec{E}$$

отличие от плазмы: проводимость зависит от концентрации и степени ионизации

Скорость дрейфа электронов в слабоионизованной плазме:

$$V_d \sim \frac{eE}{m_e} \tau_0 \quad \left(\tau_0 \sim \frac{1}{n_0 \langle \sigma V \rangle} \right) \quad V_d \sim \frac{eE}{m_e} \frac{1}{n_0 \langle \sigma V \rangle}$$

$$V_d = \left(\frac{e}{m_e}\right) \left(\frac{E}{n_0}\right) \frac{1}{\langle \sigma V \rangle} = \mu E$$

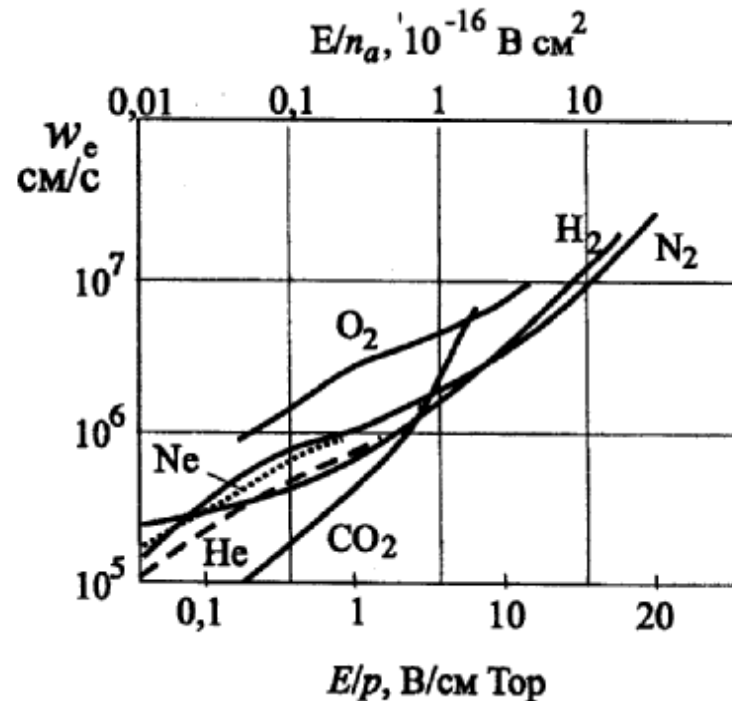
Дрейф в слабоионизованной плазме (2)

$$V_d = \left(\frac{e}{m_e} \right) \left(\frac{E}{n_0} \right) \frac{1}{\langle \sigma V \rangle} = \mu E$$

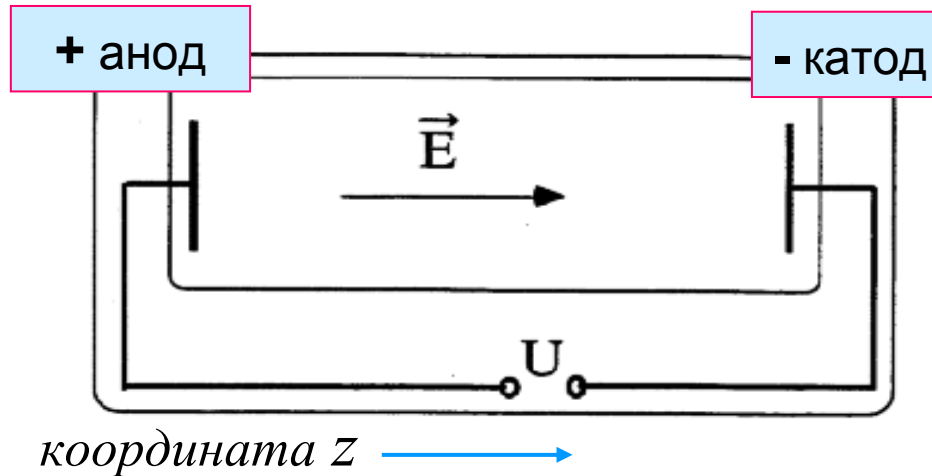
μ - подвижность

Параметр $\left(\frac{E}{n_0} \right)$, или E/p

Рис. 7.9. Экспериментальные данные о скоростях дрейфа электронов в некоторых газах



Теория пробоя Таунсенда



Количество свободных носителей мало

(электрическое поле не искажается пространственным зарядом)

