



МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени Н.Э. БАУМАНА

# Учебное пособие

Курс лекций

**«Физические основы микроэлектроники»**

МГТУ имени Н.Э. Баумана

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени Н.Э. БАУМАНА

Курс лекций

**«Физические основы микроэлектроники»**

Москва  
МГТУ имени Н.Э. Баумана

**2012**

УДК 681.3.06(075.8)  
ББК 32.973-018  
И201

Курс лекций «Физические основы микроэлектроники» / Коллектив авторов –  
М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2012. – XX с.: ил.

В курсе лекций «Физические основы микроэлектроники».

Ил. 39. Табл. 5. Библиогр. 7 назв.

УДК 681.3.06(075.8)

© МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2012

## АННОТАЦИЯ

В курсе лекций рассмотрены основные темы курса «Физические основы микроэлектроники» такие как: законы распределения электронов в P области, в N области и в P-N переходе. Рассмотрены полупроводниковые технологии, которые используются в транзисторах.

## ANNOTATION

The course of lectures addressed the main themes of the course "Physical fundamentals of microelectronics," such as distributions of electrons in the P region in the N region and in the P-N junction. Semiconductor technologies are considered, which are used in transistors.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	6
1 ЛЕКЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ ПО КУРСУ ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ.....	7
1.1 Лекция 1.....	7
1.2 Лекция 2.....	9
1.3 Лекция 3.....	14
1.4 Лекция 4.....	18
1.5 Лекция 5.....	23
1.6 Лекция 6.....	28
1.7 Лекция 7.....	32
1.8 Лекция 8.....	37
1.9 Лекция 9.....	44
1.10 Лекция 10.....	50
1.11 Лекция 11.....	53
1.12 Лекция 12.....	56
1.13 Лекция 13.....	58
1.14 Лекция 14.....	62
1.15 Лекция 15.....	68
ВЫВОДЫ.....	72
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ.....	73

## ВВЕДЕНИЕ

Данный конспект лекций составлен на основе лекционного курса, читаемого в МГТУ им. Н.Э. Баумана на кафедре иу4 преподавателем Гавриловым В. Е. Курс лекций рекомендован к выполнению текущих аттестационных мероприятий и подготовки к экзамену по предмету «Физические основы микроэлектроники».

# 1 ЛЕКЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ ПО КУРСУ ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ

Лекция №1

06.09.2007.

- №1; Творит Вильям Шекспир.

Реферат 18-20 листов (3-10 недель)

Литература:

- 1) Емелянов Т.И. "Физические основы конструкций и технологий РЭА и ЭВМ."
- 2) Ефимов И.С., Козлов И.И., Горбунов Ю.И. "Микроэлектроника."
- 3) Медведев С.А. "Введение в физику н/ч матер."

$n$  - конст. электростат. конст.  $n = 10^{14}$  - степ. иониз.

плотн. зарядов:  $10^{10} \frac{C}{m^3}$

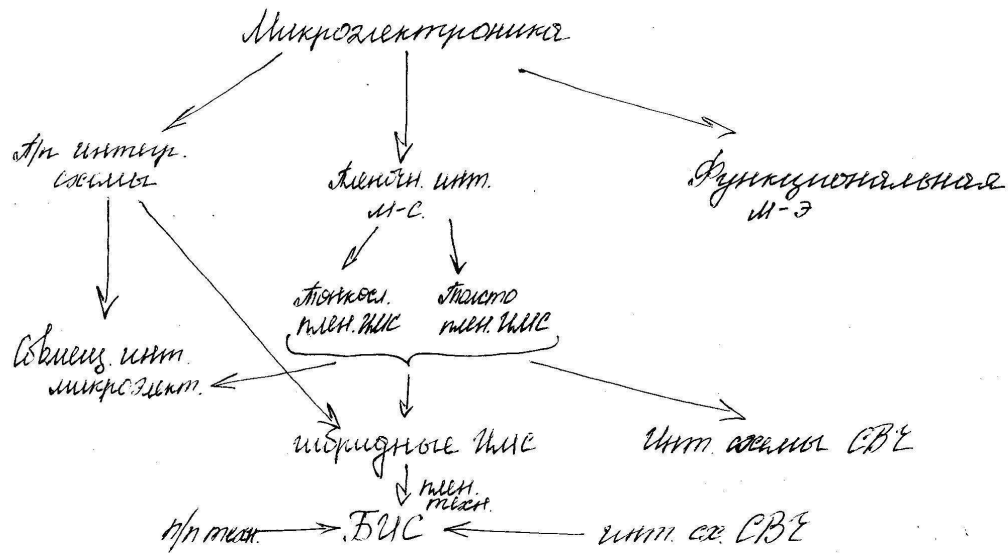
Микроэлектроника - научно-техн. напр. сев. задачей, кот. эл. сев. высоковольтн., эквипмент и микроминиатюрн. электрон. сев. и устар. кот. могут иметь сев. функ. структура.

В основе м/э лежат 2 принципа: интеграция и микроминиатюризация.

Принцип интеграции заключается в получении макс. числа

в функц. отн. узла ЭВМ, объедин. в одн. контур. Большое число элементов, плотн. и сев. между собой в сев. техн. цикл.

Принцип миниатюризации - получение узла малых размеров, миним. массы, мало потреб. энергии.



### Элементы статистики.

#### физика.

Суть: понятие микро свет коллект. и макро свет коллект.

$N$ -частиц,  $3N$  координ.  $3N$  компонент скорости  $v_x, v_y, v_z$

Макросвет - это внеш. проявл. совокупн. микросвет. Одно и то же макросвет может быть реализован разными микросвет.

		4-я-та часть		
4	3	2	1	0
0	1	2	3	4
<div style="display: flex; justify-content: space-around; width: 100%;"> <span>1</span> <span>4</span> <span>6</span> <span>4</span> <span>1</span> </div>				

Все коллективы подразд. на выровну и невыровну.

2

$\frac{N}{2}$  - л. часть

$\frac{N}{2}$  - л. часть



$\frac{N}{\epsilon} \ll 1 \Rightarrow$  невырожден коллектив.

$\langle \nu \rangle$  - сред. расст. между част.

$\langle \nu \rangle \gg \lambda_B \Rightarrow$  невырожден.

$\frac{N}{\epsilon} \gg 1 \Rightarrow$  вырожден.

$\langle \nu \rangle \ll \lambda_B$

Квант част. подразд. фермионы и бозоны, фермионы част. с полуцелым спином (стремятся к четн): электрон, протон, позитрон. Бозоны стрем. к объедин. целочисл. спин. - фотон.

Классич. и квантов. стат. (стат. нибер. и вырожден. квант.)

Вырожден. могут быть коллектив. только квантово-мех. част.

В невырожден. свет. газе квант. и квантово-мех. и классич.

$f_{MB}(\omega)$  - статист. не вырожден. квант.

$f_{FD}(\omega)$  - " - вырожден. " - (фермион)

$f_{BE}(\omega)$  - " - вырожден. " - (бозон)

$f(\omega), f(p), f(v)$

$$f_{MB}(\omega) = \frac{1}{e^{\frac{\omega - \mu}{kT}}} \quad f_{FD}(\omega) = \frac{1}{e^{\frac{\omega - \mu}{kT}} + 1};$$

$$f_{BE}(\omega) = \frac{1}{e^{\frac{\omega - \mu}{kT}} - 1}$$

T - темпер. в град. К.

$k = 1,3805 \cdot 10^{-23} \frac{Дж}{К}$  (пост. Больцмана)

$\mu$  - хим. потенц.,  $\mu_{int}$  (измен. внутр. энергии свет. при измен. числа част. на 1 в усл. пост. объема и энципии)

$$ds = \frac{\Delta Q}{T} - \text{сред. перед. темп. свет. при}$$

переходе из одного сост. сис. в другое в условиях пост. темпер.

$$\mu = (\text{в невыброт. состоят.}) = kT \ln \left[ \frac{N}{V} \cdot \frac{1}{2s+1} \cdot \left( \frac{h^2}{2\pi m kT} \right)^{\frac{3}{2}} \right]$$

$V$  - объем,  $s$  - спин ( $\frac{1}{2}$ )

$m$  ( $m_n, m_p$ ) эффект массы электр. или дырки.

$\mu \ll 1 \Rightarrow$  невыброт. состоят.

Трени. газ азота при норм. услов.

Лекция №2

13.09.2007

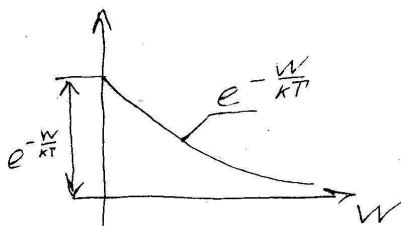
$$n = 10^{25} \text{ 1/м}^3; \quad m = 5 \times 10^{-25} \text{ кг} \quad s = 0;$$

$$\mu = kT \ln \left[ \frac{N}{V} \cdot \frac{1}{2s+1} \cdot \left( \frac{h^2}{2\pi m kT} \right)^{\frac{3}{2}} \right]$$

$$h = 6,6 \times 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$$

$$T = 300^\circ \text{K}$$

$$n \cdot \left( \frac{h^2}{2\pi m kT} \right)^{\frac{3}{2}} \approx 10^{-6} \ll 1$$



$$\frac{n}{kT} = \ln [ \quad ]$$

$$e^{\frac{m}{kT}} = e^{\ln [ \quad ]} \approx 10^{-6}$$

Вероятн. занят. сост. с опред. знач. энергии очень мала, газ наход. в невыброт. сост.

$$n = 10^{28} \text{ 1/м}^3; \quad m \approx 10^{-30} \text{ кг}$$

Электронный газ в мет.

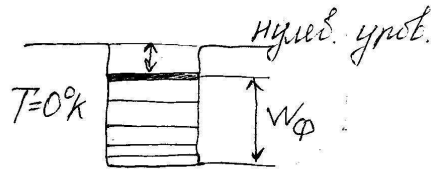
Попробуем опред. при каких усл. электр. газ. Будет наход. в невыбр. сост, т.е. при какой  $T$  величине

4 | полур. для азота  $e^{\frac{m}{kT}} \approx 10^{-6}$

$$t \cong 10000^\circ \text{C}$$

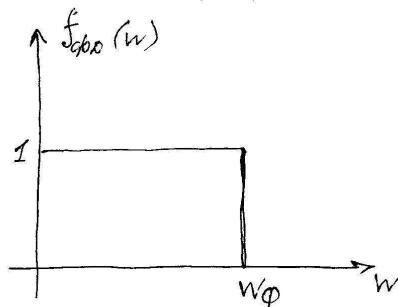
Функция Ферми - Дирака.

$$f_{\text{ФД}}(w) = \frac{1}{e^{\frac{w-\mu}{kT}} + 1}$$



Нулев. ур. - уровень  $e^-$  навод. в м. металла и на таком расстоянии, когда на него не действует поле крист. структ.

$w_{\Phi}$  - энергия п-го  $e^-$  отчит. от дна потенциал. ямы



Уровень Ферми в точке зрения статистики это уровень в-го занял. кет. =  $\frac{1}{2}$

$$f_{\text{ФД}}(w) = \frac{1}{\frac{w-w_{\Phi}}{kT} + 1} = \left[ e^{\frac{w-w_{\Phi}}{kT}} + 1 \right]^{-1};$$

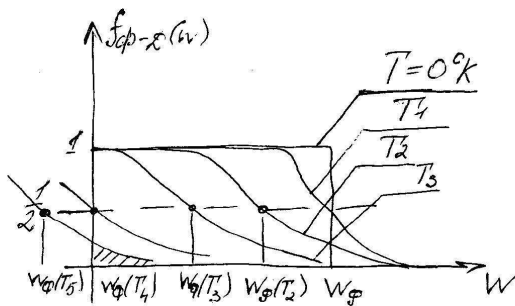
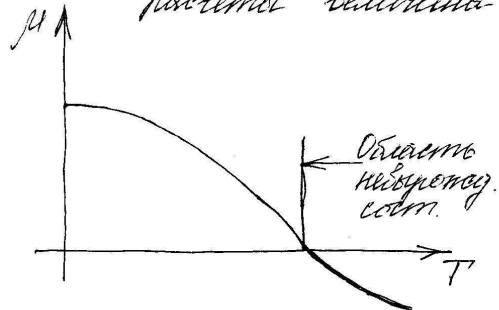
$$T = 0^\circ\text{K}$$

$$w < w_{\Phi} \quad f_{\text{ФД}} \cong 1;$$

$$w > w_{\Phi} \quad f_{\text{ФД}} \cong 0;$$

Рассм. как ведет себе энергия Ферми вблизи от макс.

$\frac{N}{V} = n$ ; как показ. анализ. в-ние  $\mu$  и  
расчет энергии  $\mu$  (ФТ) меняется.



Функция Бозе - Эйнштейна

$$f_{BE}(w) = \frac{1}{e^{\frac{w-\mu}{kT}} - 1}$$

Фотон;  $\mu = 0$ ;  $w = h\nu$ ;

$$\frac{1}{e^{\frac{w}{kT}} - 1} \quad \left. \vphantom{\frac{1}{e^{\frac{w}{kT}} - 1}} \right\} \text{Ф. Планка.}$$

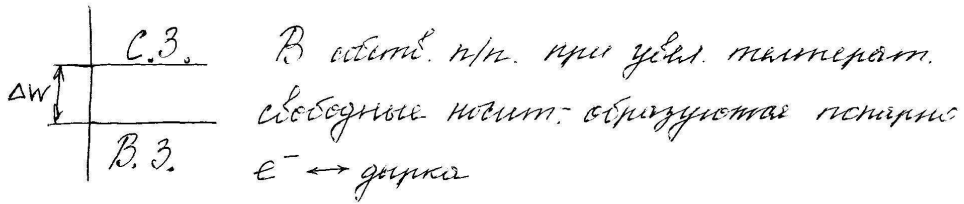
Статистика носителей (электр. и дырок)

в полупроводнике

Статистика носит. в собств. п/п.:

собств. п/п это идеалнo чистый с ~~э~~ абсолют.

крав. кр/ структ. п/п.



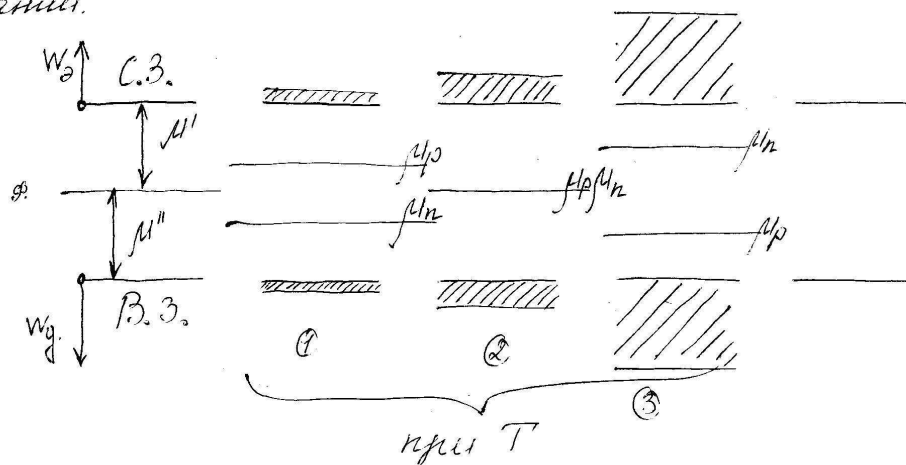
$$\mu_n = kT \ln \frac{n}{N_c}; \quad \mu_p = kT \ln \frac{p}{N_v}$$

$$N_c = 2 \left( \frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/2}; \quad N_v = 2 \left( \frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{3/2};$$

$N_c$  - эффективное число сост.  $e^-$  в свободн. зоне приведенное к её дну.

$N_v$  - эффектив. число сост. дырок в B.З. приведен к ее потялку.

Электр. и дырки всегда в собствен. п/п. наход. в невр. состоянии.



② - Равновесие сост. светл. п/п. (уст. сост.)

Равн. сост. опред. электр. нейтр. в равновес. сост. уровни Ферми одной частицы п/п совпадают.

$n_i$  - сост. п/п.

$$n_i = N_c e^{\mu/kT};$$

$$p_i = N_v e^{\mu/kT};$$

$$n_i = p_i \rightarrow \text{соедин. н/н.}$$

$$\mu' + \mu'' = -\Delta W;$$

$$\mu'' = -\Delta W - \mu';$$

$$N_0 e^{\mu'/kT} = N_0 \cdot e^{-(-\Delta W + \mu')/kT};$$

$$\frac{N_0}{N_0} = \frac{e^{\mu'/kT}}{e^{-(-\Delta W + \mu')/kT}} = e^{(2\mu' + \Delta W)/kT};$$

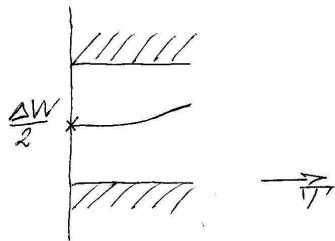
$$\ln \frac{N_0}{N_0} = \frac{2\mu' + \Delta W}{kT};$$

$$\mu' = -\frac{\Delta W}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_0}{N_0}$$

$$\mu' = -\frac{\Delta W}{2} + \frac{kT}{2} \cdot \frac{3}{2} \ln \left[ \frac{m_p}{m_n} \right];$$

Как видно из этого выражения при  $T=0^\circ\text{K}$  уровень Ферми расположен строго в середине запрещенной зоны.

$$m_p > m_n;$$



$$\text{In Sb } \Delta W = 0.17 \text{ эВ}$$

$$\frac{m_p}{m_n} \approx 20;$$

$$n_i = \sqrt{n_i p_i} = (N_0 N_0)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\Delta W}{2kT}} = 2 \frac{2J(m_p m_n)^{\frac{1}{2}} kT}{h^2} \cdot e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}$$

$$= 2 \cdot 2 \frac{2J m_p kT}{h^2}$$

Лекция №3 (20.09.2007)

$$n_i = p_i = (N_c N_v)^{\frac{1}{2}} \cdot e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}$$

	Si	Ge	Sn	
$\Delta W, \text{эВ}$	1,12	0,72	0,08	$T = T_{\text{комн.}}$
$n_i, \frac{1}{\text{см}^3}$	$10^{15}$	$3 \times 10^{19}$	$10^{24}$	

Ge ( $\Delta W \neq 0,72 \text{эВ}$ )

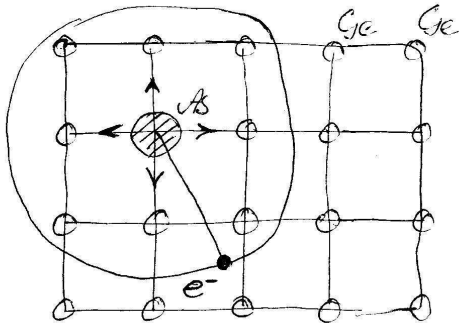
$T, \text{K}$	100	300	600
$n_i, \frac{1}{\text{см}^3}$	$3 \times 10^7$	$3 \times 10^{19}$	$6 \times 10^{23}$

Триплетное урствие в м/к

Триплет:  $10^{-2} \%$ ;

Косерное крив. урствие, Ациклическое крив. урствие, примесное крив. урствие, дуплетное крив. урствие.

