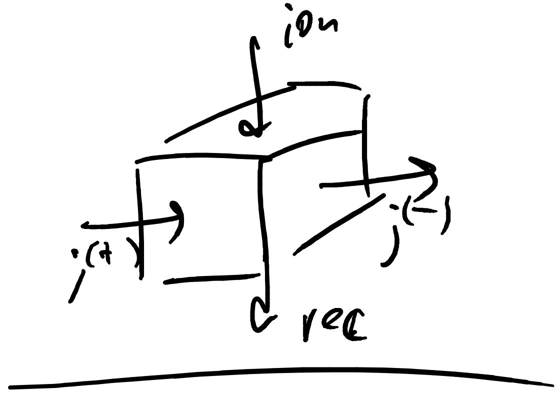
$$\vec{j} = q_+ n_+ \vec{u}_+ + q_- n_- \vec{u}_- = qn(\mu_+ + \mu_-)\vec{E}.$$

$n_+ = n_- = n$

$\mu\vec{E} = \vec{u}$; $\mu = \mu(E)$

Рассм. баланс: однор. газ.



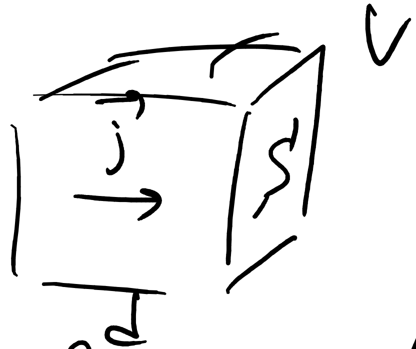
$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_{ion} + \left(\frac{dn}{dt}\right)_{rec} + \left(\frac{dn}{dt}\right)_{j} = 0;$$

$\left(\frac{dn}{dt}\right)_{ion} = \dot{n}_i$, $\left(\frac{dn}{dt}\right)_{rec} = -r n^2$

изм-е n за счет тока

За время dt:

$$\frac{jS\,dt}{q} = dN_j$$



число ионов, падающих на S за dt

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_j = \frac{dN_j}{V\,dt}$$

Тогда

$$\dot{n}_i - r n^2 - \frac{jS}{q\cdot V} = 0 \qquad \frac{S}{V} = \frac{1}{d}$$

$$\Rightarrow \dot{n}_i - r n^2 - \frac{j}{qd} = 0;$$

const

Из опр-я $\vec{j}$: $j = qn(\mu_+ + \mu_-)E \Rightarrow n = \dfrac{j}{q(\mu_+ + \mu_-)E}$

$$\Rightarrow \dot{n}_i - r\frac{j^2}{q^2(\mu_+ + \mu_-)^2 E^2} - \frac{j}{qd} = 0$$

Ток насыщения: $j_{нас} = qd\,\dot{n}_i$

$$\frac{r\cdot d}{q(\mu_+ + \mu_-)^2 E^2}\cdot j^2 + j - j_{нас} = 0\ ;$$

Обозначим:

$$\boxed{\beta = \frac{q(\mu_+ + \mu_-)^2 E^2}{2rd}}$$

$$\beta \sim E^2$$

$$\Leftarrow$$

$$j^2 + 2\beta j - 2\beta j_{нас} = 0$$

$$j = -\beta \pm \sqrt{\beta^2 + 2\beta j_{нас}} \quad ; \qquad \text{т.к.} \quad j = |\vec{j}\,| > 0$$

$$\Rightarrow \quad \boxed{j = \beta\left(\sqrt{1 + 2j_{нас}/\beta} - 1\right)}$$

Хар-ка несамостоятельного тока

$$j = j(E)$$

Предельные случаи;

1) $\beta \ll j_{нас}$. т.е. $\left(\frac{dn}{dt}\right)_{rec} \gg \left(\frac{dn}{dt}\right)_j$

имеем равновесие $\left(\frac{dn}{dt}\right)_{ion} = \left|\left(\frac{dn}{dt}\right)_{rec}\right|$

$$\Rightarrow \quad j \approx \beta\sqrt{\frac{2 j_{нас}}{\beta}} = \sqrt{\cancel{2}\,\frac{\cancel{q}(\mu_+ + \mu_-)^2 E^2}{\cancel{2}\, r\, \cancel{\alpha}}\, q \cancel{\alpha}\, \dot{n}_i}$$

$$\Rightarrow \quad \boxed{j = q(\mu_+ + \mu_-) E \cdot \sqrt{\dot{n}_i/\alpha_2}}$$

2) $\underline{\beta \gg j_{нас}}$.

