

# **Лекция № 7**

## **(Часть-2)**

---

**Элементы квантовой  
статистики  
И  
физики твёрдого тела**

# План лекции

---

- Понятие о квантовых статистиках Бозе – Эйнштейна и Ферми – Дирака.
- Вырожденный электронный газ в металлах.
- Теплоемкость кристаллов (классическая теория).
- Теплоемкость кристаллов по Эйнштейну.
- Теплоемкость кристаллов по Дебаю.

Если у нас имеется термодинамическая система состоящая из  $N$  частиц, энергии которых могут принимать дискретные значения, то говорят о системе квантовых чисел.

Поведение такой системы описывается квантовой статистикой, в основе которой лежит принцип неразличимости тождественных частиц.

# Квантовая статистика

---

- **Квантовой статистикой** называется статистический метод исследования, применяемый к системам, которые состоят из большого числа частиц и подчиняются законам квантовой механики.

# Квантовая статистика строится

---

- из принципа неразличимости тождественных частиц: **все одинаковые частицы** (*например, все электроны в металлах, все протоны в ядрах атомов*) **считаются принципиально неразличимыми друг от друга.**

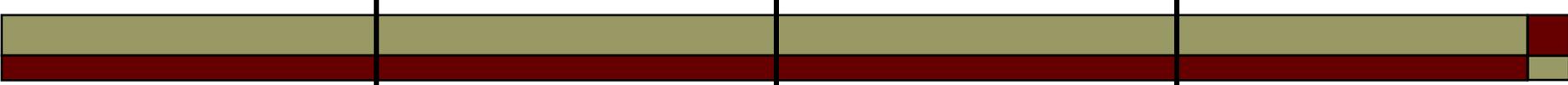
1. Для квантовых систем, состоящих из огромного числа неразличимых тождественных квантовых частиц, подчиняющихся законам квантовой механики, применяются методы **квантовой статистики**.

2. В молекулярной физике классических систем распределение частиц идеального газа по энергиям во внешнем потенциальном поле  $W$  при заданной температуре  $T$  описывается **распределением Больцмана**:

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{W}{kT}\right)$$

3. В квантовой статистике используется *модель идеального газа квазичастиц*, причем основной характеристикой данного квантового состояния с данным набором  $i$  квантовых чисел, является **число заполнения  $N_i$** , указывающее степень заполнения данного квантового состояния частицами системы, состоящей из множества тождественных частиц.

4. Для систем частиц, образованных **бозонами**, числа заполнения могут принимать любые целые значения:  $0, 1, 2, \dots, K$ . Для систем частиц, образованных **фермионами**, числа заполнения могут принимать лишь два значения:  $0$  для свободных состояний и  $1$  для занятых.



**Элементарные  
частицы**

**фермионы**

**электроны,  
протоны,  
нейтроны**

**бозоны**

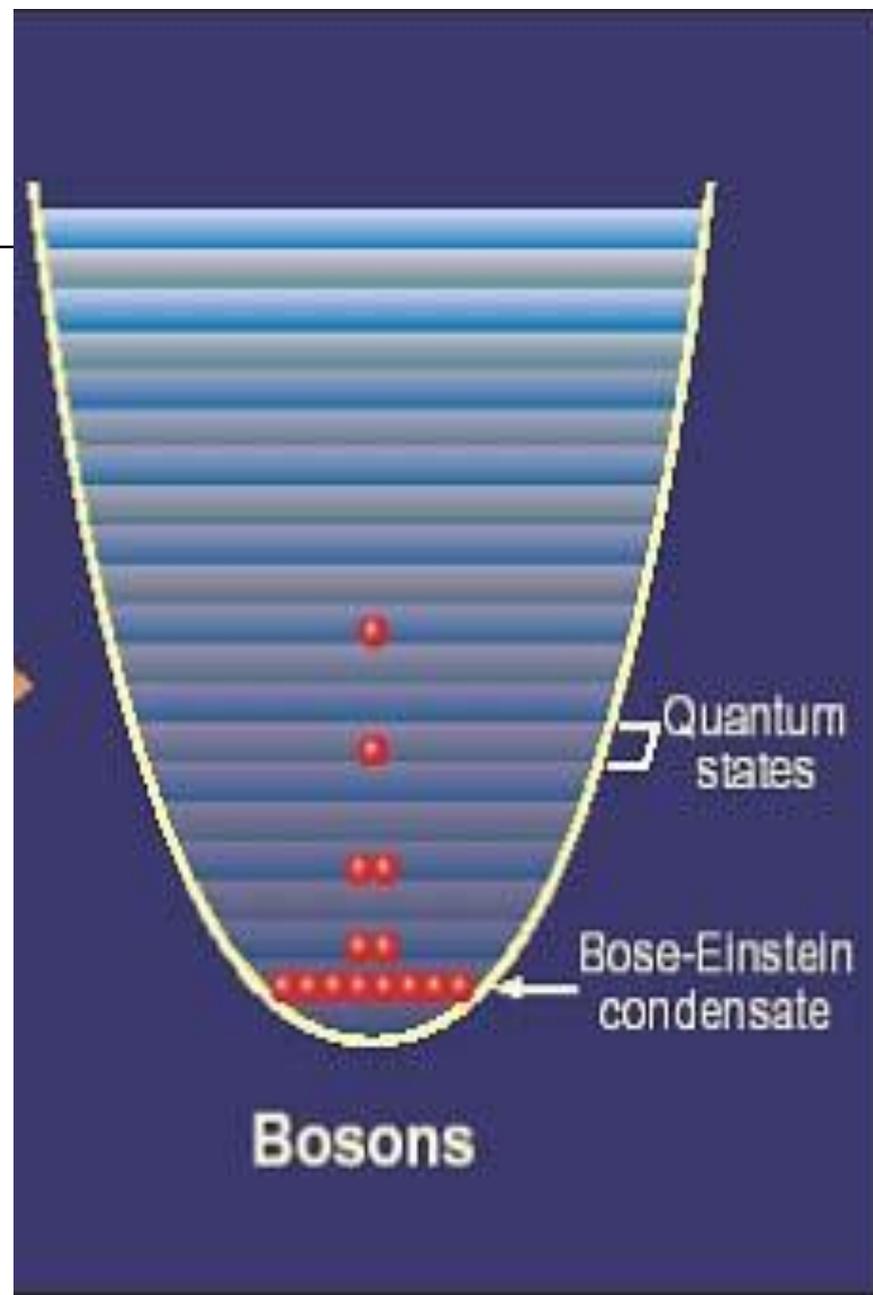
**$\pi$  - мезоны,  
фотоны**

- Частицы с целым или нулевым спином называются бозонами (например, **фотоны**, **фононы** и некоторые другие ядра).

- **Бозоны**

**«КОЛЛЕКТИВИСТЫ»**

при достаточно низкой температуре все они занимают одно (**нижнее по энергии**) квантовое состояние, образуя **бозе-эйнштейновский конденсат**.

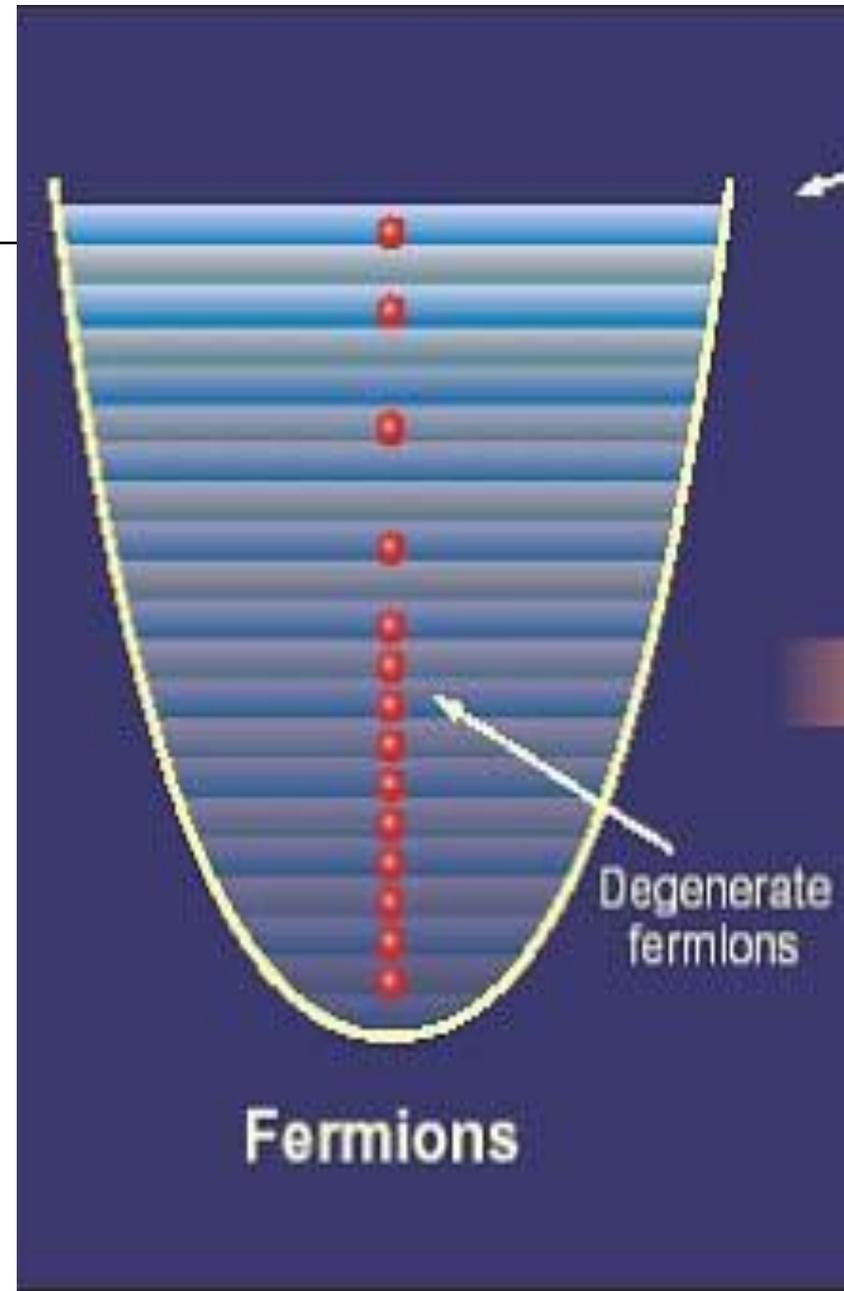


- Частицы с полуцелым спином называются

**фермионами** (электроны, протоны, нейтроны и др.).

- Фермионы-  
**«индивидуалисты»**  
избегают друг друга:

принцип Паули запрещает двум и более электронам находиться в одном состоянии.



# Объект изучения квантовой статистики

---

- Одним из важнейших «объектов» изучения квантовой статистики как и классической, является **идеальный газ**.