Косерное



$\epsilon$  и  $\epsilon$  пог. ст. об. атомов и атомов  $As$   
 $Ge: \epsilon = 16$

5 валент. электр. атомов As не урствие в образ. атомов крив. урствие соседними атомов Ge его крив. и атомов атомов. только крив. ст. об.  $\epsilon$  пог.

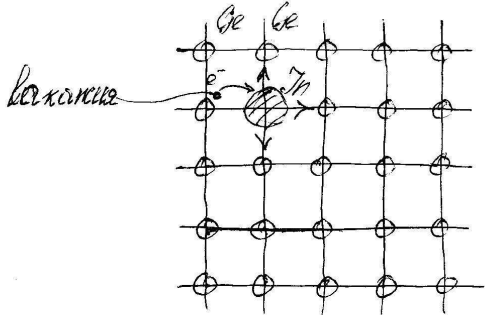
C3  
 // // // // //  
 -----  $w_g(w_g)$

	$w_g, \text{эВ}$		
	$\rho$	$\text{As}$	$\text{SB}$
Si	0,045	0,050	0,030
Ge	0,012	0,015	0,010

// // // // //  
 B.3.

Акцепторные

$T = 0^\circ\text{K}$



Ток дырок  $\rightarrow$  ток в B.3.

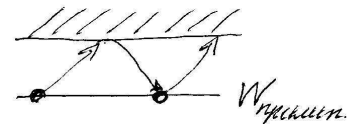
C.3.  
 // // // // //

-----  $w_a(w_a)$   
 // // // // //  
 B.3.

	$w_a, \text{эВ}$			
	$\text{B}$	$\text{As}$	$\text{Ge}$	$\text{Sn}$
Si	0,045	0,020	0,070	0,16
Ge	0,010	0,010	0,011	0,011

Уровни приманья

Уровни приманья так же как в и-а - мышные приманья они являются дефекты, наличие неупорядочен. приманья, дефекты в кристаллической структуре.

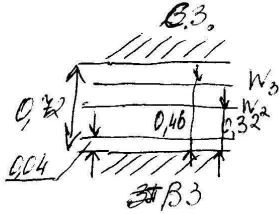


Уровни приманья в и-а могут сумм. уров. выше энергии неравновесн. носителей.



Глубокие уровни

As в Ge



$W_2, W_3$  - глубокие уровни.

# Глубокие уровни оказывают

сильное влияние на процесс рекомбинации

несовершенных носителей заряда.

Токи в узлах

Рассм. ток из-за  $e^-$  в В.З.

$$i_{e^*} = -q v_e$$

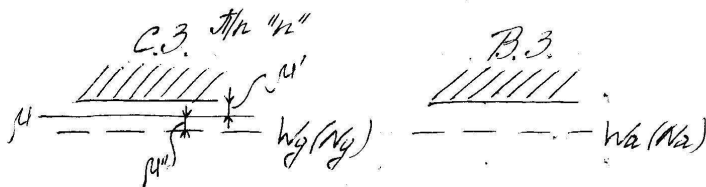
$$i_{ze} = -q \sum_s v_s$$

Если все осм. s в В.З. замечает  $e^-$ , то  $i_{ze} = 0$ ;

$i_{ze}$ , если 1 осм. свободно:

$$i_{ze} = -q \sum_{s \neq i} v_s = -q \underbrace{\sum_s v_s}_0 + q v_i$$

Статистика носит.  $e^-$  и дырок в узлах n/n.



$$n = n_{pnp} + n_i$$

$$n \approx n_{pnp}$$

$$\mu' = kT \ln \frac{n}{N_c}$$

$T_s$  - температур. потенциал  
 $T_{s1} = \frac{1}{2} T_s$  - температур. потенциал.

Как показ. теор. и эксперим. та же самая форма уровней Ферми с уровнями иониз. примесей.

$$\mu' = kT_s \ln \frac{N_D}{2 N_c} - W_2$$

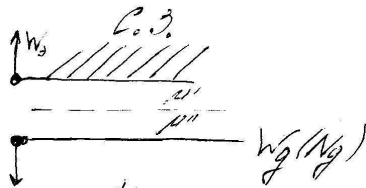
$$T_{S'} = \frac{W_g}{k \cdot \ln \frac{2N_c}{N_g}};$$

$$W_g \sim C, 10B;$$

$$N_g = 10^{22} \frac{1}{10B};$$

$$N_c = 2 \left( \frac{2\pi m k T}{h^2} \right)^{3/2}$$

$$T_{S'} = 320 K; T = -241^\circ C;$$



$$n = N_c e^{\mu'/kT};$$

$$p = N_g e^{\mu''/kT}; \quad \mu' + \mu'' = -W_g;$$

$$N_c e^{\mu'/kT} = N_g e^{-(W_g + \mu'')/kT};$$

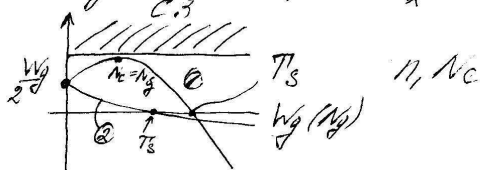
$$\frac{N_g}{N_c} = \frac{e^{-\mu''/kT}}{e^{-W_g/kT}} = e^{\frac{W_g + 2\mu'}{kT}};$$

$$\ln \frac{N_g}{N_c} = \frac{W_g + 2\mu'}{kT};$$

$$\mu' = -\frac{W_g}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_g}{N_c};$$

При  $T = 0^\circ K$  уровень Ферми в  $n$ -типа полупроводнике стремится к уровню дна свободной зоны.

Область низких температур:  $\frac{3}{2} kT = W_g$



$n \uparrow \quad N_c \uparrow \quad \textcircled{1}$   
 $n \uparrow \quad N_c \uparrow \quad \textcircled{2}$

В первом случае уровень Ферми стремится к уровню дна свободной зоны при  $N_c = N_g$

Скорость роста  $T$ :

$$n = N_0 + (N_c N_s)^{1/2} e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}$$

$$\mu' = kT \ln \frac{n}{N_c} = kT \ln \left[ \frac{N_0}{N_c} + \left( \frac{N_s}{N_c} \right)^{1/2} e^{-\frac{\Delta W}{2kT}} \right]$$

Уровень Ферми в области средн. темп. меняется почти линейно с изменением темп.

$$n = N_c e^{\mu'/kT};$$

$$n = N_c \exp \left\{ -\frac{W_0}{kT} + \frac{1}{2} \ln \frac{N_0}{N_c} \right\} = N_c \exp \left[ -\frac{W_0}{kT} \right] \cdot \frac{1}{2} e^{\frac{1}{2} \ln \frac{N_0}{N_c}} =$$

$$= N_0 e^{-\frac{W_0}{2kT}};$$

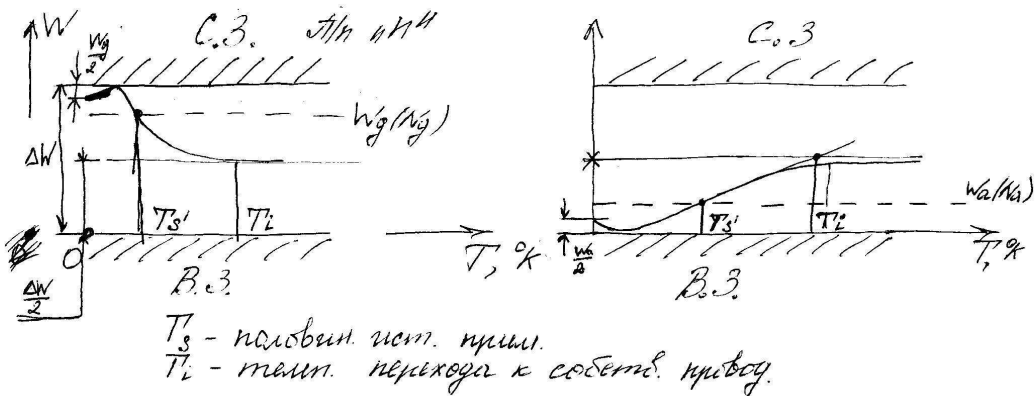
$$= N_c e^{-\frac{W_0}{2kT}} e^{\frac{1}{2} \ln \frac{N_0}{N_c}} = N_c e^{-\frac{W_0}{2kT}} \left( \frac{N_0}{N_c} \right)^{1/2} = \sqrt{N_c N_0} e^{-\frac{W_0}{2kT}}$$

Область высоких температур: концентрация свобод. зарядов больше концентрации  $n = n_i$ ;

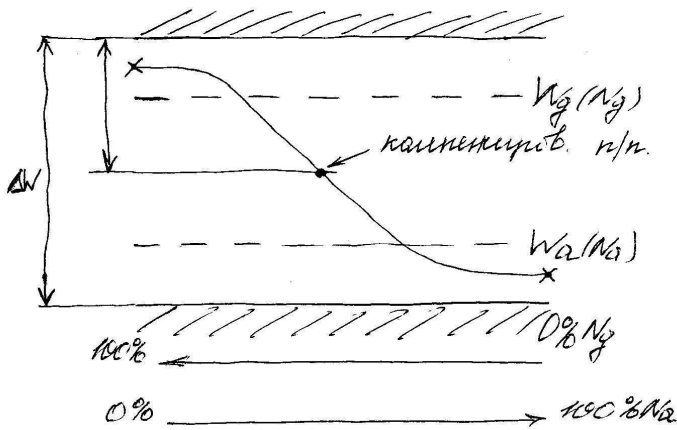
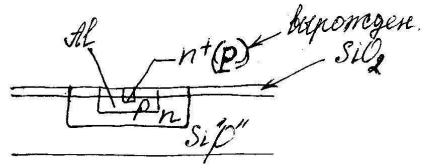
В области все темп., когда конц. носим.  $n = n_i$  уровень Ферми равен в середине запрещ. зоны.

Лекция №4

27.09.2008



П/п содержит. оедр. в.  
 уонорн. акцетт. примеси.

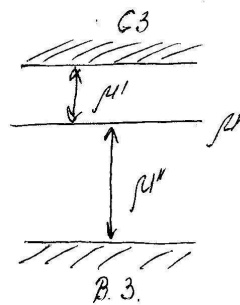


Нижние температуры.

Токи упр. Ф. пойд. Вверх. половине 3.3. n/n вкл. n/n n-типа  
 Если в нижней, то n/n p-типа

Концентрация основных и не осн. носит.

Рассм. n/n в кот. есть осн. носит. для n-типа  
 и не осн. (p-типа)

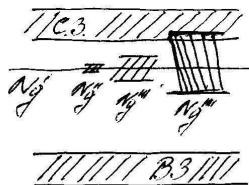


$$\begin{aligned}
 n &= N_c e^{\mu'/kT}; \\
 p &= N_v e^{\mu''/kT}; \\
 n \cdot p &= N_c N_v e^{\frac{\mu' + \mu''}{kT}}; \\
 n_i &= (N_c N_v)^{1/2} e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}; \\
 \mu' + \mu'' &= -\Delta W; \\
 \mu'' &= -\Delta W - \mu'; \\
 \boxed{n_n \cdot p_n = p_p \cdot n_p = n_i^2}
 \end{aligned}$$

Из соотнош. след, что в любой n/p и p/n типе произв. конц. осн. на неоснов. равно квадрату концентрации собствен. носителей в собственном n/p ( $n_i$ ) при условии  $T = const$

### Вырожденное n/p

Это n/p с очень высокой конц. примеси.



$N_d (N_d)$  уровень прим. с опред. соответств.

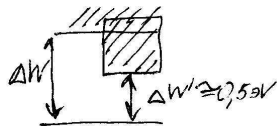
$$N_d''' > N_d'' > N_d' > N_d;$$

4-аургай - вырожд. n/p проводн. Функции распредел. в свободной зоне это функции Ферми-Дирака.

$$\langle \epsilon \rangle = \sqrt[3]{\frac{1}{N_d}}; \ll \epsilon_s$$

Условие вырожденности n/p.

$$Ge \Delta W = 0,72 eV; N_d = 10^{25} \frac{1}{m^3}$$



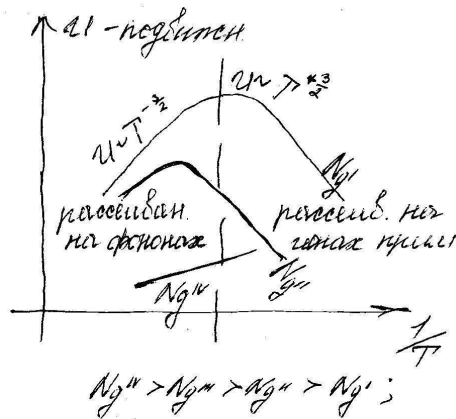
Зависим. подвижности носит  
от температуры

Подвижн. носит связана с силой столкн. с функцией соб. протекса она опред. структ. латент.

Ч.ва. факторы рассеивания

- 1) На упругих колеб. крист. струк. (фононах)
- 2) На ионах примеси

В области высоких  $\pm$  явл. рассеив. на упругих колебаниях кристалл, а низких на ионах примеси.



Собственная провод к/п.

$$v_i = q(n \mu_n + p \mu_p)$$

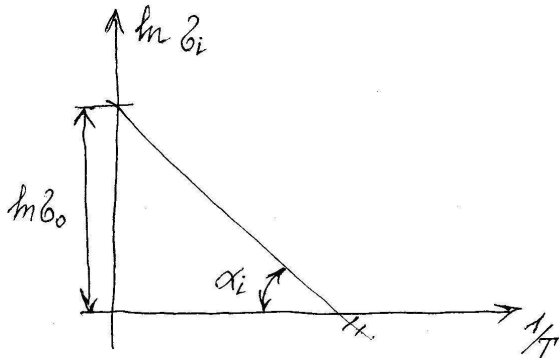
$$v_i = q n_i \mu \cdot A$$

$$n_i = (N_c N_v)^{1/2} e^{-\frac{\Delta W}{2kT}} = 2 \left( \frac{2 \pi m_p m_n}{h^2} kT \right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}$$

Собствен. провод. явл. провод. высоких температур.

В этом случ.  $\mu \sim T^{-3/2}$ ,  $v_i = A \cdot B \cdot T^{3/2} \cdot e^{-\frac{\Delta W}{2kT}} \cdot T^{-3/2}$ ;

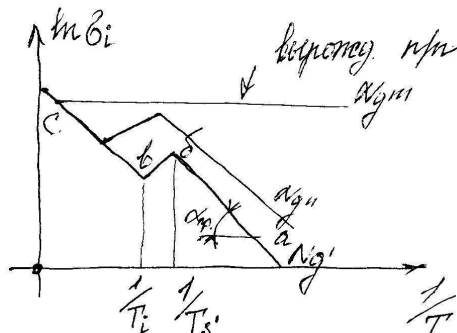
$$v_i = v_0 e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}; \quad \ln v_i = \ln v_0 - \frac{\Delta W}{2kT};$$



Треуго. собств.  $n/n$ , когда все атомы ионизиров.

$$\alpha_i = \arctg \frac{\Delta W}{2k}$$

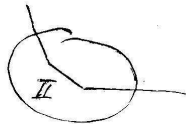
Треуго. примесности  $n/n$



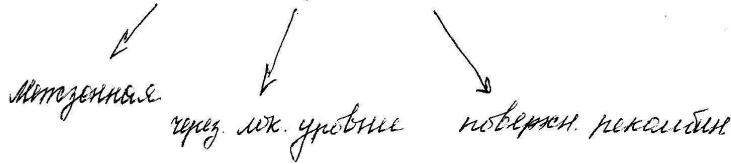
$$c_{gr} = c_{gr0} e^{-\frac{\Delta W'}{2kT}};$$

$$\alpha_{gr} = \arctg \frac{W_{gr}}{2k};$$

На участке б-в примесь полностью иониз. квант. собств. носит. через выч. масса на этом участке след. кривой отрез температур запис. подбитан носит. Самая сн. фронт. квант. на утроях квант. или на фронте, то след. заб. будет  $\text{б-с}$  или на ионах, то II.



## Рекombинация в п/п



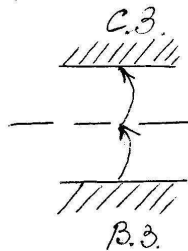
Если  $e^-$  из св. зоны перешел в валентн. - мгновен. рекомб.  
 Фот. из св. з. на лок. уровни  $\rightarrow$  в с.з.;  
 Видим. энергия (фотон, фонон), в соотв. с этим  
 рекомбин. подразд. на излуч. и безизлучат.

### Лекция №5

~~№~~ 04.10.07

$$\Delta W = 1 \text{ эВ}$$

Энергия фото фронтои 0,1 эВ. Безизлуч. многофотонная  
 рекомбинация маловероятна.



Обычно безизлуч. рекомб. в п/п с широкой з.з. идет  
 через локальные центры.