Образование лавины и развитие пробоя:

- первичные заряженные частицы рождаются случайно
- эти заряды ускоряются электрическим полем
- происходит рождение вторичных частиц и усиление тока (лавины)
- есть механизм положительной обратной связи (для стационарности разряда)
- вторичные частицы рождаются по следующим механизмам:
 - ионизация газа электронным ударом (в объёме разрядного промежутка)
 - эмиссия с катода из-за бомбардировки ионами (на поверхности электрода)

Размножение электронов в разряде

Ионизация электронным ударом:
$$\left(\frac{dn_e}{dt}\right)_i = n_0 n_e \langle \sigma_i V \rangle$$
 i = ionization

Если число электронов в газе очень малó, то, до тех пор, пока не “включатся” процессы гибели частиц, число электронов нарастает лавинообразно

$$n_e = n_e^0 \exp(n_0 \langle \sigma_i V \rangle t)$$

Ионизация при дрейфе электрона в однородном поле.

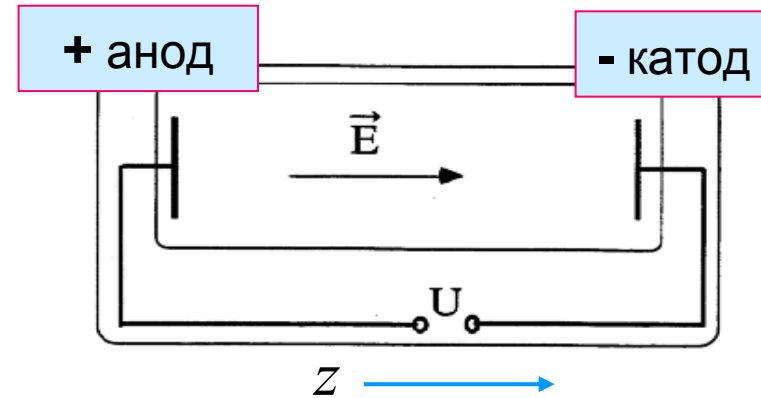
Поскольку скорость дрейфа электрона $V_d = \text{const}$, то удобно записать скорость рождения заряженных частиц следующим образом:

$$\left(\frac{dn_e}{dt}\right)_i = \alpha V_d n_e, \text{ причем } \frac{\alpha}{n_0} = F\left(\frac{E}{n_0}\right)$$

где α называют первым коэффициентом Таунсенда

Таунсендовская теория пробоя (2)

Таунсенд нашел явный вид $\frac{\alpha}{n_0} = F\left(\frac{E}{n_0}\right)$



предположив, что электрон ионизирует атом, если в процессе его ускорения в электрическом поле он достигает энергии, превышающей потенциал ионизации:

$$e E z > I$$

Если длина свободного пробега электрона – λ , то вероятность того, что он пройдет без столкновений расстояние z , равна $W(z) = \exp(-z/\lambda)$. На единицу пути среднее число столкновений равно $1/\lambda$, а число пробегов с длиной, большей или равной z , будет $P(z) = (1/\lambda) \cdot \exp(-z/\lambda)$.

$$\alpha \equiv P\left(z = \frac{I}{eE}\right) = An_0 \exp\left(-\frac{I\lambda}{eE}\right)$$

α - первый коэффициент Таунсенда
(количество актов ионизации
на единицу длины пробега)

Электронная лавина

Длина свободного пробега обратно пропорциональна плотности газа:

$$\lambda = \frac{V}{n_0 \langle \sigma V \rangle} = \frac{A}{n_0}$$

Тогда первый коэффициент Таунсенда

$$\frac{\alpha}{n_0} = A \exp\left(-\frac{B}{(E/n_0)}\right)$$

Распределение по длине

$$V_d \frac{dn_e}{dz} = n_0 n_e \langle \sigma_i V \rangle - \underbrace{n_i n_e \langle \sigma_r V \rangle}_{\text{рекомбинацией пренебрегаем}} \quad - \text{уравнение непрерывности}$$

$$n_e(z) = n_e^{z=0} \exp \int_0^z \frac{n_0 \langle \sigma_i V \rangle}{V_d} dz = n_e^{z=0} \exp \int_0^z \alpha dz$$