# **Основная задача квантовой статистики**

---

**задача о распределении частиц по  
координатам и скоростям.**

# Понятие о квантовых статистиках

## Бозе – Эйнштейна

Системы бозонов описывается **квантовой статистикой**  
**Бозе – Эйнштейна.**

**Распределение Бозе — Эйнштейна** — формула, описывающая распределение по уровням энергии — формула, описывающая распределение по уровням энергии тождественных частиц — формула, описывающая распределение по уровням энергии тождественных частиц с нулевым или целочисленным спином — формула, описывающая распределение по уровням энергии тождественных частиц с нулевым или целочисленным спином при условии, что взаимодействие частиц в системе слабое и им можно пренебречь (функция

# РАСПРЕДЕЛЕНИЕ Б-Э

- Распределение **Бозе – Эйнштейна** имеет вид

$$\langle N_i \rangle = \frac{1}{\exp((E_i - \mu)/(kT)) - 1}$$

- где  $\langle N_i \rangle$  - среднее число бозонов в квантовом состоянии с энергией;  $k$  – постоянная Больцмана;  $T$  – термодинамическая температура;

# РАСПРЕДЕЛЕНИЕ Б-Э

Распределение Бозе–Эйнштейна — закон, выражающий распределение частиц по энергетическим состояниям в бозе-газе: при статистическом равновесии и отсутствии взаимодействия среднее число частиц в  $i$ -м состоянии с энергией  $E_i$  равно:

$$\langle N \rangle = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_i - \mu}{kT}\right) - 1}$$

где  $k$  — постоянная Больцмана,  
 $T$  — термодинамическая (абсолютная) температура,  
 $\mu$  — *химический потенциал*

# Химический потенциал

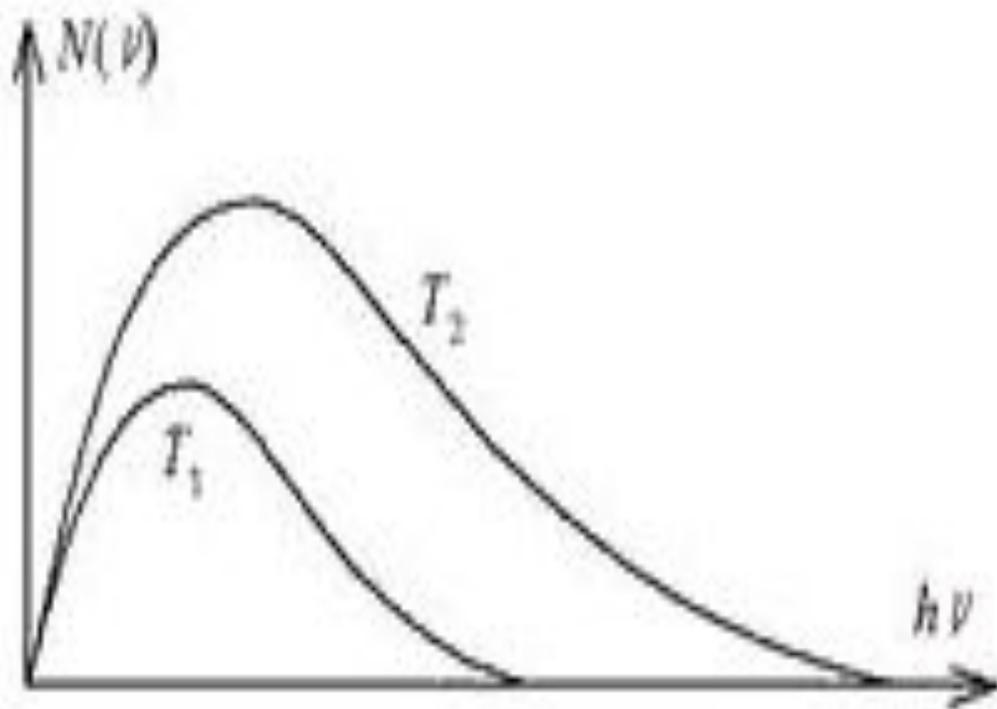
$\mu$  — *химический потенциал* — термодинамическая функция состояния, определяющая изменение внутренней энергии системы при изменении числа частиц в системе, при условии, что все остальные величины, от которых зависит внутренняя энергия (энтропия, объем, и т.д.), фиксированы. Химический потенциал необходим для описания свойств *открытых систем*

**Открытая система** - система с переменным числом частиц.

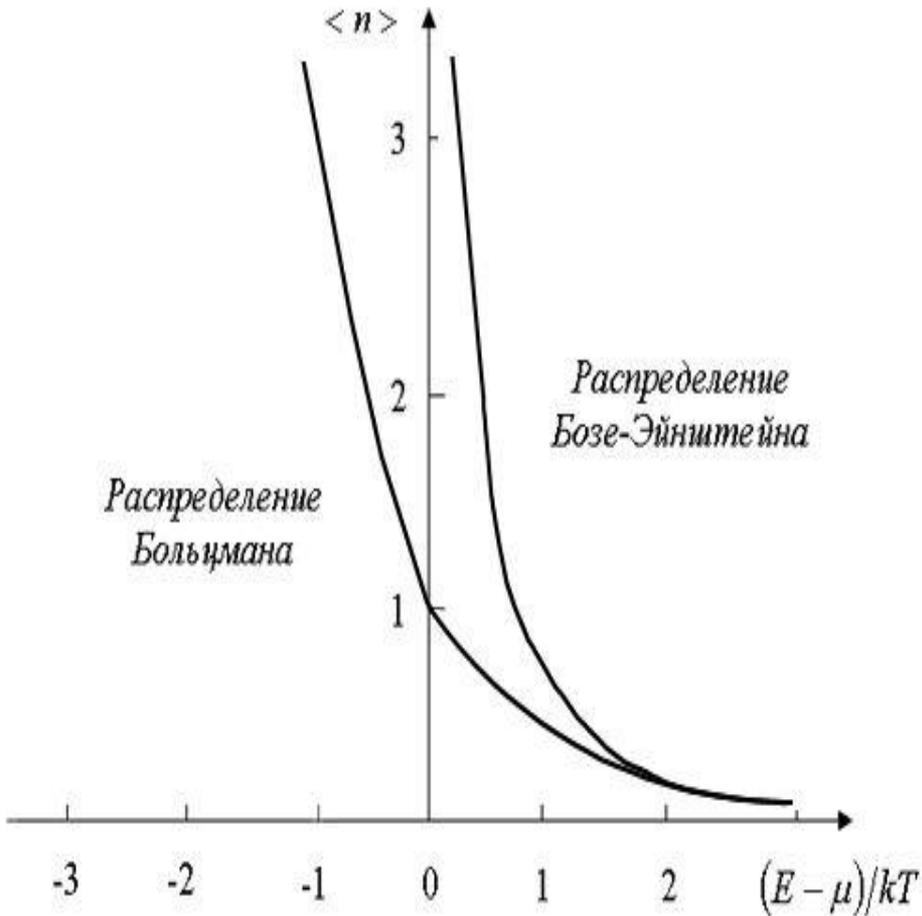
# Химический потенциал

- Химический потенциал  $\mu$
- Он не зависит от энергии, а определяется только температурой и плотностью числа частиц.
- Кроме того, **химический потенциал** является работой, которая совершается в изобарно – изотермических условиях при увеличении числа частиц в системе на единицу.

- 
- Распределение Бозе-Эйнштейна используется для описания свойств систем, состоящих из бозе-частиц.
  - С его помощью описываются свойства теплового излучения, теплоемкость кристаллов и многие другие физические явления.



- Функцией распределения
- Бозе –Эйнштейна называется средняя «заселенность» бозонами состояний с данной энергией, то есть, среднее число частиц в одном состоянии.

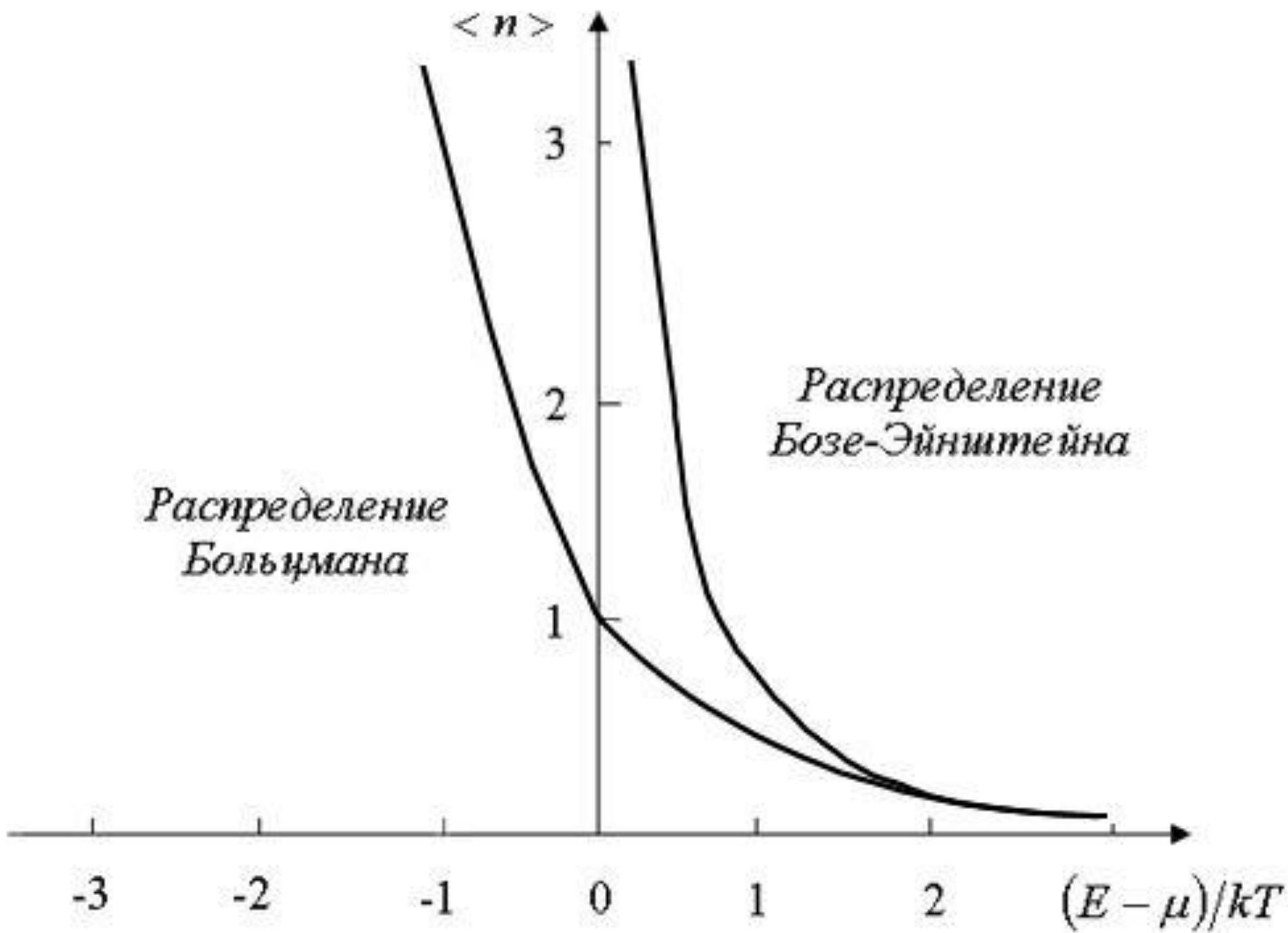


- На рис. приведены графики распределений **Бозе-Эйнштейна** и **Больцмана**.

