

создание сильноточных пучков и эксперимент. методы работы с ними

1. Основные определения. Общие вопросы

пучки - "рабочие веш. во" для ракетных двигателей.

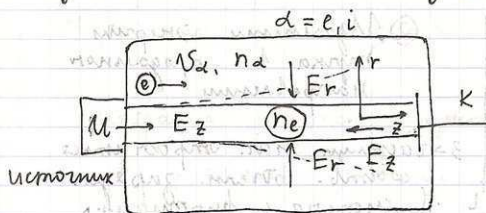
источники двигатели

энергия - солнечные батареи, электромагнитное

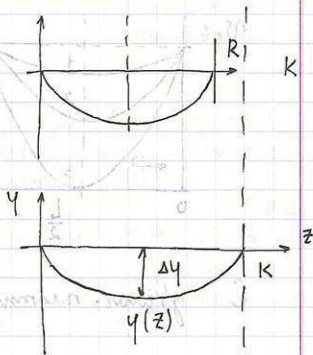
коррекция орбиты космич. станции

или выше плотность (ток) пучка, тем $\uparrow$ мощн. двигат.

def: Пучки, в которых нельзя пренебречь силами кулон. расталкивания - наз. интенсивными (сильноточными)

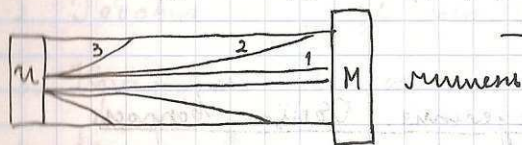


$$\vec{E} = -\nabla\varphi$$



① рад. поле приводит к расширению пучка

$$ne \uparrow \rightarrow \vec{E}_{rk} \rightarrow V_r \uparrow$$



① расфокусировка

источник

с ростом интенсив-ти пучка $ne \rightarrow$ растет

самовоздействие пучка в рад. направлении (к расфокусировке)

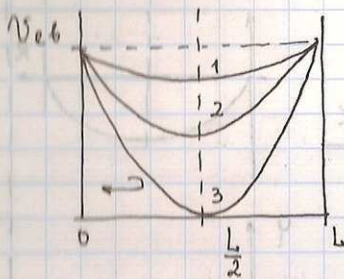
② продольный эфф.

$$\Delta\varphi = 4\pi\rho \quad \frac{\Delta\varphi}{L^2} \sim 4\pi enb$$

$$\Delta\varphi \sim 4\pi enb \cdot L^2$$

nb - плотность пучка

$$E_{eb} \gg e\Delta\varphi$$



② Изменение энергии пучка в продольном направлении

3 - задержка нап. отражается
событ. отбыв. зарядом
(система с виртуал. анодом)

с убавл. плотности nb убавл. глуб. ямы $\Delta\varphi$

Излучение энергии электроном при отрывании электрона (3).

Первичное - мера интенсивности течения

$$P \stackrel{\text{def}}{=} \frac{I}{U^{3/2}}$$

$E_b = e \cdot U$ U - ускор. напряжение

$$I = j \cdot S = \frac{1}{9\pi} \left(\frac{2e}{m_0} \right)^{1/2} \cdot \frac{U^{3/2}}{d^2} \cdot S \quad \text{из з-на "3"}$$

Интенсивность эвл. потока, if $P > 10^{-8} \div 10^{-7} \frac{A}{B^{3/2}}$

$\exists$ течения с $P \gtrsim 2 \cdot 10^{-5} \frac{A}{B^{3/2}}$

$$W = I \cdot U = P \cdot U^{5/2}$$

плотность течения

1. Увеличение ускор. напряжения
 2. Увеличение плотн. течения $\checkmark$
- $\Rightarrow \uparrow$ плотность течения

интенсивность рентг. излучения при $E_e \sim 30 \text{ кэВ}$ (тун. гор. защита)

1. $E_e \lesssim 30 \text{ кэВ}$ слабый рентген МР

2. $E_e \gtrsim 50 \text{ кэВ}$ сильный рентген ХР

Проблема средние уровни защиты $\rightarrow$ за счет напряж.

огранич
на увелич
плотности течения

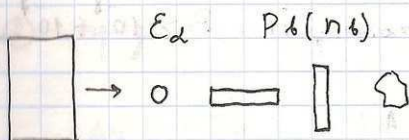
Поэтому вполне увеличить. напр. $P \uparrow$

$$W = (P) \cdot M^{5/2}$$

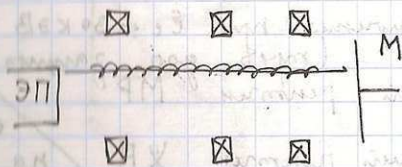
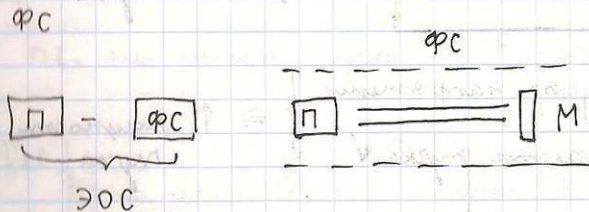
Достигнуты токи пучков $I_{max} \approx (10 \div 100) \text{ кА}$

Электронно-оптические системы сост. из 2-х частей

1 часть: эл.-опт. пучка $\rightarrow$ Ускорение формиру-е пучка заданного первичного и конфигурации



2 часть: фокусирующая система $\rightarrow$ Сохранить энергию пучка и форму от места созд. пучка до места транспорт-ки

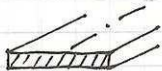


|| прод. магнитное поле (однородное) ||
е замкнуто

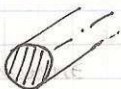
Размеры и форма пучка (в основном) - I

опред. выходные каналы пучка - II

а) Ленточный пучок (плоско-симметричный поток)



б) Оксимально-симметр. пучок



в) Плоско-симметр. пучок

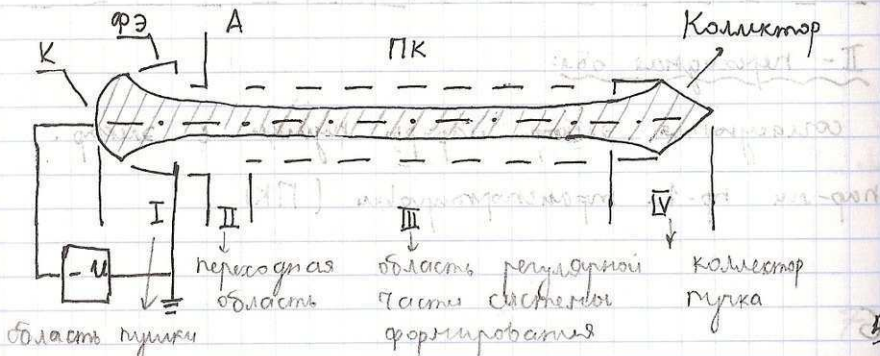


сечение - кольцо

Система формирования электронного (ионного)

пучка (потока).

// типичная осьма СФП: //



I - обл. пучки

II - переходная область

III - обл. регулярной части системы формирования

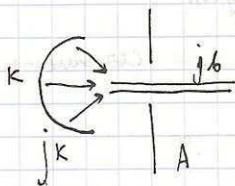
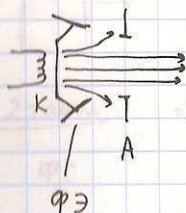
IV - коллектор пучка

I - обл. пучки:

катод - источник $\bar{e}$ (термокатод)

анод

фокусирующий электрод ($\Phi Э$) - не эллипс. $\bar{e}$
(т.к. нет
поверхности)



$$\frac{j_b}{j_k} = \frac{S_k}{S_b}$$

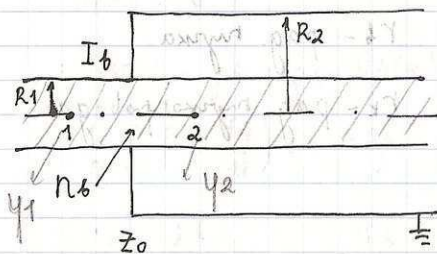
двухная пучка (катод, анод) + $\Phi Э$

II - переходная обл:

согласуются электр. пар-ры пучки с электр.
пар-ми тр-ва транспортировки (ПК)

$$\mathcal{E}_b = eU_0$$

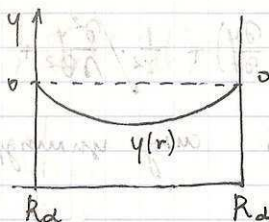
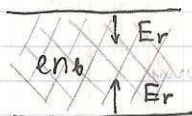
$$n_b = \frac{I_b}{e\pi R_1^2 \cdot v_b}$$



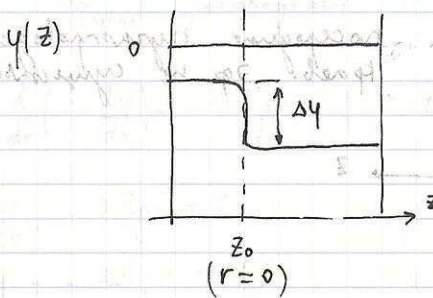
$$v_b = \sqrt{\frac{2eU}{m_e}}$$

Д/З: Ввр. розіомі номени. б на оди суміжні
точках 1. и 2.

$$\Delta y = |y_1 - y_2| - ?$$

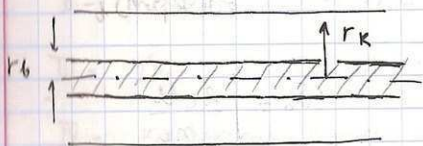


$$y(r) = f(R_d)_{d=1,2}$$



Незрозуміла
пан. ухисну

Рассмотрим нуклон в нуклоннобозе:



r_b - рад. нуклона

r_k - рад. нуклоннобоза

Эн. нуклона $\epsilon_b = e U_0$

$$\operatorname{div} \vec{E} = 4\pi\rho$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j} = 0$$

$$\Delta \psi = -4\pi\rho$$

$$\operatorname{div} \vec{j} = 0$$

$$\vec{j} = \rho \cdot \vec{v}$$

$$\Delta \psi = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}$$

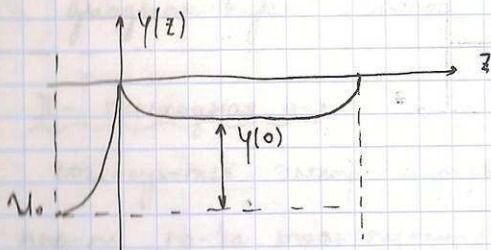
$$\frac{\partial}{\partial \theta} = 0 \quad \text{б. симм. цилиндр. симметрии}$$

П.к. $\psi(0)$ госим. min знач. в середине нуклонноб.

но мы рассмотрим это место.

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \ll \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \psi}{\partial r} \right)$$

посередине нуклоннобоза
краев. эф. не существен.



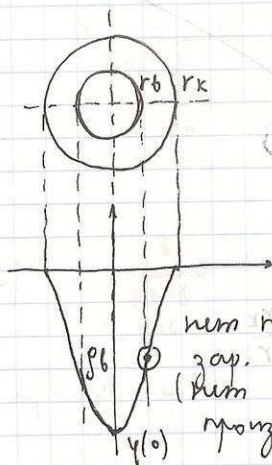
$$\operatorname{div}(\rho \cdot \vec{r}) = 0$$

$$\operatorname{div} \vec{j} = 0$$

$$\vec{j} = \text{const} = j_0 = \rho_0 \cdot \nabla \phi(z)$$

$$\left\{ \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \cdot \frac{dy}{dr} \right) = -4\pi\rho \right.$$

$$\left. \rho = \frac{j_0}{\nabla \phi}, \quad \nabla \phi = \sqrt{\frac{2e}{m_e}} (U_0 - \phi(z)) \right.$$



$$1) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dy}{dr} \right) = -4\pi\rho \quad \text{внутр. радиус}$$

$$2) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dy}{dr} \right) = 0$$

$$\phi|_{r=0} = \phi(0)$$

$$\phi|_{r=r_k} = 0$$

$$\frac{dy}{dr}|_{r=r_b-\varepsilon} = \frac{dy}{dr}|_{r=r_b+\varepsilon}$$

$$1) \frac{d}{dr} \left(r \cdot \frac{dy}{dr} \right) = -4\pi\rho r$$

$$r \cdot \frac{dy}{dr} = -2\pi\rho r^2 + C_1$$

$$\frac{dy}{dr} = -2\pi\rho r + \frac{C_1}{r}$$

$$y = -\pi\rho r^2 + C_1 \ln r + C_2$$

$$\ln r|_{r \rightarrow 0} \rightarrow -\infty \Rightarrow C_1 = 0$$

$$2) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dy}{dr} \right) = 0$$

$$r \frac{dy}{dr} = C_3$$

$$\frac{dy}{dr} = \frac{C_3}{r}$$

$$y = C_3 \ln r + C_4$$

$$\psi(r) = -\pi p r^2 + C_2$$

$$\psi|_{r=r_k} = 0$$

$$\psi|_{r=0} = \psi(0)$$

$$0 = C_3 \ln r_k + C_4 \Rightarrow$$

$$\psi(0) = (-\pi p r^2 + C_2)|_{r=0} = C_2$$

$$C_4 = -C_3 \ln r_k$$

$$\psi(r) = \psi(0) - \pi p r^2$$

$$\underline{\psi(r)} = C_3 \ln r + C_4 =$$

$$= C_3 \ln r - C_3 \ln r_k = \underline{\underline{C_3 \ln \frac{r}{r_k}}}$$

$$\frac{d\psi}{dr}|_{r=r_b-\varepsilon} = \frac{d\psi}{dr}|_{r=r_b+\varepsilon}$$

$$-2\pi p r_b = \frac{C_3}{r_b}$$

$$C_3 = -2\pi p r_b^2$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \psi(r) = \psi(0) - \pi p r^2 \\ \psi(r) = -2\pi p r_b^2 \ln \frac{r}{r_k} = 2\pi p r_b^2 \ln \frac{r_k}{r} \end{array} \right.$$

$$\psi(0) - \pi p r_b^2 = 2\pi p r_b^2 \ln \frac{r_k}{r_b}$$

$$\boxed{\psi(0) = \pi p r_b^2 \left(1 + 2 \ln \frac{r_k}{r_b}\right)}$$

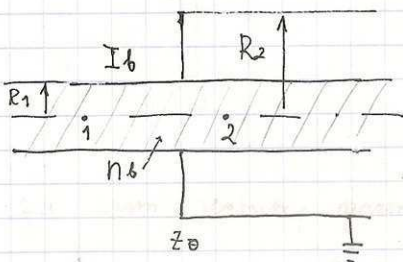
$$p_b = \frac{j_b}{\sqrt{b}}$$

$$p_b = \frac{j_b}{\sqrt{b}} = \left\{ j_b = \frac{J_b}{S} = \frac{J_b}{\pi r_b^2} \right\} = \frac{J_b}{\pi r_b^2 \cdot \sqrt{b}} =$$

$$= \frac{J_b}{\pi r_b^2 \sqrt{\frac{2e}{m} (U_0 - \psi(0))}}$$

$$y(0) = \frac{I_b}{\sqrt{\frac{2e}{m_e} (U_0 - y(0))}} \left(1 + 2 \ln \frac{r_k}{r_b} \right)$$

$$y(0) = \frac{I_b}{\sqrt{\frac{2e}{m_e} U}} \left(1 + 2 \ln \frac{r_k}{r_b} \right)$$



$$y(1) = \frac{I_b}{\sqrt{\frac{2eU}{m_e}}} \left(1 + 2 \ln \frac{R_1}{R_2} \right)$$

$$= \frac{I_b}{\sqrt{\frac{2eU}{m_e}}}$$

$$y_2 = \frac{I_b}{\sqrt{\frac{2eU}{m_e}}} \left(1 + 2 \ln \frac{R_2}{R_1} \right)$$

$$\ln \frac{R_2}{R_1} = \ln U - ?$$

$$\Delta y = |y_1 - y_2| = \frac{I_b}{\sqrt{\frac{2eU}{m_e}}} \cdot 2 \ln \frac{R_2}{R_1}$$

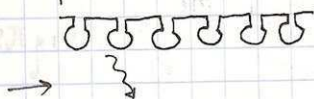
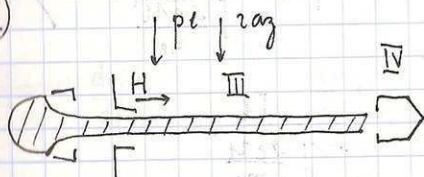
II - перес. область

компенсация пространств. заряда (поперечные кулон-ов
сил, действо. на пучок)

раствор. газовой или плазм. смеси.