Фронт. излуч. рекомб. хар. для п/п с малой шириной з.з.

$$\text{InSb } \Delta W = 0,17 \text{ эВ};$$

Эффектос в сильном поле.

$$j = \sigma E; \quad \sigma = q(n\mu_n + p\mu_p)$$

Калабыи полеи отнес. поле вытисни ~~зависит~~  
 носит и подлитен не зависит от вытисно поле

$$U_{\text{эфф}} \approx U_m; \quad - \text{ сильное поле}$$



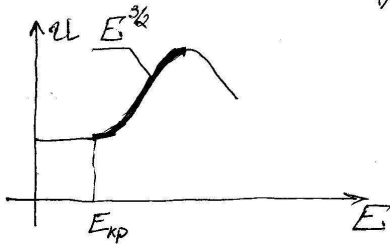
$$\frac{3}{2} kT \leq \underbrace{qEL_{cd}}_{\text{эл. дрейфа}}$$

$$E > \frac{3}{2} \frac{kT}{qL_{cd}} \leftarrow \text{сильное поле.}$$

В сильн. полях конц. и попул. зав. от вел. поля

Зав. попул. носит от E

1) При рассеив. на ионах примеси подвижн. перен.  $E^{3/2}$



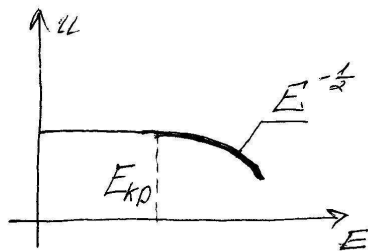
\* В этом случ. с увелич. напряж. увелич. напряж. дрейфа растет, а сред. длины вылета электронов с ионами.

2) Если основ. факт. рассеив. эл. рассеив. на шум. колеб., то

$$\tau_{sp} \approx \sqrt{E}$$

$$v_{dr} = \mu E;$$

$$\mu = \frac{v_{dr}}{E} = \frac{\sqrt{E}}{E} = E^{-1/2};$$

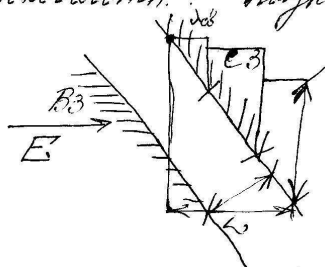


Зав. концентр. носит от напряж. э/л

Термальная; термоэлектронная; электростатич.

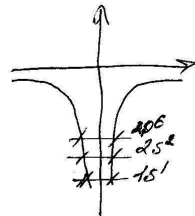
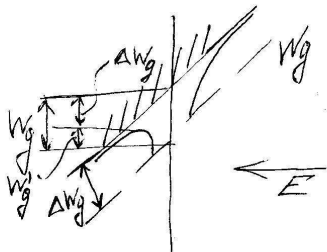
а) Ударная ионизация на низковольтной и высоковольтной.

Высоковольтная: Низковольтная:



Увеличив. скорость напр. дйттен. теряется, а значит дйттен. возраст. (там. электр. поле растит). Напряже. электр. поле дйттен. быть больше  $E_{кр}$  на всей  $L_0$ .

б) Термоэлектронная ионизация (примен. при  $T < T_{иониз.}$ )



$$n = (N_c N_g)^{1/2} e^{-\frac{W_0}{2kT}}$$

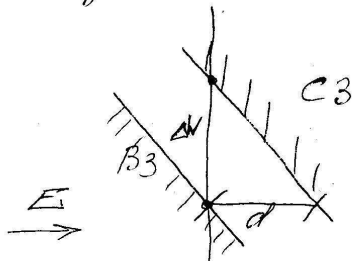
$$n = (N_c N_g)^{1/2} e^{-\frac{W_0}{2kT}}$$

$$W_0' = W_0 - \Delta W,$$

$$n = (N_c N_g)^{1/2} e^{-\frac{(W_0 - \Delta W)}{2kT}} =$$

$$= \underbrace{(N_c N_g)^{1/2} e^{-\frac{W_0}{2kT}}}_{n_0} e^{\frac{\Delta W}{2kT}} = n_0 e^{\frac{\Delta W}{2kT}};$$

в) Электроотем. иониз. след. с тупильн. пучками  $e^-$  из катодн. зоны в с.з.

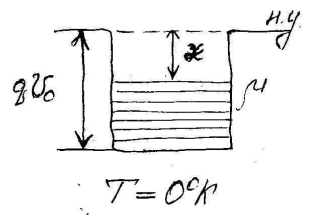
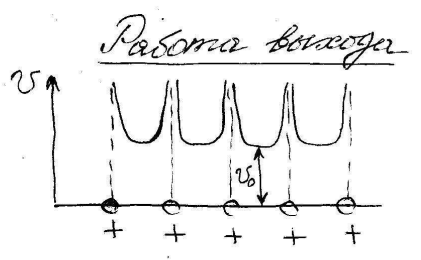


При опред. напр. имеет место туннельн. переход из зоны в зону в С.З.

$\omega$  - в-ть перехода В.З.  $\rightarrow$  С.З.

$$\omega \propto e^{-\frac{(\Delta W)^{3/2}}{2E}};$$

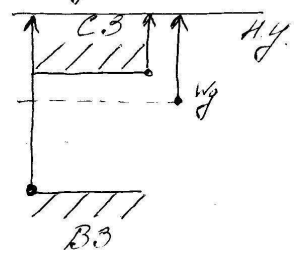
Контактные явления



$A$  - работа выхода

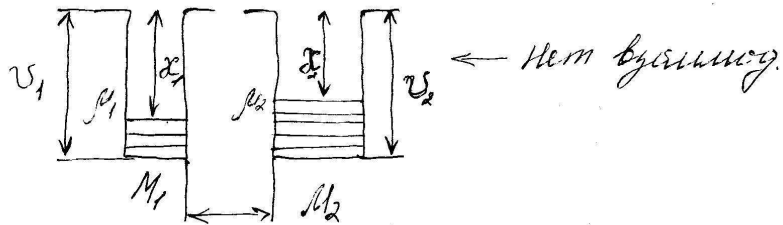
Н.у. - ур-ль  $e^-$  навод. вне ~~на~~ металла на разот, это не кр-ст. не оказ на него влияние.

При  $T \neq 0K$  на нулев. ур-вень могут переход. как  $e^-$  от выше ур-вня Ферми при  $T=0K$ , так и выше ур- Ф. В первом случ. осудя за счет элек. кр-ст. структ. (крит. скалд. ), во втором кр-ст. разорев. Третьим случ. раб. выхода работну при перем. с ур-вня Ф. на н.у.

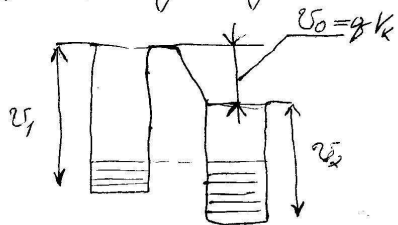


В н/п. ур-ль критич. да раб. выхода раб. кет. науд. совершить по перем.  $e^-$  с ур-вня Ф. на нулев. ур-вень

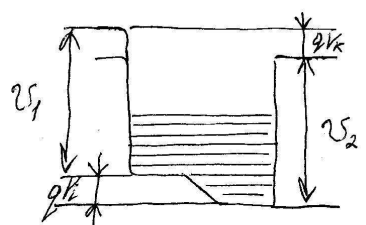
## Контакт двух металлов



В случ. малого конт. когда возм. обмен электр., наблюд. припущ. переток  $e^-$  из второго в первый. Этого же ситуации, когда уровни Ферми сдвину на 1-м уровне.



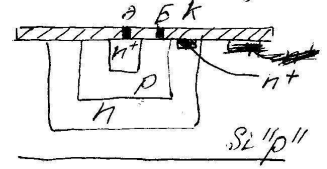
$\psi_0$  изм. в эВ числ. разн. конт. разн.  $\phi_1$  в Вольтаже и числ. разн. конт. разн. потенциалов.



$\phi_1$  - внутр. конт. разн. мет.

## Контакт металл - n/n

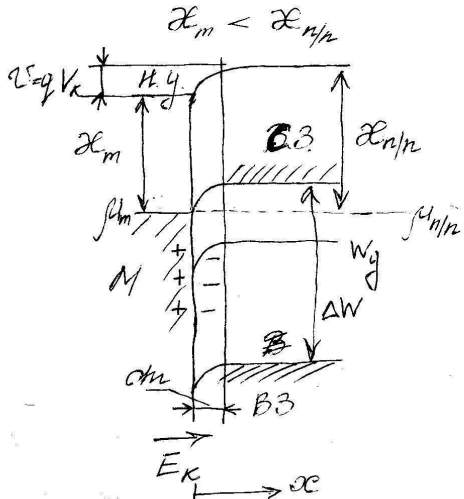
Конт. Me - n/n могут быть гетероан и не вольтамметрич. в ситуации атомы. и могут быть выпр. с донорн. атомы.



22

## Контакт Me - n/n с атомными атомы

Me - n/n "n"



Величина  $x/p$  мала по сравнению с шириной крист./структ. При таком контакте происходит обрыв цепи  $n/p$  толщиной  $x/p$  электронов, т.е. несут, а не обрыв. пов. провод., такой слой называется антидиффузионным, а контакт омическим.

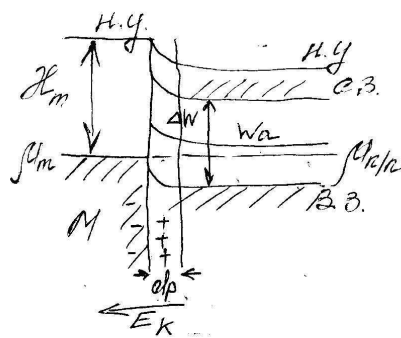
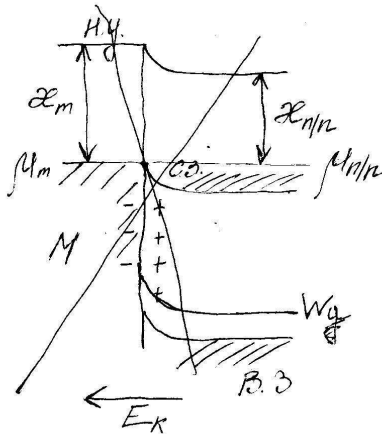
называется антидиффузионным, а контакт омическим.

$$n(x) = n_{no} \cdot e^{-\frac{V(x)}{kT}}, \quad n_{no} - \text{конц. впе слое } dx$$

Необходим контактный резистор. в обл. коллектора где подклог. ед к мет. выводу

Me - n/n "p"

$$x_{np} < x_m$$



$e^-$  из p полупров. переход. в мет, а слой др. обогатившая носит дырки, слой имеет повши. провод наз. антизернионн.

$$\rho(x) = \rho_0 \cdot e^{-\frac{V(x)}{kT}};$$

$\rho_0$  - конст. дырок вне слоя др.

Конст. не выпр. с антизернионн. слоем, следовательно.

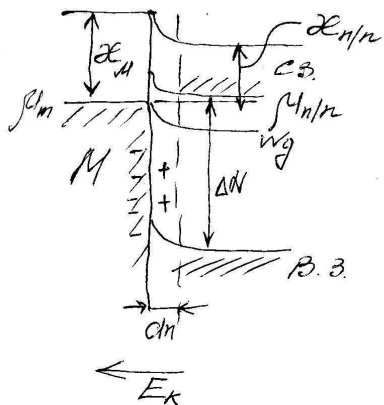
Контакты Me - n/n с джонн. слоем

Me - n/n "n"

$$n(x) = n_0 e^{-\frac{V(x)}{kT}}$$

$x_m > x_{n/n}$

В случае такого контакта

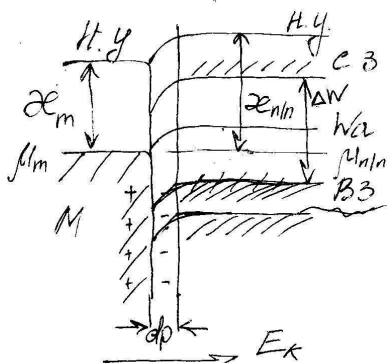


$e^-$  из n/n типа и переход. в мет. слой др. в этом слое. слой обогатив. полупров. атом. донорной прим. - создают избыточный заряд.

Переход с джонн. слоем, выпр. мет, обладает полнот. провод.

Me - n/n "p"

$x_{n/n} > x_m$



$$\rho(x) = \rho_0 e^{-\frac{V(x)}{kT}}$$

$e^-$  из p полупров. переход. в мет, а слой др. обогатившая носит дырки, слой имеет повши. провод наз. антизернионн.

$$\rho(x) = \rho_0 \cdot e^{-\frac{U(x)}{kT}};$$

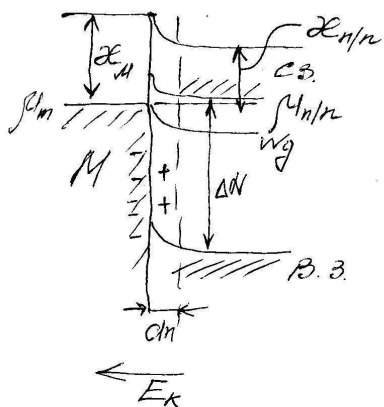
$\rho_0$  - конст. дырок вне слоя др.

Конст. не выпр. с антизернионн. слоем, следовательно.

Контакты Me - n/n с джонн. слоем

Me - n/n "n"

$$L_m > L_{n/n}$$



$$n(x) = n_0 e^{-\frac{U(x)}{kT}}$$

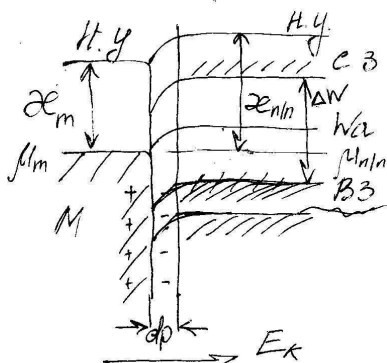
В случае такого контакта

$e^-$  из n/n типа и переход. в мет. слой др. в этом слое. слой обогатив. полупров. атом. донорной прим., - наличием. свободный заряд.

Переход с джонн. слоем, выпр. мет, обладает полнот. провод.

Me - n/n "p"

$$L_{n/n} > L_m$$



$$\rho(x) = \rho_0 e^{-\frac{U(x)}{kT}}$$

$$U(x) = \frac{q^2 n_{no} (d_n - x)^2}{2 \epsilon_0 \epsilon} \quad (1 \text{ аугуэ})$$

$$U(x) = \frac{q^2 p_{po} (d_p - x)^2}{2 \epsilon_0 \epsilon} \quad (2 \text{ аугуэ})$$

$$x \Rightarrow 0 \rightarrow U(x) = U_0;$$

$$d_n = \sqrt{\frac{2 \epsilon_0 \epsilon U_0}{q^2 n_{no}}}; \quad (1 \text{ аугуэ})$$

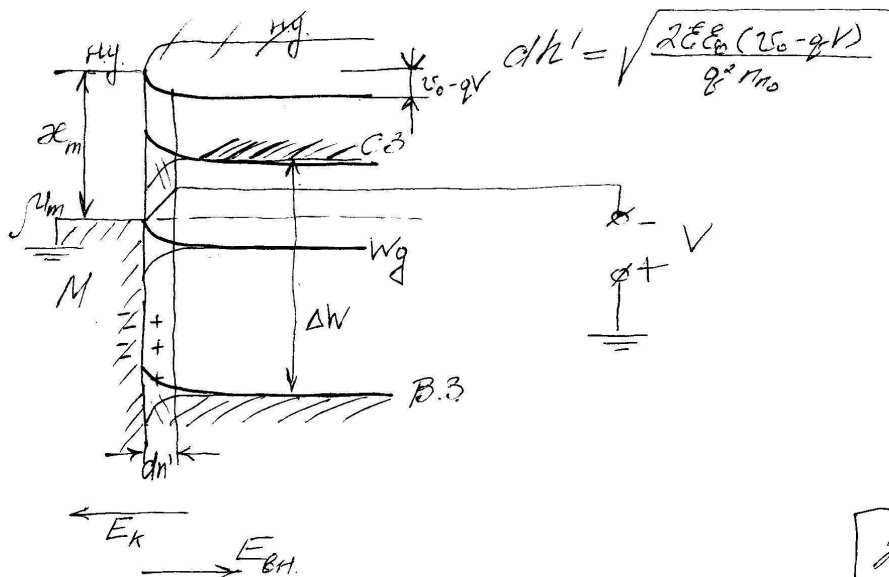
$$d_p = \sqrt{\frac{2 \epsilon_0 \epsilon U_0}{q^2 p_{po}}}; \quad (2 \text{ аугуэ})$$

$d_n, d_p \rightarrow \text{мкм}$

Термисг. Me - n/n "n" нилл  
нунмоне. Шиллнло нонунене.

Me - "n"

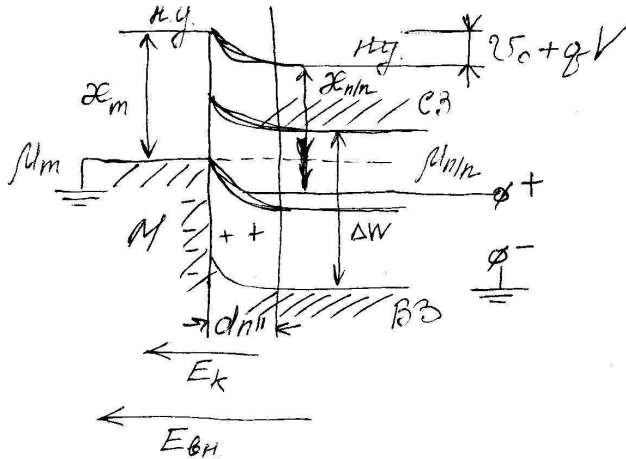
$$\alpha_m > \alpha_{n/p}$$





Внешнее напряжение. Включ. в прямом,  $d_n'$  стал меньше, чем без напря.

Приклад. напря. в обратном:



Лекция № 7

18.10.07

$$L_n = L_{np} = L_s$$

Меняется на  $qU_{KT}$  раз:

$$I_{np} = I_s \left( \exp\left\{ \frac{qV}{kT} \right\} - 1 \right);$$

$$I_{ap} = I_s \left( \exp\left\{ -\frac{qV}{kT} \right\} - 1 \right);$$

$d_n \gg \frac{2U_0}{kT} \lambda$  - ~~то~~ в аур. большой величины ауре.