Плотность электронов экспоненциально возрастает при их движении к аноду -

ЭЛЕКТРОННАЯ ЛАВИНА

Условие зажигания разряда

$$\left[\begin{array}{l} \text{число электронов,} \\ \text{выбиваемых из} \\ \text{катода ионом} \end{array} \right] \cdot \left[\begin{array}{l} \text{число ионов, созданных} \\ \text{испущенным с катода} \\ \text{электроном} \end{array} \right] \geq 1$$

γ - второй коэффициент Таунсенда
(коэффициент вторичной эмиссии)

$$\gamma \cdot \left[\exp \left(\int_0^L \alpha(x) dx \right) - 1 \right] \geq 1$$

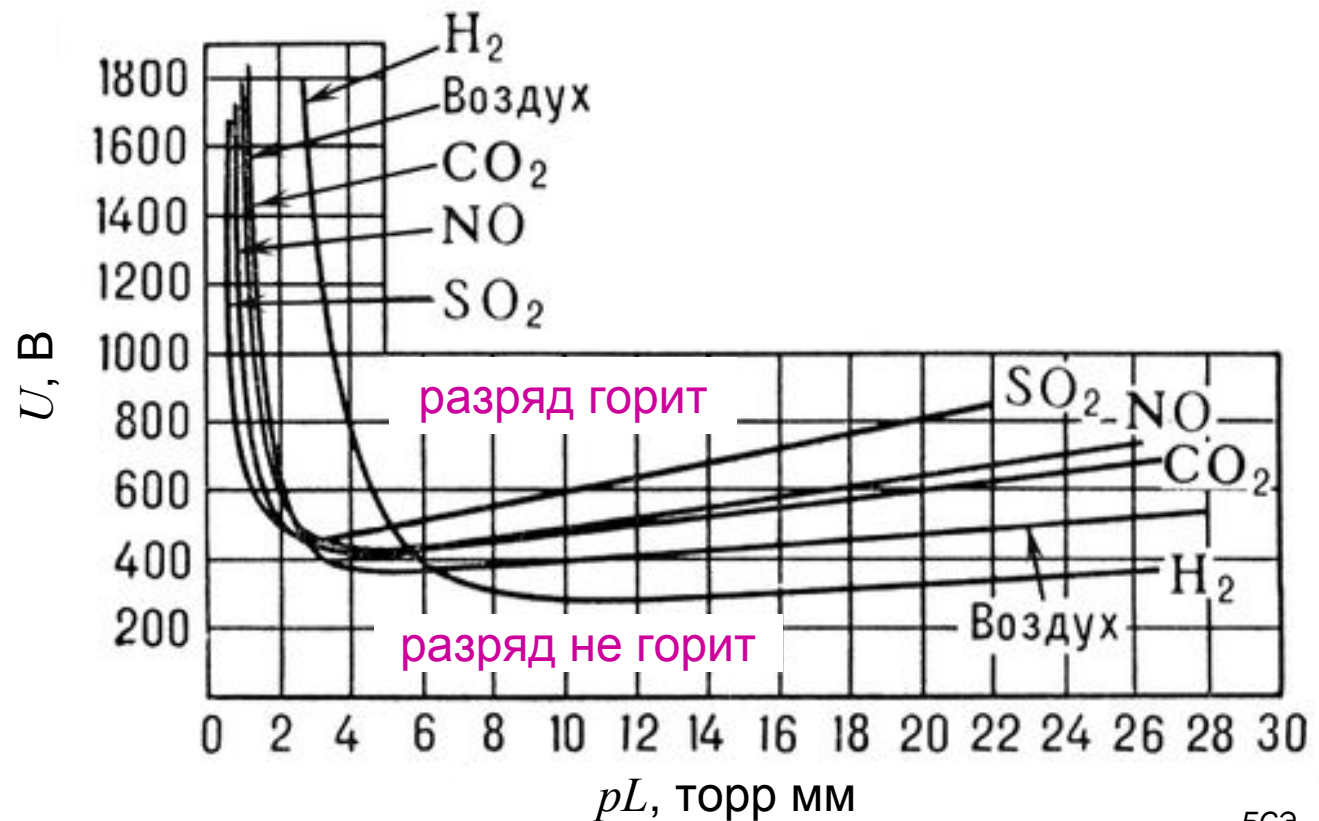
$$\bar{\alpha}L \geq \ln(1 + 1/\gamma)$$