набор резонаторов

III

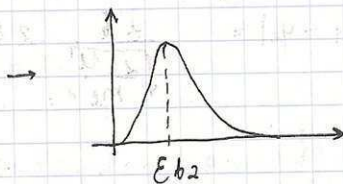
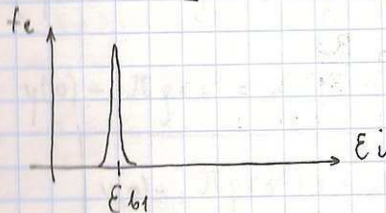


$$\omega = k \sqrt{b}$$

$$L \sim \lambda$$

набор резонаторов

→ выходит пучок с гр.
пар-ми
(пучок теряет часть
своей энергии)

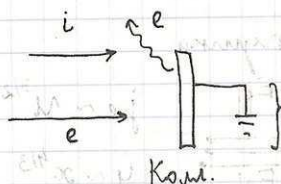
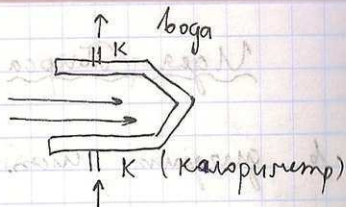


$$E_{b2} < E_{b1}$$

$$k \sqrt{b} \approx \omega_{pe}$$

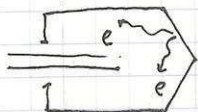
IV вдл. коллектора

водорододеионизир. электрод



$$j_{e \text{ колл}} = \gamma_{ee} j_{et} - \gamma_{ie} j_{ib}$$

за сит. катод. фактора можно уменьшить
вбр. поток



Осп. задачи формиру. е. пучков: формирование
пучка с зад. хар-ми энергии, плоти. тока, полного
тока различного напр. сс.

Сущ. вклад ввс. Пирс. Метод расчета
пучка Пирса.

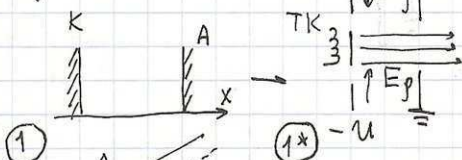
Идея Тирса

6. глобальная сист. $\exists$ точное решение сист.
уравн. для потока зап. частиц.

3 типа глобальных систем:

пушка

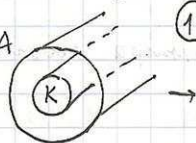
плоская:



$$j_e \sim n^{3/2}$$

$$y \sim x^{4/3}$$

цилиндр.

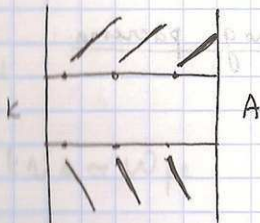


сферич.



(1) эта система бесконечная (одномерная)

(1*) - конечная, пушк расталкивается

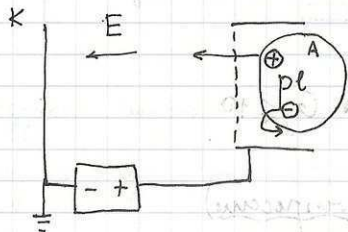


идея Тирса:

расположим электроны, кот.
компенсир. силы расталкивают

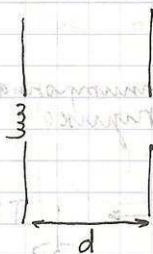
Осталось рассчитать такие электроды.

ИП (ионная пушка)



плотность тока пушка $j_{\alpha\beta} = e n_{\alpha\beta} v_{\alpha\beta} = j$

или. базовые пар-ры



для j плотн. тока определ.
двумя пар-ры:

1) темп-ра катода ($W, T_a \sim 3000^\circ$)

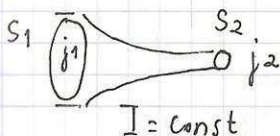
3-й Рунгардсона-Дэвисона j_{p-d}

2) 3-й " $3/2'' \rightarrow j_{3/2}$

(касается как полевых так
и е)

предельный ток эмиссии данного материала (для j)

компрессия (сжатие) пушка:

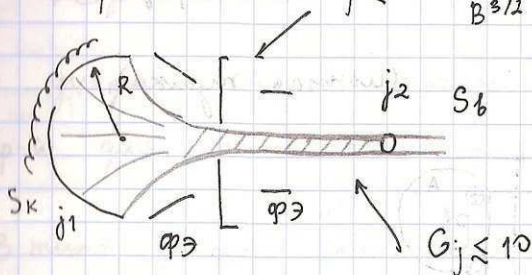


$$\frac{j_2}{j_1} = \frac{S_1}{S_2}$$

Пучок:

$$\rho \leq 10^{-6} \frac{A}{B^{3/2}}$$

(нормиране)



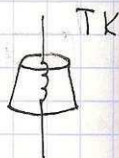
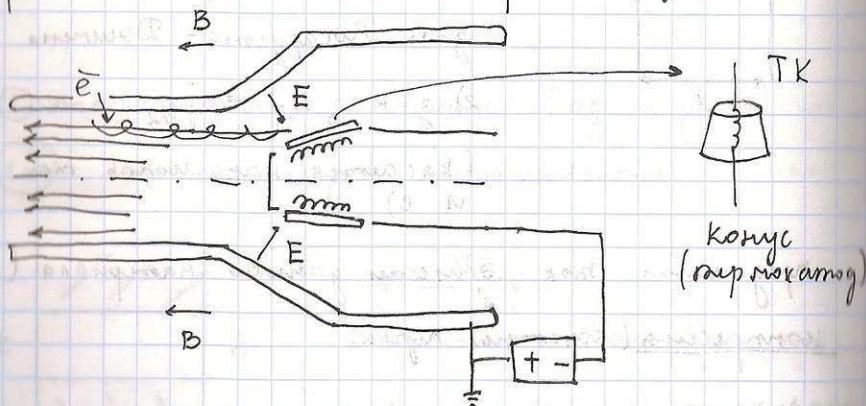
$$\frac{j_2}{j_1} = \frac{S_k}{S_b}$$

коэф. сжатия (компрессии)

$$G_j = \frac{j_{\max}}{j_k} \quad (\text{по пучку})$$

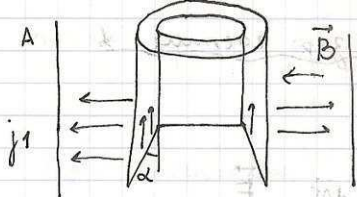
$$G_r = \frac{r_{\min}}{r_k} \quad (\text{по пучку})$$

Рекордная компрессионно-диодная магнетронная пучка



конус (распространение)

$$\lambda_e \gg L$$

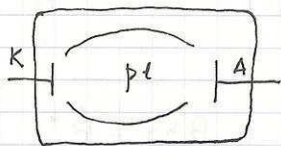


$G_j \approx 200$ (норм. тока можно повысить от пред. эмиссионной в 200 раз)

Ведутся работ. исследования применения
ион. пучков, где эмит. элементом явл. pl .

pl пучки

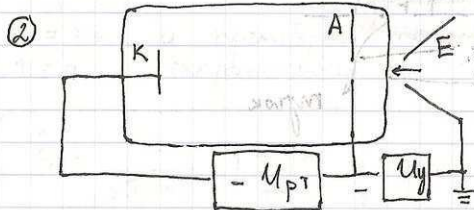
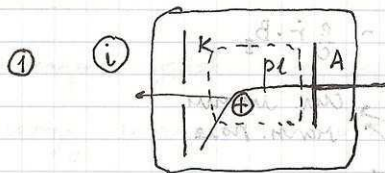
1. ускорение и генерация тока (собраны в pl объеме)



два способа ускорения:

а) $\vec{E}$ ускор. в pl

б) E вне pl



Движение заряженных зап. частиц в

электр. и магн. полях:

$$\vec{F} = e\vec{E} + \frac{e}{c} [\vec{v}, \vec{B}] \quad m \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F}$$

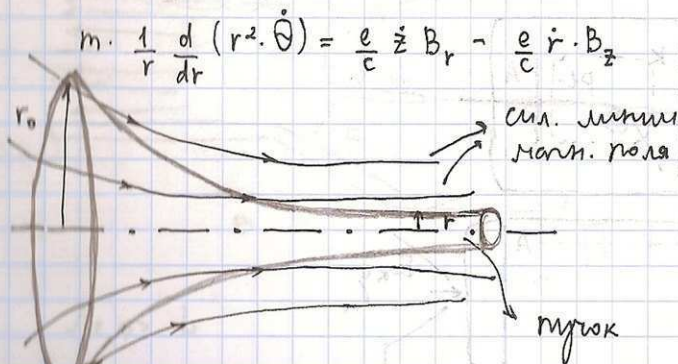
в акс. симметр. полях:

(r, θ, z)

$$E_\theta = B_\theta = 0$$

$$\begin{cases} m(\ddot{r} - r\dot{\theta}^2) = eE_r + \frac{e}{c} r\dot{\theta} B_z \\ m \cdot \frac{1}{r} \frac{d}{dt}(r^2 \dot{\theta}) = \frac{e}{c} \dot{z} B_r - \frac{e}{c} \dot{r} B_z \\ m \cdot \ddot{z} = eE_z - \frac{e}{c} r\dot{\theta} B_r \end{cases}$$

Теорема Бюша



$$\text{поток } \Psi = \int \vec{B} d\vec{S} \quad \Psi = 2\pi \int_0^r B_z r \cdot dr$$

B_z - компонента поля, $\perp$ окружности

$$\frac{\partial B_z}{\partial z} = - \frac{1}{r} \frac{\partial (r B_r)}{\partial r}$$

Изменим поток во времени:

$$\frac{d\Psi}{dt} = \frac{\partial \Psi}{\partial r} \left(\frac{dr}{dt} \right) + \frac{\partial \Psi}{\partial z} \left(\frac{dz}{dt} \right) \Rightarrow$$

$$\frac{d}{dt} (r^2 \dot{\theta}) = - \frac{e}{2\pi mc} \frac{d\Psi}{dt}$$

$$r^2 \ddot{\theta} - r \dot{r}^2 \dot{\theta} = - \frac{e}{2\pi mc} (\Psi - \Psi_0) \quad \text{ф-ла Бюша (1)}$$

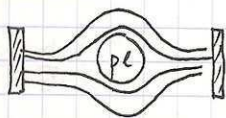
показыв. упроб. атор, кот. приобретает $\vec{e}$, движаясь между точками r_0 и r .

if $r = r_k$ и пренебрегем тепловыми и квантовыми скоростями, то:

$$\ddot{\theta} = \frac{e}{2\pi mc} \frac{\Psi - \Psi_k}{r^2} \quad \text{ф-ла Бюша (2)}$$

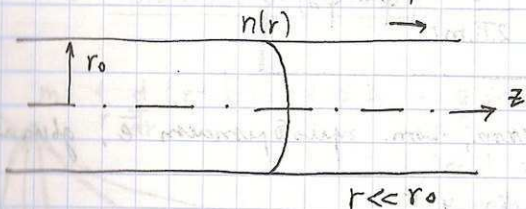
$$\begin{cases} m\ddot{r} = -e \frac{\partial \mathcal{U}}{\partial r} - \frac{e^2}{4\pi^2 mc^2} \frac{\psi - \psi_k}{r} \left(2\pi B_z - \frac{\psi - \psi_k}{r^2} \right) \\ m\ddot{z} = -e \frac{\partial \mathcal{U}}{\partial z} - \frac{e^2}{4\pi^2 mc^2} \frac{\psi - \psi_k}{r^2} \frac{\partial \psi}{\partial z} \\ + \left\{ \dot{\theta} = \frac{e}{2\pi mc} \cdot \frac{\psi - \psi_k}{r^2} \right. \end{cases}$$

Магнитные ловушки



"зеркальная ловушка"

Парааксимальное (приосевое) приближение



трубок либо тонкий, либо рассматр. частицы
вблизи оси трубки.

Это дает 2 базисные возможности:

1) $A \sim r$ пренебрегаем членами $\sim r$ в ур-х

2) $\frac{\partial A}{\partial r}$ тоже пренебрегаем

if использ. теор. Бунта и паракс. $\approx$ можно получить

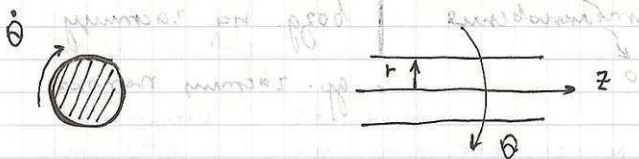
параксиальное ур-е движения:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} + \frac{U_0'}{2U_0} \frac{dr}{dz} + \frac{U_0''}{4U_0} r - \frac{e}{8mc^2} \frac{B_{z0}}{U_0} \cdot r \left[1 - \left(\frac{r_k^2 \cdot B_{z0k}}{r^2 \cdot B_{z0}} \right)^2 \right]$$

U_0 - потенциал на оси пучка

U_0' - поле на оси пучка

Описывает проекцию контура пучка на плоскость rz , которая поворачивается вокруг оси z на угол θ



Особенности движения интенсивных потоков зар. частиц (пучков).