обвалит заряды  $d_n$ ,  $e^-$  проходит через этот аур. почти

многократно. стили, не имеет почти диффуз. характ.

для этого аур. ауре. диффуз. переход

$$I_s = q \cdot n(0) U_n \frac{U_0 + qV}{d_n}$$

$$n(0) = n_{p0} \cdot \exp\left\{ -\frac{U}{kT} \right\}$$

$n_{p0}$  - концен. в макс. конст.

$$d_n \leq \frac{2U_0}{kT} \lambda;$$

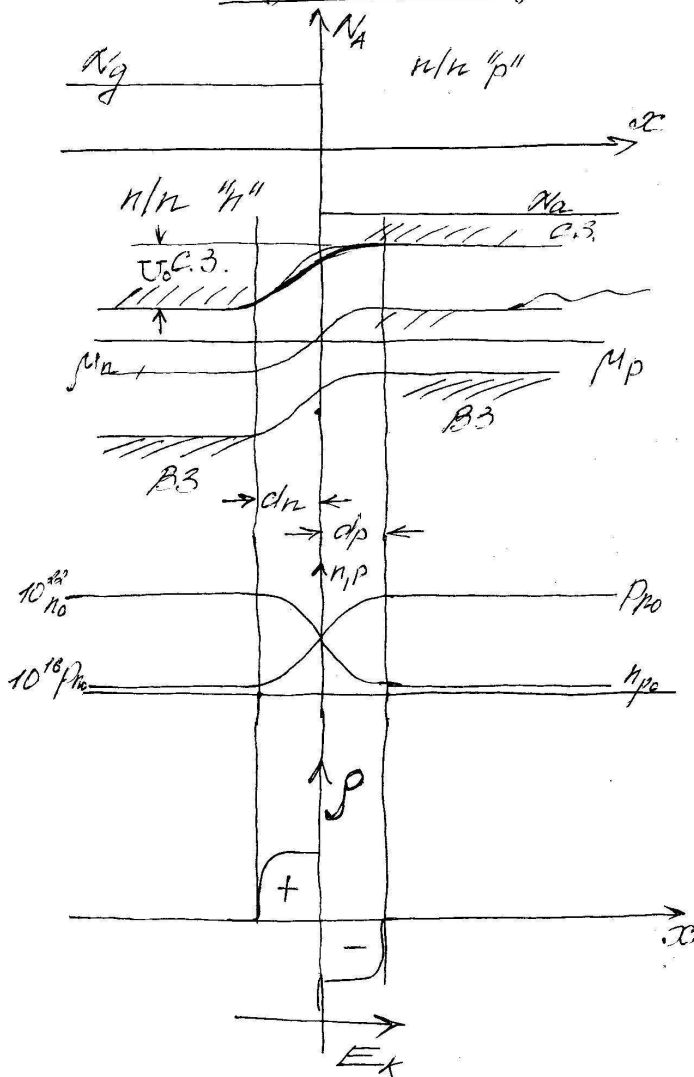
Физическая теория:

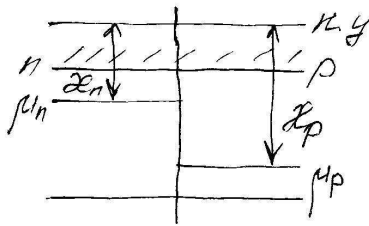
$$L_s = \frac{1}{4} v_{th} \tau (c) \left( \frac{3kT}{m_n} \right)^{1/2}$$

### Переходы n/n — n/n

Перех. могут быть резкими и плавн. симметрич и несимметрич.  
резкие перх. полуэ при эмиттере-переходу и при отводе инжекц.  
при диффуз. перх. всегда полуэ плавн.

#### Резкий переход





$$U_0 = \varphi_p - \varphi_n$$

$$n_{p0} = N_c e^{-\mu_n/kT}$$

$$n_{p0} = N_c \cdot e^{-\frac{\mu_n + U_0}{kT}} = \underbrace{N_c e^{-\frac{\mu_n}{kT}}}_{n_{n0}} \cdot e^{-\frac{U_0}{kT}} =$$

$$\neq \frac{n_{p0}}{n_{n0}} = e^{-\frac{U_0}{kT}}$$

$$kT \cdot \ln \frac{n_{p0}}{n_{n0}} = U_0 \Rightarrow U_0 = kT \ln \frac{n_{p0}}{n_{n0}}$$

Область I  $\rightarrow d_n < x < 0$

$$U(x) = \frac{q^2 n_{n0} (d_n - x)^2}{2 \epsilon_0 \epsilon}$$

$$E_x(x) = \frac{q n_{n0} (d_n - x)}{\epsilon_0 \epsilon}$$

Область II  $\rightarrow 0 < x < d_p$

$$U(x) = U_0 - \frac{q^2 p_{p0} (d_p - x)^2}{2 \epsilon_0 \epsilon}$$

$$E_x(x) = \frac{q p_{p0} (d_p - x)}{\epsilon_0 \epsilon}$$

При  $x=0$ : в центре потенциального барьера и конт. поле макс. по выводу, где 1-ый и 2-ой обл. должны быть равны т.к.  $U$  и  $E_x$  непрерывны.

$$I. \quad \frac{q^2 n_{n0} d_n^2}{2 \epsilon_0 \epsilon} = U_0 - \frac{q^2 p_{p0} d_p^2}{2 \epsilon_0 \epsilon}$$

$$II. \quad \frac{q n_{n0} d_n}{\epsilon_0 \epsilon} = \frac{q p_{p0} d_p}{\epsilon_0 \epsilon}$$

$$\text{Из II: } n_{nc} d_n = p_{p0} d_p;$$

$$\frac{d_n}{d_p} = \frac{p_{p0}}{n_{nc}}, \quad d_n + d_p = d;$$

$$d = d_n \left(1 + \frac{p_{p0}}{n_{nc}}\right);$$

Плотность атомов объема гермеция в/н обратно пропорциональна <sup>основн.</sup> концентрации. Уточним в числ.

$$\text{Из I: } U_0 = \frac{q^2 n_{nc} d_n^2}{2 \epsilon_0 \epsilon} + \frac{q^2 p_{p0} d_p^2}{2 \epsilon_0 \epsilon} = \frac{q^2 n_{nc} p_{p0}}{2 \epsilon_0 \epsilon (n_{nc} + p_{p0})} d^2$$

$$d = d_n + d_p = \left[ \frac{2 \epsilon_0 \epsilon U_0 (n_{nc} + p_{p0})}{q^2 n_{nc} p_{p0}} \right]^{1/2}$$

$$\left( n_{nc} \ll p_{p0} \right)$$

$$d \approx d_n$$

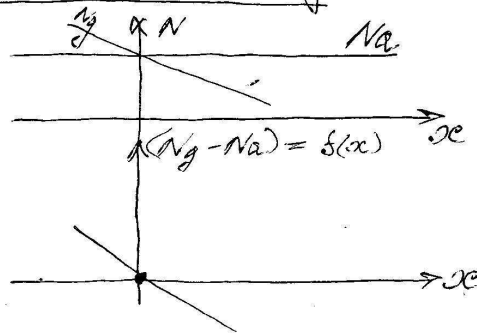
$$d \approx d_n = \left[ \frac{2 \epsilon_0 \epsilon U_0}{q^2 n_{nc}} \right]^{1/2}$$

$$\text{Ср: } n_{nc} = 10^{21} \frac{1}{\text{см}^3};$$

$$p_{p0} = 10^{23} \frac{1}{\text{см}^3};$$

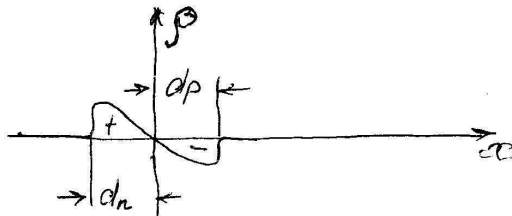
$$d_n = 7,7 \cdot 10^{-7} \text{ м}; \quad d_p = 8 \cdot 10^{-9} \text{ м};$$

Потенциальный переход.



$$N_D - N_A = ax$$

$a$  - коэффициент наклона.

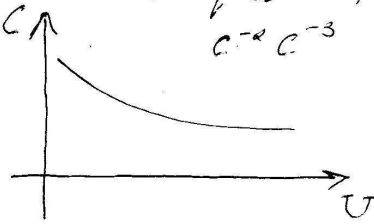


$$E_x = \frac{qa}{\epsilon_0 \epsilon} (d_n^2 - x^2) \quad -d_n < x < 0$$

$$E_x = \frac{qa}{\epsilon_0 \epsilon} (d_p^2 - x^2) \quad 0 < x < d_p$$

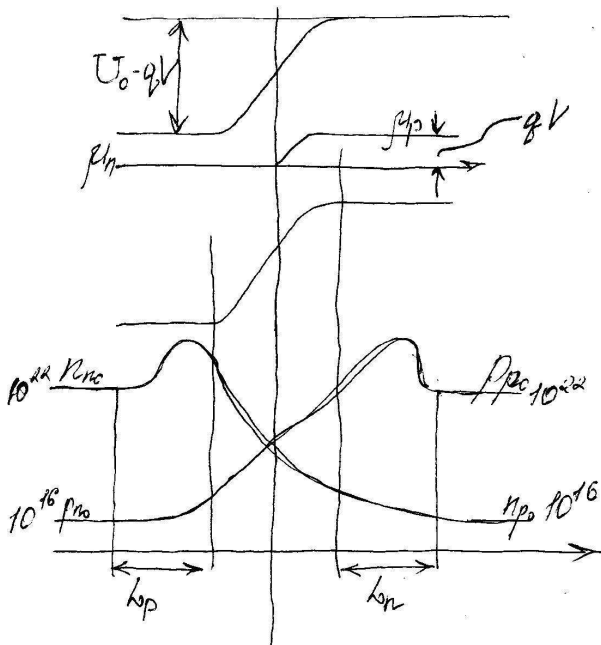
$$\Delta n = \Delta p = \left( \frac{R \epsilon_0 \epsilon U_0}{q^2 a} \right)^{1/3}$$

$C^{-2} C^{-3}$



В p-n переходе при подаче внешней напряж.

В прям. напр.

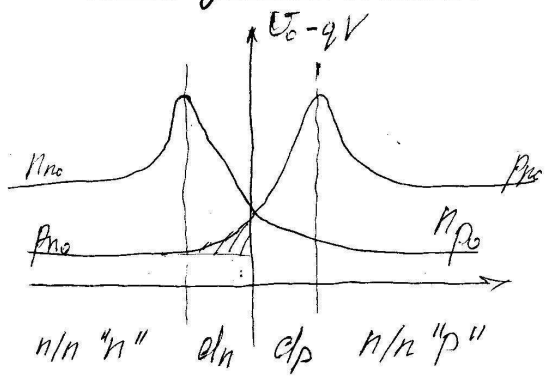


Под действием внешн. электр. потенц.  $V$  уменьшается и повышается в прям. напр. внешняя потенц. барьера конитте на величину  $qV$ , в результате из n-обл. в р-обл. перетекат дыр. (по сравн. с равновесн. сост. переходя) итди  $e^-$ , а из р-обл. в n-обл. итди дыр. Электр. перетекат. в р-обл. и дырки перем. в n-обл. считаясь для этих обл.

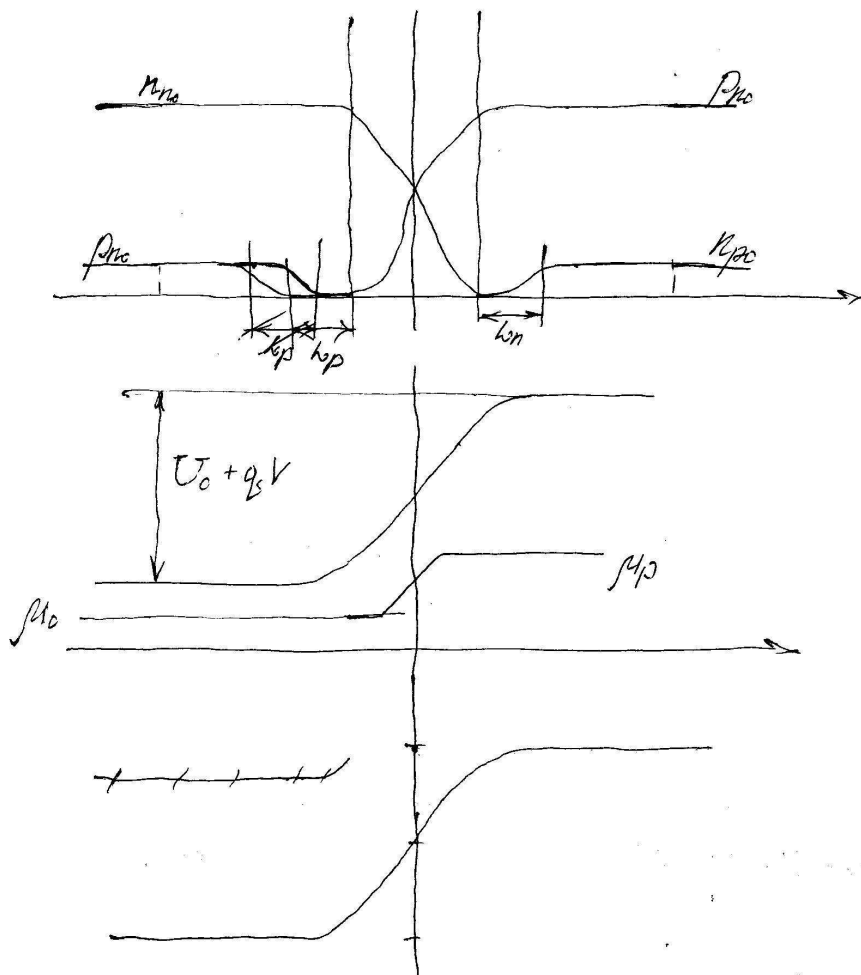
30

несамовн. носит., т.е. внешн. поле приложено в прямом напр. вынужд. носители конитте несамовн.

носит в p и n обл. n/p, e<sup>-</sup> и наоборот. в p-обл.  
 притяг. к себе дырки из области той обл., в слуд.  
 что концы носид. у p-n перехода носид.  
 Ломает. дырку прит. дырок экранир. отриц. дыркой.  
 избыток. e<sup>-</sup>, такая же картина носид. и в n-обл.  
 отриц. дыркой прит. e<sup>-</sup> экранир. полость дыркой и наоборот.  
 дырок поэтому избыт. e<sup>-</sup> и дырки и наоборот в n и p  
 области не созд. в этих обл. некапитализир. обмен. дыр.  
 а слуд. дон. электр. носид, притет. дыркам. носид. н.  
 - носид. в обмен. n/p. Труднее протек. также носид.  
 отред. тоже. процессы некапитализир. В равновесии  
 свет p+n переходов концы носид. сразу же дырки равн.  
 значения по выводу из обл. обмен. дыркой. При этом  
 прит. разности потенциал. концентрации носид. и носид. носид.  
 сохран. баланс равновесия некапитализир. дыркой.  
 дырки. Лекция №8 25.10.2007



p-n переход при включении в обратном



При приложении обр. напряж. высота барьера увелич., что препятств. переходу  $e^-$  из n-обл. в p-обл. и дрейфов. в обратном направ. для носит. носит. Е поле является удерж. потт. носит. носит. из п-обл. к p-n переходу и обр. диффуз. к переходу и перенос. элект. полем ( $E_n$ ) в ур. обл. обр. ток в заданн. направ. конь. это носит. носит. все время потт. из-за счт. тем. возб. или тем. центр. потт. ток в обрат. напр. напр. темлов.

В прям. напр.:

$$p_n = p_{n0} e^{qV/kT} \quad p_{n0} = p_{p0} e^{-U_0/kT}$$

$$n_p = n_{p0} e^{qV/kT} \quad n_{p0} = n_{n0} e^{-U_0/kT}$$

Для прямого перехода:

$$d \approx \left[ \frac{2 \epsilon_0 \epsilon (\psi_0 - qV) (n_{n0} + p_{p0})}{q^2 n_{n0} p_{p0}} \right]^{1/2}; \quad d = d_p + d_n$$

Для прямого перехода:

$$d \approx \left[ \frac{12 \epsilon_0 \epsilon (\psi_0 - qV)}{q \cdot a} \right]^{1/3}$$

В обратном напр.:

$$p_n = p_{n0} e^{-qV/kT}$$

$$n_p = n_{p0} e^{-qV/kT}$$

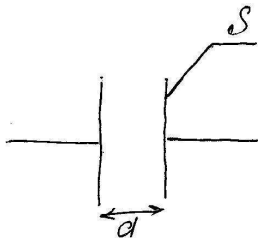
Для прямого перехода:

$$d = \left[ \frac{2 \epsilon_0 \epsilon (\psi_0 + qV) (n_{n0} + p_{p0})}{q^2 n_{n0} p_{p0}} \right]^{1/2}$$

Для прямого

$$d = \left[ \frac{12 \epsilon_0 \epsilon (\psi_0 + qV)}{q \cdot a} \right]^{1/3}$$

### Диэлектрики в электрическом поле



$$u = U_m \sin \omega t$$

$$i = I_m e^{j\omega t}$$

$$\dot{Q}_0 = C_0 \dot{U}$$

$C_0$  - емкость вакуума

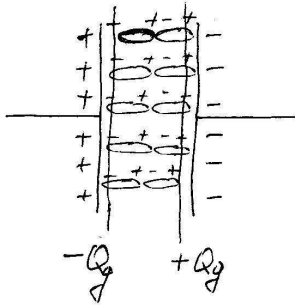
$$\dot{U} = \frac{\dot{Q}_0}{C_0} = \frac{\dot{Q}}{C}$$



$$C = \epsilon C_0$$

$$\dot{Q} = \epsilon \dot{Q}_0$$

Увеличение заряда на обложках конденс. является следств. поляриз. диэлектрика.



$$\dot{Q}_g = \dot{Q} - \dot{Q}_{cb}$$

$P = Q_g \cdot d$  - электр. момент всего объема диэлектрика.

$$\dot{P} = \frac{P}{s \cdot d} = \frac{\dot{Q}_g d}{s \cdot d} = \frac{\dot{Q}_g}{s} - \text{един. пов.} = \rho$$

Как видно электр. момент един. объема диэлектрика равен пов. плотности заряда на поверхности диэлектрика.

$$\dot{Q}_g = \dot{P} \cdot s$$

Если между обложками диэлектрика отщип.

$$\dot{Q}_{cb} = \dot{Q}_0 = C_0 \cdot U = \frac{\epsilon_0 \cdot s}{d} E \cdot d$$

$$\text{и } E = \frac{U}{d}$$

$E$  - зарядн. напряж. поле между обложками конденсатора.

$$\dot{Q}_{cb} = \epsilon_0 s \cdot \dot{E}$$

$\dot{K} = \frac{\dot{Q}}{s}$ ; - по опреж. электр. индукция

$$K = \epsilon_0 \epsilon_0 E s$$

$$\dot{Q} = \epsilon \epsilon_0 \dot{E} s$$

$$\dot{P} \cdot s = \epsilon_0 \epsilon \dot{E} s = \epsilon \epsilon_0 s \dot{E}$$

$$\dot{\rho} = \epsilon_0 (\epsilon - 1) \dot{E} \quad (1)$$

$\epsilon_0$  - электр. постоянная.