При  $(E - \mu)/kT < 1$  эти распределения

Различие между распределениями обнаруживается при

в этом случае будут проявляться свойства бозе-газа, обусловленные квантовой природой его частиц.



# Понятие о квантовых статистиках Ферми – Дирака

---

□ Системы фермионов описываются  
антисимметричными волновыми функциями и  
подчиняются **статистике Ферми-Дирака.**

*Идеальный газ из фермионов — ферми-газ — описывается квантовой статистикой Ферми-Дирака.*

# РАСПРЕДЕЛЕНИЕ Ф-Д

Распределение Ферми–Дирака — закон, выражающий распределение частиц по энергетическим состояниям в ферми-газе: при статистическом равновесии и отсутствии взаимодействия среднее число частиц в  $i$ -м состоянии с энергией  $E_i$  равно:

$$\langle N_i \rangle = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_i - \mu}{kT}\right) + 1}$$

# Функции Ферми-Дирака

□ В термодинамическом равновесии электроны распределяются по энергетическим состояниям в соответствии с функцией распределения Ферми - Дирака:

$$f(E, T) = \frac{1}{e^{\frac{E - E_F}{kT}} + 1}$$

□ где  $f(E, T)$  – вероятность нахождения электрона в состоянии с энергией  $E$ ;

---

□  $T$  – температура системы (К);

□  $k$  – постоянная Больцмана;

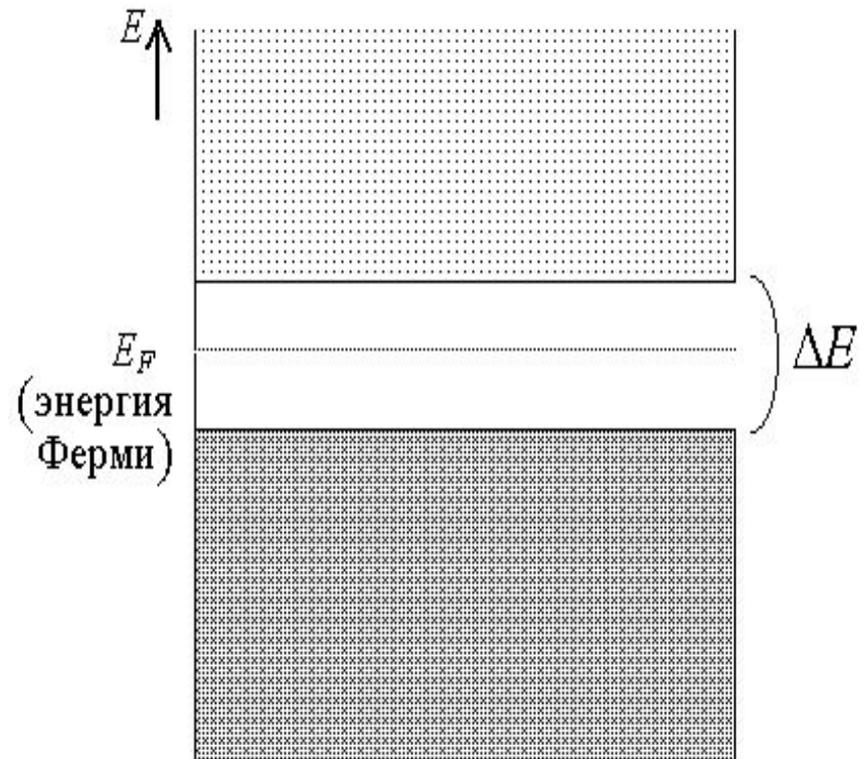
□  $E_F$  – энергия уровня Ферми

(это характеристическая энергия системы, ниже которой при  $T = 0 \text{ К}$  все состояния **заполнены**, **выше – пустые**).

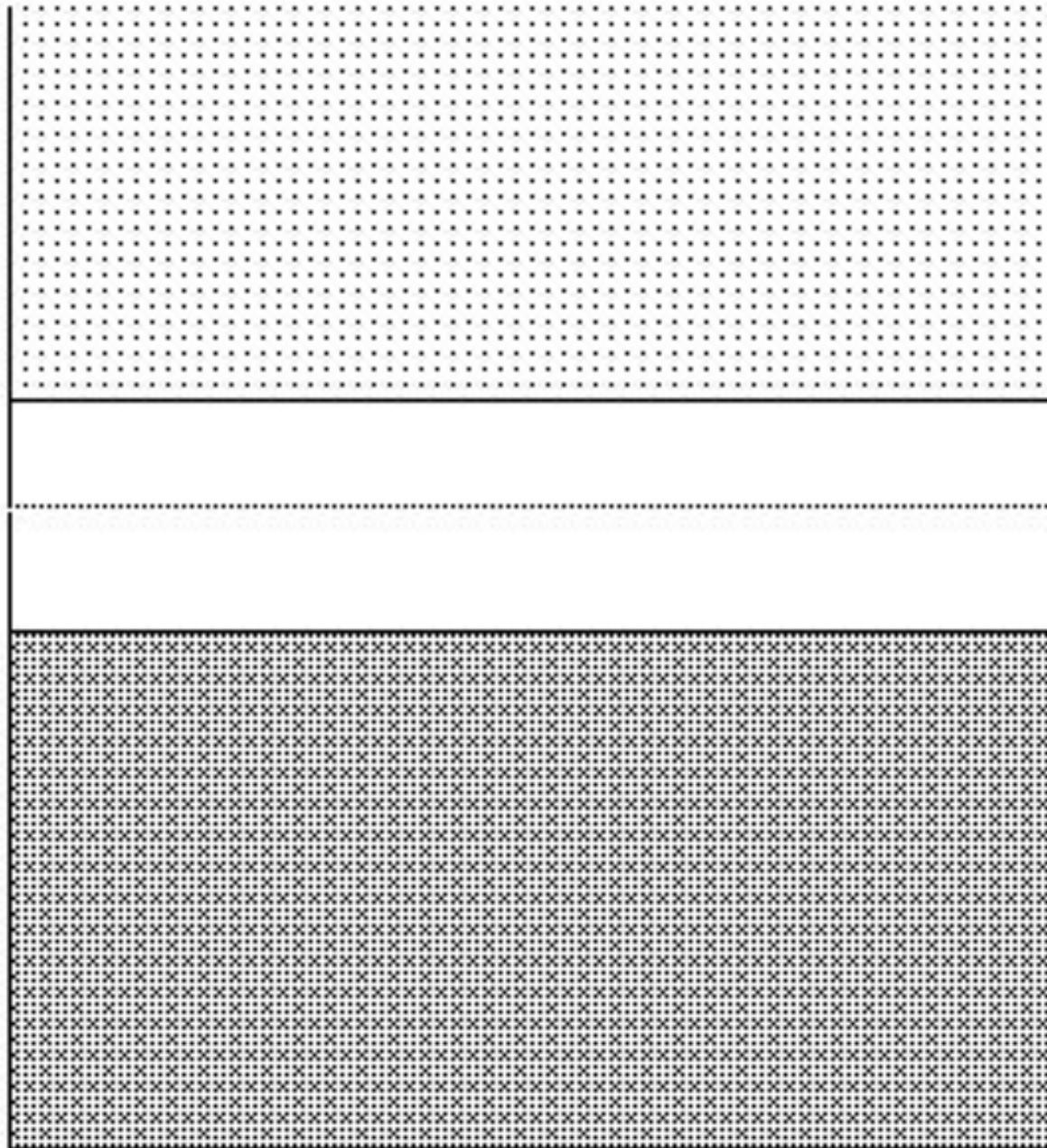
$$f(E, T) = \frac{1}{e^{\frac{E - E_F}{kT}} + 1}$$

- **Уровень Ферми** уровень, вероятность нахождения электрона на котором равна **0,5** **должен** находиться между зоной проводимости и валентной зоной, т.е. **лежать в запрещенной зоне**.

Почему???



$E$



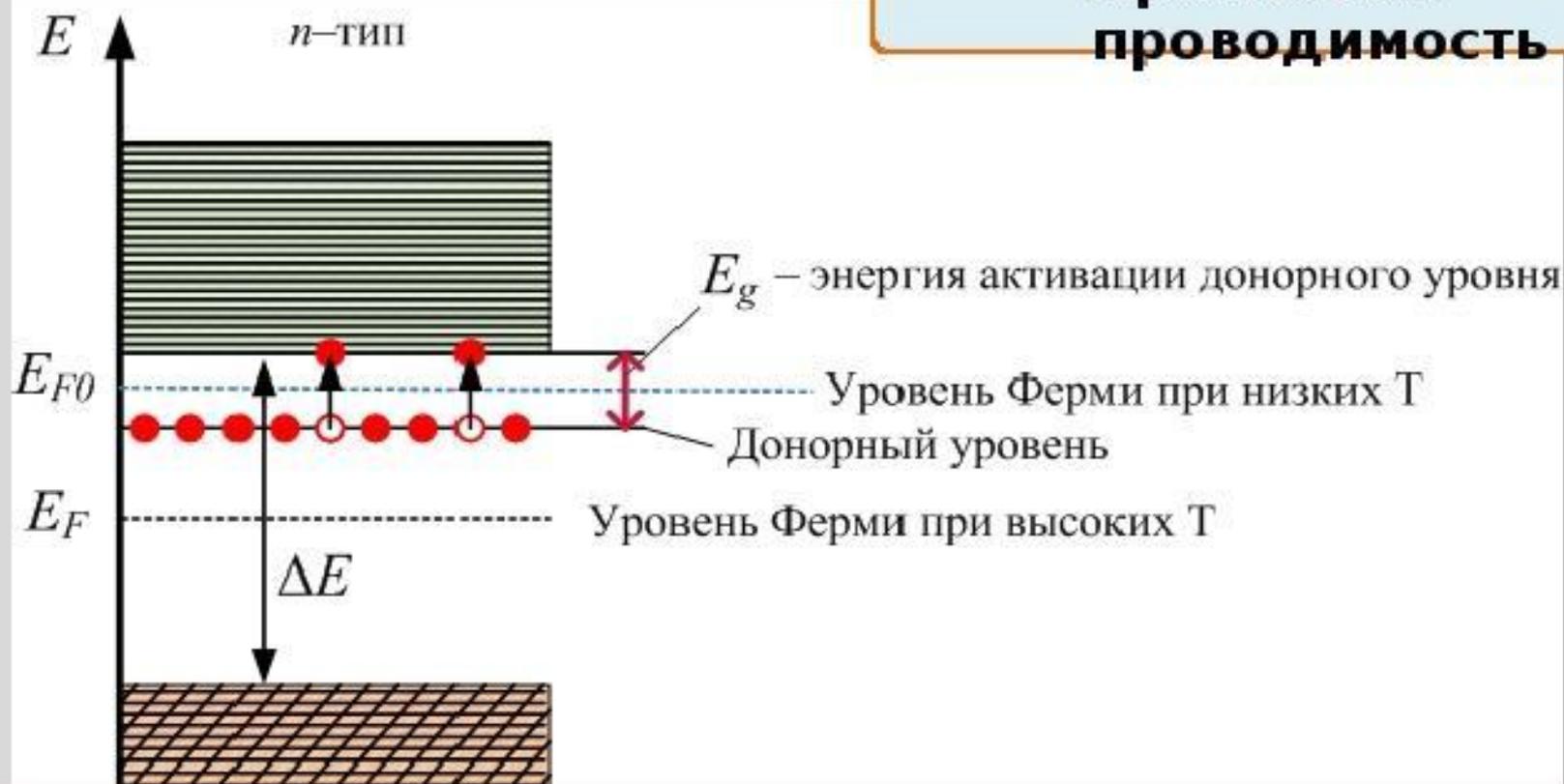
An upward-pointing arrow next to the letter E, indicating the direction of increasing energy.