Для описания таких сложных систем придуманы модели (идеализированные).

Использ. следующие $\approx$:

- 1) т.к. точно учесть дискретность зарядов невозможно, то вводится $\approx$ о непрерывности полного заряда, это приводит к понятию о самосоглас. поле

движение зар. частиц (взаимодействия)

столкновительные

партии столкновения
○

интегральные
(количественные)

возд. на частицу
• гр. частиц потока

Учитывают колич-е взаимодействия.

$$\rho(\vec{r}) = en(\vec{r})$$

$$\Delta U = -4\pi\rho$$

самосогласованное поле $U = U(\vec{r})$

это поле опред-т хар-р движение зар. частиц (черз ур-е движение), а с др. стороны это поле определяется распределением частиц в пр-ве.

2) предположим, что поток явл. ламинарным

$\vec{v} = f(\vec{r})$ скор. явл. однозначной ф-й коорд-т траектории частиц нигде не пересекаются

3) делается допущение о параксимальности траект.
- продольное движение $v_{||} \gg v_{\perp}$ (прод. скор. вдоль осей $z \gg v_{\perp}$)

Поток кулоновского поля

$$U = U_L + U_p$$

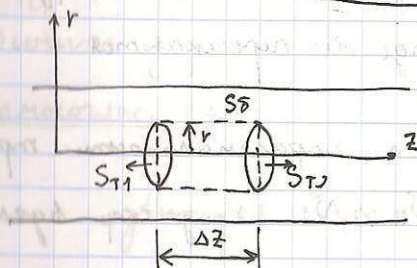
потенциал,
ком. созд.
электр. полями

потенц.
ком. созд. зар. частицами

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{\partial \psi_L}{\partial z} + \frac{\partial \psi_R}{\partial z}$$

При разрыве кр. нук. зар. в кон-х обьектах заряд большой влияние оказывать. нукер. сост-ая кр.лон. поле

теор. Гаусса: $\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = 4\pi q$



близким к нулю
маленький цилиндр. обьект

$$V = \pi r^2 \cdot \Delta z$$

$$4\pi \int_V \rho \cdot 2\pi r dr \cdot dz = \int_{S_\delta} E_{\rho r} dS + \int_{S_{T1}} E_{\rho z} dS + \int_{S_{T2}} E_{\rho z} dS$$

$$E_{\rho z} = 0$$

$$E_{\rho r}(r) = \text{const} \dots \text{на коротком расстоянии}$$

$\rho \neq f(z)$ и забудем om прогнорной коор-х

$$E_{pr} \cdot 2\pi r \cdot \Delta z = 4\pi \int_0^r \rho^2 \cdot 2\pi r dr \cdot \Delta z = 0$$

$$E_{pr} = \frac{4\pi}{r} \int_0^r \rho r \cdot dr = \frac{2q_i}{r} \quad q - \text{заряд на eq. линии}$$

$$q_i = 2\pi \int_0^r \rho r \cdot dr = \frac{2\pi}{V_z} \int_0^r V_z \rho r \cdot dr$$

$$q_i = \pm \frac{2\pi}{V_z} \int_0^r j_z \cdot r dr = \pm \frac{\Delta I}{V_z}$$



$$E_{pr} = - \frac{\partial U}{\partial r} = \pm \frac{2I}{r V_z}$$

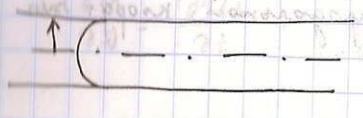
Выводим из ур. Пуассона:

$$\Delta U = -4\pi\rho \quad u = f(r)$$

$$\rho = \text{const}$$

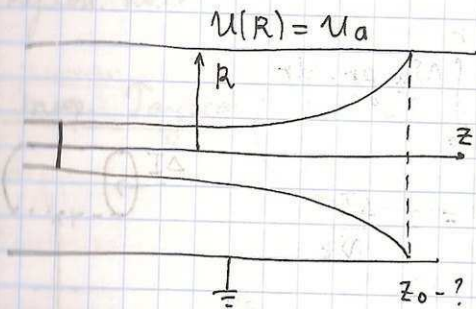
$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dU}{dr} \right) = -4\pi\rho, \quad \rho \neq \rho(r)$$

Где-то $\int$ с учетом гранич. условий



$$\left. \frac{dU}{dr} \right|_{r=0} = 0 \quad (r=0)$$

Движение нитки в канале, свободное
от внешних полей



max длина
прохождения нитки
в трубе радиуса R
при самовоздействии
нитки на движение
нитки?

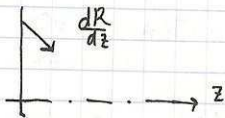
$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{I}{r \sqrt{\frac{2e}{m}} U_a^{3/2}}$$

$$R = \frac{r}{r_n}$$

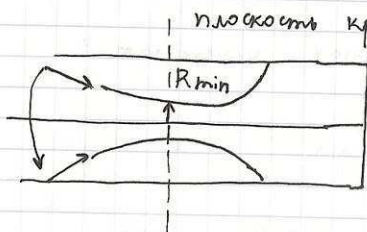
текущая
координата на
нормализованной
оси радиуса R_n

$$z = \left(\frac{2I}{\sqrt{\frac{2e}{m}} U_a^{3/2}} \right) \cdot \frac{z}{z_n}; \quad \frac{d^2 R}{dz^2} = \frac{1}{2R}$$

$$\left(\frac{dR}{dz} \right)^2 = \ln \frac{R}{R_0} + \left(\frac{dR}{dz} \right)^2_{z=0}$$



$\frac{dR}{dz}$ - это наклон касательной к кривой



кроссовер - плоскость
min радиуса

$$R = R_{\min} \quad \frac{dR}{dz} = 0 \Rightarrow R = R_{\min} = R_0 \cdot \exp\left[-\left(\frac{dR}{dz}\right)^2_{z=0}\right]$$

$$z = \int_0^R \frac{dR}{\sqrt{\ln\left(\frac{R}{R_0}\right) + \left(\frac{dR}{dz}\right)^2_{z=0}}}$$

if хар. коорг. непересек в плоскости кроссовера

$$0 \rightarrow z_{\min} \Rightarrow \left(\frac{dR}{dz}\right) = 0$$

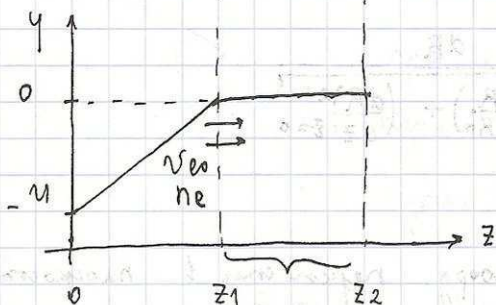
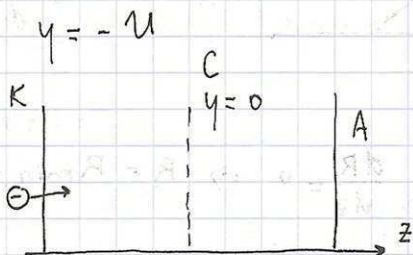
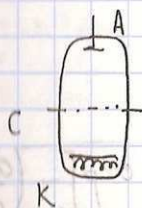
$$z = \pm \int_{R_{\min}}^R \frac{dR}{\sqrt{\ln \frac{R}{R_{\min}}}}$$

упрощение

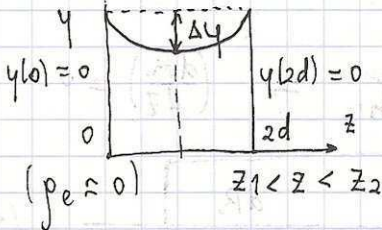
$$r_h = r_{\min} \Rightarrow R_{\min} = 1$$

$$z = \pm \int_1^R \frac{dR}{\ln R}$$

$$\frac{dR}{dz} = \sqrt{\ln R}$$



$$\mathcal{E}_e(z_1) = eu$$



$$v_{eo} = \sqrt{\frac{2eu}{m_e}}$$

$$(p_e \approx 0)$$

$$z_1 < z < z_2$$

1. nymms n_e - rano

$$\Delta y = -4\pi p \quad n_e \neq f(z) \quad n_e = \text{const}$$

$$\frac{d^2 y}{dz^2} = 4\pi e n_e$$

$$y(0) = 0 \quad y(2d) = 0$$

распределение плотности. параболы

$$\Delta y \sim n_e$$

$$\Delta y = y(0) - y(d)$$

$$\sqrt{\frac{2e\Delta y}{n_e}} \ll \lambda_D(0)$$

стационарная

задача

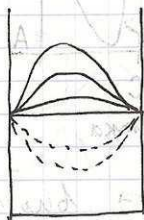
$$\frac{\partial}{\partial t} = 0$$

$$\operatorname{div}(n_e \nabla \phi) = 0$$

$$n_e(z) \cdot \nabla \phi(z) = \text{const}$$

$$n_e(0) \cdot \sqrt{\frac{2e\phi}{m_e}} = n_e(z) \cdot \sqrt{\frac{2e(n_e - y(z))}{m_e}} = \text{const}$$

гравитационная

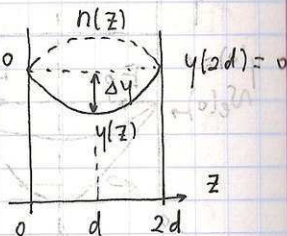


плотности

сistem параболы

тем больше плотность $y(z)$, тем

$$n(z) \uparrow$$



$$\Delta y = \nabla^2 y = 4\pi e n(z) = \frac{4\pi e n_e(0) \sqrt{\frac{zeU}{me}}}{\sqrt{1 - \frac{y(z)}{u}}}$$

$$\nabla^2 y = 4\pi e n_e(0) \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{y(z)}{u}}}$$

$$\frac{y(z)}{u} \ll 1$$

2/3!

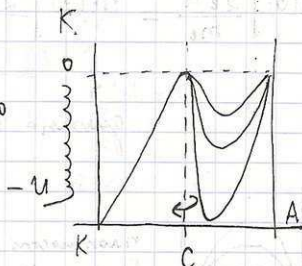
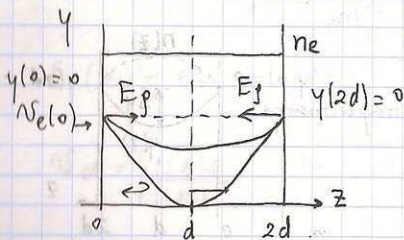
предположим

$$\nabla^2 y = 4\pi e n_{e0} \cdot \left(1 + \frac{1}{2} \frac{y(z)}{u}\right)$$

$$y(0) = 0$$

$$y(2d) = 0$$

$$\nabla^2 y = F(y)$$



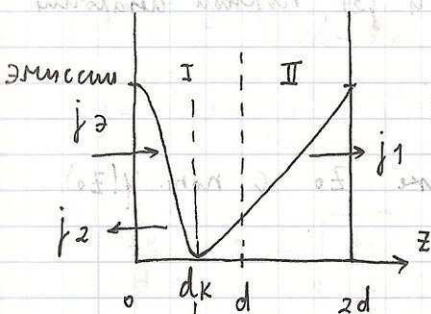
напряженность магнитного поля B_0 (так как $\vec{e}$ направлена, одност. попер. от кон. в комп. $\vec{e} \rightarrow$ вращательный момент)

вирт. катод - точка пр-ва предбретает
 ток. = ток. катоду

Возникновение б. зар. и связано с тем
 эл. поля, кот. созд. электр. ток. барьер, кот.
 отражает e^- .

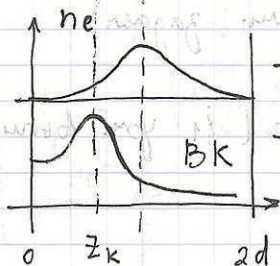
Нужно кинетич. описание. Но получить
 аналит. реш-е в этом случае невозможно.

Но можно получить точное реш-е, не решая
 диф. ур-е.



Рисуем ситуацию, когда
 появ. вирт. катод

$$j_3 = j_1 + j_2$$



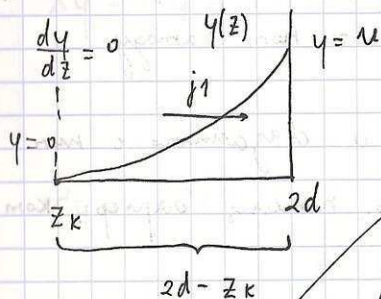
→ было max

→ получается
 плотность

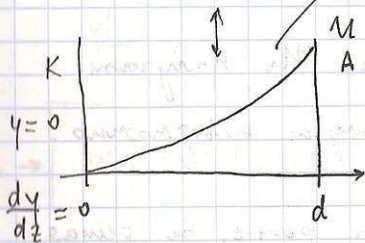
асимптотическая

II. область

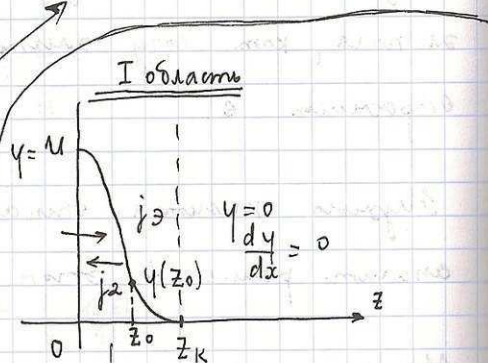
" 3 окта 3/2 :



$$j_1 = \frac{1}{g\pi} \sqrt{\frac{ze'}{me}} \cdot \frac{u^{3/2}}{(2d - z_k)^2}$$



(баш. гног)
аналогия



мым гба нонска

(j_3 и j_2), нонска аналогия
нем.