$\epsilon$  - отнош. между связ. заряда к заряду свободн.

$$\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi \cdot 10^9} \frac{\text{Ф}}{\text{м}}$$

Формула (1) справ. у, кот. диаметр. изотропна, а если они явл. анизотропн. Для мн. диэлектрик. в изотроп. диэлектрик. момент. ед. объема можно предст.

$$\dot{\rho} = n \dot{\rho}_g = n \alpha \dot{E}_g \quad (2)$$

$\alpha$  - диэлектрик. част. в-ва.

$E_g$  - местн. локальн. напряж. действ. на частицу.

$$E_g = E + \frac{\rho}{3\epsilon_0} \quad \text{— ур-ние Лоренца (3)}$$

$$\text{из (1)} \quad E = \frac{\rho}{\epsilon_0(\epsilon-1)}; \quad \neq$$

$$\text{из (2)} \quad E_g = \frac{\rho}{n\alpha};$$

$$E_g \frac{\rho}{n\alpha} = \frac{\rho}{\epsilon_0(\epsilon-1)} + \frac{\rho}{3\epsilon_0}$$

$$\boxed{\frac{\epsilon-1}{\epsilon+2} = \frac{n\alpha}{3\epsilon_0}} \quad \text{— уравн. Лоренца —}$$

— Максвелл

Диэлектрик. прониц. явл. мерой диэлектрик.

$\epsilon/n$  - зависит от структ. и атомн. частот.

входящих в него.

$$\epsilon = \nu^2, \quad \nu \text{ — квадрат коэф. преломл.$$

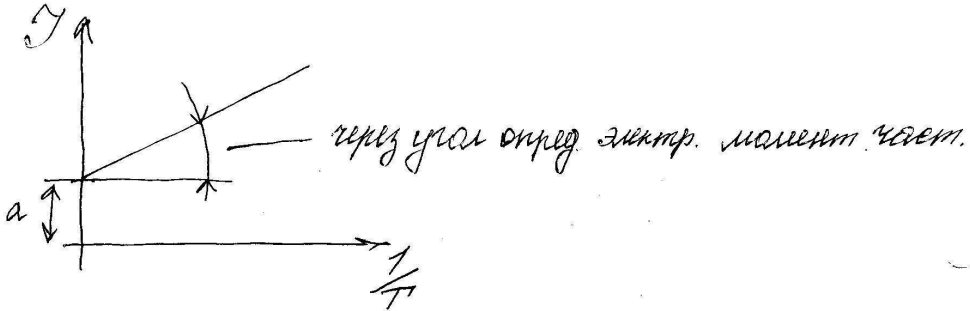
Уравн. К-М справ. для нейтр. и поляри. газов, а так же для нейтр. и атомарн. жидкостей.

$$\alpha = \alpha_g + \alpha_d$$

$\alpha_2$  - напр. обуг. анигу. аосоу. во вилем. а/п  
 $\alpha_g$  - обуг. оуиет. тееикуе гуиоуеб.

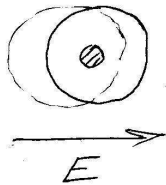
$$\alpha_g = \frac{p_3^2}{3kT}$$

$$\frac{\epsilon-1}{\epsilon+2} \frac{m}{d} = \frac{N_{d0} \alpha_2}{3\epsilon_0} + \frac{N_n}{3\epsilon_0} \cdot \frac{p_3^2}{3kT}$$



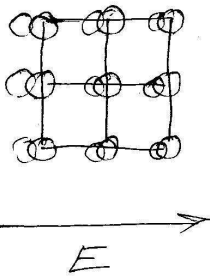
Конкретные виды поляризу

1) Электронная поляризу - анигу. а/об. электр. чает. во вилем. электр. пол.

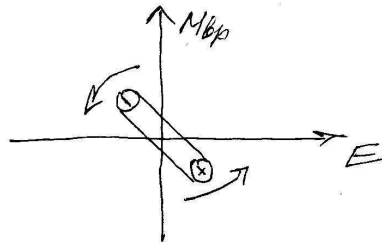
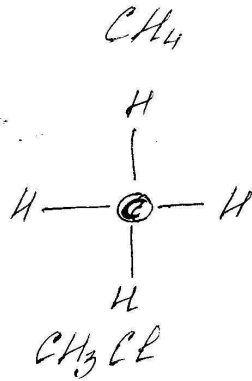


Множен.  $\epsilon = 10^{-15}$  с; ~~не~~ этот тип поляризу. не слез. с потерями.

2) Ионная поляризу.  $\epsilon = 10^{-13}$  с (не слез. с потер.)



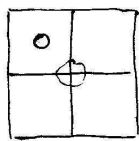
3. Дипольная поляризу. (связ. с потерями)  $\epsilon_1 > \epsilon_2 > \epsilon_3$



4. Электр. - релаксационная.

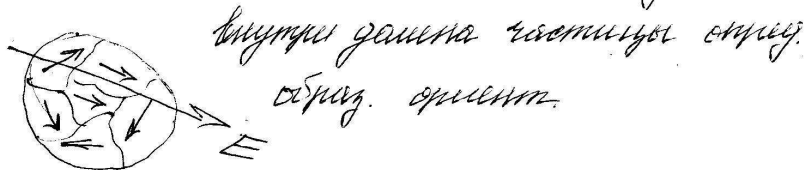
Электр. релакс. --shell оболочек в том слое, куда электроны возб. тетлов жермел.

5. Ионно-релаксация: shell берет част. нискоу в ионно-узле, или в узле, но алабоселу.



6. Структурная, ширель. - shell берет част. нискоу или неоднородн. выключил (самая медленная)

7. Спонтанная: поляризу. в матах. ширель. дащен. ступит.



Сред. болеское  $\epsilon$  и минн. характ. дельта  $\epsilon_0$

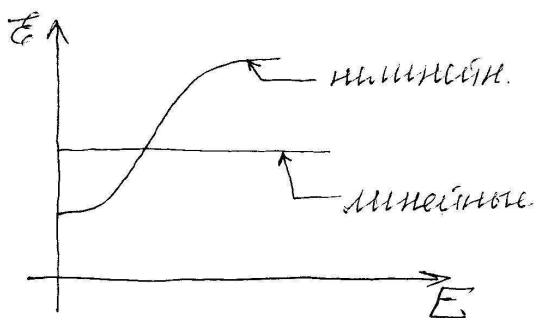
от напряже  $E$ .

8. Резонансная - ошнт. частоту, собств. част. кот. совпад. с част. внеш. э/п.

Лекция 19

01.11.2007

Классификация диэктр.  
в связи с механизмом поляризу.



- 1) Нейтральные (неполяри.) - имеют одну тип поляризу. - электрост. (поляризон, полярность)  
 $\epsilon < 2,0$
- 2) Полярные - крист. электр. поляризу. дипольная поляризу. (эпоксидная смола)  $\epsilon \sim 10$
- 3) Ионные соедин. - электр. + электр.-релакс.  
ионный + ионно-релакс.
  - а) электр. и ионная (кварт. урик. ион. кварц, корунд ( $Al_2O_3$ ))
  - б) 4 типа поляризу. (неорг. стекла)  
 $\epsilon = 4 \div 100$
- 4) Сегнетоэлектрики (характ. полар. спонтанная) (сегнетовая соль,  $BaTiO_3$ , сегнетокерамика)
- 5) Пьезоэлектрики - поляризу. под действием механич. напряж. (кварц)

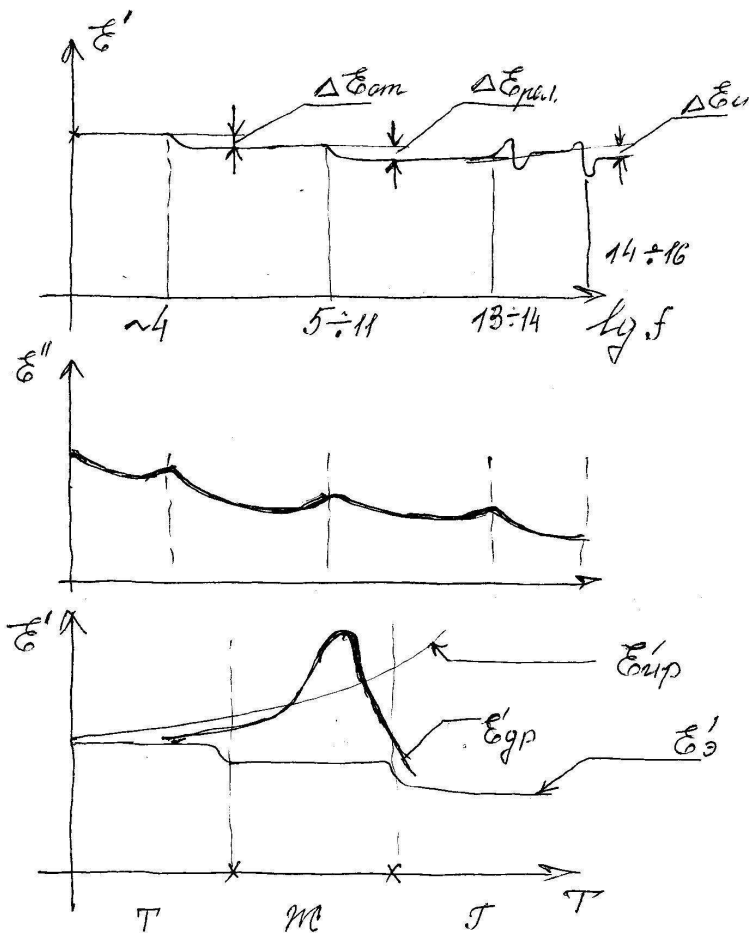
б) Зектритетъ - б-ва кем. глум. времея соръ.  
~~от~~ сѡво помяну. нѡял етѡмне ѡ/н.

Заданнѡ глумитѡ времея.  
ом мѡментам и ѡментам

ТКЭ (ТКС);

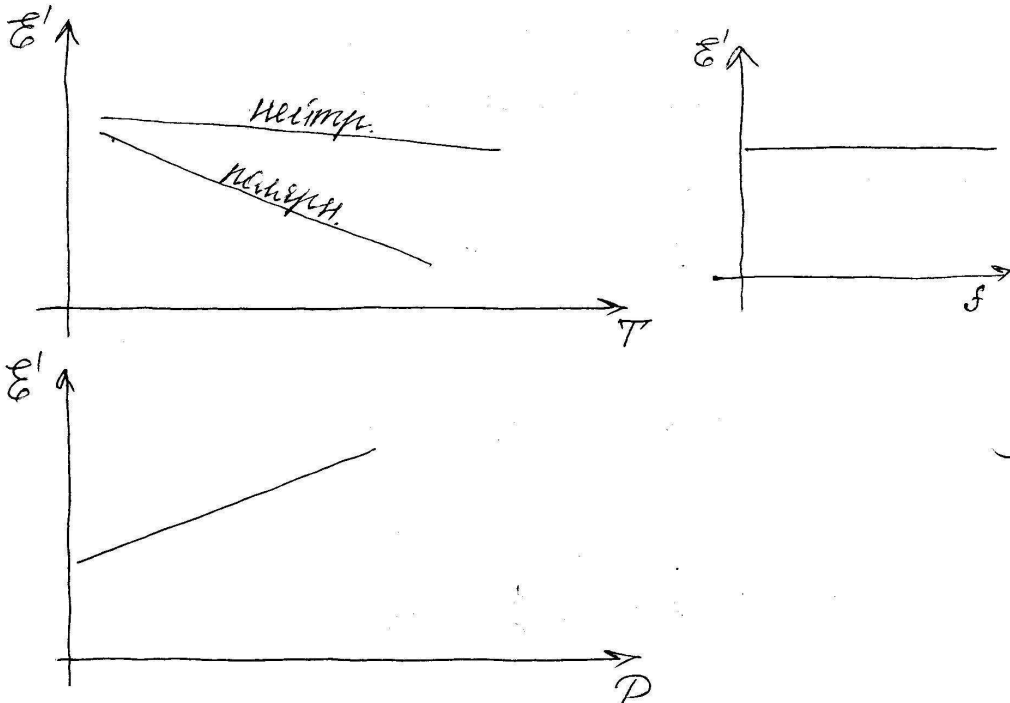
$$TKЭ = \frac{\frac{d\epsilon}{d\lambda}}{\epsilon}, \text{ } 1/\text{oe}$$

$$f_{KE} = \frac{d\epsilon/ds}{\epsilon}, \text{ } 1/\text{шб}$$



Физическая теория

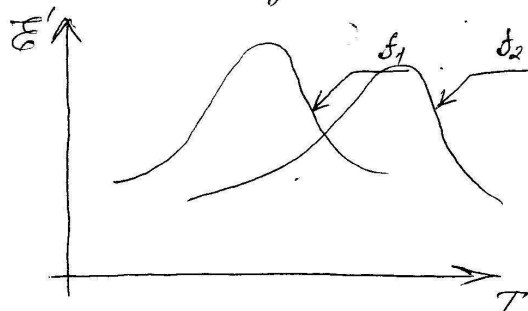
$\epsilon \sim 1,0008 \div 1,004$



Физическая теория полярных диэлектриков

Нейтр. поляр. диэл. в диэлектрике не имеют и зарядов. Ведут себя так же как нейтральные молекулы.

Полярные молекулы диэлектрика: обычно при воздействии электрич. поля молекулы выстраиваются. (Время зат. м/у равнов. после снятия внешнего возд. фактора)

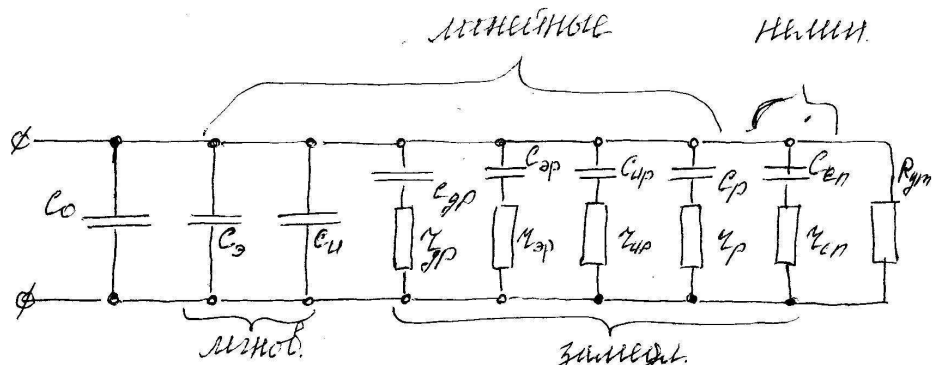


$\delta_2 > \delta_1$

## В/и твердые диэлектрики

Нейтрон. тв. диэл. ведут себя, также как нейтрон. жидк или нейтрон. газы

Полариз. тв. диэл. ведут себя, также как полариз. жидкости.



$C_0$  - при кот. диэлектрик отсуит.

## Физическая природа

$$I_c = j\omega \epsilon \epsilon_0 \chi u;$$

$$I_a \neq; \epsilon \chi \delta = \frac{I_a}{I_c};$$

$$I_a = \omega \epsilon \epsilon_0 \chi \delta u;$$

$$I_{\Sigma} = I_a + I_c = \omega \epsilon \epsilon_0 \chi \delta u \quad /s$$

$$\begin{aligned} \text{Плотн. тока} \quad J_{\Sigma} &= \frac{\omega \epsilon \epsilon_0 \chi \delta \cdot E d}{s} + \frac{j\omega \epsilon \epsilon_0 \cdot \frac{\epsilon_0 s}{d} E d}{s} = \\ &= \underbrace{\omega \epsilon_0 \epsilon \chi \delta E}_{\sigma_2} + \underbrace{j\omega \epsilon_0 \epsilon E}_{\chi_1} \end{aligned}$$

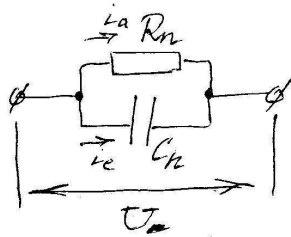
Плотн. напр. электр. поля, любая след. зам. в в-ве прот. во времени до момента зат и электр. напряж. сист опред. напр. ток и темп электр.



$$D = \epsilon - \epsilon_0 E;$$

$$\gamma_{\text{ли}} = \frac{dR}{dt} = \frac{dD}{dt} + \epsilon_0 \frac{dE}{dt};$$

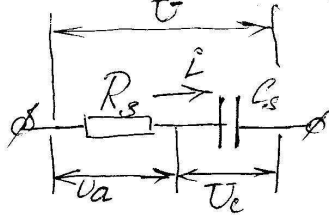
Почему ток не зависит от частоты? Как это связано с емкостью и индуктивностью?