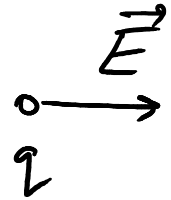
$$j = \beta\left(\sqrt{1 + 2 j_{нас}/\beta} - 1\right) = \Big/ \sqrt{1+x} = 1 + \frac{1}{2}x + O(x^2) \Big/ =$$

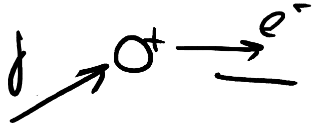
$$= \beta\left(\cancel{1} + \frac{j_{нас}}{\cancel{\beta}} - \cancel{1}\right) = \underline{j_{нас}}$$

Подвижность носителей заряда

Если λ – ср. длина своб. пробега, а τ – ср. время м/у столкновениями, то в предположении, что после столкновения напр. скорость $u=0$ имеем:

$u = \frac{S}{\tau}$; $S = \frac{a\tau^2}{2}$; $a = \frac{qE}{m}$; $\tau = \frac{\lambda}{\bar{v}}$;





Предполагаем $u \ll \bar{v}$. (как и в металлах)

$$u = \frac{a\tau^2}{2}\cdot\frac{1}{\tau} = \frac{qE\lambda}{2m\bar{v}} = \mu E \Rightarrow \boxed{\mu = \frac{q\lambda}{2m\bar{v}}}$$

подвижность ионов

Т. Ланжевена

Из формулы: $\mu_+ = \mu_-$.

Из опыта: $\mu_- > \mu_+$

причина в свободных e^-.

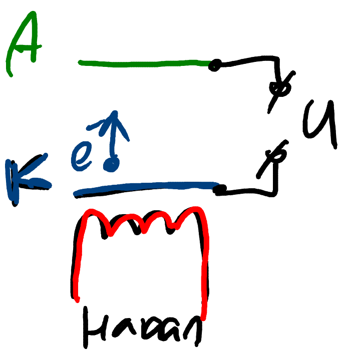
$m_e \ll m_i \Rightarrow \mu_-^e \gg \mu_+$

10.5. Эл. ток в вакууме.

Для тока необх. носители заряда $E \sim 10^{d} \frac{B}{м}$

Обычно в практике используют явл-е **термоэл. эмиссии**:

– процесс испускания e^- нагретой поверхностью.



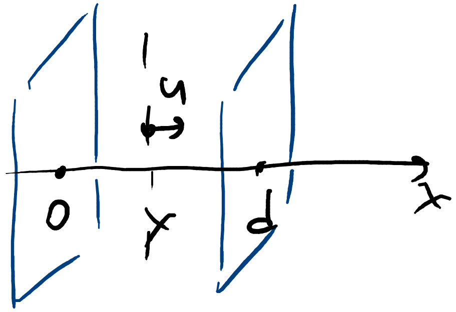
При достаточно большом U – ток максимален – все e^- достигают анода – ток насыщения.

$$\boxed{j_{нас} = BT^2 e^{-A/kT}}$$

Формула Ричардсона-Дэшмана.

A - работа выхода | $B = const$ - зависит от материала

Рассм. 2 плоских электрода (бесконечных).



$\varphi(0)=0$

Направим $Ox \perp$ электродам. O – на одном из электродов.

Положим $\varphi(0)=0$. $x=d$ – соотв. 2-му.