Полнота об. зап. в нонска z_0 с нонска $y(z_0)$

$$n_z = n_3 + n_2$$

j_3 - энтисам знаен (самн загар)

$$j_2 = j_3 - j_1$$

Знаен ток j_2 (j_1 уже бонска)

$$j_a = e n_a v_a \quad n_a = \frac{j_a}{e v_a} \quad v_a = \sqrt{\frac{2e\varphi}{m_e}}$$

$$v_3 = \sqrt{\frac{2e}{m_e} (U - \varphi(z_0))}$$

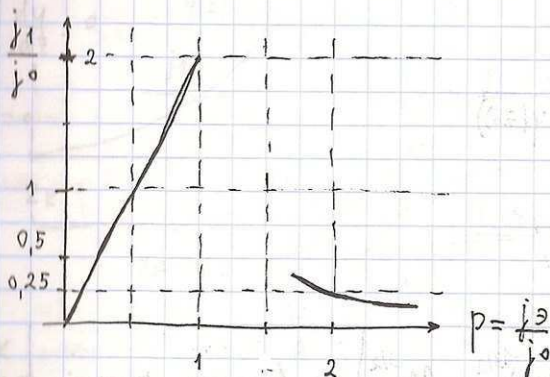
$$v_2 = \sqrt{\frac{2e}{m_e} \varphi(z_0)}$$

$$j_0 \stackrel{\text{def}}{=} \frac{1}{9\pi} \left(\frac{2e}{m_e} \right)^{1/2} \cdot \frac{U^{3/2}}{d^2} \rightarrow \text{блогин максим нап.}$$

$$\begin{cases} j_1 + j_2 = j_3 \\ j_1 = j_0 \left(\frac{d}{2d - z_k} \right)^2 \\ j_3 + j_2 = j_0 \left(\frac{d}{z_k} \right)^2 \end{cases}$$

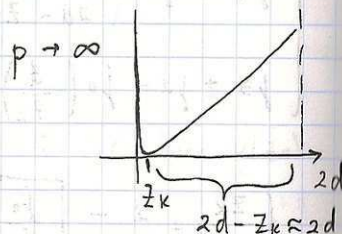
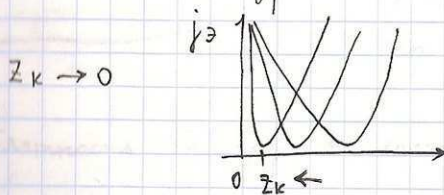
$$\begin{cases} \frac{z_k}{d} = 2 - \sqrt{\frac{j_0}{j_1}} \\ j_1 + j_2 = j_3 \\ \frac{j_1}{j_0} = p \left\{ 1 - \sqrt{1 - \frac{1}{2p} - \frac{1 + \sqrt{1 + 8p}}{8p^2}} \right\} \\ p \stackrel{\text{def}}{=} \frac{j_3}{j_0} \end{cases}$$

Прозодегний ток от входего тока



1. $p \rightarrow \infty \quad \frac{j_1}{j_0} \rightarrow \frac{1}{4}$

if входн. тока эмити нормн. ↑, то сила
от ВК нормн. возр.



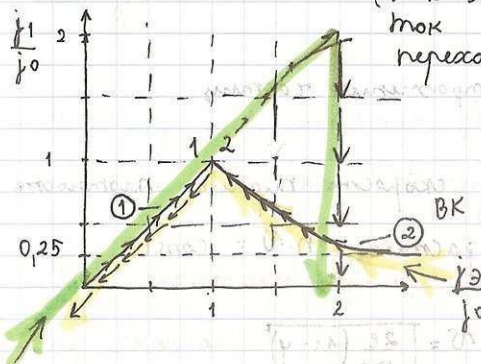
$$j_1 = \frac{1}{9\pi} \cdot \left(\frac{ze}{mc}\right)^{1/2} \cdot \frac{u^{3/2}}{(2d)^2} \sim \frac{u^{3/2}}{4d^2} \sim \frac{j_0}{4}$$

min зн. тока, при ком. срабегрива может соотн.
обращенно к холу резкоренного выражения, $p=1$

При гармоническом токе ВК излучает

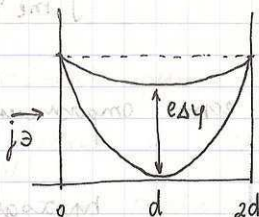
2. $p=1$

if мы пучком увеличиваем j_3
(ток эмитции)
ток скачком падает и
переходит в кривую (2)



ВК есть (появл. отрицательное сопротивление)

$\frac{j_3}{j_0} \rightarrow \infty$ ВК
 $\frac{j_1}{j_0} \rightarrow \frac{1}{4}$



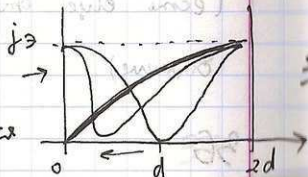
$|e\Delta y| \approx \text{const.}$

ток эмитции мал, уменьшается от нуля до $j_{кр}$ (ВК) (отрицательное $\bar{e}$ ток)
 $(j_1 = j_3)$ $j_1 = j_3$

② ВК: $j_3 > j_1$

$j_3 = j_2 + j_1, \quad j_2 \neq 0$

отрицательное $\bar{e}$ появляется



Есть два устойчивых состояния системы.

В зав-ти от того, что мы делаем (крутим ру) реализуется то или иное состояние.

1→2 Переход из состояния "без ВК" в сост. с ВК происходит скачком. (неустойчивость)!

2→1 При обратном переходе из "с ВК" в "без ВК" без скачка.

Такая неоднозначность реш-я хар-на для нелинейного ур. Пуассона и связана с тем, что плотн. электр. зар. труба сама зависит от потенциала

Модель бесконечно тонкой зар. слоя

ВК не явл. устойчив. образованием.

Задача 3: определить хар-е время образования
ВК.

$\left\{ \begin{array}{l} \text{уп-е перп-ми со } \vec{E} \\ \text{уп-е Пуассона} \end{array} \right. / \text{ два напр-ра } n \text{ и } \varphi$

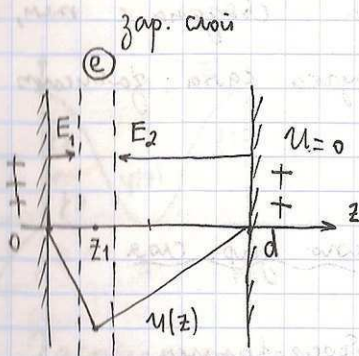
$$\varphi = \varphi_0 + \varphi_1(t)$$

$$n = n_0 + n_1(t)$$

$$n_0 \sim \varphi_0$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta \varphi = -4\pi e n(t) \\ \frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div}(n \vec{v}_e) = 0 \end{array} \right.$$

линеаризовать и
решить!



$$z_1 = d \quad \dot{z}_1 = v_0$$

$$\rho = \rho_1 + \rho_2$$

$$E_1 = 4\pi \rho_1$$

$$E_2 = -4\pi \rho_2$$

Умноживаеме потенциал слоя, он умножается
на плоскость зарядов.

$$U_{\min} = -4\pi\rho \cdot \frac{z_1(d-z_1)}{d}$$

$$E_1 = 4\pi\rho \left(\frac{d-z_1}{d} \right)$$

$$E_2 = -4\pi\rho \left(\frac{z_1}{d} \right)$$

Результаты после этого сворачиваем воедино:

$$E = \frac{1}{2}(E_1 + E_2) = 4\pi\rho \left(\frac{1}{2} - \frac{z_1}{d} \right)$$

M - масса eq. роб-мус. слоя

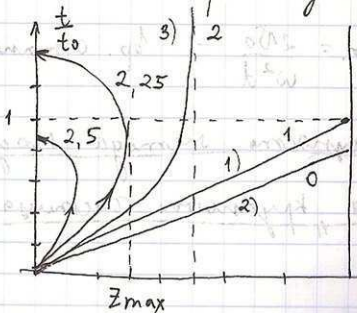
По упр-е гравитации: $\ddot{z}_1 = \frac{4\pi\rho^2}{M \cdot d} \left(z_1 - \frac{d}{2} \right)$

$$t=0, \quad z_1=0, \quad \dot{z}_1 = v_0$$

$$z_1 = \frac{d}{2} (1 - \cosh \omega t) + \frac{v_0}{\omega} \cdot \sinh \omega t, \quad \omega^2 = \frac{4\pi\rho^2}{M d}$$

Рассмотрим поведение слоя в гиперматрице при различных ω .

$$t_0 = \frac{d}{v_0}$$

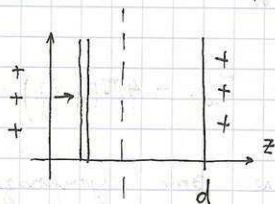


1) $\omega \rightarrow 0$ ($\rho \rightarrow 0$) $z_1 = v_0 \cdot t$
 $t = d/v_0$

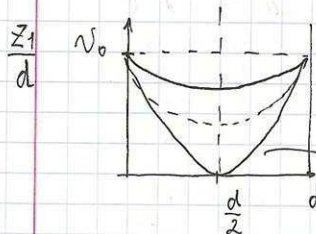
$$\frac{z_1}{d} \rightarrow 30$$

1) свой габариты равномерно и прямолинейно

2) $\rho(\omega) \uparrow$



Свой сначала
замедляется, потом
сильно уравнивается!!
а затем он
ускоряется.



с увеличением заряда свое
свой. габарит. будут $\downarrow$.

3) при сужении
определяется скоростью в
поле поперечное.

$$\omega = \frac{2}{t_0} = \frac{2V_0}{d}$$

$$z_1 = \frac{d}{2} \left[1 - \exp\left(-\frac{2t}{t_0}\right) \right]$$

свой останавливается!

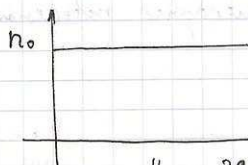
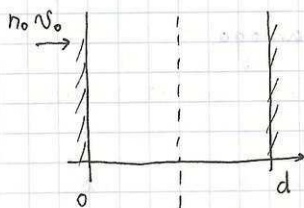
$$\text{При } t \rightarrow \infty, z_1 \rightarrow \frac{d}{2}$$

$$\text{if } \omega > \frac{V_0}{d} \quad z_{\max} = \frac{2V_0^2}{\omega^2 d}, \quad \max \text{ отклонения}$$

$$t_{\text{ост.}} = \frac{2V_0}{\omega^2 d} - \text{вр. остановки заряда}$$

Суммарная скорость движения заряда

автоматически стабилизируется.



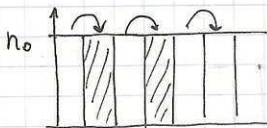
↓
заменило такое
распределение н.ом.
на следующее...

$$10^{10} \text{ см}^{-3}$$

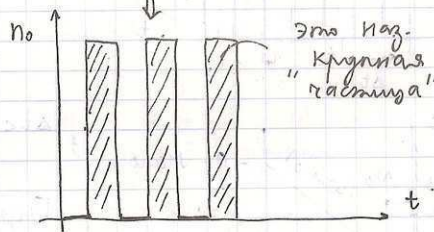
возле

1000 записей с

$$\text{н.ом. } 10^8 \text{ см}^{-3}$$

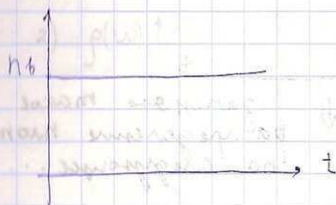


густо на
слова и перестав-
ляло

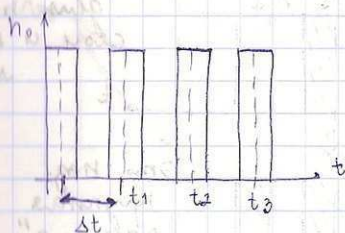


это наз.
"круглая"
"таблица"

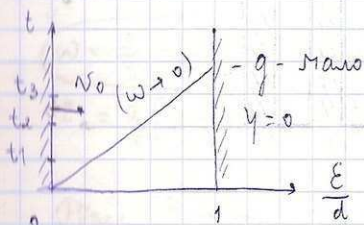
Несамостоятельное возбуждение карнога



$$h_b = \text{const}$$



$$\langle h(t) \rangle_t = h_b$$

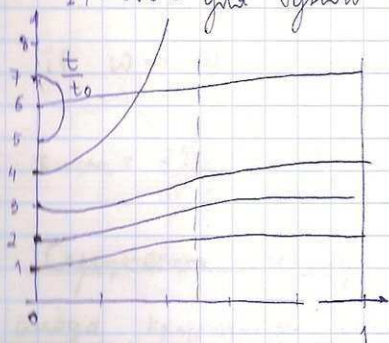


$$\Delta t < \frac{d}{v_0} \text{ (близко к } \omega \rightarrow 0 \text{)}$$

Ограничение в импульсе
момента имеет несколько значений

циклов

$z_1 = v_0 t$ (для одного цикла)



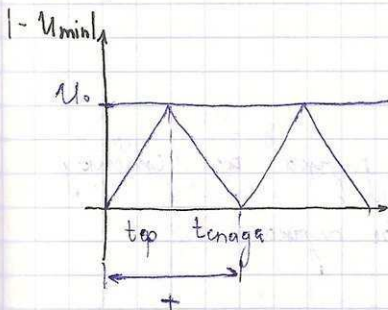
Циклы бесконечно малые
Взаимодействующие циклы
и самостоятельные циклы
каждого на себя

Запрет суетки таров, что соотв. величине поля
одног суетки невелико

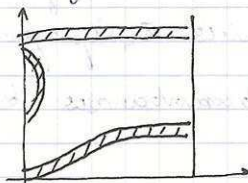
Если суетков много, то:

1- ускорятся, 2-и тормознутся

Сущ. обл. времени, есть зам. которые проходят,
и куда зам. не проходят. Это опред. безврем.
запретом зам. в пространстве



$t_{nag} \approx 3 t_{top}$



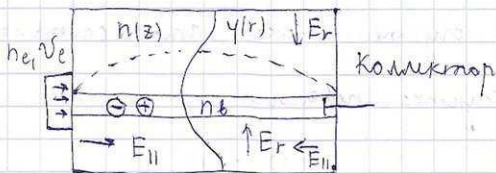
$$|eU_0| \approx E_e$$

$$T = \frac{1}{2\pi f} \approx \frac{d}{c} - \text{характеристический период}$$

$$\omega - \text{частота колеб.} \sim \frac{U_0}{d}$$

if возможен электр. разряд: $U_0 \lesssim c$ и

$$d \sim 1 \text{ см, частота колеб. } \omega \sim 3 \cdot 10^{10} (\text{Гц})$$



1. Компенс. объем. зар. застывшими протонами.

... и суммарный заряд $\downarrow$.