Почему в цепи, в которой нет индуктивности (RLC)?

$$\text{tg } \delta = \frac{I_a}{I_c} = \frac{U/R_n}{U/\omega C_n} = \frac{1}{R_n \omega C_n} \rightarrow R_n = \frac{1}{\text{tg } \delta \omega C_n}$$

$$P_a = U \cdot I_a = U \frac{U}{R_n} = \frac{U^2}{R_n} = U^2 \omega C_n \text{tg } \delta;$$



$$\text{tg } \delta = \frac{U_a}{U_e} = \frac{I R_s}{I \frac{1}{\omega C_s}} = R_s \omega C_s;$$

$$P_a = U_a \cdot I = I^2 R_s = \frac{U^2 R_s}{\sqrt{R_s^2 + (\frac{1}{\omega C_s})^2}} = \frac{U^2 R_s}{R_s^2 + (\frac{1}{\omega C_s})^2} =$$

$$= \frac{U^2 R_s}{(\frac{1}{\omega C_s})^2 [1 + \frac{R_s^2}{(\omega C_s)^2}]} = \frac{U^2 \omega C_s \text{tg } \delta}{1 + \text{tg}^2 \delta} \approx U^2 \omega C_s \text{tg } \delta;$$

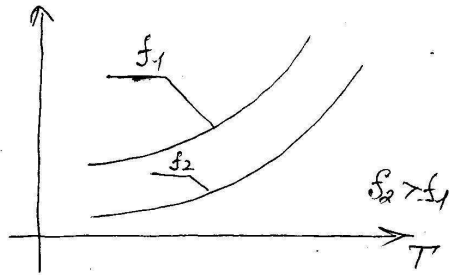
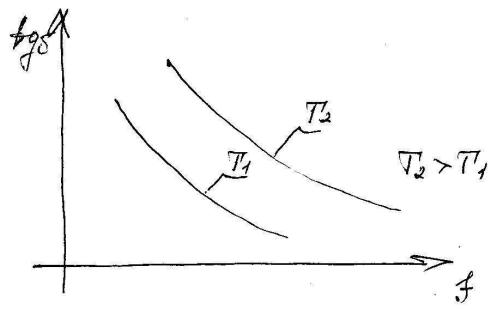
$\text{tg } \delta = 0,0002$

### Разноблизности качества цепи

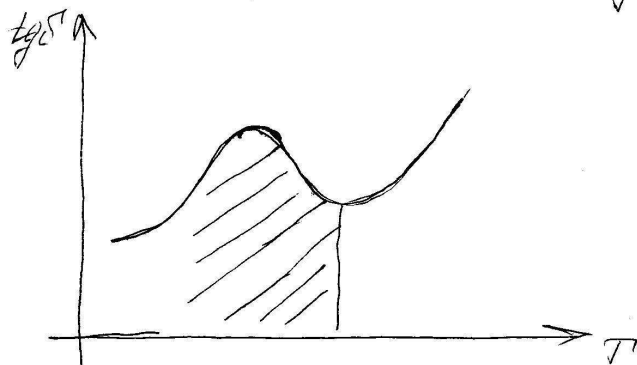
(Почему в цепи качества):

1) Почему проводимость  $\sigma = \frac{\epsilon \delta \text{tg } \delta}{1,8 \cdot 10^{12}} (\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1}$

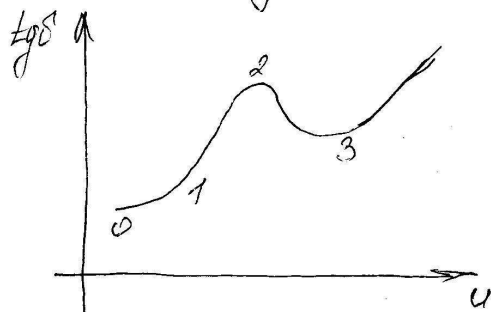
$$\sigma = A e^{-\delta r}$$



2) Релаксацион. потери : связ. с пот. на переход  
 от одного, или сразу при смене диэлектрика.



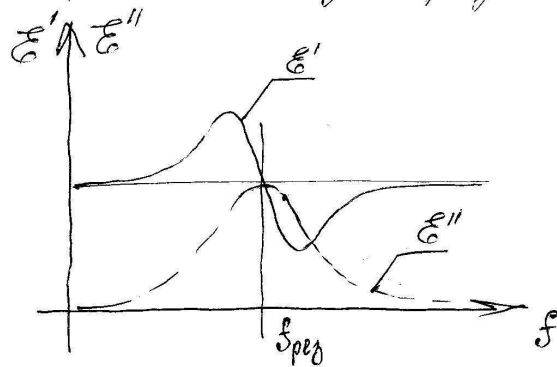
3) Иониз. потери в диэлект. - след. наличия  
 незр. фазы в тв. диэлектре.



$$\frac{\Delta \text{tg}\delta}{\Delta U}$$

или более.

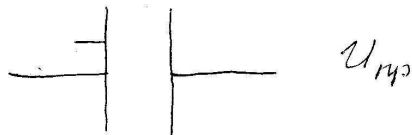
4) Резонансные - связь с резонан. типом колеб.



Лекция N 90

15.11.2007

### Тробои диэлектриков.



Тробои можети бити обратимими и необрат. (обратим. только жидких и газях)

$$E_{тр} = \frac{U_{тр}}{d};$$

### Тробои изобразных диэлектриков.

Тробои в изобразн. диэлектрик. дѣл. мид. удружн. потни и фотто потни. В воздухе сѣд.  $10^3 \text{ км/с}^3$

$$W_{мид.} = q \cdot E \cdot \lambda; \quad U_{мид.}$$

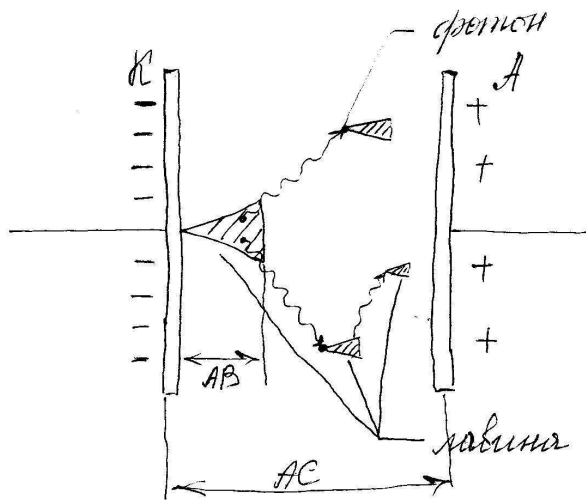
$U_{мид.}$  - потнието на свободн. тробене.

$$U_{мид.} = \frac{W_{мид.}}{q}$$

$$U_{мид.} \approx 4 \div 25 \text{ В}$$

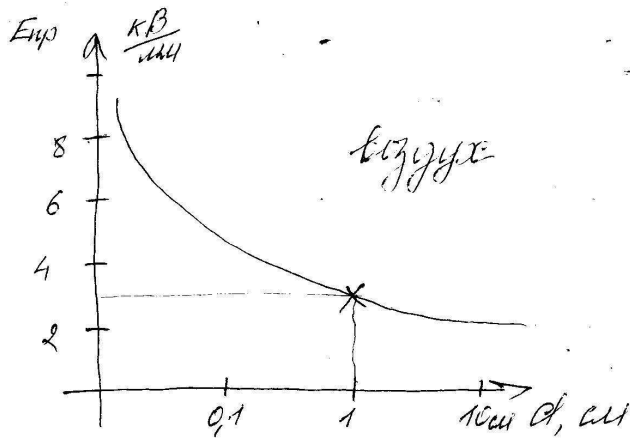
$$v = 600 \text{ км/с}, \text{ где } u = [\text{В}], \text{ а } v = [\text{км/сек}]$$

$$1000 \text{ км/сек}$$



Фотон  $3 \cdot 10^{10}$  м/сек

При приложении напр. между электр. и при его увелич.  
 до опред. величины намын. образ. лавины наибольшей  
 вероятности ее образ. у катода (с катода стекают электр.)  
 и лавина движ. удерживаясь поперек, но при соудар. электр.  
 с нейтральными молек. газа может пройти на ее длину,  
 а возбужденные в движ. момент. такая молек. возбужд.  
 в исходное сост. при этом излуч. фотон, кот. может  
 быть поперек. др. молекулой и кот. при этом может  
 это ведет к ее свободному разб. каналу  
 - новым пробое. Наибольшей разб. лавинный канал  
 у анода. При дост. конц. ион.  $10^{10}$  степеней числа  
 очень интенсив. фотопомощь. образ. иониз. канала. Зарядит.  
 канал в моменту его втает  $e^-$  если он движется  
 к катоду, на катоде образ. т.н. катодное  
 пятно при этом выходя из к. электр. процесса  
 повтор.

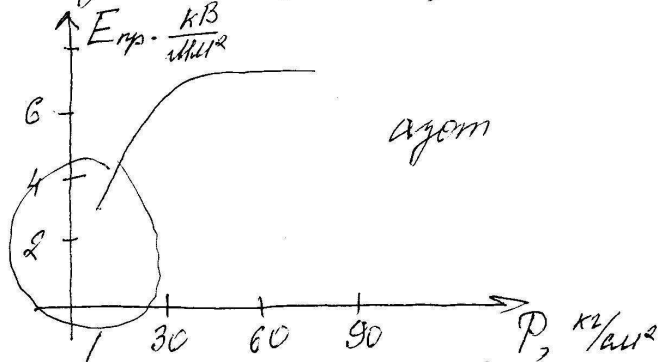


$$t = 20^{\circ}\text{C}$$

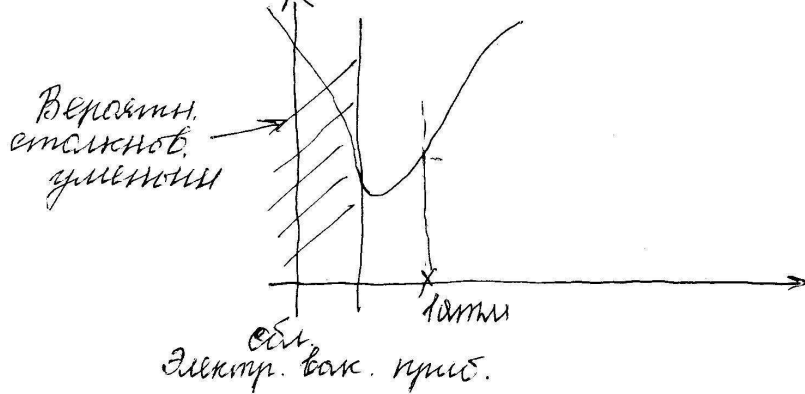
$$\rho = 760 \text{ мм рт.ст.}$$

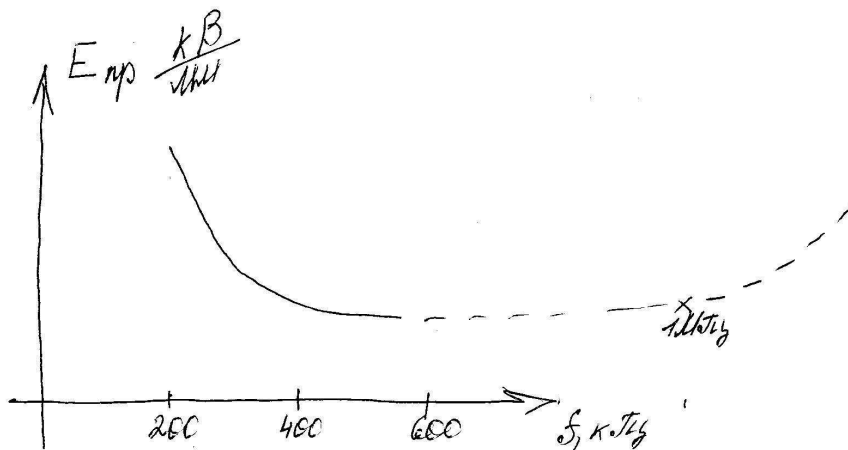
$$d_{\text{э}} = 1 \text{ см}; \quad E_{\text{пр}} = 3,2 \frac{\text{кВ}}{\text{мм}}$$

Рост при малых знач. толщин ( $d$ ) особенно интенсивен, когда  $d$  соизм. с длин. свч. пробки.



Увл. связано с уменьш. длины свч. пробки.





В диапазоне 150 ÷ 400 кГц резко падает электр. поле это падение связ. с ионно-электр. полем суетками плотности частиц.

Рост связ. с трудн. газ. пробой за очень короткое время полуцикла колебания.

Лекция №11

22.11.2007.

### Пробой твердых диэлектриков.

Пробой твердых диэлектрик. в значит. степ. от чистоты.

- 1) Загрязнен. твердые диэлектрик. (содержат механ. <sup>механ.</sup> загрязнения, следы воды, раст. газ)
  - 2) Технически чистые (механ. загр. нет, отфильтр. нет следов воды)
  - 3) Особо чистые твердые (дегазированы)
- Пробой загрязнен.

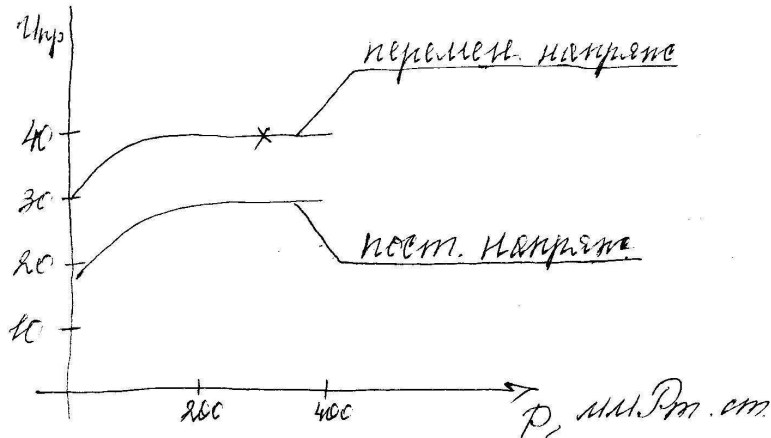
Справедлива тепловая теория пробоя

В загрязн. пробой при прил. вл. имеет эт. образ. цинки аналогич. тем, как обр. при нагр. В металлах наибольшее количество примесей электр. проб. выше

ток больше кол-во выд. тепла больше  
 электр. трощ. очень низкая и неспред. при  
 тепловой пробое в рез. конвекции электр.  
 трощ. может возрастать.

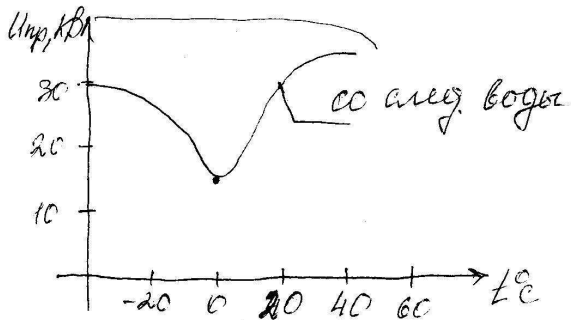
Пробой техник. жидкой диэлектрик.  
 жидкостью.

Справедливой иониз. теор. пробоя, составив. в аэро.  
 начальной стад. иониз. идет выключенной, как следует.  
 возраст. локальн. напряж. э/а, детонит. возмущен.  
 еще большие иониз. и т.д.



Трансформ. мало.

Пробой частично ионизованной жидкостью.  
 Справедливой жидкой диэлектрик. теория пробоя:



Трансф. мало со слез. воды

в твердых диэлектриках так же как и в жидких и газообразных (в неоднородных материалах)

### Потери в твердых диэлектриках.

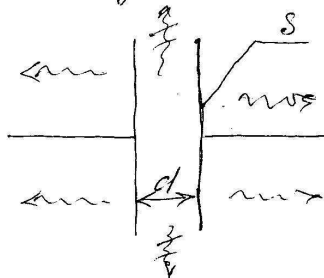
Различия: электрические, тепловые, электрохимические.

$$\text{Прочность } 250 \frac{\text{кВ}}{\text{мм}} \\ 10^{-7} \dots 10^{-8}$$

В твердых диэлектриках электр. потери происходят в основном при посто. напряж. или при низк. част. (мк. част.)  
 1) Нагрев электродов наруж. электроизол. об-в (в  $10^4$  мкс.)

2) Разрушение (необратимо)

Тепловые потери: имеют место в том случае, когда част. выж. тепла в ед. времени больше того кол-ва тепла кот. отводится от диэлектрика в окр. среду.