$E_F$

(энергия Ферми)

$\Delta E$

## Примесная проводимость

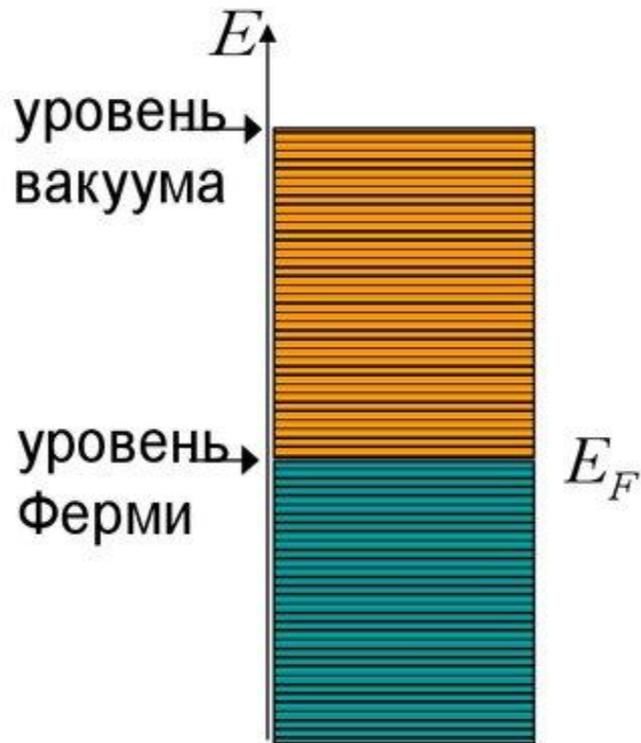


При низких температурах уровень Ферми почти совпадает с примесным уровнем

При высоких  $T$  примесный уровень истощается, а электроны перебрасываются из валентной зоны в зону проводимости – преобладает собственная проводимость

Уровень Ферми перемещается к центру запрещённой зоны, как в собственных полупроводниках

# Элементы зонной теории в металлах



$E_F$  – уровень Ферми

$F(E)$  – вероятность нахождения  
электрона на уровне  $E$

$$F(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)}$$

функция  
Ферми-Дирака

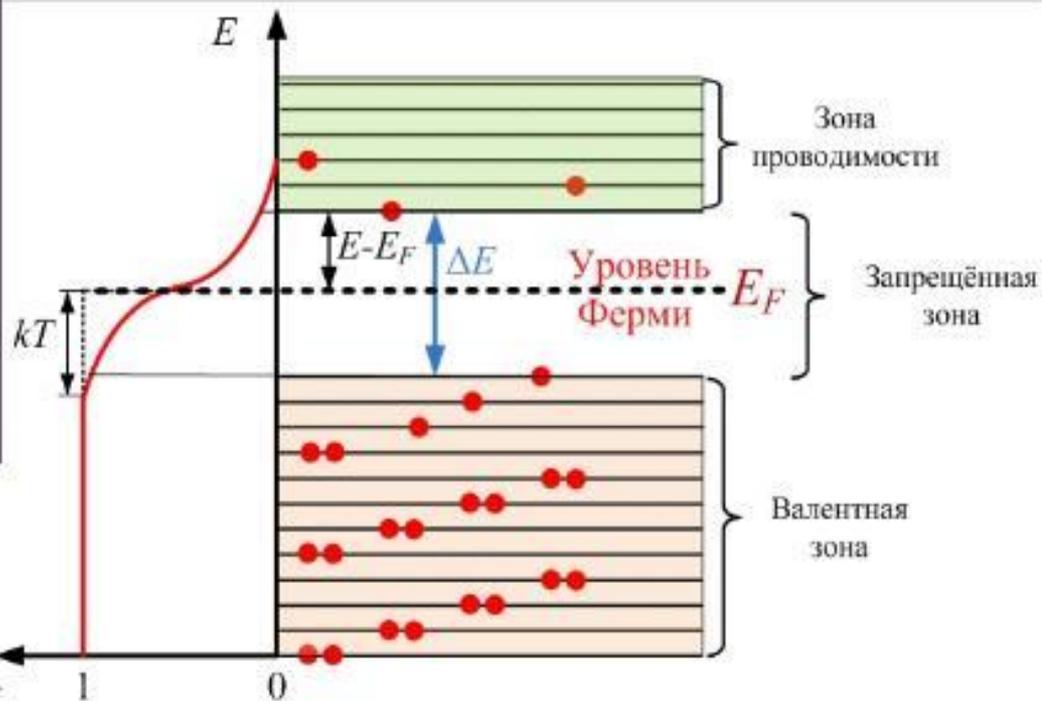
Уровень Ферми в металлах – максимальная энергия,  
которую может иметь электрон при  $T=0$  К

Уровень Ферми связан с концентрацией свободных электронов в металле

# Зависимость проводимости Полупроводников от температуры

Концентрация  $n_n$  свободных электронов в зоне проводимости пропорциональна функции распределения  $f$  – вероятности заполнения уровней

$$n_n = n_p \sim f(E) = e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}$$



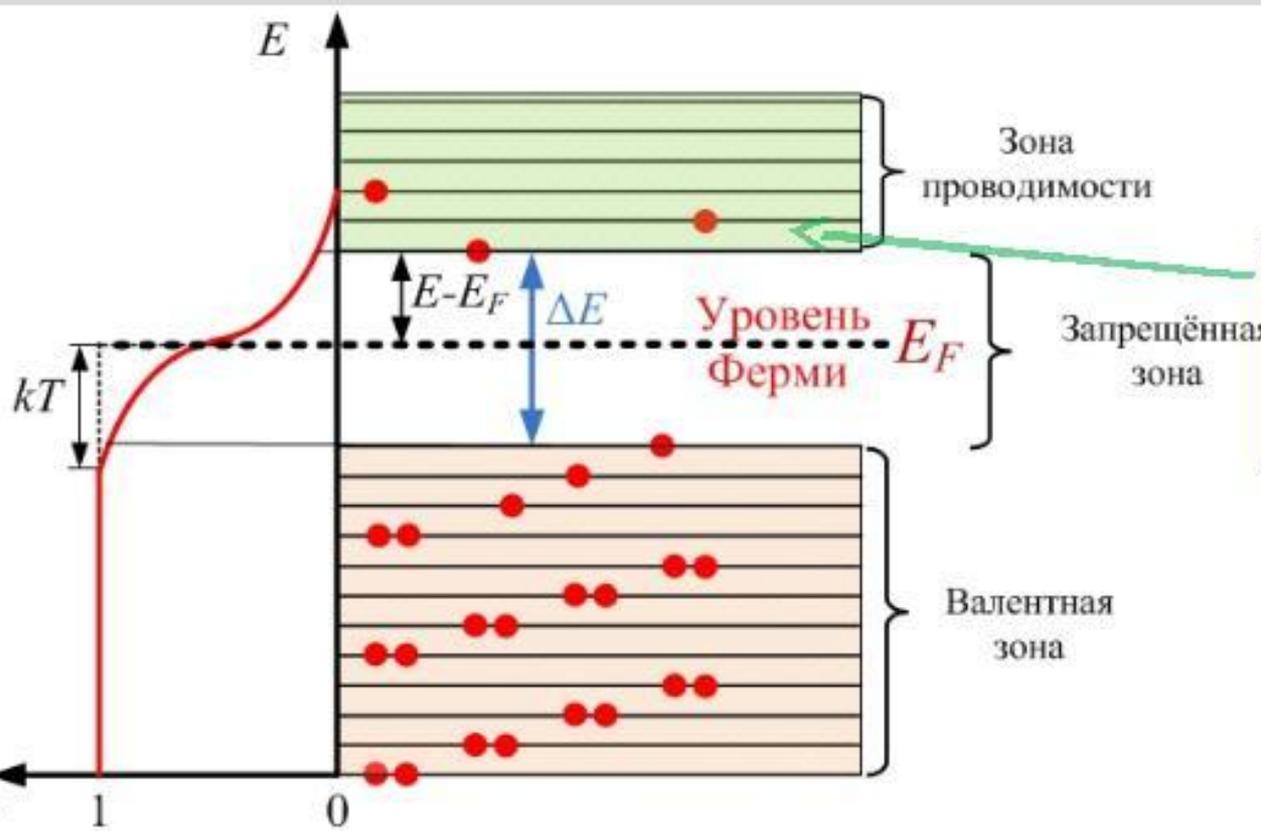
Это – классическое больцмановское распределение  
Электронный газ в полупроводнике – классический, невырожденный

При обычных (комнатных) температурах энергия теплового возбуждения много меньше ширины  $\Delta E$  запрещённой зоны ( $\Delta E \sim 1$  эВ):

$$kT \approx 1.38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}} \cdot 300\text{К} \approx 4 \cdot 10^{-21} \text{ Дж} \approx 2.6 \cdot 10^{-2} \text{ эВ}$$