Кривая Пашена

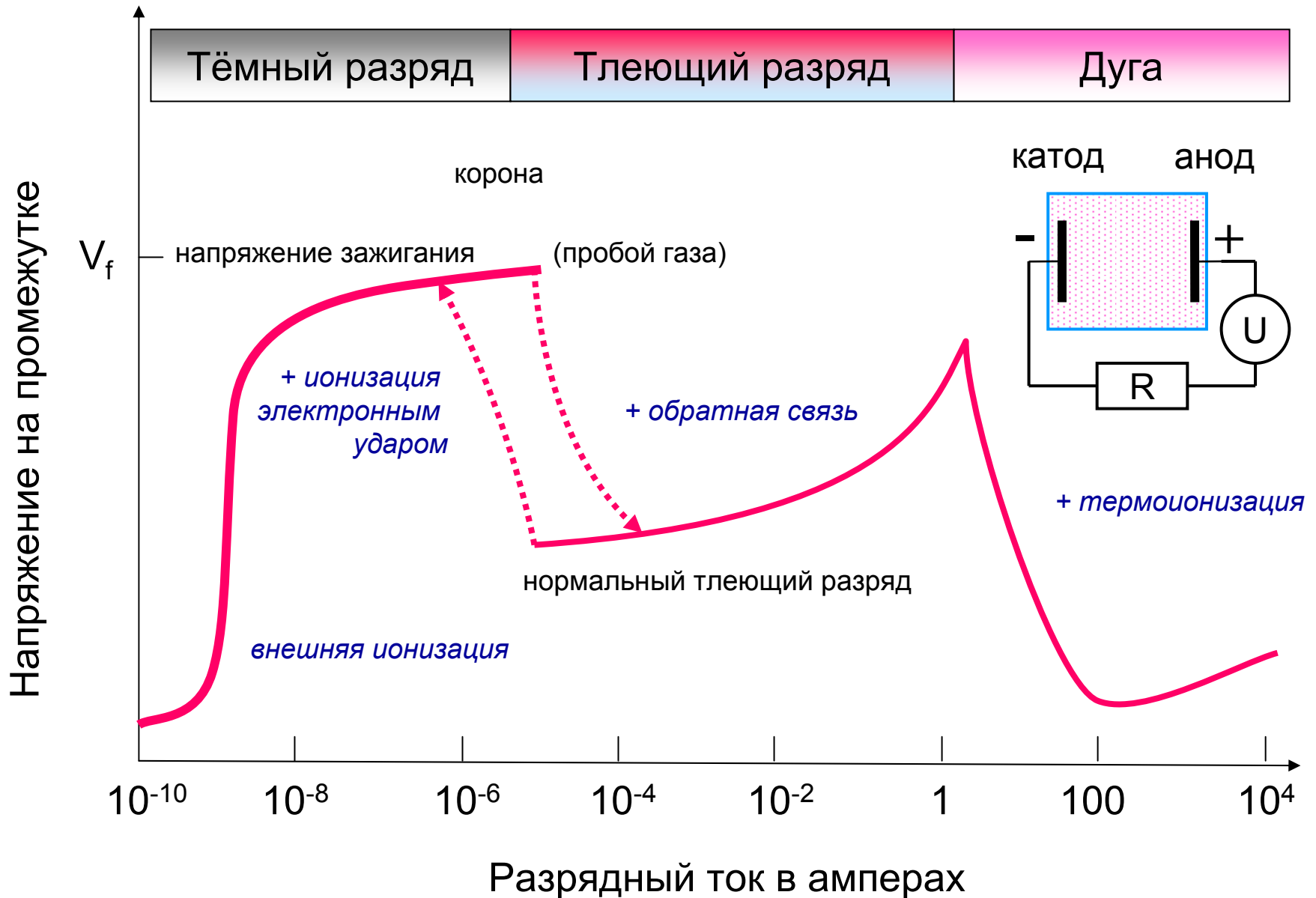
Напряжение пробоя $U = E \cdot L$

$$U = \frac{BpL}{\ln \frac{ApL}{\ln(1+1/\gamma)}}$$

для сухого воздуха $U_{\min} = 327$ В
при $L = 7.5$ мкм при норм. усл.



Вольт-амперная характеристика разряда



Конец темы

Электрический разряд в газах. Дрейф электронов в слабоионизированной плазме. Таунсендовская теория пробоя. Электронная лавина. Условие развития разряда. Кривая Пашена. Вольт-амперная характеристика разряда.