$P_a$  - кол-во тепла

$$P_a = U^2 \omega \epsilon \cdot \text{tg} \delta$$

$$\text{tg} \delta = \text{tg} \delta_0 \exp\{\alpha(t - t_0)\};$$

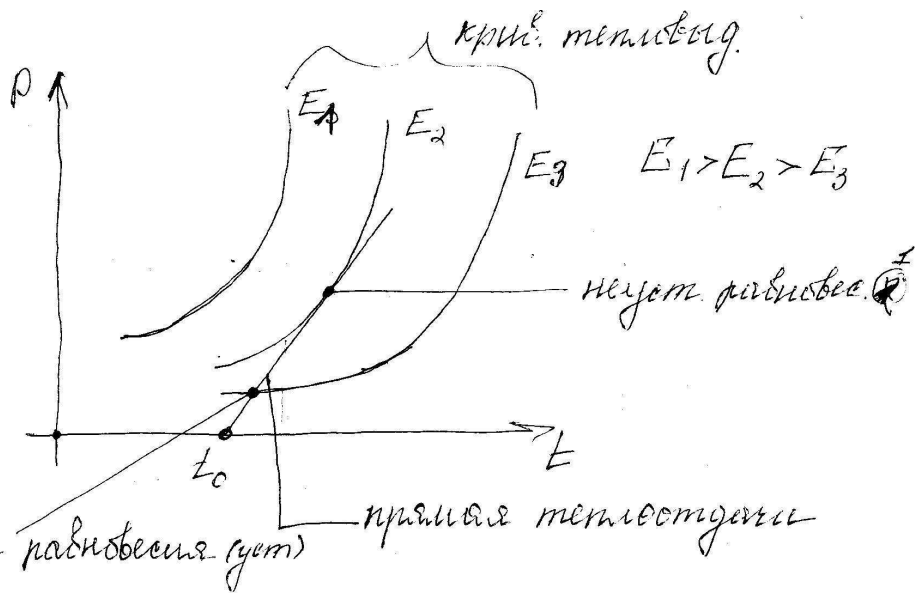
$$\omega = 2\pi f; \epsilon_0; \epsilon; d;$$

$$P_a = \frac{U^2 f \epsilon s \text{tg} \delta_0 \exp\{\alpha(t - t_0)\}}{1,8 \cdot 10^{10}}$$

$P_t$  - мощность отвод.

$$P_t = 2 \lambda S (t - t_0), \quad t_0 - \text{темпер. окр. среды} \\ t - \text{темпер. диэлектрика} \\ \lambda - \text{эфф. coeff. теплоотвод.} \\ \text{тепла от диэлектрика в окр. среду.}$$





ⓐ точка равновесия (цвет)

точка 1:  $P_a = P_t$ ;

точка 2:  $\frac{\partial P_a}{\partial t} = \frac{\partial P_t}{\partial t}$ ;

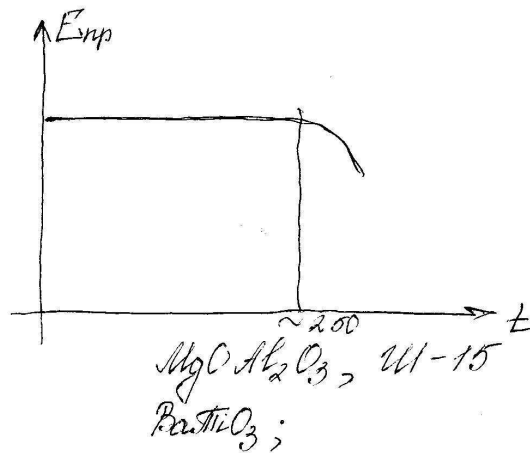
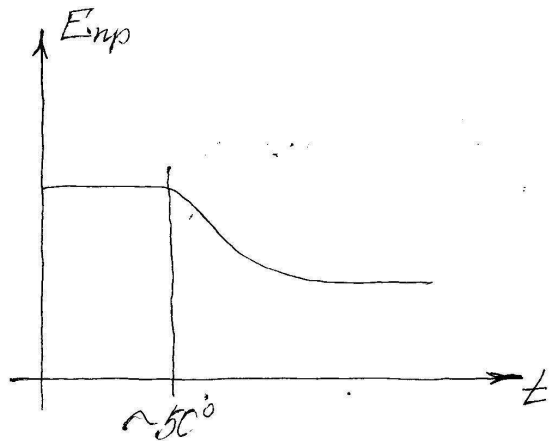
$$\begin{cases} 1) \frac{u^2 \delta \epsilon s t g \delta_0 \exp\{\alpha(t-t_0)\}}{1,8 \cdot 10^{10} d} = 2 \lambda \cdot s(t-t_0) \\ 2) \frac{u^2 \alpha \delta \epsilon s t g \delta_0 \exp\{\alpha(t-t_0)\}}{1,8 \cdot 10^{10} d} = 2 \lambda \cdot s \end{cases}$$

$$\frac{1}{\alpha} = t - t_0 ;$$

Решая относительно  $u$ , найдем:

$$\begin{aligned} u_{пр} &= K \sqrt{\frac{2 \lambda s(t-t_0) d}{\delta \epsilon s t g \delta_0 \exp\{\alpha(t-t_0)\}}} = \\ &= K \sqrt{\frac{\lambda d}{\delta \epsilon \alpha t g \delta_0}} \\ K &= 1,15 \cdot 10^5 \end{aligned}$$

При тепловой пробе  $u_{пр}$  или  $E_{пр}$  зависит не только от качества диэлектрика, а очень сильно зав. от угла наклона.



Электрохимическая теория: имеет место в том случае, если в диалект. раздв. электролит. процессе, котт ведут к старению.

### Углубие колебание крист. структур.

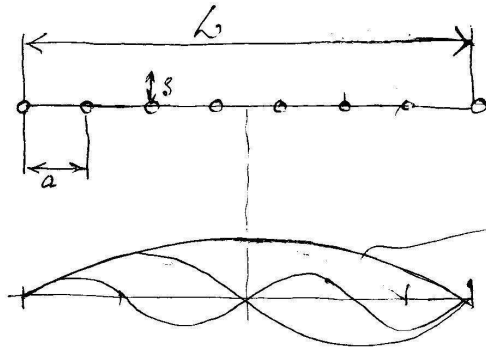
В крист. структур. при темп. отливки с<sup>о</sup>к отливки налив. в колеб. д<sup>о</sup>бите отн. положение равновесия.

N-конц. част.  $N \sim 10^{23} \text{ 1/м}^3$ ;

$$F = N \dot{s}$$

Число уроби.  $3N$ , Третьей поуход. в нивот. время не разр.

При рассмотр. колеб. в крист. <sup>структ</sup> подгоду с точки зрения коллективных колебаний



$s \ll a$  - малый приближе.

$c$  - скорость распростран.

$$\lambda_{\max} = 2L$$

$$\lambda_{\min} = 2a;$$

$$\omega_{\max} = 2\pi \frac{c}{\lambda_{\min}} = 2\pi \frac{c}{2a} = \pi \frac{c}{a}$$

$$\omega_{\min} = 2\pi \frac{c}{\lambda_{\max}} = \pi \frac{c}{L}$$

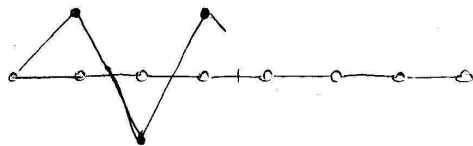
Лекция №13

29.11.07.

$$F = -f_{\text{упр}} \cdot s;$$

$$N = 10^{23} \text{ 1/м}^3;$$

$c$  - скорость - величина ватт в кристале.



Медь  $c = 3550 \text{ м/сек}$ ;  $a = 3,6 \times 10^{-10} \text{ м}$

$$\omega_{\max} = 3 \times 10^{13} \text{ 1/сек}$$

$$\lambda = \frac{c}{f};$$

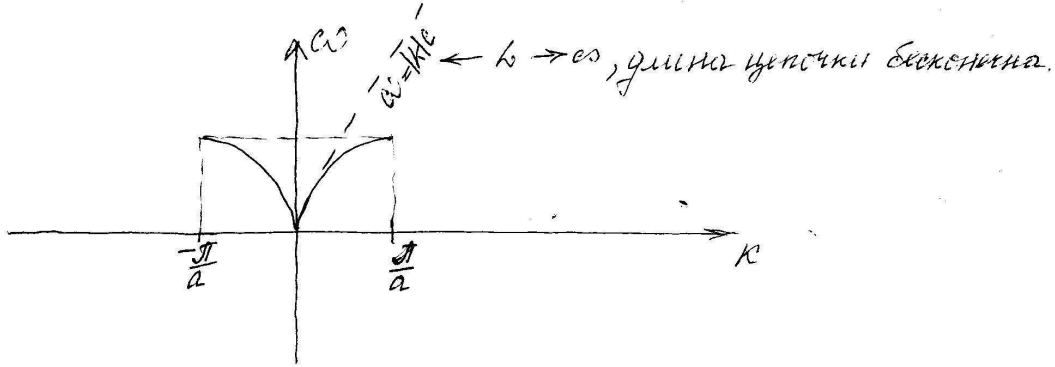
Волновой вектор  $|k| = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c}$ ; - направл. по направл. распространения

упругих колебаний

$\omega = f(k)$  - дисперсион. кривая

Для рассмотр. волны (одногуд. волн. пакет) распростран. вдоль кристалла) задано  $\omega(k)$  волновой мед. обр.:

$$\omega = 2\eta \sqrt{\frac{f_{\text{гир}}}{M_1}} \sin \frac{\alpha k}{2};$$



Область збук колеб:

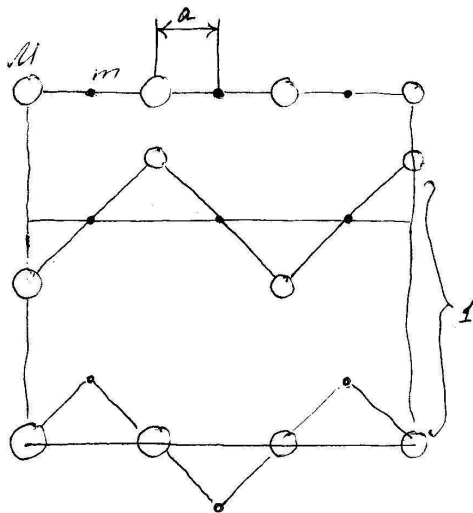
$$f_{\min} = 10^3 \text{ Гц} \quad \omega_{\min} = 6 \times 10^8 \frac{\text{рад}}{\text{сек}} \quad \lambda_{\max} = 10 \text{ м}$$

$$f_{\max} = 10^4 \text{ Гц} \quad \omega_{\max} = 6 \times 10^4 \frac{\text{рад}}{\text{сек}} \quad \lambda_{\min} = 10^{-2} \text{ м}$$

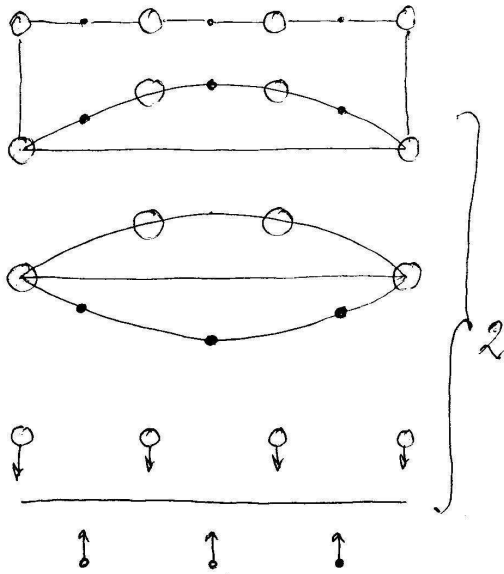
$$\kappa_{\max} = \frac{2\pi}{10^{-2}} = 200\pi, \text{ - колеб. збук.}$$

$$\kappa_{\max} = \frac{2\pi}{2a} = \frac{\pi}{a} = 10^3 \text{ - колеб. решетки}$$

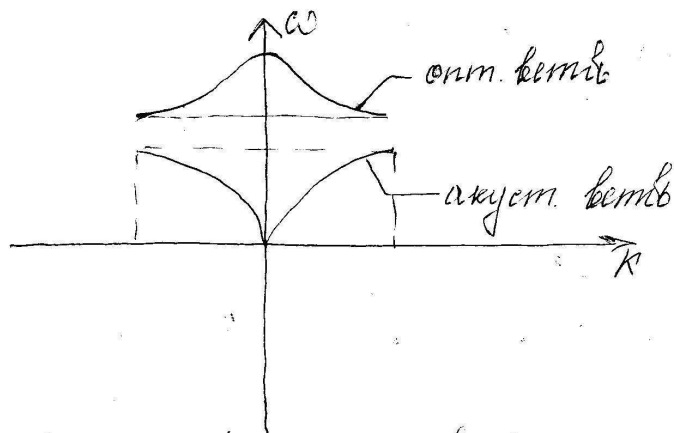
Как видно из этих расчетов весь спектр збук колеб земной цепи очень малый. часть общего спектра колеб. решетки.



В этой цепи. возм. ятина  
норм. колеб. имеет периодичность  
в 1-й цепи как видно  
из рис. точки тесно  
а. можно отв. на месте,  
или наоборот.



$$\omega^2 = \frac{1}{2} \frac{\text{шун}}{\left(\frac{2mM}{M+m}\right)} \left( 1 \pm \sqrt{1 - \left(\frac{2mM}{m+M}\right)^2 \sin^2 \frac{ak}{2}} \right);$$



Одной зоне волны соответствует 2 частоты:  
 акустич. ветвь включает в себя акуст. частоты.  
 Оптич. ветвь выше част. оптич. волны свет-квант.

Кристалл с базисом

....., имеет место 2-е ветви.

В ширине крист. крист. структура (решетка Брэгге), которая не являясь кристаллом. там (обобщ. задача). В ширине крист., где в ширине решетки "z"-атомов возникло 3 акустических ветви и 3(z-1) оптических.

Распределение нормальных колебаний по частотам (решетка Брэгге - крист. реш.)

$$\lambda_n = \frac{2L}{n}, \text{ где } n=1, 2, 3, \dots, N$$

$$z = n = \frac{2L}{\lambda_n} - \text{число норм. колеб. длин волн } \lambda \geq \lambda_n, \text{ (строго волн. где } z \text{ целое)}$$

$$z = \left(\frac{2L}{\lambda_n}\right)^3 = \frac{8V}{\lambda_n^3} \quad (V - \text{объем, } V=L^3)$$

$$\text{Более строгое выражение: } z = 4\pi \frac{V}{\lambda_n^3}$$

$$\lambda_n = \frac{2\pi c}{\omega_n};$$

$$z = \frac{V \cdot \omega_n^3}{2\pi^2 c^3}$$

Если возьмем произв.  $\frac{dz}{d\omega}$  - получим плотность состояний:

$$\frac{dz}{d\omega} = g(\omega)$$

$$dz = g(\omega) d\omega = \frac{3V}{2\pi^2 c^3} \omega^2 d\omega;$$

$g(\omega)$  - определяет плотность заполнения спектральной группы  $d\omega$ .

Для решетки Брэгге весь спектр норм. колеб. вмещает в себя 3N колеб.

$$\int_0^{\omega_{\max}} g(\omega) d\omega = 3N;$$

$$\int_0^{\omega_{\max}} \frac{3V}{2\pi^2 c^3} \omega^2 d\omega = \omega_{\max}^3 \frac{V}{2\pi^2 c^3} = 3N;$$

$\omega_{\text{макс}} = \omega_{\text{ф}} - \text{действительная частота.}$

$$\omega_{\text{ф}} = \left( \frac{3N}{V} \cdot 2\pi^2 c^3 \right)^{1/3}, (*)$$

$$\Theta = \frac{\hbar \omega_{\text{ф}}}{k} - \text{характер. температура ф. Фейбеля.}$$

$k - \text{постоян. Больцмана.}$

Если из формулы (\*)  $c^3$  подставить в формулу

$$\left[ g(\omega) = gN \frac{\omega^2}{\omega_{\text{ф}}^3} \right]$$

Ряд квантовых состояний для твердого тела может быть получ. замен. прот. процессов проводимыми фотонами - фотонами.

Важн. при опис. эквив. системы, так напр. норм. колеб. - колеб. совокупн. в крист. решет. колеб. описывают. - колеб. ватт. квант

колебательн. относ. посто. равновесия, для эквив. системы нест., чтобы масса осциллятора равнялась массе колеб. атомов и внут. энергии и частота колеб. осцил. равн. сист. терм. и ватт. норм. колеб.

допуск., что терм. осцил. так же как и терм. норм. колеб. квант., т.е. может принимать лишь ряд значений

$$W_{\text{кв}} = \left( n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

Миним. порция  $\hbar \omega$  - фотон - квант энергии.

Совокуп. фотонов опред. поле эл. излуч., а совокуп. фотонов - поле упруг. колеб. в кристалле.

Фотон - это бозе-частица и фотонный газ квант. функциями распр. бозе - Эйнштейна.

Лекция №4

06.12.2007

13.12 17.12  
10.00 12.00

раньше

$\Delta W = \hbar \omega$  - миним. квант энергии фотон.

56

Трудн. т.о. энергии осцил. м.о. металлов  
рассчитать о поле фотонов. фотон - бозе - газ

- Формулы из абн. выратн. коллективов и подлин. частн.
- Бозе - Эйнштейна.

$$f_{B-E}(\omega) = \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1};$$

Энергия кристалла:  $W_{кр}$

$$\langle W \rangle \cdot g(\omega) d\omega$$

$$W_{кр} = \int_0^{\omega_2} \langle W \rangle g(\omega) d\omega = 9Nk\Theta \cdot \left(\frac{T}{\Theta}\right)^4 \int_0^{\frac{\Theta}{T}} \frac{x^3 dx}{e^x - 1};$$

$$x = \frac{\hbar\omega}{kT}, \quad k - \text{пост. Больцмана.}$$

Интервал выделен для двух случаев:

1. Область высоких темп.  $T > \Theta \Rightarrow x - \text{мало}$

$$e^x - 1 \approx 1 + x;$$

$$W_{кр} = 9Nk\Theta \left(\frac{T}{\Theta}\right)^4 \int_0^{\frac{\Theta}{T}} x^2 dx = 3NkT; \quad (1)$$

$$\text{Темплоемкость } C_V = \frac{dW_{кр}}{dT} = 3Nk;$$

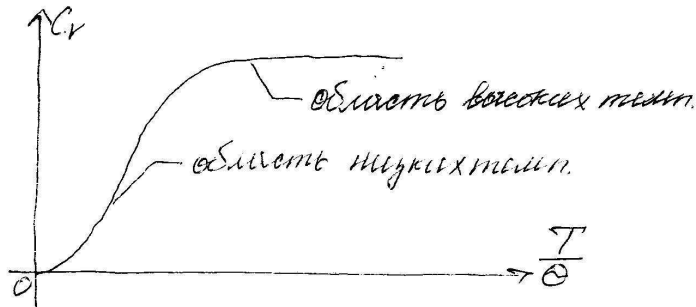
Из формул (1) в области высок. Т энергия крист. растет линейно с убав. Т, а теплоемк. равна 3Nk

2. Область низких темп.

$$\int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{\pi^4}{15};$$

$$W_{кр} = \frac{3\pi^4}{5} Nk\Theta \left(\frac{T}{\Theta}\right)^4$$

$$C_V = \frac{12}{5} \pi^4 Nk \cdot \left(\frac{T}{\Theta}\right)^3$$





В области низких температур с ростом температур  
 заметно растет энергия связи. Однако, растет  
 их количество они постепенно с ростом  $T$  они  
 почти исчезают. поэтому энергия растет  $\sim T^4$   
 при высок. темп. все связи. Выводы: энергия  
 убавит. лишь до сего убавит. энергии связи и  
 энергия растет пропорцион.  $T$ .