$$kT \ll \Delta E$$

$$f(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) + 1}$$



Электронны находятся в зоне проводимости практически у её дна

$$E - E_F = \frac{\Delta E}{2}$$

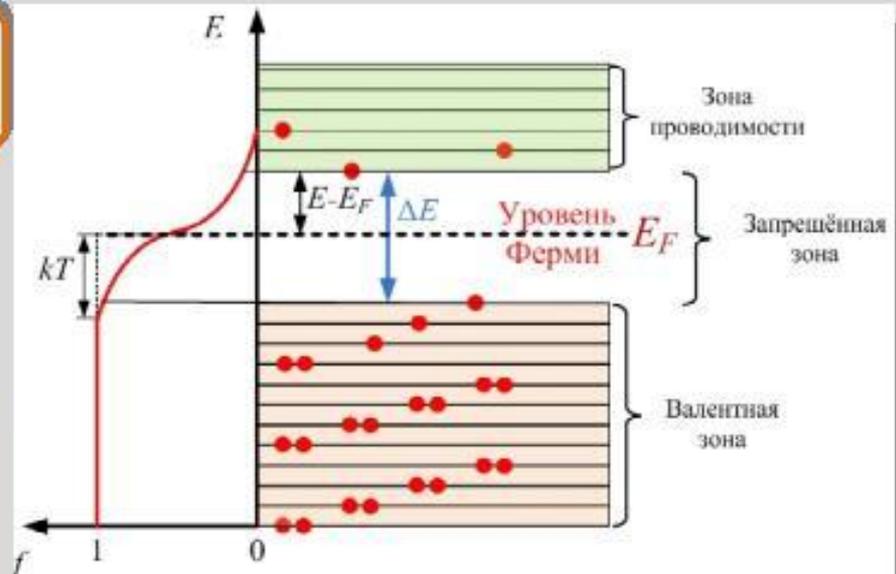
$$E - E_F \gg kT$$

# Зависимость проводимости полупроводников от температуры

$$E - E_F = \frac{\Delta E}{2}$$

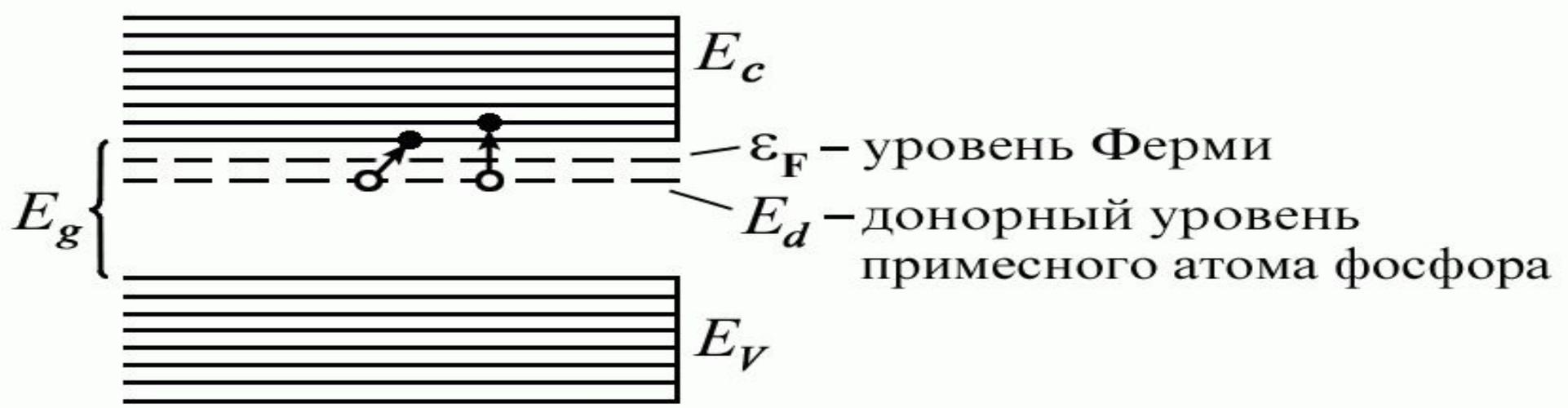
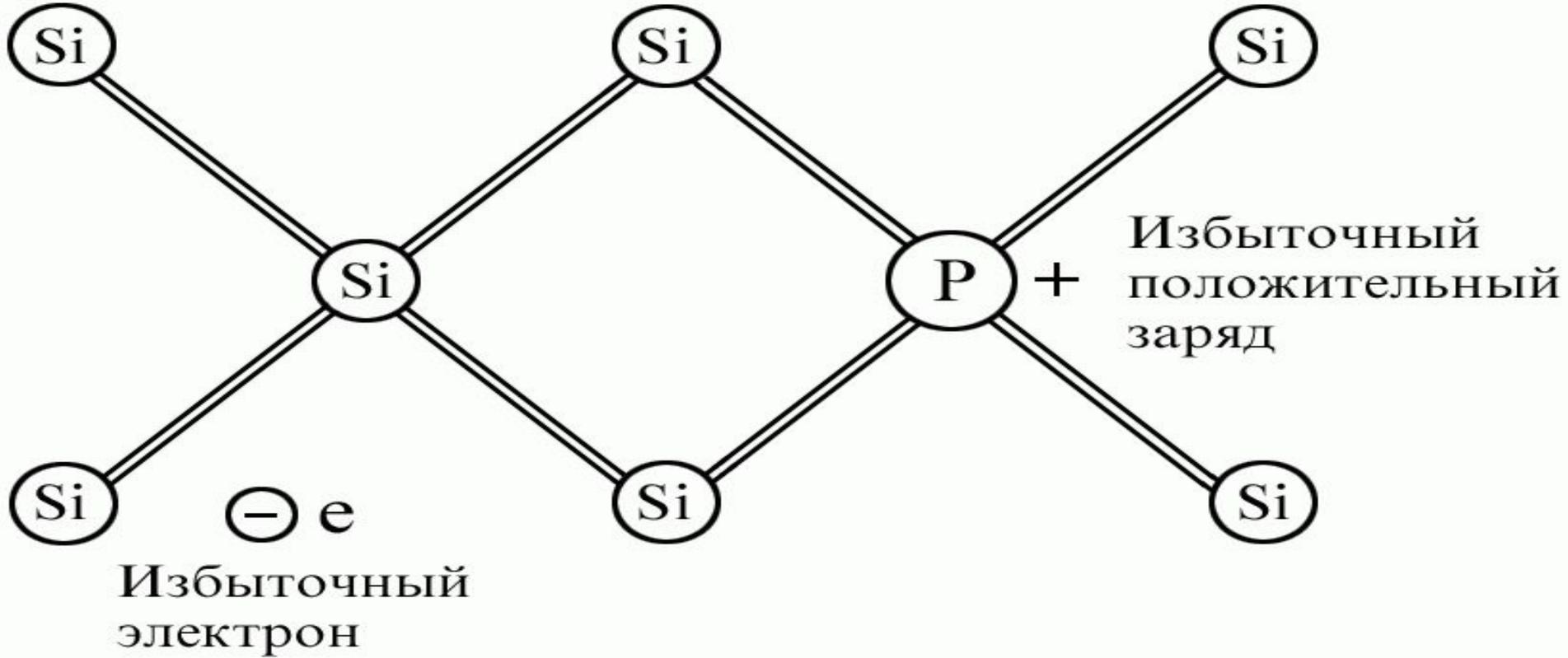
$$\exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) = \exp\left(\frac{\Delta E}{2kT}\right) \gg 1$$