Влияние потока ионов на расп-е $\bar{e}$ стенок

$\bar{e}$ могут ионизир. ост. газ

$$e_b + M = e_b + e + M^+$$

Холодный

подвижные $\bar{e}$ уходят из пучка на стенки и они замораживаются в основе пучка.

$$\frac{dn_i}{dt} = I_{ea}^i n_{eb} = N_e \cdot n_a \cdot \sigma_{ea}^i \cdot n_{eb} = n_a \cdot \sigma_{ea}^i \cdot \frac{N_e \cdot n_{eb} \cdot e}{e} =$$

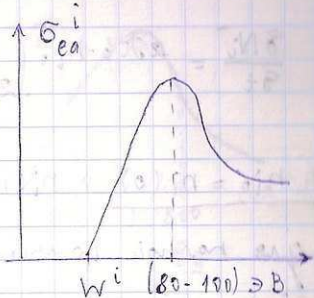
$$= \frac{j_{eb}}{e} \cdot \frac{1}{\sigma_{ea}^i} = B_i \rho n_e N_{eb}$$

B_i - бер-та ионизации газа, опред. числом ионов, создав. одним $\bar{e}$ пучка в 1 см при $p = 1 \text{ Torr}$

p - давление газа

$\epsilon \ni B$ ϵ_{el}	100	1000	2000
B	10	4	2,8

$\Rightarrow$



это сечение изл. сечения

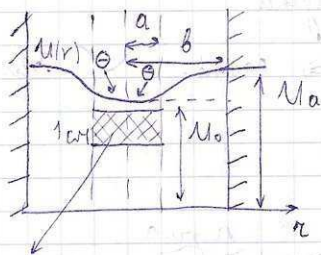
ионизации

$$\epsilon_{el} = 10^3 \ni B \quad p = 10^{-7} \text{ Torr} \quad B = 4$$

$$\frac{dn_i}{dt} = 750 n_e B$$

$$\Delta t \sim 10^{-3} \text{ c} \quad n_i \sim n_{el}$$

запасов ионизации
рыбка



$$\Delta U = U_A - U_0$$

$$\Delta U = \text{const} \Rightarrow$$

$$\frac{N_i^+}{\delta t} = \frac{\delta N_i^+}{\delta t}$$

$\uparrow$ $\uparrow$
 ϵ_{el} ϵ_{is}

$$V = \pi a^2 \cdot l$$

$$\frac{\delta N_i^+}{\delta t} = \frac{dn_i}{dt} \cdot \pi a^2 = B \cdot p \cdot n_{el} \cdot V_{el} \pi a^2 =$$

$$= B \cdot p \cdot n_{el} \cdot \sqrt{\frac{2e U_A}{m_e}} \cdot \pi a^2$$

участок
ионизации
на
сечение

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = 2\pi b \cdot n_{i0} \left(\frac{e U_i}{2\pi m_i} \right)^{1/2} e^{-\frac{e(U_0 - U_a)}{T_i}}$$

$$n_{i0} = n_i(0) \quad n_i(r) = n_i(0) \cdot e^{-\frac{e \Delta U}{T_i}}$$

р-с
Долбунана

(для полной компенсации)

$$U_0 = U$$

$$n_e = n_i$$

$$p = \frac{b \cdot n_{i0}}{\sqrt{\pi} \cdot a^2 \cdot B_i n_{e0}} \left(\frac{m_e \cdot U_i}{m_i \cdot U_a} \right)^{1/2} e^{-\frac{e(U_0 - U_a)}{T_i}}$$

$$U_0 = 1000 \text{ В}$$

$$a = b = 1$$

$$U_i = 26 \text{ В}$$

$$p = 5 \cdot 10^{-6} \text{ Torr}$$

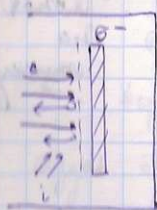
$$N_d = \frac{m_i}{m_e} = 52000$$

Полная нейтронизация — нука

Температура ионов в нуке $\Rightarrow \cos \alpha$ — велич.

ном.

Плоская нейтронизация — нука



диэлектрик

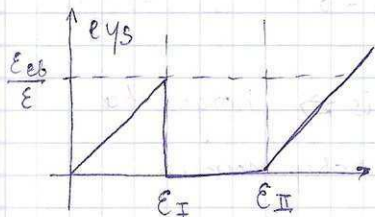
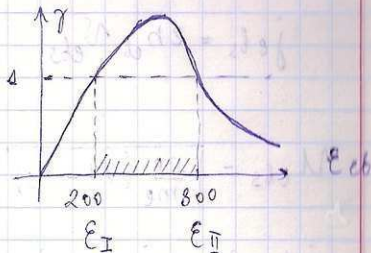
$$e \gamma_s \ll E_e \quad j_{e0} = j_i$$

зависим. коэф. e — e эмиссия (jee)

$$\sum j_{ds} = 0 \quad (\text{усл. е. токовой нейтронизации})$$

$$j_{eb} = j_i - j_{ee} = 0 \quad j_{ee} = \gamma j_{eb}$$

$$j_{eb}(1-\gamma) = 0$$



Потеряемость будет

зависать до момента
пушка

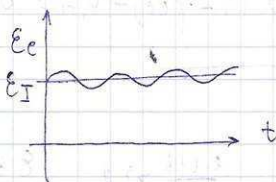
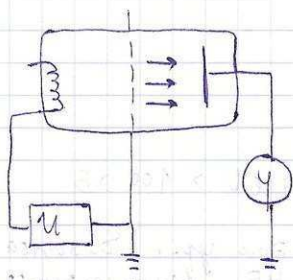
$$0 < E_{eb} < E_I$$

$$v_{ys} = E_{eb}$$

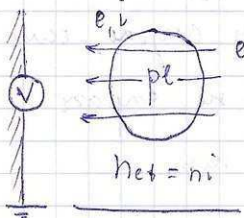
$$E_I < E_{eb} < E_{II}$$

$$v_{ys} \approx 0$$

$$E_{eb} > E_{II}$$



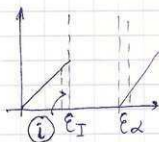
Влияние полей на ток в вакуумной трубке



$$E_{eb} < E_I$$

$$\frac{\partial}{\partial t} = 0 \Rightarrow \begin{matrix} j_{eb} \\ j_{es} \\ j_{is} \end{matrix}$$

$$j_{eb} = e n_{eb} v_{eb} \quad j_{ee} = \gamma j_{eb} \quad j_{is} = 0,4 e n_i \sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}}$$



$$U_{eb} = \sqrt{\frac{2e}{m_e} (U_b - \psi_s)} \quad \sum j_{js} = 0$$

$j_{eb} - j_{is} - j_{ees} = j_{eb}(1 - \gamma_{ee}) - j_{is} \Rightarrow$ Косга ба
зарим. тахминд гомогенити тохиргоо:

$$e n_{eb} \sqrt{\frac{2e}{m_e} (U_b - \psi_s)} (1 - \gamma_{ee}) -$$

$$- 0,4 e n_i \sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}} = 0$$

$$n_{eb} = n_i$$

$$\underbrace{\sqrt{\frac{m_i}{m_e} \frac{(U_b - \psi_s)}{T_e}} (1 - \gamma_{ee}) - 0,4 = 0}_A$$

$$\frac{m_i}{m_e} \gg 1$$

$$\frac{e U_b}{T_e} \gg 1$$

$$E_b \approx e U_b > 100 \gg B$$

$$T_e \approx (1 \div 10) \gg B$$

Энэ үр-е баланса
HE биелдэнэ

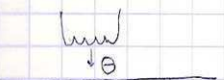
$$\text{if } E_{eb} < E_I$$

$$A > 0,4$$

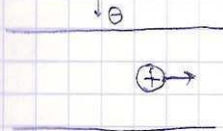
Энэ ур-е

Баланса биелдэнэ б том амраг, есн
 $U_b \approx \psi_s$ гэрбавка нонд сунг. не охрар.
бэрэ. тохиргоо компенсацие или нит.

(Генерал жана 1 пр. раз)



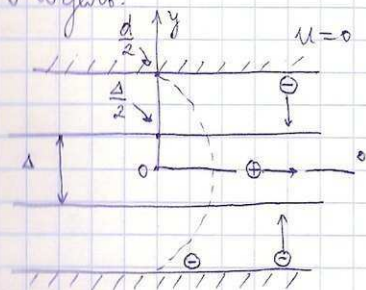
a) интервалы вдоль



8) поперечная штриховка

Поперечная изгибная электрочувств.

Модель:

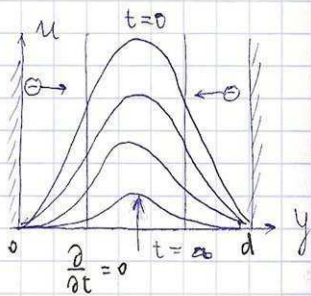

$$u = 0$$

$\text{Nib} = \text{const}$

Намеканом холодне е

1. потрошіть пух з однієї сторони

положительно)



$$t=0 \quad j_e = 0$$

$$t > 0 \quad j_e \approx \text{const?}$$

$$\Delta \varphi = -4\pi \rho_i (n_e = 0) \quad \rho_i = en_i \quad \Delta \varphi = -4\pi (\rho_i - \rho_e) (n_e = 0)$$

эл. ток управлен. электр. полем. и зарядов:

$$E(0) = E(d) = 0$$

max ток, кот. можно получить со стенки

$$1. \frac{d^2 u}{dy^2} = -4\pi e (n_i b - n_e) \quad / \text{уравн. Пуассона}/$$

$$2. \frac{d}{dy} (n_e v_e) = 0 \quad (v_z = 0) \quad \frac{\partial}{\partial t} = 0 \quad / \text{уравн. непрерывности}/$$

$$v_e = \sqrt{\frac{2eU}{m_e}} \quad \text{Уз упр. и непрерывности} \Rightarrow j_e = n_e \cdot e \cdot v_e = \text{const}$$

$$n_e = \frac{j_e}{e \sqrt{\frac{2eU}{m_e}}}$$

$$\text{Уз упр. а (1)} \Rightarrow \frac{d^2 u}{dy^2} = -4\pi e \left(n_i b - \frac{j_e}{e \sqrt{\frac{2eU}{m_e}}} \right)$$

$$\frac{d^2 u}{dy^2} = F(u) \quad \frac{d^2 u}{dy^2} = \frac{du}{dy} \cdot \frac{d}{du} \left(\frac{du}{dy} \right)^2$$

$$\frac{du}{dy} = (8\pi e n_{ib})^{1/2} [(u \cdot u_{max})^{1/2} - u]^{1/2}$$

$$y=0 \quad u = u_{max}, \quad \frac{du}{dy} = 0$$

$$y = \left(\frac{u_{max}}{2en_{ib}} \right)^{1/2} \cdot \left[\underset{\text{0}}{\text{arcSin}} \left(1 - \frac{u}{u_{max}} \right)^{1/4} - \left(\frac{u}{u_{max}} \right)^{1/4} \cdot \left(1 - \frac{u}{u_{max}} \right)^{1/2} \right] + \text{const}$$

$$\text{if } u = u_{max}$$

$$y=0$$

$$\text{const} = -\text{arcSin } 0 = -\pi l \quad (l = 0, 1, 2, \dots)$$

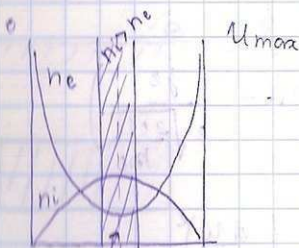
$$u = u_{max}$$

$$y = \frac{\Delta}{2} \quad (\text{max. nyzka} - \Delta)$$

$$u_{max} = \frac{2en_{ib} \cdot \Delta^2}{\pi^2 (2m+1)} \quad m = 1, 2, 3, \dots$$

$$u_{max} \sim n_{ib}$$

Распределение электронов $\bar{e}$ в макс. сечении

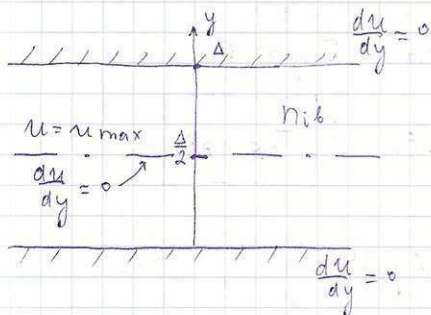


мысл $n_i > n_e$ (в осадку ионоб)

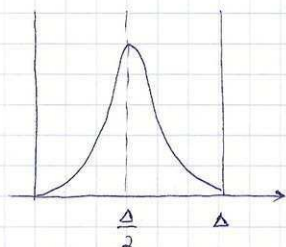
Полная компенсация и рынка невозможна, if
 в закуп-ся уровне.

Нейтрализация и рынка в, кот.

попытки в раз-ме компенсации ост-го газа.

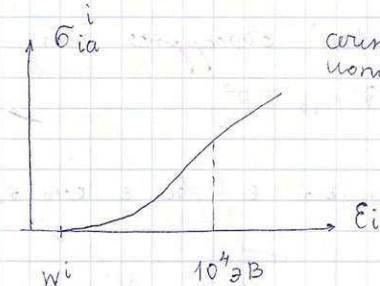


Рынок заполняет
 все пространство
 между начальной



$$\frac{dne}{dt} = \sigma_{ia}^i n_{ib} = N_{ib} \cdot n_a \cdot \sigma_{ea}^i \cdot n_{ib} \sim$$

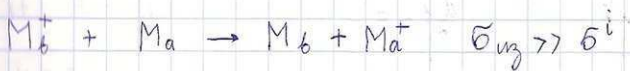
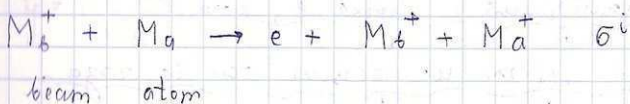
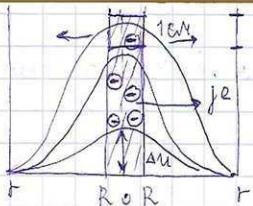
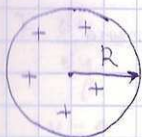
$$\sim p \cdot j_{ib}(E_i)$$



сечение
 ионизации

$$n_e = \sigma_{ib}^i \cdot n_{ib} \cdot t$$

К/Р
 в мм!
 все до
 нейтрал.
 рынок
 выгнать
 загнать



$$T_e \lesssim x_{ea} \cdot E_{ib} \cdot \approx \frac{m_e}{m_i} \cdot E_e$$

$$T_e \lesssim 12B$$

$$u(t) = \text{const} \quad j_e = \{j_e\}$$

Упр-е баланса зарядов:

$$e \cdot \frac{d}{dt} (n_e V_e) = e \nabla^i n_{ib}$$

$$\frac{d}{dt} j_e = e \nabla^i n_{ib}$$

в объеме (с. толщ. 1 см) образуется ток:

$$V = \pi R^2 \cdot 1 \quad I_{ev} = e \nabla^i n_{ib} \cdot \pi R^2$$

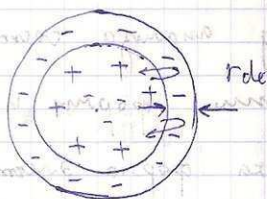
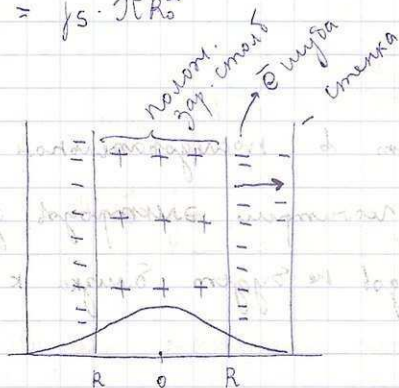
- это max возможный ток е (все е ком. образ.)