Эта теория хорошо подтверждена эксперимент. если  
 крист. отн. к крист. Брайе (намагниченность)  
 в более сложн. случ. надо учесть оптич. эффект  
 и ее вклад в резульнтат.

### Диффузия.

Диффузия - перемещ. веществ. в направ. убыв. их  
 концентрации.

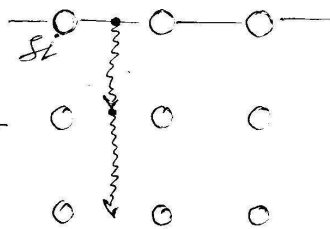
дрейфов.  $i_{др} \leftrightarrow E$  (движ. сила. (разность потенциалов))  
 диффузия.  $i_{диф} \leftrightarrow \frac{dN}{dx}$  (наличие концентрац. разн.)

Скорость диффузии  $1 \text{ мкм/час}$

0,3 - 30мк  $Li$

$R(Li) \ll R(Si)$   
 примесь  
 внедренная.

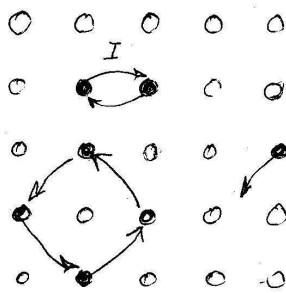
Только использ.  
 примесь земелю.  
 можно использовать  
 стабильные П/П  
 прибор и др.



Механизмы диффузии.

$$T_{Полана} \geq \frac{1}{2} T_m \text{ } ^\circ K$$

При высоких температур энергии колеб. системы может достигать величины энергии активации, т.е. такой энергии как будет дост. для перескока атома из узла кр/стр. в междоузлие.



II ← более оптич. с точки зрен. энергии.

При темп. выше темп. Полана имеет место перемещ. частиц кристалла. Дефекты крист. структ. особенно дислок. (в дислок. концы. вакансии линия) играют в большую роль в диффузии. Мех/изм дифф. по междоузлиям и вакансиям. Бол. разуб. Френкелл.

$$n_{ФФ} = \sqrt{NM} e^{-\frac{\Delta W_{ФФ}}{2kT}}$$

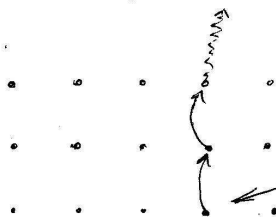
$n_{ФФ}$  - конц. дефект. по Френкелло

$N$  - конц. атом. част (конц. атомов в узлах)

$M$  - конц. междоузлий

$\Delta W_{ФФ}$  - энергия необх. чтобы атом. перешел в междоузлие.

Дефекты по Шоттки:

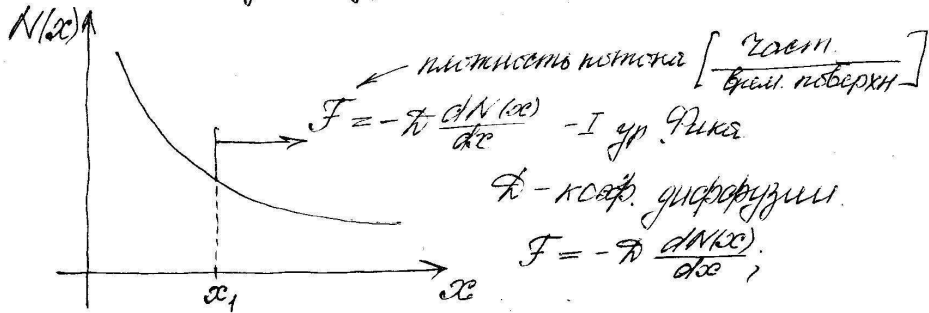


вакансия  
красн. в  
шурх крист.

$$N_{\text{акт}} = N \cdot e^{-\frac{\Delta W_{\text{акт}}}{kT}};$$

$\Delta W_{\text{акт}}$  - энергия образования вакансии.

Продвижение диффузии.



- $D$  { - Плотность потока при заданном градиенте конц.  
 - Коэф. диффузии или средней скорости в кон. элемент, способная выровнять разность конц.

$$F (\text{см}^2 \cdot \text{с})^{-1} = -D (\text{см}^2/\text{с}) \frac{dN (\text{см}^{-3})}{dx (\text{см})}$$

Скорость диффуз. завис от диффузионного; от матер-ла кот. проб. диффуз.; от температуры.

Атомистич. метод опред. диффуз.

(\*)  $\tau = \tau_0 e^{-\frac{\Delta W_{\text{акт}}}{kT}}$  - время в течение которого частица находится в уст. сост.  
 $\tau_0 \approx 10^{-13}$  сек - пост. равн. периоду колеб.

(состав) в узлах решетки.

$$\Delta W_{\text{акт}} = \Delta W_0 - \gamma T - \text{с увел. темп. энергии актив. уменьш.}$$

$$v = \frac{\delta}{\tau}, \quad \delta - \text{расст. между узлами уст. сост.}$$

В МКТ имеет  $D = \frac{1}{3} \cdot v \cdot l = \frac{1}{3} \frac{l^2}{\tau}$ ;  $l$  - длина свободн. пробега.

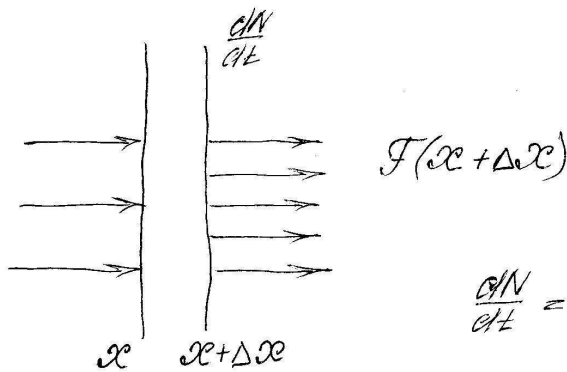
(\*\*)  $D = \alpha \frac{a^2}{\tau}$ ; - по аналогии с коэф. диффузии в ште (α - завис от сост. решетки)

при интегрировании при дифференцировании для центра  
 $\alpha = \frac{1}{12}$ , для центра  $\frac{1}{24}$ , при вакуумной  
 механике  $\alpha = \frac{1}{8}$ .

(\*)  $\rightarrow$  (\*\*)

$\sigma = \alpha \frac{\sigma^0}{\epsilon_0} e^{\Delta W_{\text{вм}} / \Delta T}$  как видно из вычета конф.  
 дифференциальное изменение от мал.

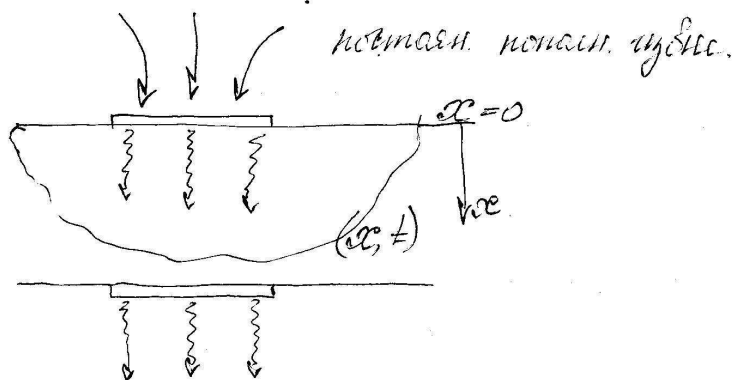
$\Delta W_{\text{вм}} = 4 \sim 5 \text{ эВ}$



$$\frac{dN}{dt} = \frac{F(x) - F(x + \Delta x)}{\Delta x} = - \frac{\partial F(x)}{\partial x}$$

$$\frac{dN}{dt} = - \frac{\partial F(x)}{\partial x} = \rho \frac{\partial^2 N(x)}{\partial x^2} \text{ по уравн. Ньютона}$$

Диффузия из бесконечного (пост) нет. кристалла  
в полупровод. пластину



Лекция №15

13.12.2007.

Под бескон. нет. будет почти нет. облож. такое  
 есть если количество примесей ускор. из  
 поверхности. мая н/н в его объем равно кол-ву

принимая поэт. в приповерхностн. слое.

$$N(x, 0) = 0 \text{ при } x > 0; t = 0;$$

$$N(0, t) = N_s \text{ при } x = 0, t \geq 0;$$

$$N(x, t) = 0 \text{ при } x \rightarrow \infty, t \geq 0$$

$x$  - расстояние от поверхн. н/к или подложки

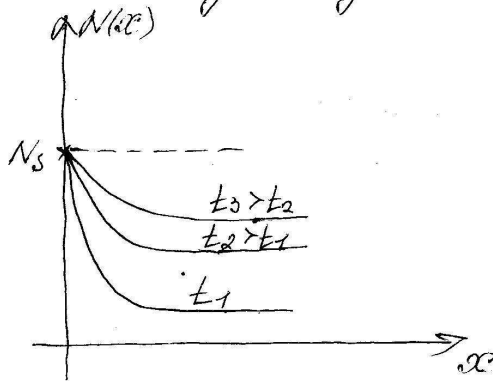
$x=0$  - координ. поверхн.,  $N_s$  - приповерхн. конц.

принимая подругит. поэт. и в течении всего процесса;  $N(x, t)$  - конц. диффуз. припл. на любой глубине в любой момент време.

Решая II-уровн. Фико при этих начальных и гранич. условиях получ.

$$N(x, t) = N_s \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{D_0 t}}\right); (*)$$

$\operatorname{erfc}$  - симб. означ. функц. с ошибк. до единицы.



При переходе к возобновл. диффуз. через нест. массив графически:

$$N(x, t) = N_s \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{D_0 t + D_0 t_0}}\right);$$

из формул. (\*) следует, что раскроем границы ступица приповерхн. конц.  $N_s$ , коэф. диф.  $D_0$  и време.  $t$ .

Плотность потока кристаллов через  
поверхность  $x=0$ :

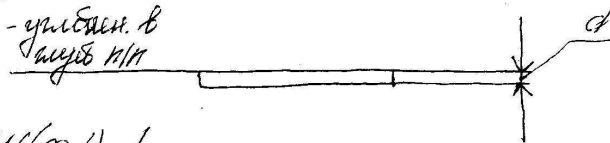
$$F(t) = -D \frac{\partial N}{\partial x} \Big|_{x=0} = \frac{DN_s}{\sqrt{\pi Dt}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}} = N_s \sqrt{\frac{D}{\pi t}};$$

$$Q = \int_0^t F(t) dt = 2N_s \sqrt{\frac{Dt}{\pi}};$$

Проф. из бескон. вет. начальн. для полу-област. Эмиттера.

Проф. из конечн. вет. (супер)  
источника

- 1) Занонка.
- 2) Возгонка - ушибан. в  
шагъ или

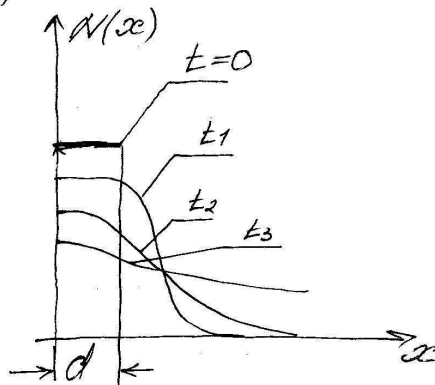


градиент  $\frac{\partial N(x,t)}{\partial x} \Big|_{x=0} = 0$ , при  $t \geq 0$  посылан. кристаллов  
нет.

Начальн. условие:  $N(x,0) = \begin{cases} N_s; & 0 \leq x \leq d \\ 0; & x > d \end{cases}$

Решая Ур. Фика:  $N(x,t) = \frac{Q}{\sqrt{\pi Dt}} \exp\left[-\left(\frac{x}{\sqrt{2Dt}}\right)^2\right];$

Проф. из конечн. вет. начальн. для полу-област. базы транзистора.



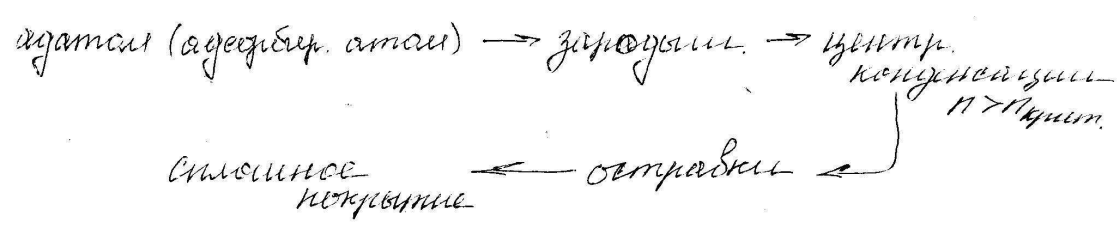
- Существ. влияние на диффуз. процессе окисл. крист. структура паучков и част. ее поведен.
- 2) при измен. темп. на един. градусеб коэф. диф. может менять. в несколько раз. поэтому обычно
  - 3) темп. в диапазон.  $1000^{\circ} - 1300^{\circ}$  выдерж. с темп.  $250^{\circ}$  необвод. можно выг. браз.

### Физические явления в тонких пленках.

Тонкие пленки:

- 1) Очень тонкие пленки ( $\leq$  до  $10 \text{ нм}$ )
- 2) Тонкие  $10 \text{ нм} < \leq$  до  $100 \text{ нм}$
- 3) Пленки  $100 \text{ нм} < \leq$  до  $1000 \text{ нм}$ .

#### Образ. и рост пленок.



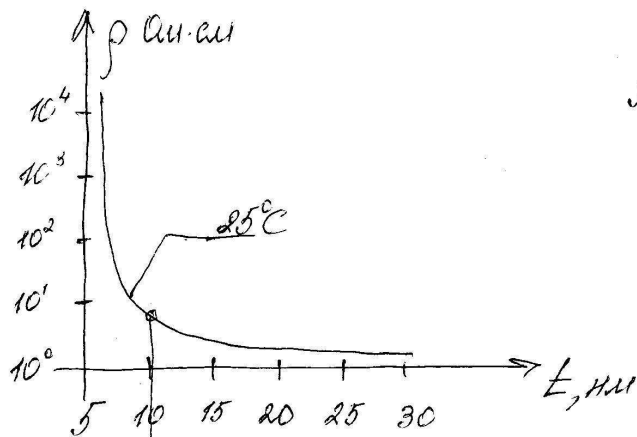
зарождение назой. миним. колич. новой фазы энергии. к солистает. существ. и начею. в равновесии с пересыщ. жидк. фазой. Зарождение является утолщением образ, при  $n > n_{крит}$  и наз. центром конден.

Темп. зарождения образ. и критичен.

Темп. - на поведен. подложки какого-либо матер.

образ. зарод. из ~~такой~~ того же матер.

Критичен. (из разн. матер. зарод. и подложка).



Пленка Ag на  
стекл. подложке

перв. крит.  
толщ.  
(обрез стоконн.  
пленки)

втор. крит.  
 $\pm \sim 100$  нм  
(приближе к монокрист.  
матер.)

Эпитаксиальн. пленки: (эпитаксия реализуется в  
порядке)

Ориент. нараст. одного крист. вещества на  
монокрист. поверхности другого. Нарастание  
матер. на себя в подложке адгезионно, на  
инороди. - гетероэпитаксия.

Электр. провод. пленок: (луч. 2 обыкновенная провод.  
используются пленки):

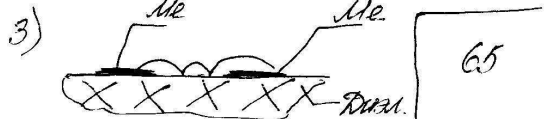
- 1) Туннельный
- 2) Над барьерн. эмиссия

Три типа пленки до 5 нм туннельн. Me



Три отсут.  
внеш. поле

2) Три внешнн. E





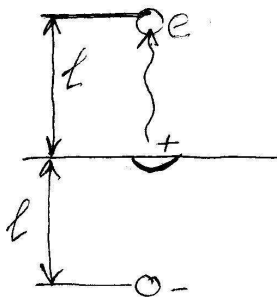
Во второй сущ. учит. земн. уровень по отправка экв. уровни по отправка.

Надбывшая эмиссия:



Плотность тока эмиссии  $\delta = AT^2 e^{-L_m/kT}$

В этой сущ. необход. учит. силы Лоренца, отобр. и действие внешн. электр. поле

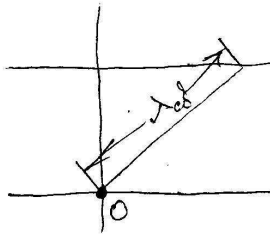


$$F = -A \frac{q^2}{\epsilon_0 \epsilon r^2}$$

$$\delta = AT^2 e^{-\frac{L_m - 2(q^2 L / k \epsilon)}{kT}}$$

Сложные мет. пленки.

Размеры эфферкты.



$$L_m \gg L_{gr}$$

Малая толщ. пленок приводит к тому что необход. учит эфферкты. длину свободн. ~~и~~ пробег т. к. поверхн. оцмн. л.

## ВЫВОДЫ

В курсе лекций рассмотрены основные темы курса «Физические основы микроэлектроники» такие как: законы распределения электронов в Р области, в N области и в Р-N переходе. Рассмотрены полупроводниковые технологии, которые используются в транзисторах.

Данный конспект лекций составлен на основе лекционного курса, читаемого в МГТУ им. Н.Э. Баумана на кафедре иу4 преподавателем Гавриловым В. Е. Курс лекций рекомендован к выполнению текущих аттестационных мероприятий и подготовки к экзамену по предмету «Физические основы микроэлектроники».

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Тареев Б. М. Физика диэлектрических материалов. –М.: Энергоиздат, 1982. – 320 с.
2. Пасынков В. В., Сорокин В. С. Материалы электронной техники. –М.: Высшая школа, 1986. –367 с
3. Павлов П. В., Хохлов А. Ф. Физика твердого тела. –М.: Высшая школа, 2000. – 494 с