$$kT \ll \Delta E$$

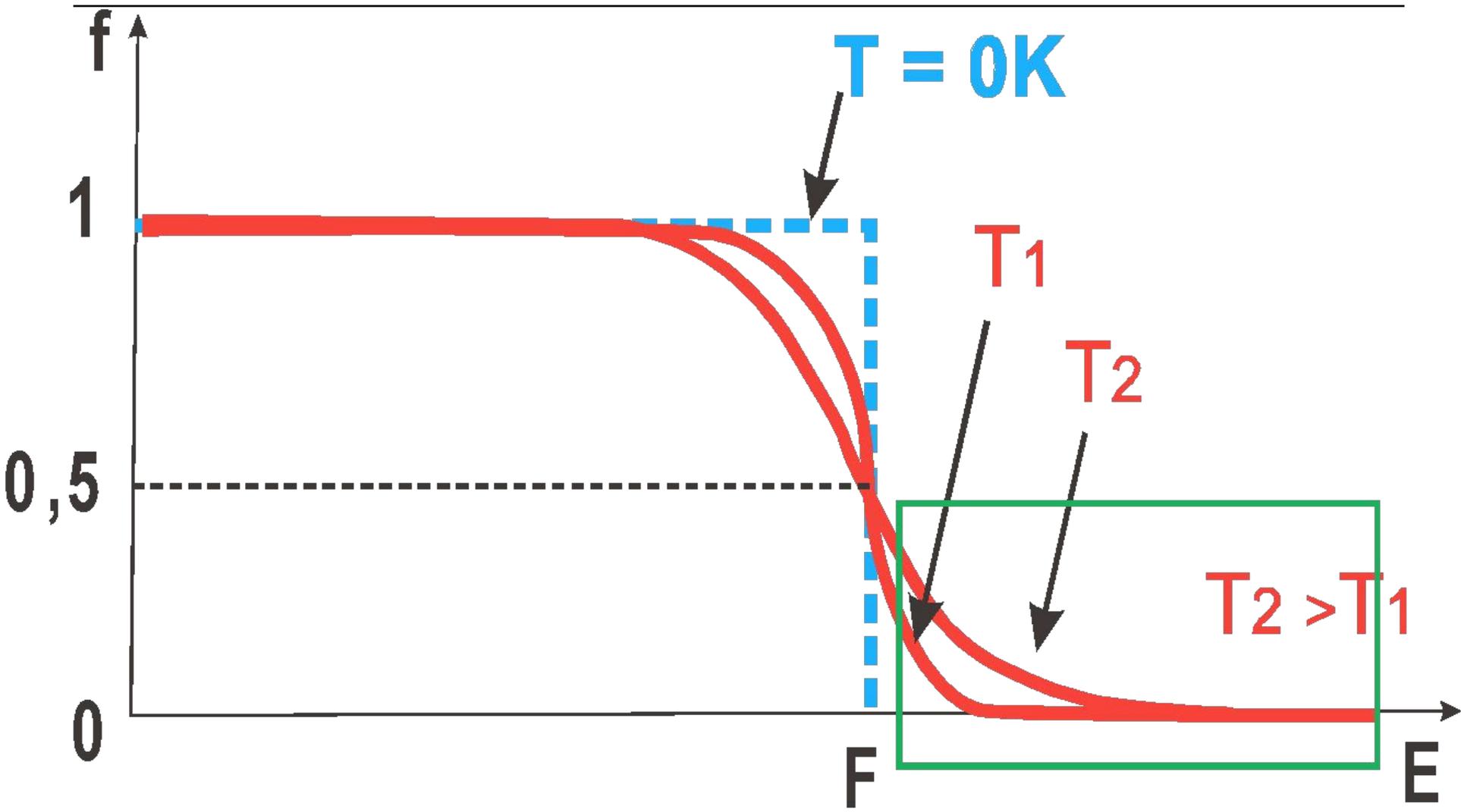


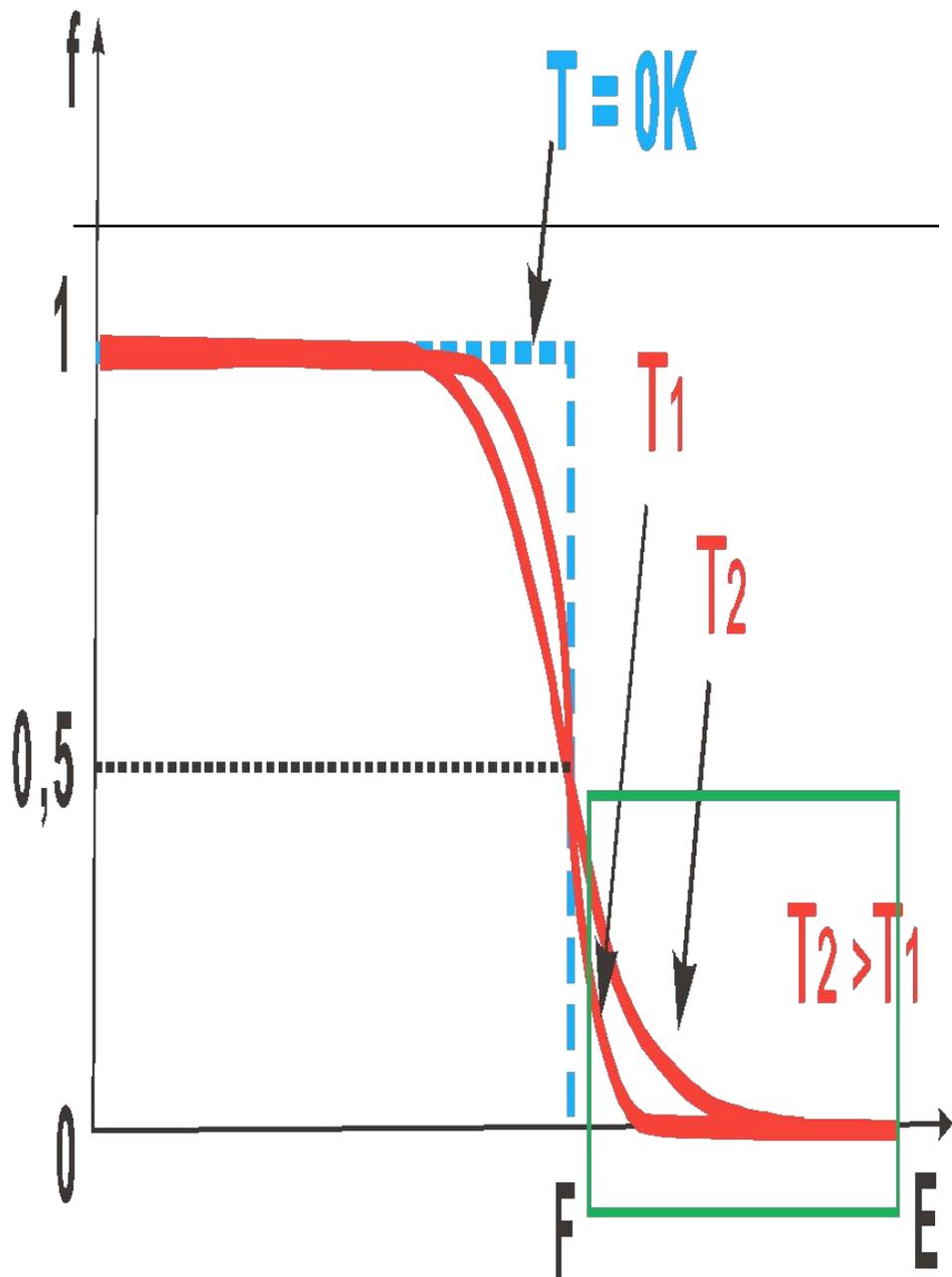
$$\exp\left(\frac{\Delta E}{2kT}\right) + 1 = \exp\left(\frac{\Delta E}{2kT}\right)$$

$$f(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) + 1} = \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right) \equiv e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}$$



# Функции Ферми-Дирака при различных значениях температуры





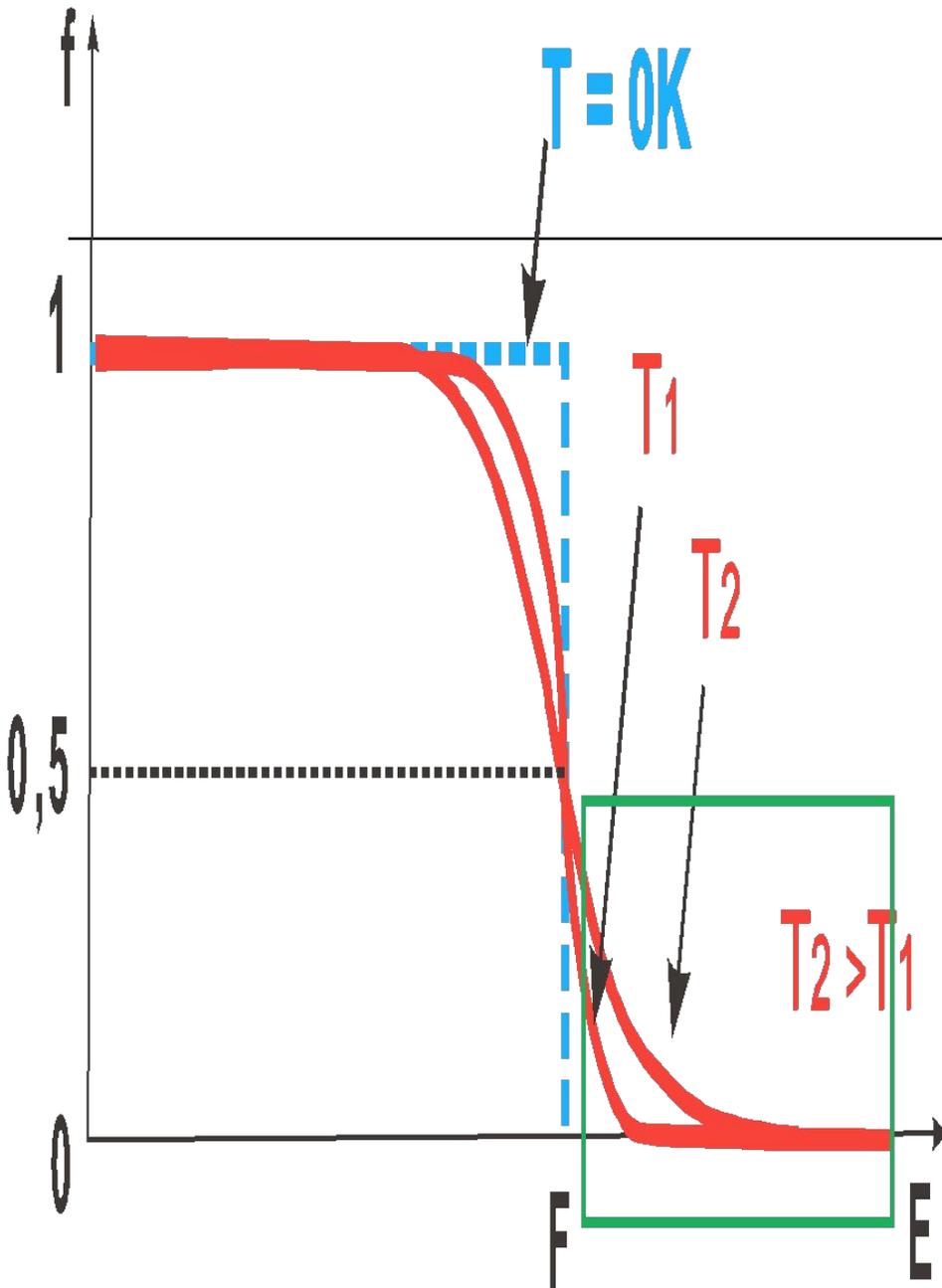
Почему?

**вероятность  
нахождения  
частицы**

на уровне с энергией  $E_F$

всегда равна **0,5**

при всех температурах.



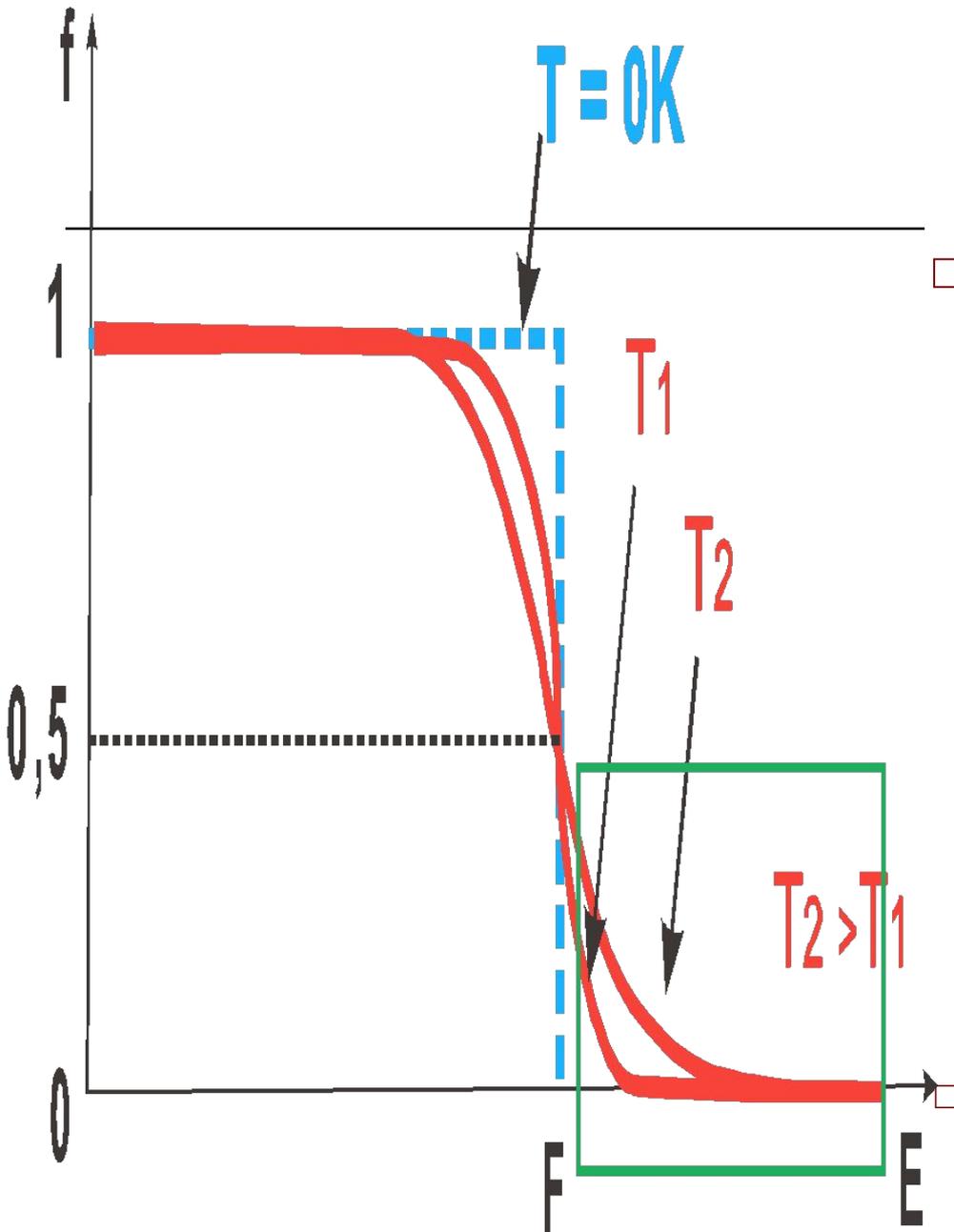
## Почему ?