53 (программ)

$$I_{es} = I_{ev} \cdot e^{-\frac{eU_{max}}{Te}} \quad \text{ток, который течет на стержень}$$

$$I_{es} = e \int n_i \cdot \pi R^2 \cdot e^{-\frac{eU_{max}}{Te}}$$

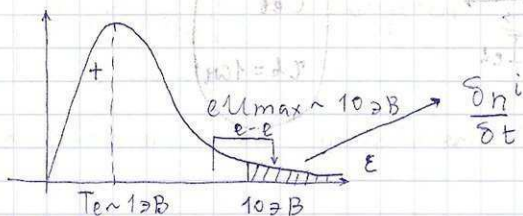
$$I_{es} = j_s \cdot \pi R^2$$



положит. зар. стержень, а
вокруг него — отрицат.
"шуба"

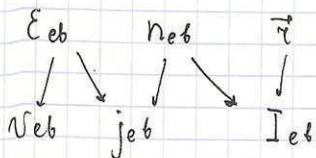
$\bar{e}$ шуба, ее размеры, порядка масштаба
разделения зар-б в пл, r_{de} .

$$eU_{max} \gtrsim Te$$



Электронные пистолы

эмиттер - тв. тело



Метод анализа состоит в последовательном изменении формы и количества электродов, до тех пор пока форма электродов не будет близка к заданной

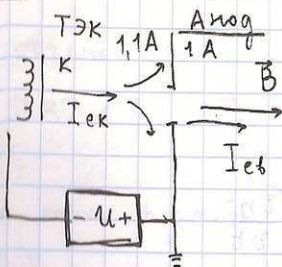
$$E_{eb} = 1 \text{ кВ}$$

$$I_{eb} = 1 \text{ А}$$



$$r_b = 1 \text{ см}$$

для получения этих пар-ры:



$$I_{ex} > I_{eb}$$

$$\eta_A = \frac{I_{ex} - I_{eb}}{I_{eb}} \cdot 100\%; \quad \eta_A = \frac{I_{ex}}{I_{eb}} - 1$$

$$\eta_A \approx 10\% \quad I_{ex} \geq 1,1 \cdot I_{eb} = 1,1 \cdot A \quad I_{ex} = 1,1A$$

$$K: \quad j_{p-d} = A T_k^2 \cdot e^{-\frac{\{e\gamma\}}{k T_k}}$$

$$I_{ex} = \pi r_a^2 \cdot j_{p-d}$$

$$j_{p-d} \geq \frac{I_{ex}}{\pi r_a^2}$$

1. Подбираем материал катода:

Из данных условий: W и T_a

Из катодизмов: не металлы, реверсивные
используем термо-электронный Мет

$$2. \quad j_{e3/2} = \frac{1}{9\pi} \left(\frac{2e}{me} \right)^{1/2} \cdot \frac{U^{3/2}}{d_{AK}^2} \quad e \cdot U = E_{eb}$$

$$\boxed{j_{ex} < j_{3/2}} \Rightarrow \text{выбираем } \underline{d_{AK}}$$

На катодном этапе добавляем 10%.

Для точного опред. парам-ов пучка был разработан метод Пирса:

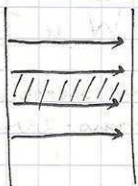
Метод синтеза Пирса.

Определение электродов и конфигурации мат. поля осущ-ся прямым расчетом, без подбора пар-ов.

Метод Пирса использует известные соотношения (з-на $3/2$) отбивающего бескон. поток в сферич., кругл., цилиндр. геометрии.



цилиндр.



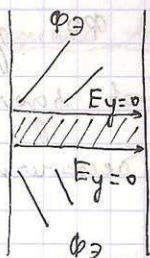
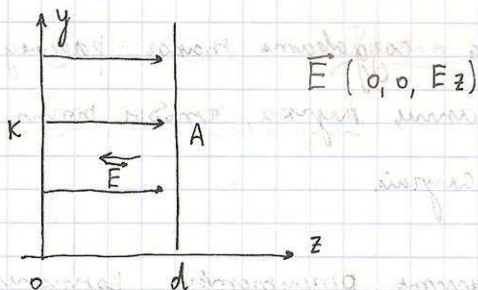
прямоуг.

оставляет только выделенную часть потока.



сферич.

Все остальное отбрасывается, а действие отбрасываемых частей потока заменяется фокусиру. электродами



Метод синтеза вкл. в себя решение двух задач:

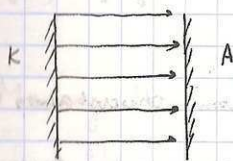
внутр. - решение изогр. ур-н, кот. описывают движение потока с целью установить состн. пар. об системы с формой кат.

внешн. - определение электр. полей с целью установить

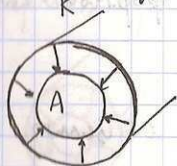
Путь для формирования акс-симметр. пучков

Форма ФЭ должна создавать такое распределение плотности тока по всей границе пучка, чтобы можно было повтор. бесконечной длины.

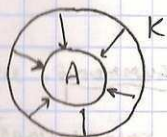
П.е. нужно обеспечить отсутствие компонент $E_{\parallel}$ поля, $\perp$ границе пучка.



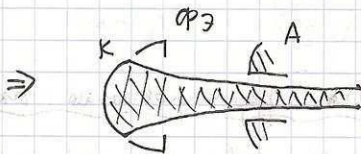
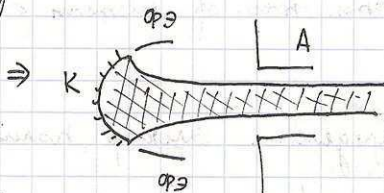
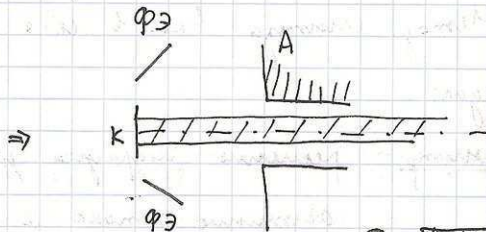
плоский диод



цилиндрич. диод



сферич. диод

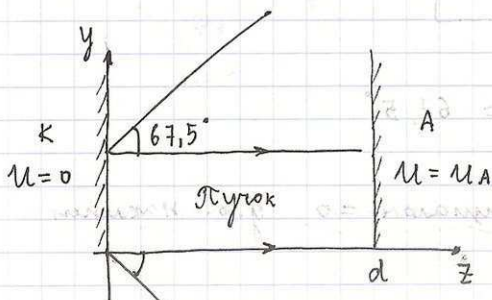


Плотн. тока в пучке в цилинд. и сфер. диодах

сфер. диод > плотн. тока на катоде, т.к. есть баллист. фокусировка

Плоский гус. Потенциала в кет.

Формы электропот.



$$j_{et} = \frac{1}{9\pi} \left(\frac{2e}{me} \right)^{1/2} \cdot \frac{U^{3/2}}{d^2}$$

$$(*) U = U(z) = U_A \cdot \left(\frac{z}{d} \right)^{4/3}$$

$$U = A \cdot z^{4/3}$$

$$z = d \quad U(z=d) = U_A$$

Рассмотр. Многотный пырок, в котором:

$$U = A \cdot z^{4/3}; \quad \frac{dU}{dz} = 0$$

Исход. решение ур-е Лапласа в области
внешний потока. Это реш.-е м.б. найдено
аналитич. продолжением реш.-я (*) в область
область.

$$z + iy = re^{i\theta}$$

комплексного переменного

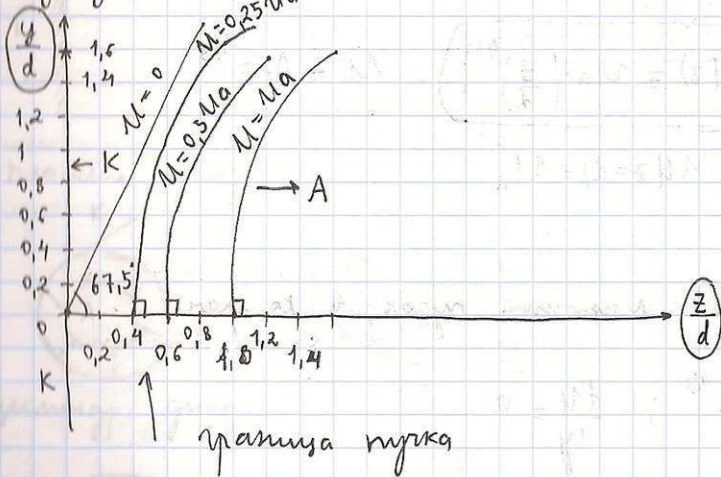
$$u = \operatorname{Re} [A(z+iy)^{4/3}] = A \cdot \operatorname{Re} (r^{4/3} \cdot e^{\frac{4}{3}i\theta})$$

$$u = A \cdot r^{4/3} \cdot \cos \frac{4}{3} \theta$$

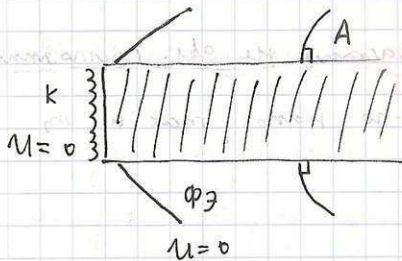
$$\cos \frac{4}{3} \theta = 0 \quad \theta = 67,5^\circ$$

Электростатический потенциал = 0 г.с. наклон

пог углом $67,5^\circ$



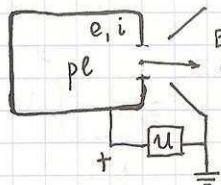
Потенциал эквипотенциалов (кроме нулевой), пог
 углом к нулю норм пог 90° , в том числе и
 аном



Анод не имеет
плоской пов-ти.

Плазменные источники нульов. тасмис.

$$n_e \approx n_i, T_e$$

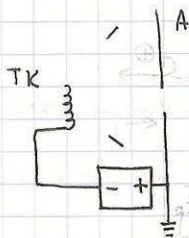


$$j_e = e \cdot n \cdot \sqrt{2T_e}$$

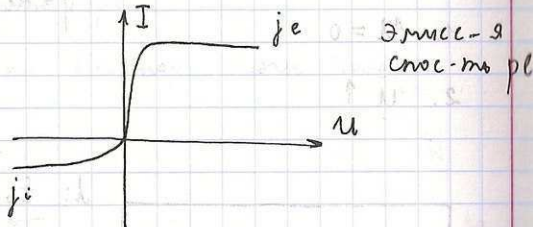
$$j_i = 0,4en \sqrt{\frac{2T_e}{m_i}} \Rightarrow \text{нульов}$$

Отличие от электр. нульов:

от источников с
нагревательными
электродами



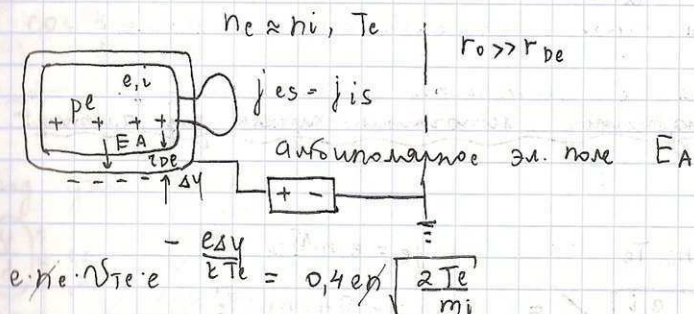
$$j_{p-2} = AT_k^2 \cdot e^{-\frac{\phi_{e\phi}}{kT_k}}$$



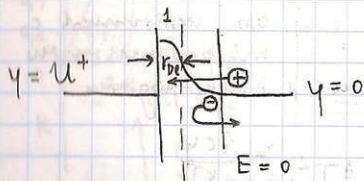
Эмиссия
спос-во pl

1. разограниченная эмиссионная спос-во pl.
(другая эмиссионная способность)

2. Зона ускорения пл. распр. не абс. постоянна
и зав-т, как от напряж-го попп., так и от
напр-об пл.

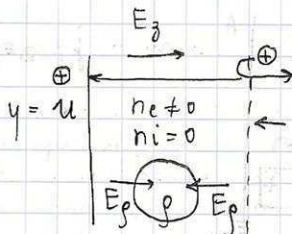


$$e \cdot \Delta y = (3 \div 7) T_e$$



1. $u = 0$

2. $u \uparrow$



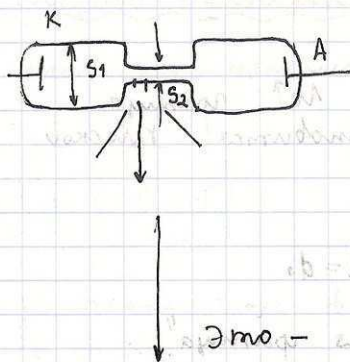
d: $E_p = E_{bn}$

$$d_{\text{cross}} = r_{De} \left(\frac{e u}{T_e} \right)^{3/4}$$

В рл-а иет. застну плазма служит для:

1. для получения и рабочего газа и e
2. для возбужд. хол. эмиссии катода
3. для перехода от плотности эмиссионного тока катода к плотности тока пучка (за счет сжатия рл)

Изменить конфигурацию ПС:



$$S_1 \gg S_2$$

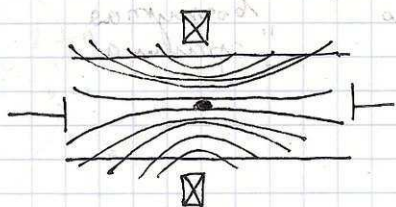
$$I_p \approx I_e = j_e \cdot S$$

$j_2 \gg j_1$ (неолитит. ос
сжатие тока)

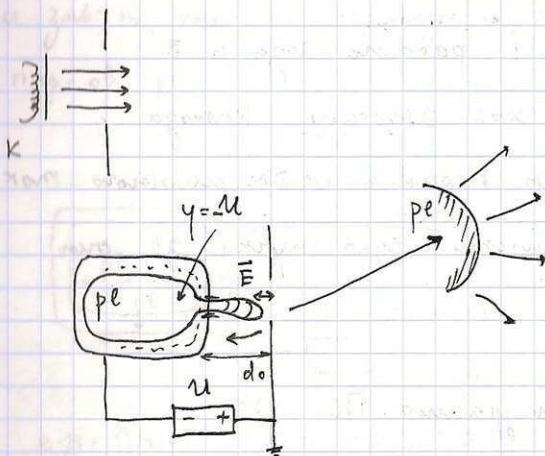
$$n_2 \gg n_1$$

неолитическое сжатие рл

Но можно применить неоднор. магн. поле:



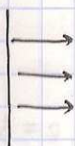
4. рл позволяют управлять фокусировкой пучка.