Приложим U. $\Rightarrow \varphi(d)=U$

Плотность тока

$j = enu$;

ЗСЭ: $\dfrac{mu^2}{2} = e\varphi \Rightarrow u = \sqrt{\dfrac{2e\varphi}{m}}$

$\Rightarrow j = en\sqrt{\dfrac{2e\varphi}{m}}$

$\vec{E} = -\nabla\varphi$; $\nabla\vec{E} = \dfrac{\rho}{\varepsilon_0}$

$\Rightarrow \nabla^2\varphi = -\rho/\varepsilon_0$

Ур-е Пуассона: $\nabla^2 \varphi = -\dfrac{\rho}{\varepsilon_0}$;

$$\nabla^2\varphi = \frac{d^2\varphi}{dx^2}, \qquad -\frac{\rho}{\varepsilon_0} = +\frac{en}{\varepsilon_0}$$

$$\rho = \frac{dQ}{dV} = -e\frac{dN}{dV} = -en, \qquad \frac{dN}{dV} = n$$

$$\Rightarrow \varphi'' = +\frac{en}{\varepsilon_0} = +\frac{j}{\varepsilon_0}\sqrt{\frac{m}{2e\varphi}} = \frac{\alpha}{\varphi^{1/2}};$$

где $\boxed{\alpha = \dfrac{j}{\varepsilon_0}\sqrt{\dfrac{m}{2e}}}$

$$\varphi' \cdot \Big|\ \varphi'\varphi'' = \alpha\frac{\varphi'}{\sqrt{\varphi}}$$

$$\varphi'\varphi'' = \left(\frac{1}{2}(\varphi')^2\right)' = \alpha \cdot 2(\sqrt{\varphi})' \Rightarrow$$

$\varphi(0) = 0$

интегр-ем от $x = 0$ до точки $\varphi(x) = \varphi$.

$$\left(\frac{d\varphi}{dx}\right)^2 - \left(\frac{d\varphi}{dx}\right)^2_{x=0} = 4\alpha\sqrt{\varphi}$$

$$\left(\frac{d\varphi}{dx}\right)^2_{x=0} = E_0^2$$

Рассм. случай max j $\Rightarrow$ $\underline{E_0 = 0}$.

$\underline{(\varphi')^2 = 4\alpha\sqrt{\varphi}}$; $\quad \underline{\varphi' = 2\sqrt{\alpha}\,\varphi^{1/4}}$; $\quad \frac{d\varphi}{\varphi^{1/4}} = 2\sqrt{\alpha}\,dx$

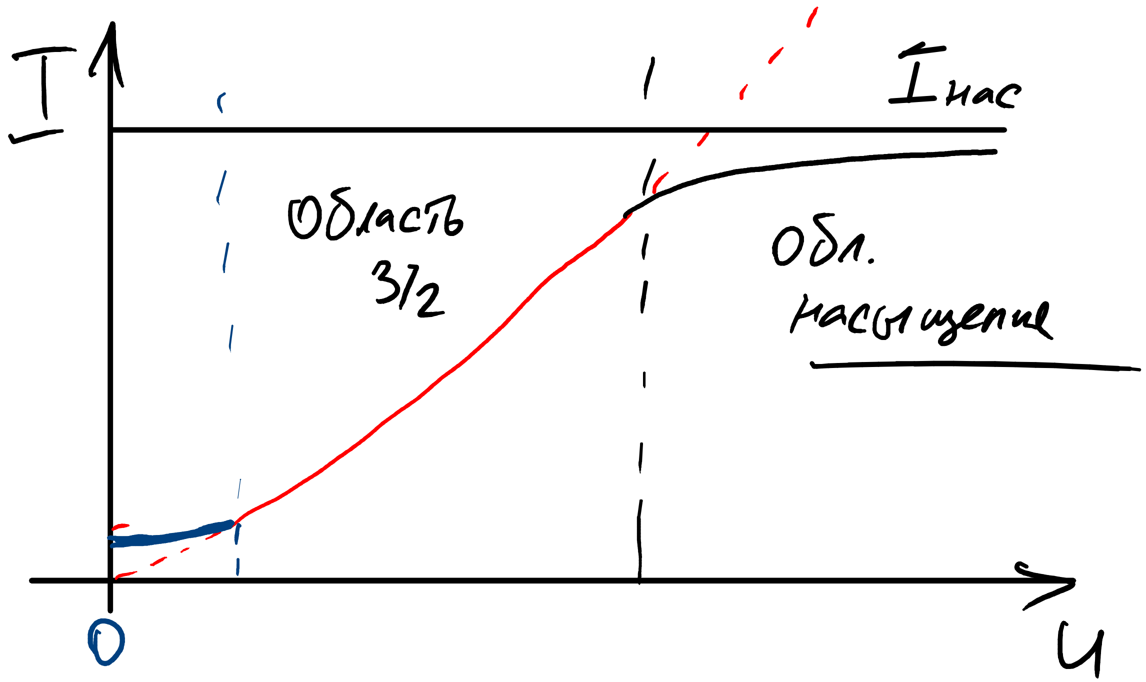
$$\int_0^U \frac{d\varphi}{\varphi^{1/4}} = 2\sqrt{\alpha}\int_0^d dx \qquad \frac{4}{3}\varphi^{3/4}\Big|_0^U = 2\sqrt{\alpha}\,d \Rightarrow \underline{\frac{2}{3}U^{3/4} = \sqrt{\alpha}\,d}$$