с ростом температуры

**вероятность появления  
частиц**

выше уровня **Ферми**

возрастает



## Почему ?

- при температурах отличных от нуля,

**$E - E_F > kT$**   
**функция**  
**Ферми-Дирака**

представляется

экспоненциальной  
зависимостью

(область в квадрате  
 рисунка)

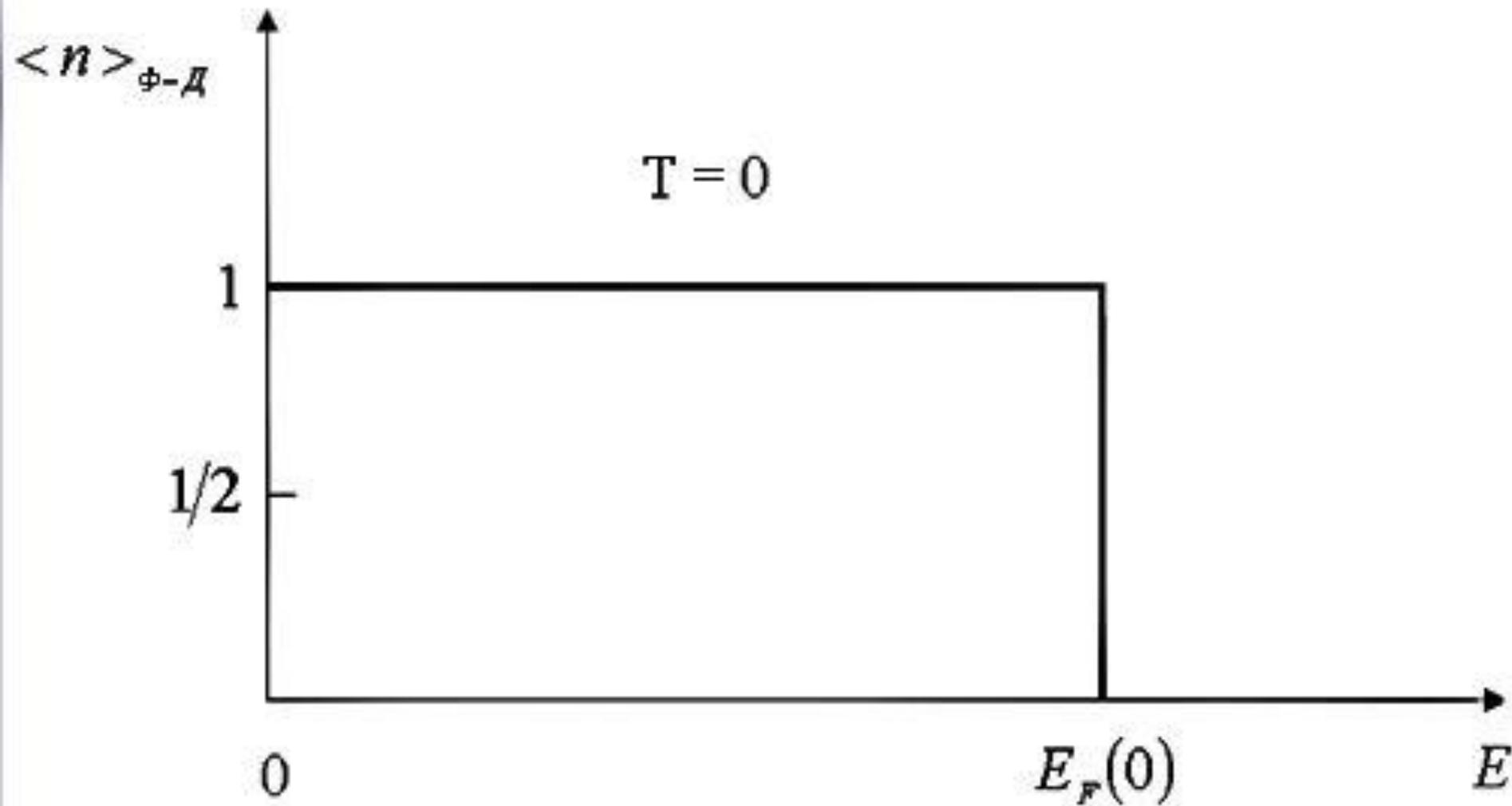
# Распределение Ферми – Дирака

- Распределение Ферми – Дирака имеет вид

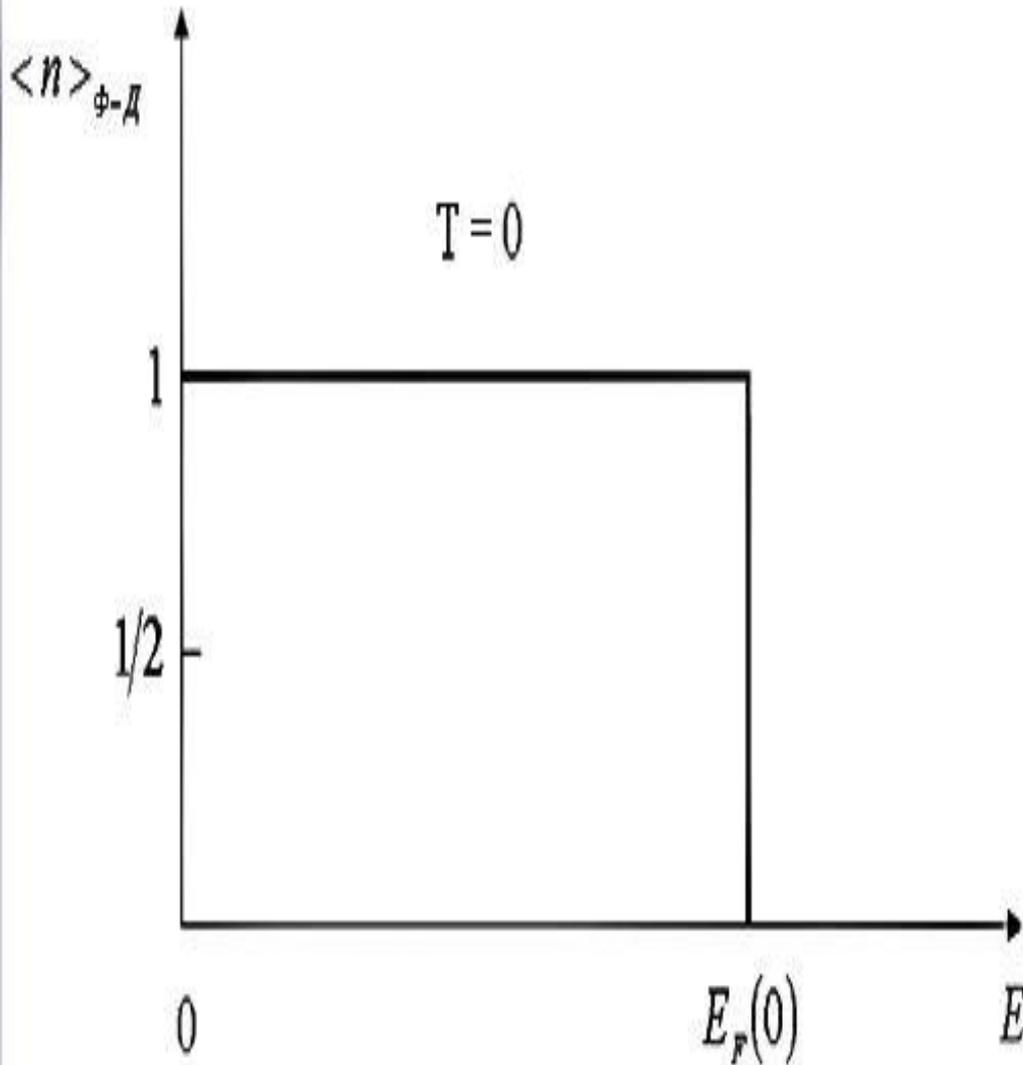
$$\langle N_i \rangle = \frac{1}{\exp((E_i - \mu)/(kT)) + 1}$$

- где  $\langle N_i \rangle$  среднее число фермионов в квантовом состоянии с энергией  $E_i$ .

# Распределение Ферми-Дирака



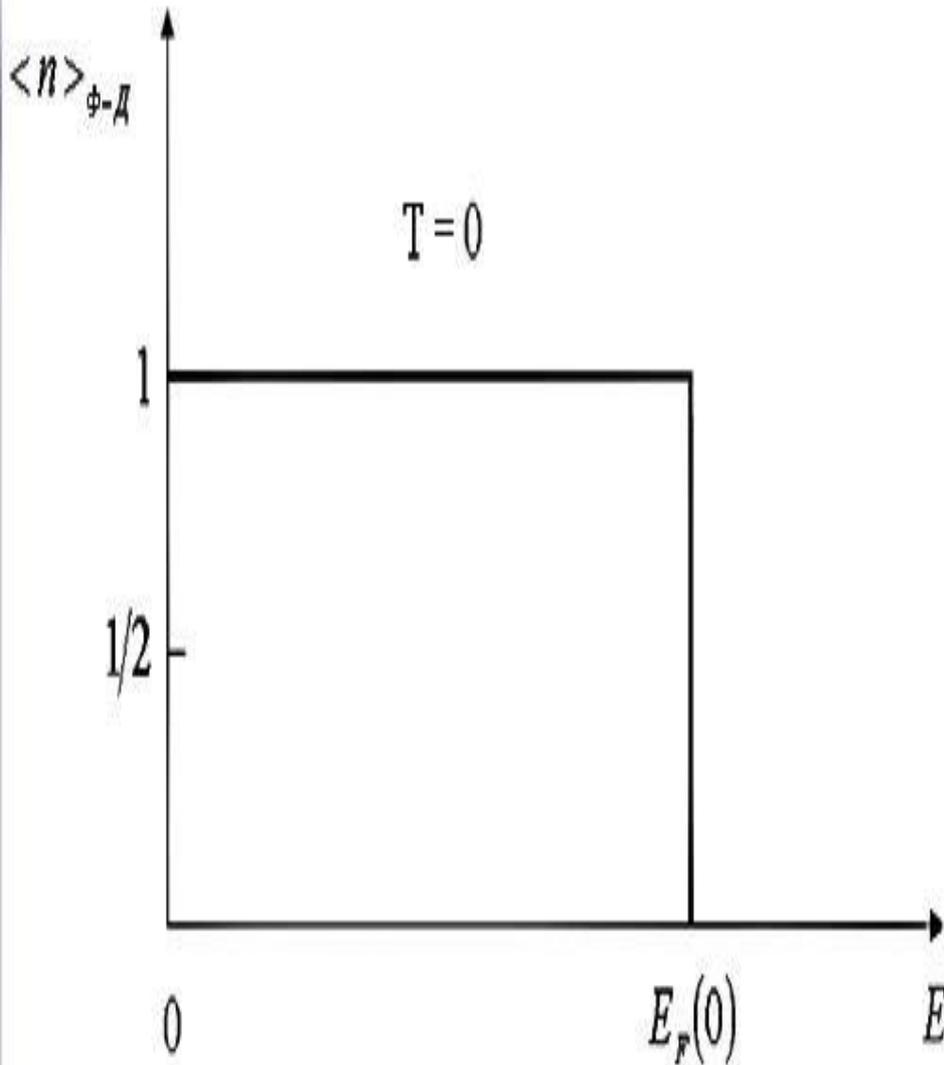
# Распределение Ферми-Дирака



Почему ?

