

# Физика плазмы

## Часть 14. Электрический разряд в газах

**Поступаев Владимир Валерьевич**

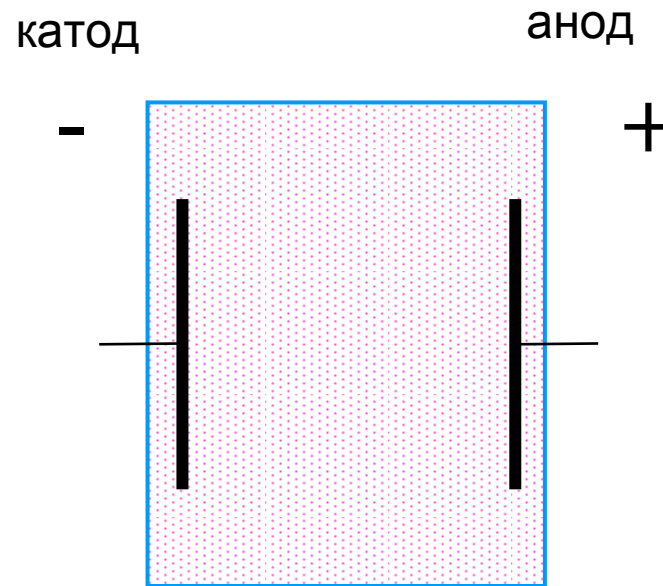
Кафедра физики плазмы НГУ

ИЯФ СО РАН, 339-42-74, V.V.Postupaev@inp.nsk.su

<http://www.inp.nsk.su/chairs/plasma/sk/fpl.ru.shtml>



# 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:

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

Скорость дрейфа электронов в слабоионизованной плазме:

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

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

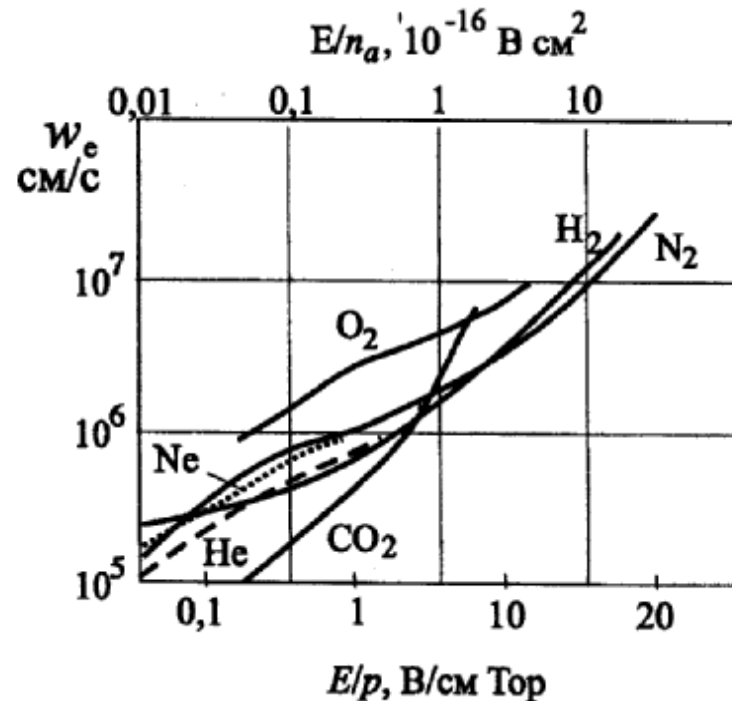
# Дрейф в слабоионизованной плазме (2)

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

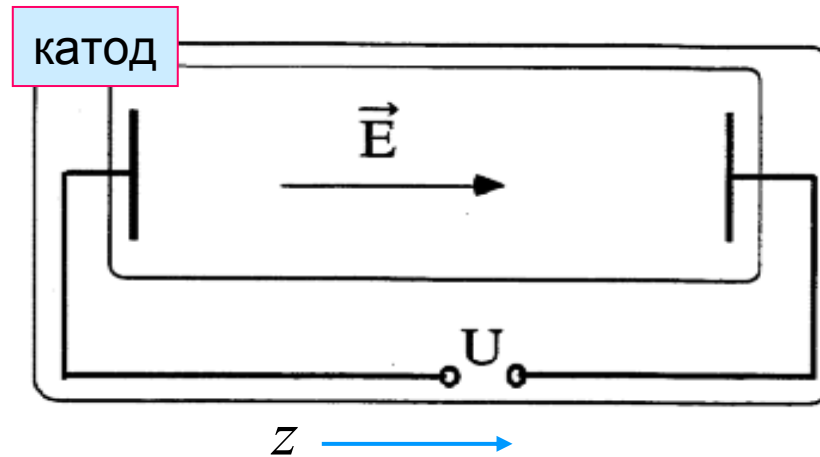
$\mu$  - подвижность

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

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



# Таунсендовская теория пробоя



**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)
- нужен механизм положительной обратной связи (стационарный разряд)
- 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