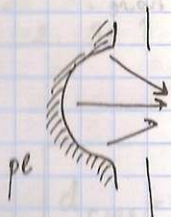
if U - мало,
то мы
получаем
расходящийся
пучок
 $d < d_0$

$$d = r_{de} \left(\frac{eU}{T_e} \right)^{3/4} \quad \text{при } U \uparrow \text{ пучок становится плоским}$$

$U = U_{оптимальное}$ $d = d_0$



"плоская пучка"



U - велико
 $d > d_0$

"боуынаса
"пучка"

Получение как е, так и i пучков с любой полярности ускор-го напр.

Пар-ри рл источников. Два типа пар-ов:

1. Эксплуатационные пар-ри - позволяют опре-ти практическое применение рл источников, пар-ти рл источники как музбве устр-ва и позволяют сравнивать с др. устр-ми.
2. Физико-технологические пар-ри - описывают рл ист. как плазменные устройства.

① $I = j \cdot S_0 \cdot f$ номинальный ток пучка

j - плотн. тока в рл

S_0 - площадь эмис-го отверстия

f - коэф. токопроводимости



эксплуатационные:

②. I - стартовый ток пучка - min ток пучка, кот. можно получить при данной напр.

③. U - ускор-е и напр-е

опред-т энергию и мощность пучка, от него зав-т форма ускорающей пов-ти и форма пучка.

первичная:
$$P = \frac{I}{U^{3/2}}$$

рл системы с переменным первичном

В рл пт-а пучков ускор. напр. влияет на устойчивость отбора е рл и стабильность течения разряда

④. размеры сечения пучка

опред-ся ускор. электродам и элмс. отверстиями.

⑤. глубина в/з модуляции пучка

$$K_m = \frac{\Delta I}{I}$$
 - коэф. модуляции

ВД

⑥ срок работы системы, время готовности к работе



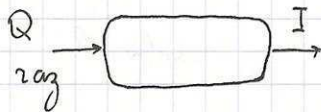
2. физико-матем. зап-ры:

① эффект-но излуч. зап-рас $d = \frac{I}{I_p}$

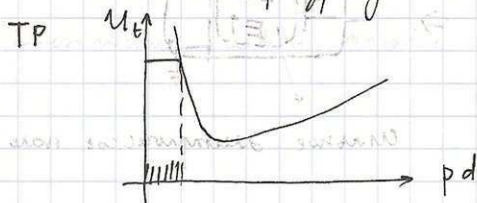
$$\textcircled{2} H = \frac{I_{\Sigma H}}{P_{\Sigma H}} = \frac{d \cdot I_p}{I_p \cdot \eta_p} = \frac{d}{\eta_p}$$

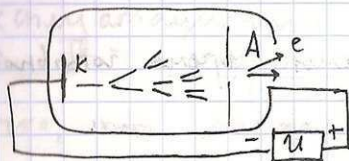
энергетическая эфф-на пл. вып-ва

③ расход рабочего веще-ва $\Gamma = \frac{I}{Q}$
(газовая экономичность)



Электр. и-хи на основе высоковольтного
плазменного разряда.





ТР - выс. давление

трубки - использ. низкие давления

Используют низкие давления и высокие напр-я
(чтобы ↓ рассеяние)

$E > E_D$ поле Фрайзера

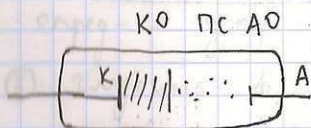
e перем. в резонанс пер-го ускорения

$$\Delta E_E > \Delta E_D$$



$$E > E_{кр.}$$

$$e \cdot E \cdot \lambda_{ea} > E e \cdot \frac{m_e}{m_a}$$



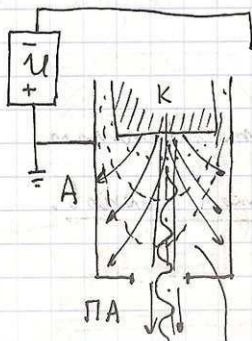
кат.
область



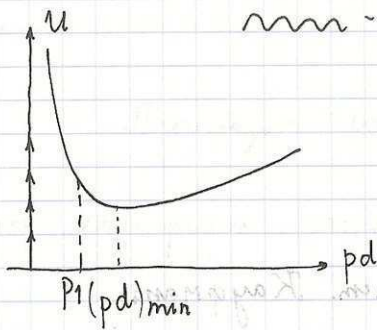
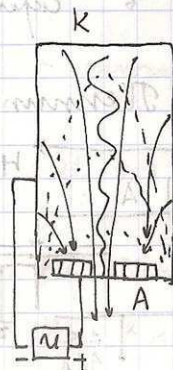
сильное электрическое поле

Две конфигурации ТР:

с полным катодом и с полным анодом



эквипотенциали



~~~~~ - разряд

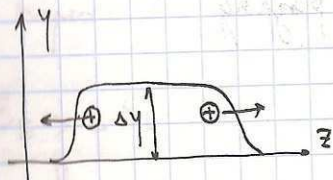
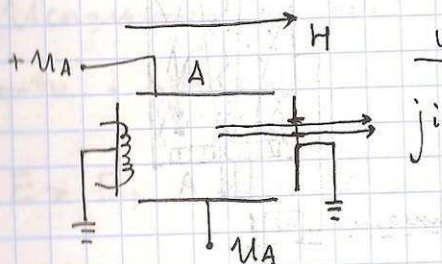
Напомним раз давл.  $p_1$  и наименьшее значение  $U$  ; разряд будет там, где  $\max d$ .

Особенности любой лампы круглой лампы.

Электронные и ионные источники на основе  
разряда в магн. поле

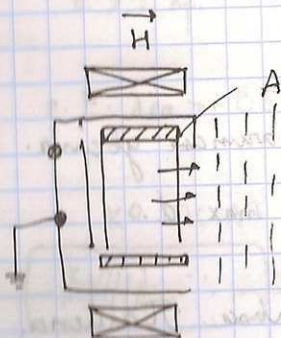
разряды в скруч. полях

ауток Пеннинга явл. естественным  
источником ионов.



$$E_i \approx e \Delta U$$

ист. Кауфмана

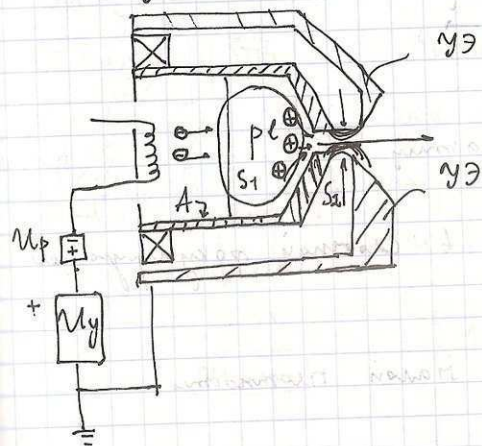




## Развитие идеи Пеннинга. Дуоплазматрон.

рл устр-во на основе дуги с термокатодом

уэ явл. магнетроном



$$\frac{S_1}{S_2} \gg 1$$

$$R_1 = 3 \text{ см}$$

$$R_2 = 3 \text{ мм}$$

$$\frac{S_1}{S_2} \approx 100$$

Производит сжатие рл с коэф. 100

Коэф. компрессии очень большой.

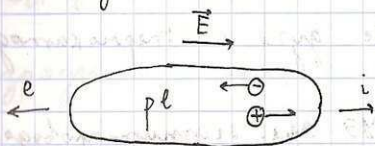
Плазменные генераторы  $\bar{e}$ ,  $i$  пучков.

Особенности рл методов генерации пучков.

Метод получения мощн-х пучков - ускорение пучков в плазме.

## Преимущества:

- отпадает необход. использ. Уммухтара зар. растину



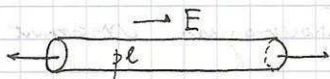
pl явл. эмиттером растину

- отпадает необход-ть в сложной реконструкции системы

$$n = 10^{12} \text{ см}^{-3} \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{гориз} \\ \text{в pl малой плотности} \end{array} \right.$$

$$V_e \sim c$$

$$r_0 = 1 \text{ см}$$



$$I = \pi r_0^2 \cdot en V_e \approx \underline{\underline{1,5 \cdot 10^4 \text{ A}}}$$

Уммухтаре - впервые высказан такую идею.

Ее пытались реализовать в разных схемах:

1) минимизация системы



"минимизация системы"

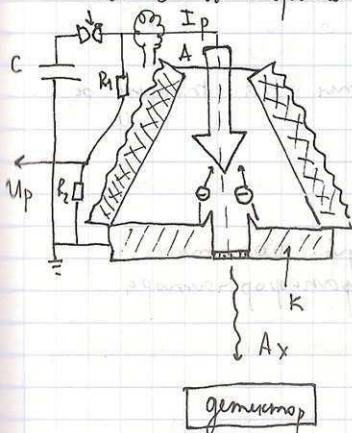
2) торсионные

"торсионный демпфер"

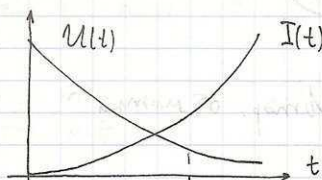
# Температурный режим. измерения

эл. пучка  $120 \text{ кВ}$

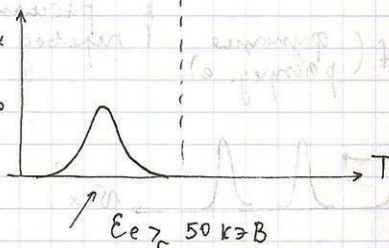
1930-50 гг. первые попытки реализовать технологию



высоковольтный диод  
два электрода, к кот. приклад.  
напр-е больше пробойного  
 $U = (100 \div 500) \text{ кВ}$



Получено в начале. Ax  
первог. е имеют  
энергию, достаточную  
для ионизации  
режим. в излуч-е



при  $t < t_0$   $\Rightarrow$  в разр. промежутки сильное эл. поле  
 $R > \sqrt{\frac{L}{C}}$  (акт. сопр. < индуктивного)

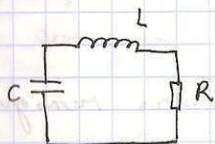
при  $t > t_0$

$$R < \sqrt{\frac{L}{C}}$$

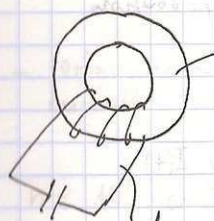
эл. поле в разр. сегмент. нагнет  
напр. сосредоточено в прободящих  
проводах



Эквив. схема



Будущ. пробы также опыты на торонг-с  
системах. (Москва)



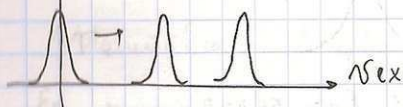
рл кольцо - перв. обмотка  
трансформатора

втор. обмотка

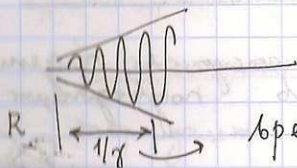
$$W_{pe} = k N \Phi$$

показ. с кол-в. в рл приводит  
к рассеянию электронов  
(перевод в тепловую энергию)

$f$  (функция  
различ. е)



$\gamma$  - инкремент (обратное время нарастания  
амплитуды в е раз)



время нараста  $\frac{1}{\gamma}$



полюсовый напор (не за счет столбовенний)

$$\Delta t_{\text{ук.}} < \frac{1}{\gamma} \quad \text{чтобы нейтр-ны не успели развиться}$$

2. Какие задачи нужно решить, чтобы ускорить  $e$  в рл?

1) чтобы темп ускор, чтобы не успела развиться нейтр-но  $\Delta t_{\text{ук.}} < \frac{1}{\gamma}$

Необх. поместить  $e$  в поле  $\vec{E}$ ,  $\nu \sim c$ ,

$$m = \frac{d\nu}{dt} = eE,$$

$$t_{\text{ук.}} = \frac{m \cdot \nu}{e \cdot E}$$

$$E = 10^3 \frac{\text{В}}{\text{см}}$$

"const

$$t_{\text{ук.}} \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$$

1.  $\vec{E}e$ ,  $\vec{E}e$ , ... (теплот)

2. Нейтр.

Нужно решить 2 задачи: 1) требуется выяснить как ввести эл. поле в рл (рл экранирует поле)  
2) какое должно быть поле, чтобы ускор. частицы, несмотря на влияние парных столб.

## 1. близк. эл. поля в пл.

наиб. просто близкого беспробое (переменное эл. поле)

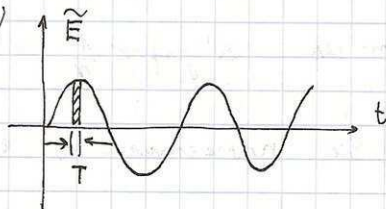
трансформированным способом

необх. вын. укл. е

$$\boxed{\omega \cdot T \ll 1} (*)$$

$\omega$  - частота поля

$T$  - вр. ускорения



(\*)

||| тоди за время ускорения растущее поле |||  
было практически стационарным

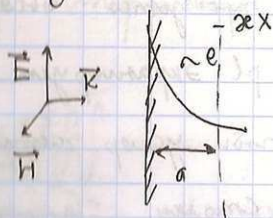
$$T = \frac{L}{c} \sim 3 \cdot 10^{-8} \text{ с.} \quad \omega \ll 3 \cdot 10^{-7} \approx \frac{1}{T}$$

$\omega \sim c$

$$\Downarrow$$

$$\omega \sim 10^{-6} \text{ с.}$$

## 2. возможности близк. эл. поля в пл



$$E_y, H_z \sim e^{i(kx - \omega t)}$$

$$\omega = k v_{\varphi}$$

Задача на числ. эксперим

$$\begin{cases} \text{rot } \vec{E} = -\frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \\ \text{rot } \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \cdot \vec{j} + \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \\ \vec{j} = e \cdot n \cdot \vec{v} \end{cases}$$

$$\frac{1}{c} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{\partial E_y}{\partial x}$$

$$\frac{i\omega}{c} \cdot H_z = ik E_y$$

$$H_z = \frac{ck}{\omega} \cdot E_y \rightarrow -\frac{\partial H_z}{\partial x} = -\frac{4\pi}{c} \cdot e \cdot n \cdot v_y$$

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -e \cdot \vec{E}$$

$$-i\omega \cdot m \cdot v_y = -e E_y$$

$$v_y = -\frac{ie}{m} \cdot E_y$$

$$i \cdot \frac{c^2 k^2}{\omega} E_y = -i \cdot \frac{4\pi e^2 n}{m\omega} E_y$$

$$c^2 k^2 = -\frac{4\pi n e^2}{m} = -\omega_0^2$$

$$\omega_0 = \omega_{pe}$$

$$k^2 = -\frac{\omega_{pe}^2}{c^2} < 0$$

$\kappa = \pm i\alpha$ ,  $\alpha$  - веществ. число

$$E, H \sim e^{-i\omega t} e^{\pm \alpha x}$$

Имеет смысл только реш-е с "-".

$$\lambda = \frac{1}{\alpha} - \text{глубина проник. поля в пл}$$

↓  
область где на  $\bar{e}$  действ. внешнее эл. поле волны

$$\lambda = \frac{1}{\alpha} \approx \frac{c}{\omega_{pe}}$$

Т.о. внешнее эл. поле проникает на расстояние  
 $a \leq \frac{c}{\omega_{pe}}$ .  
число  $\bar{e}$  в объеме цилиндра, радиусом  $a$  и длиной  $\underline{r_0}$

$$a^2 \lesssim \frac{c^2}{\frac{4\pi n e^2}{m}} \Rightarrow \underbrace{\frac{\pi a^2 n}{S}}_{\substack{\downarrow \\ \text{сечение пл.}}} \cdot \underbrace{\frac{e^2}{mc^2}}_{\substack{\downarrow r_0}} \lesssim \frac{1}{4}$$

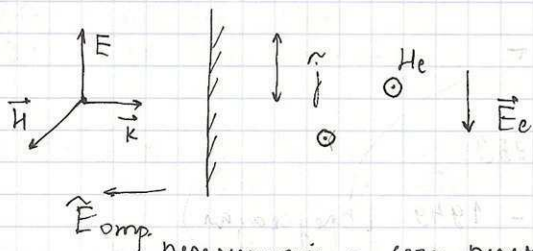


$$r_0 = \frac{e^2}{mc^2} - \text{классический радиус } \bar{e}$$

$$V = r_0 \cdot S \quad N = n \cdot V$$



Почему эл. поле не проникает в пл?



переменный ток  $\Rightarrow$  созд. переменное магн. поле  $\Rightarrow$  переменное эл. поле

Наводится в пл поле  $\vec{E}_e$  противоположное  $\vec{E}$  внешней отраженная волна  $\vec{E}_{отр}$ .

Величина эл. поля в пл, необход. для ускорения  $\bar{e}$ .

Поле Драизера

рассматривая эффект "убегания  $\bar{e}$ "

кул. сила превышает силу трения между  $i$  и  $\bar{e}$ .

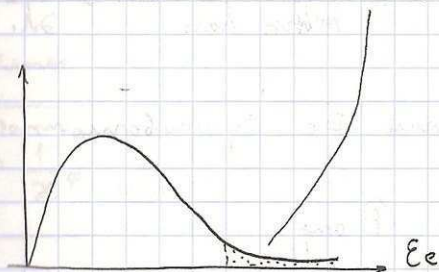
"Убегание  $\bar{e}$ " авл. следствием явления уменьшения трения  $\rightarrow$  "з-н падающего трения"

"Закон нагарающего течения"

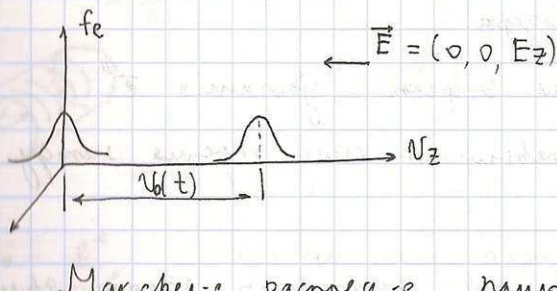
$$F_{mp} \sim \frac{1}{v_e^2}$$

Драйсер - 1959

Дробанин - 1949 (предсказан)



Для того, чтобы е газ начал ускоряться как целое - поле Драйсера.



Максвелловское распределение, приложенное поле, ионизация и ускорение в z-ом направлении.

$\varphi$ -я распредел. и угловатор-м упр-н Больцмана.

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \frac{e \cdot E}{m} \cdot \frac{\partial f_e}{\partial V_z} = \left( \frac{\delta f}{\delta t} \right)_{cm}$$

$$f_e(V, t) = n \cdot \left( \frac{m}{2\pi T_e} \right)^{3/2} \exp \left[ - \frac{m}{2T_e} (V - V_0(t))^2 \right]$$

упр-е движение газа  $\bar{e}$  можно представить в виде:

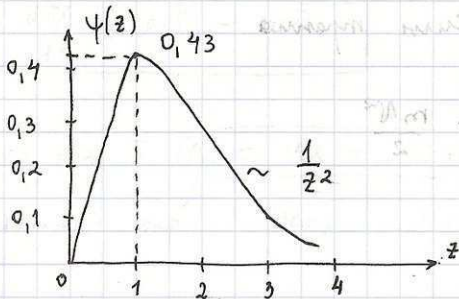
$$\frac{dV}{dt} + \frac{e}{m} \cdot E_{\text{кр}} \cdot \psi(z) = \frac{e}{m} \cdot E$$

$E_{\text{кр}}$  - поле Драйзера

$z = \frac{V_0}{V_{Te}}$  - отношение направленной скор-сти  $\bar{e}$  к тепловой.

$$\psi(z) = \frac{\varphi(z) - z \cdot \frac{d\varphi}{dz}}{z^2}$$

$$\varphi(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-t^2} dt - \varphi\text{-я ошибка}$$



Сущ-т эл. поля, при которых возможен  
режим пер-го ускорения.

Если  $E > 0,43 E_{кр}$ , то наступит режим  
непрер-го ускор-я

$$E \geq 0,43 E_{кр}$$

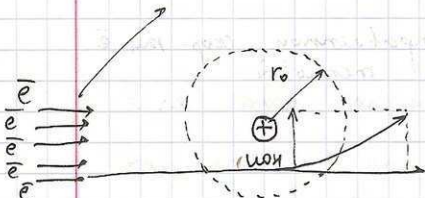
">" - сильное поле

"<" - слабое поле

Оценка:

поток  $\bar{e}$ -ов

$r_0 = \frac{\sqrt{U_e}}{\omega_{pe}}$  - радиус  
распрост-ся  
в плазме на  
величину  
дебаевского  
радиуса



можно считать, что поток  $\bar{e}$  отклоняется  
под действием сил трения

$$W_{max} = \frac{e^2}{r_0} \approx \mathcal{E}_e = \frac{m v^2}{2}$$

$$r_0 = \frac{2e^2}{m \cdot v^2}$$

или



Сечение  $b_{\gamma} \cdot \sigma$   $e^-$  об с  $i$ -м  $S_0 = \pi r_0^2 = \frac{4\pi e^2}{m^2 \cdot V^4}$

объем растому столкновений:

$$\bar{\sigma} = n \cdot S_0 \cdot V = \frac{4\pi \cdot e^2 \cdot n}{m^2 \cdot V^3}$$

учитываем только  
близкие соударения,  
которые приводят  
к большим  
изменениям скор-ти

Если учитывать и малые соудар. -  
добавится кин-и лог:

$$\bar{\sigma} = \ln L \cdot \frac{4\pi e^2 \cdot n}{m^2 \cdot V^3} \approx 20 \cdot \frac{4\pi e^2 \cdot n}{m^2 \cdot V^3}$$

$15 \div 20$

Занимает ур-е движения с учетом  
силы туннеля:

$$m \cdot \frac{d\vec{u}}{dt} = e \cdot \vec{E} - m \cdot \vec{v} \cdot \vec{u}$$

$\vec{u}$  - направленная  
скорость

скор-ти  $e$   $V = u + V_{Te}$   
полная скор.      напр.      темп.

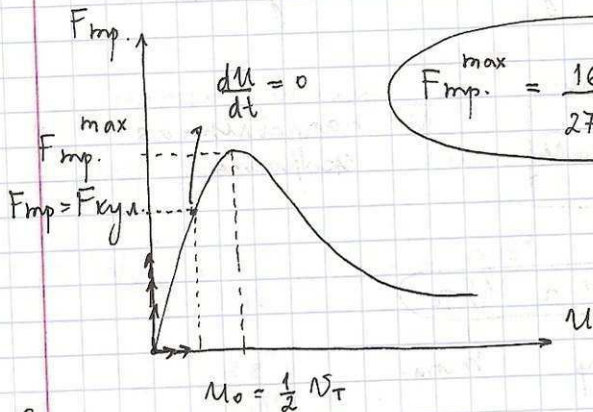
$$\gamma = \frac{4\pi e^2 \cdot n}{m^2 \cdot v^3} \ln L = \frac{4\pi e^2 \cdot n}{m^2 (u + v_{Te})^3} \ln L$$

$$\mathcal{L} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{4\pi e^2 \cdot n}{m}$$

$$m \cdot \frac{du}{dt} = \underbrace{e \cdot E}_{\text{Кинет. сила}} - \underbrace{\frac{\alpha}{(1+N_T)^3} u}_{\text{сила тр.}}$$

Найдем упр. бг снм времени:  
(зав.-мн Фпр. от направленной скор.  $\vec{u}$ )

$$F_{\text{imp.}} = \frac{2}{(u + v_T)^3} \mu$$

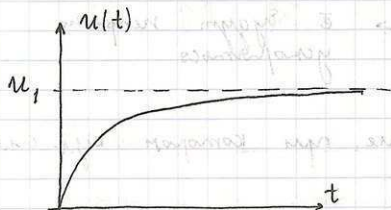


$$F_{mp}^{\max} = \frac{16\pi \cdot e^4 \cdot n}{27 \cdot N_T^2 \cdot m} \ln 6$$

$$m \cdot v_T^2 = T_e$$

$$1. \text{ эл. поле мало } e \cdot E < F_{\text{mp}}^{\text{max}}$$

крит. сила меньше max  
силы трения



$$e \cdot E = \frac{2 \cdot u}{(u + v_T)^3} = m \cdot \bar{v} \cdot u$$

$$u \ll v_T$$

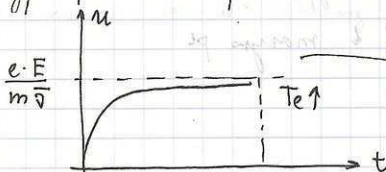
$$\bar{v} \approx \frac{2}{v_T^3}$$

$$u_1 = \frac{e \cdot E}{m \cdot \bar{v}} = \frac{e \cdot E \cdot 2}{m \cdot v_T^3}$$

$$\frac{du}{dt} + \bar{v} \cdot u = \frac{e \cdot E}{m}$$

$$u = u_1 \cdot e^{-\bar{v}t} + \frac{e \cdot E}{m \cdot \bar{v}} = \frac{e \cdot E}{m \cdot \bar{v}} (1 - e^{-\bar{v}t})$$

После выкл. эл. поля через время, равное нек-  
временам столкн.  $e^-$  устанавли. опред. знач-е  
дрейфовой скорости - направленной скорости.



с течением времени  
растет темп-ра, энергия  
превращается на нагрев  $e^-$  об,  
а ускор-е не происх-т.

## Решение второго пункта:

$$e \cdot E > F_{\text{тр.}}^{\text{max}}$$

$$E > \frac{16\pi n e^3 \ln L}{27 T_e} \rightarrow \bar{e} \text{ будет пер-но ускоряться}$$

Поле Драйзера - поле, при котором кин. анал = max силе тр. для  $\bar{e}$

$$(F_k = F_{\text{тр.}}^{\text{max}})$$

$$E_D = \frac{16\pi \cdot n e^3 \ln L}{27 T_e} \sim 1,5 \cdot 10^{-12} \frac{n}{T_e}$$

поле  
Драйзера

$$n = 10^{13} \text{ см}^{-3}$$

$$T_e = 10 \text{ эВ}$$

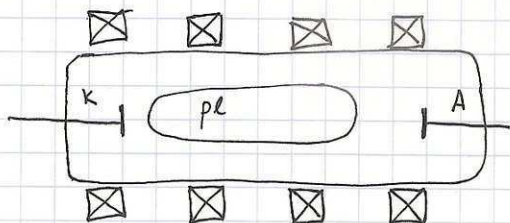
$$E_D \sim 1,5 \text{ В/см}$$

также поле легко достичь  
в ПС раз-х разрядов.

Чтобы ускор-те частицы в пл необходимо:

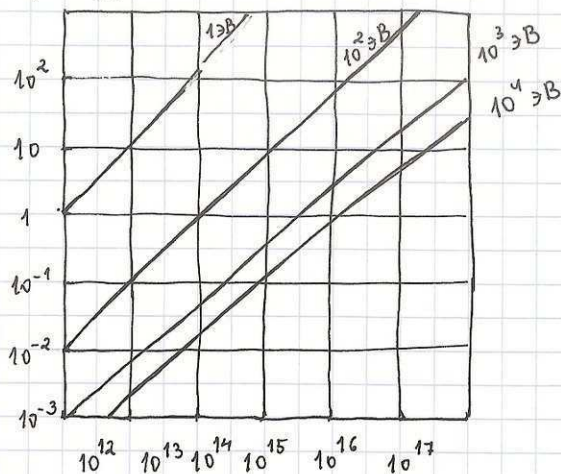
- 1) получить 100% ионизир-ю пл (if будет нейтралн, сила тр. будет гр.)
- 2) ввести электр. поле в макс пл





Зависимость поля Драйзера от  
мем-ри и плотности pl

$E_D, \text{В/см}$



$n, \text{см}^{-3}$

"убегание e" наблюдо-ся также всего в  
 случаях со 100% иониз pl