$$\Rightarrow \alpha = j\frac{1}{\varepsilon_0}\sqrt{\frac{m}{2e}} = \frac{4}{9}U^{3/2}\frac{1}{d^2}$$

$$\Rightarrow \underline{j = \frac{4\varepsilon_0}{9d^2}\sqrt{\frac{2e}{m}}\cdot U^{3/2} = \beta\cdot U^{3/2}} \qquad \underline{I = \beta\cdot U^{3/2}}$$

Закон трех-вторых

$\beta = \frac{4}{9}\frac{\varepsilon_0}{d^2}\sqrt{\frac{2e}{m}}$ – для плоских $\underline{\text{электродов}}$


I
Iнас
Область
3/2
Обл.
насыщение
0
U

Раздел 3. Магнетизм

Глава 11. Магнитное поле в вакууме.

11.1. Сила Лоренца. Поле B.

Из опыта: сила $\vec{F}$, действующая на заряд q: $\vec{F} = \vec{F}(q, \vec{r}, \vec{v})$.

$$\vec{F} = \vec{F}_e + \vec{F}_m,$$ где $\vec{F}_e = \vec{F}_e(q, \vec{r})$ – эл. сила.

зависит только от q и коорд.

$$\vec{F}_m = \vec{F}_m(q, \vec{v}, \vec{r})$$ – магн. сила

$$\vec{F}_e = q\vec{E}(\vec{r})$$

Из СТО: $\vec{F_m} = [\vec{v}\vec{G}]$

Для описания магн. поля вводят величину $\vec{B}$ – магн. индукция, т.ч.

$$\vec{F_m} = q[\vec{v}\vec{B}]$$

Полная э/м сила, действ. на q:

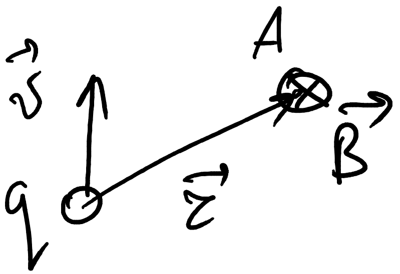
$$\vec{F} = q\vec{E} + q[\vec{v}\vec{B}]$$ | Сила Лоренца

(!) Можно рассм. выраж. для силы Лоренца как опр-е полей $\vec{E}$ и $\vec{B}$

$\vec{B}$ хар-зует силовое действие поля (магн.). $[B] = 1$ Тл.

11.2. Магнитное поле равномерно движущегося заряда.

Из опыта: маг. поле порождается движением зарядов



$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} q \frac{[\vec{v}\vec{r}]}{r^3}$$

маг. поле заряда, движ. с пост. $v \ll c$

$B \sim \frac{1}{r^2}$

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}\ \frac{\text{Гн}}{\text{м}}$ – магн. постоянная

$\vec{r}$

$\vec{B} \perp \vec{v}$ и $\vec{r}$; ⓐ $\vec{B}$ – аксиальный (псевдо) вектор