$$\left( \frac{dn_e}{dt} \right)_i = n_0 n_e \langle \sigma_i V \rangle$$

Если число электронов в газе очень мало, то, до тех пор, пока не “включатся” процессы гибели частиц, в соответствии с этим уравнением число электронов нарастает лавинообразно

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

## Ионизация при дрейфе электрона в однородном поле.

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

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

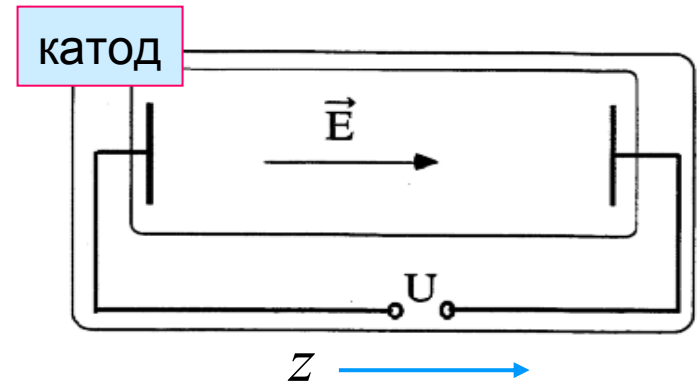
где

$$\alpha [\text{см}^{-1}] = \frac{\nu_i}{\omega_E} = \frac{\int_I^\infty \sigma_i(v) n_a v \cdot 4\pi f_{e0}(v) v^2 dv}{(4\pi/3) \int_0^\infty v f_{e1}(v) v^2 dv}$$

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 –  $\lambda$ , 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 длиной, большей или равной  $z$ , будет определяться выражением  $P(z) = (1/\lambda) \cdot \exp(-z/\lambda)$ .

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

$\alpha$  - 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

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

$\gamma$  - второй коэффициент Таунсенда  
(коэффициент вторичной эмиссии)

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

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

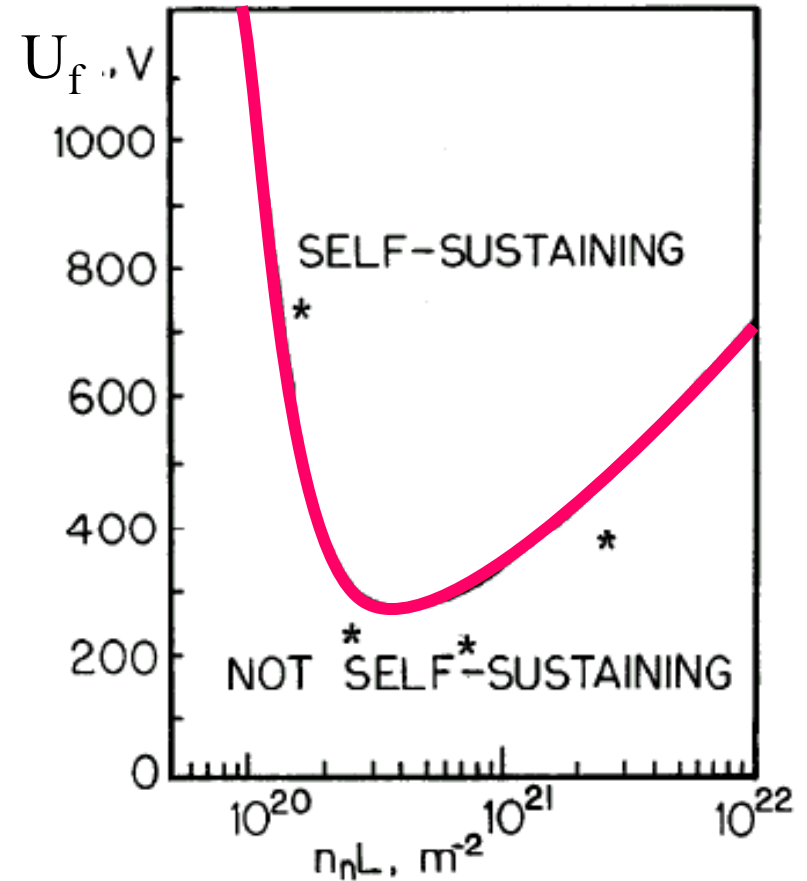
# Кривая Пашена

Напряжение пробоя  $U = E \cdot L$

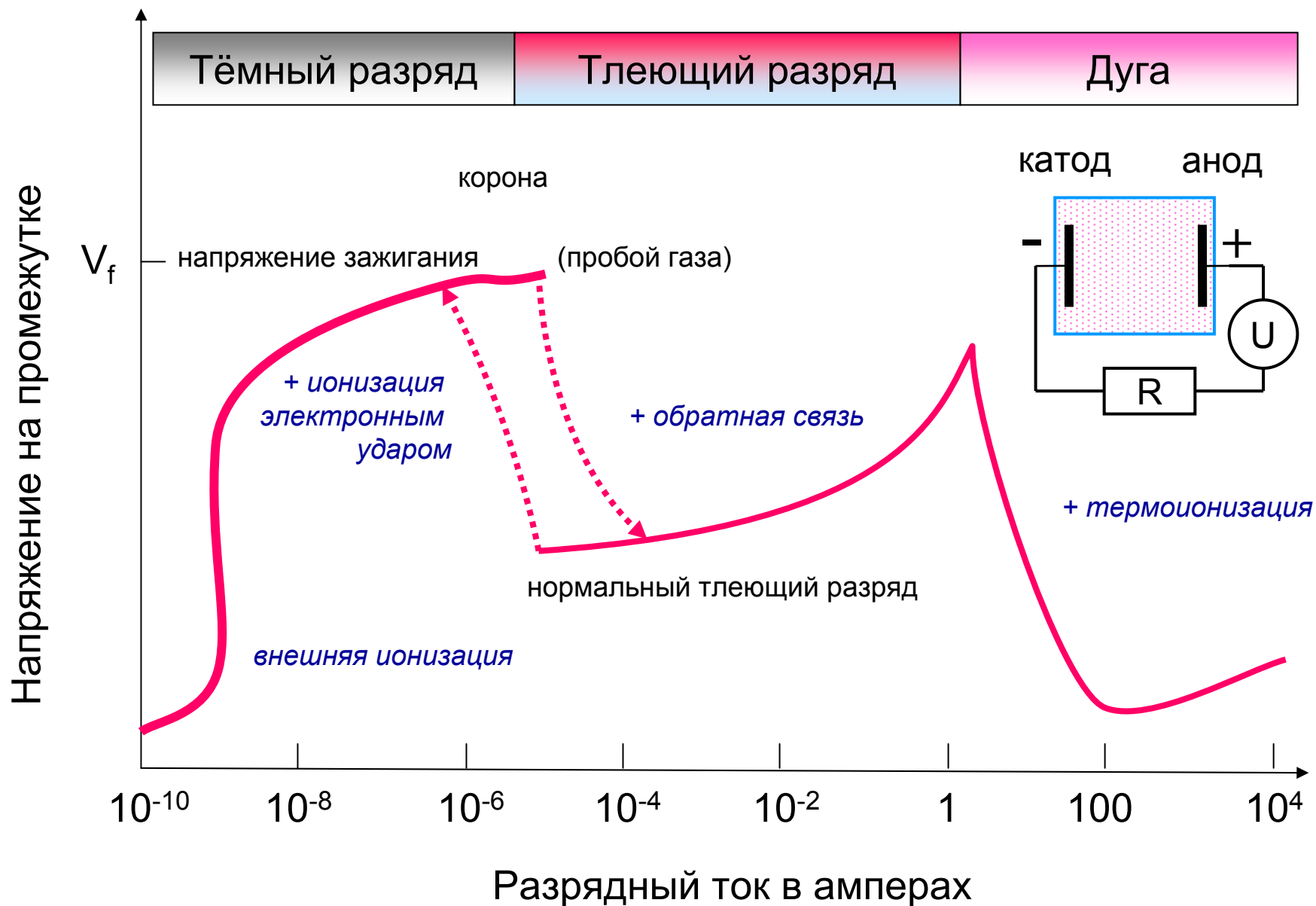
$$U = \frac{BpL}{\ln \frac{ApL}{\ln(1+1/\gamma)}}$$

$$L_{opt} \sim \lambda = \frac{1}{n\sigma}$$

↑  
*длина свободного пробега*



# 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.