- при  **$T=0$**
- **энергия Ферми** является **максимальной энергией**, которой могут обладать **ферми-частицы.**

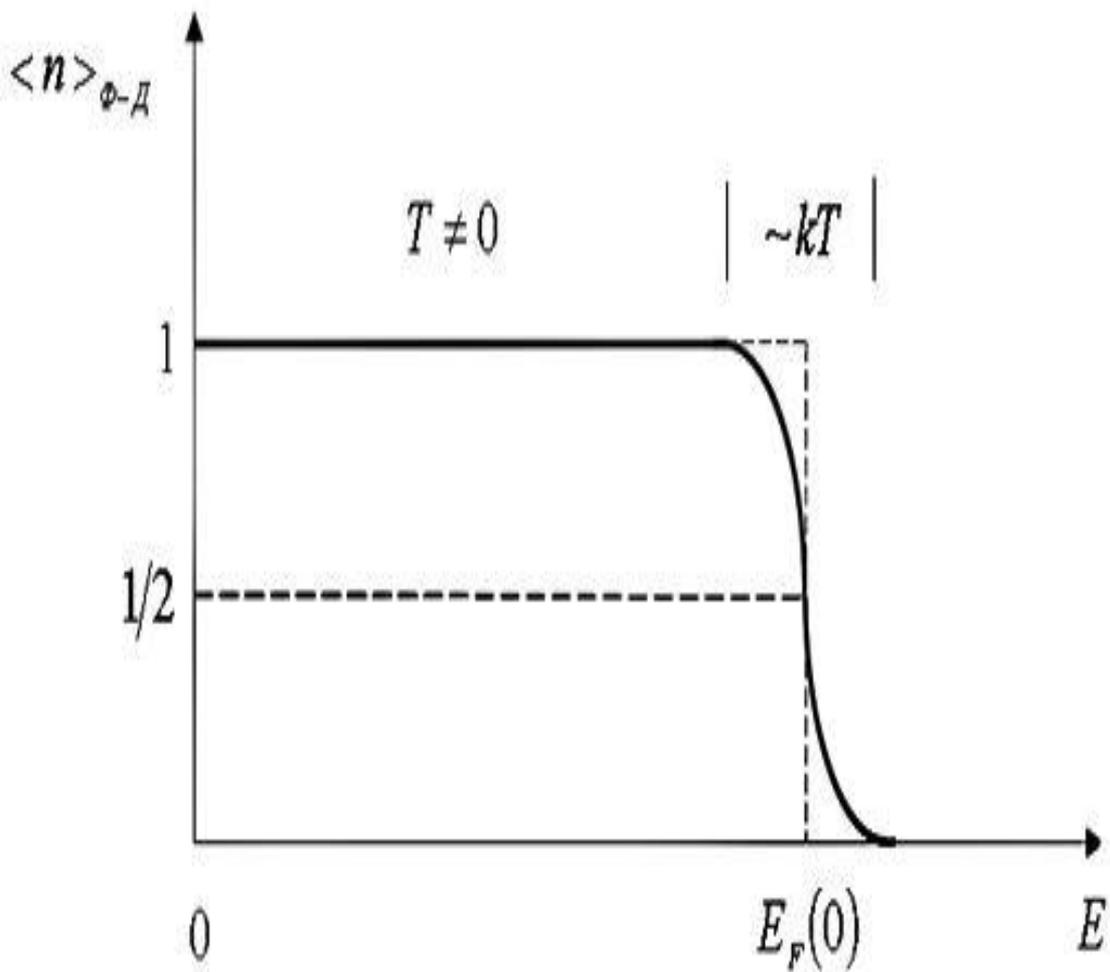
# Распределение Ферми-Дирака



Почему ?

- Распределение **Ферми-Дирака**
- представляет собой ступенчатую функцию единичной высоты, обрывающуюся при

$$E = E_f(0)$$

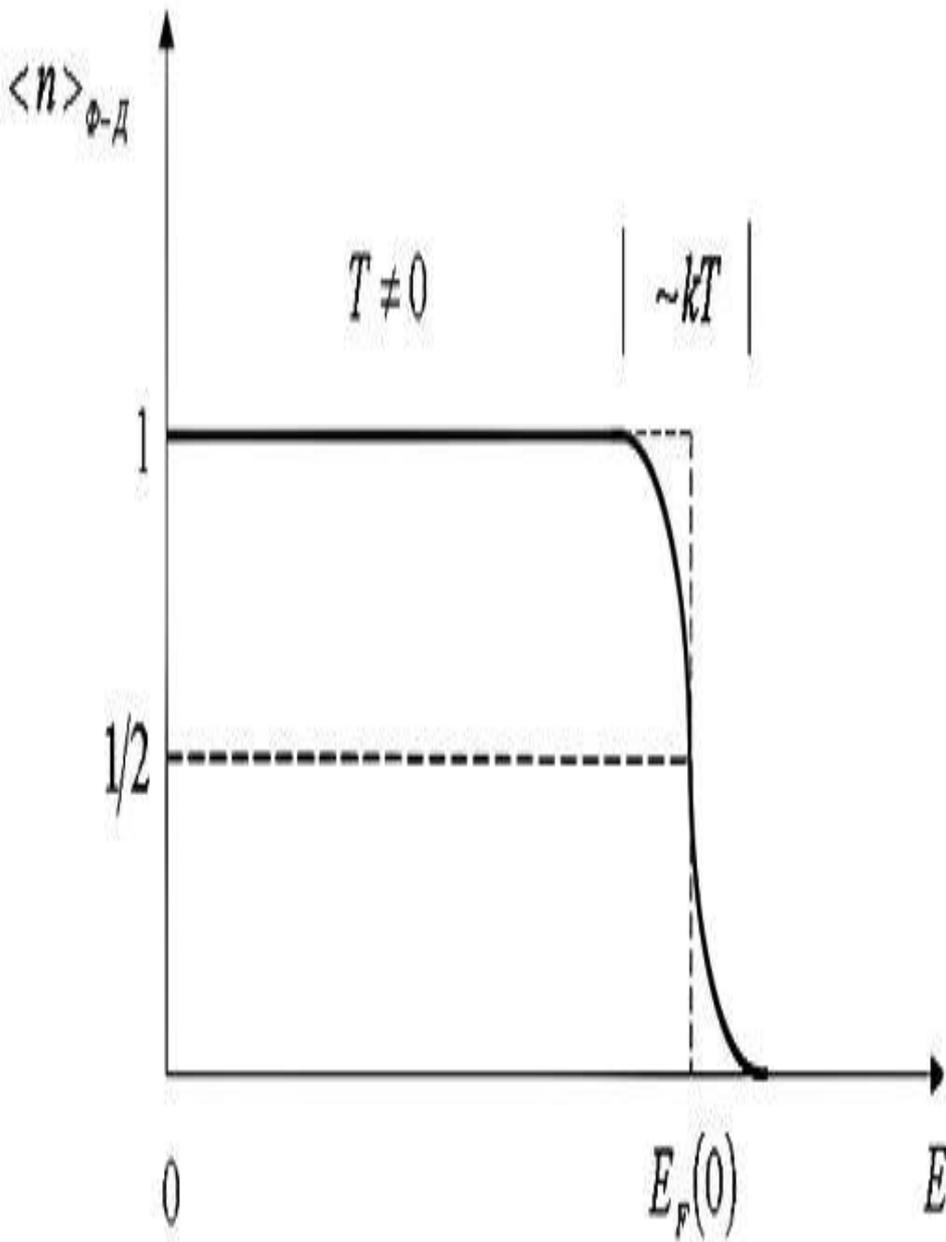


- При  $T \neq 0$
- ВИД ЗАВИСИМОСТИ

от **E**

$\langle n \rangle_{\Phi-D}$

ИМЕЕТ ВИД



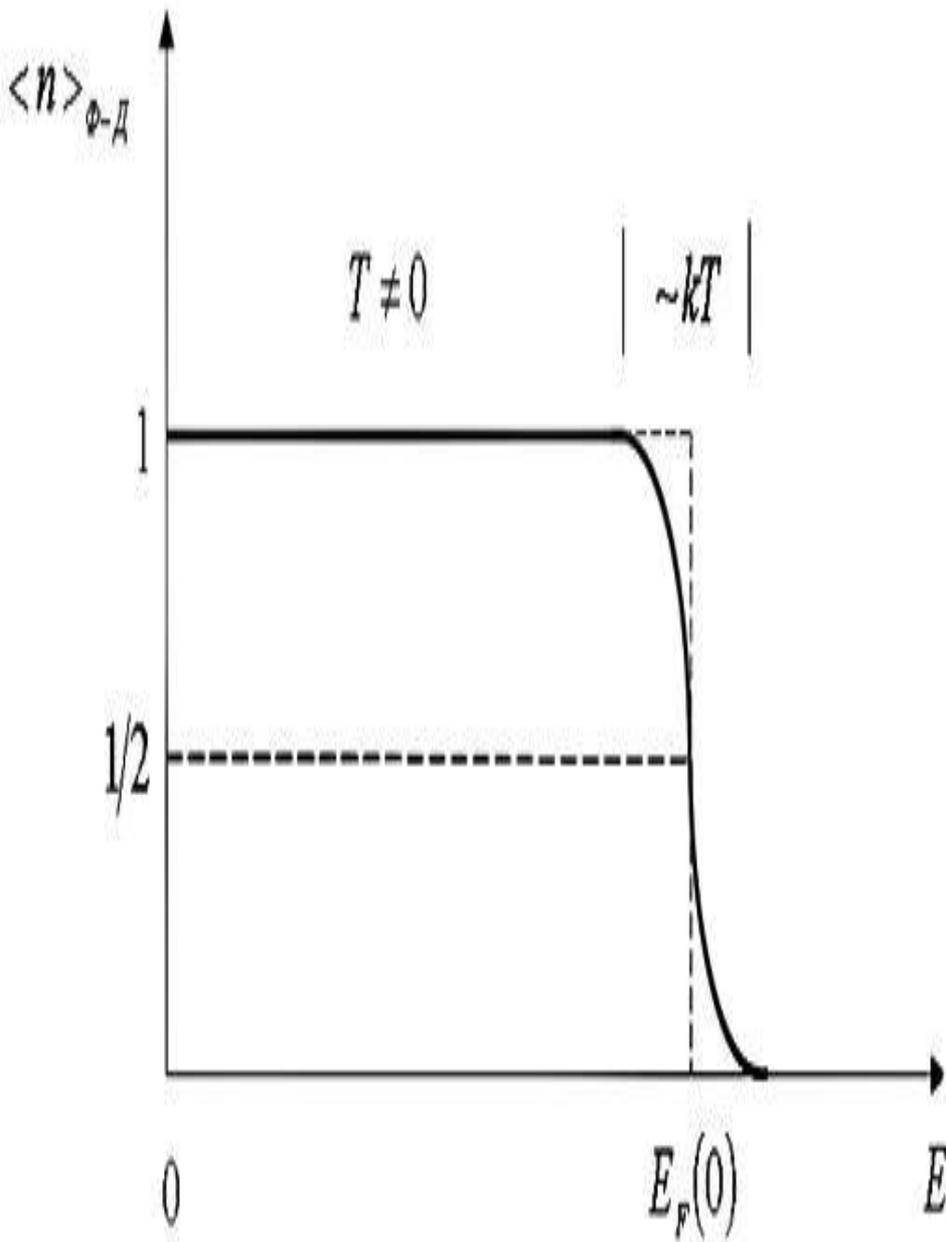
резкий скачок

$$\langle n \rangle_{\Phi-D}$$

от единицы до нуля

становится **более**  
**размытым** и  
 происходит в области  
 энергий, шириной  
порядка нескольких

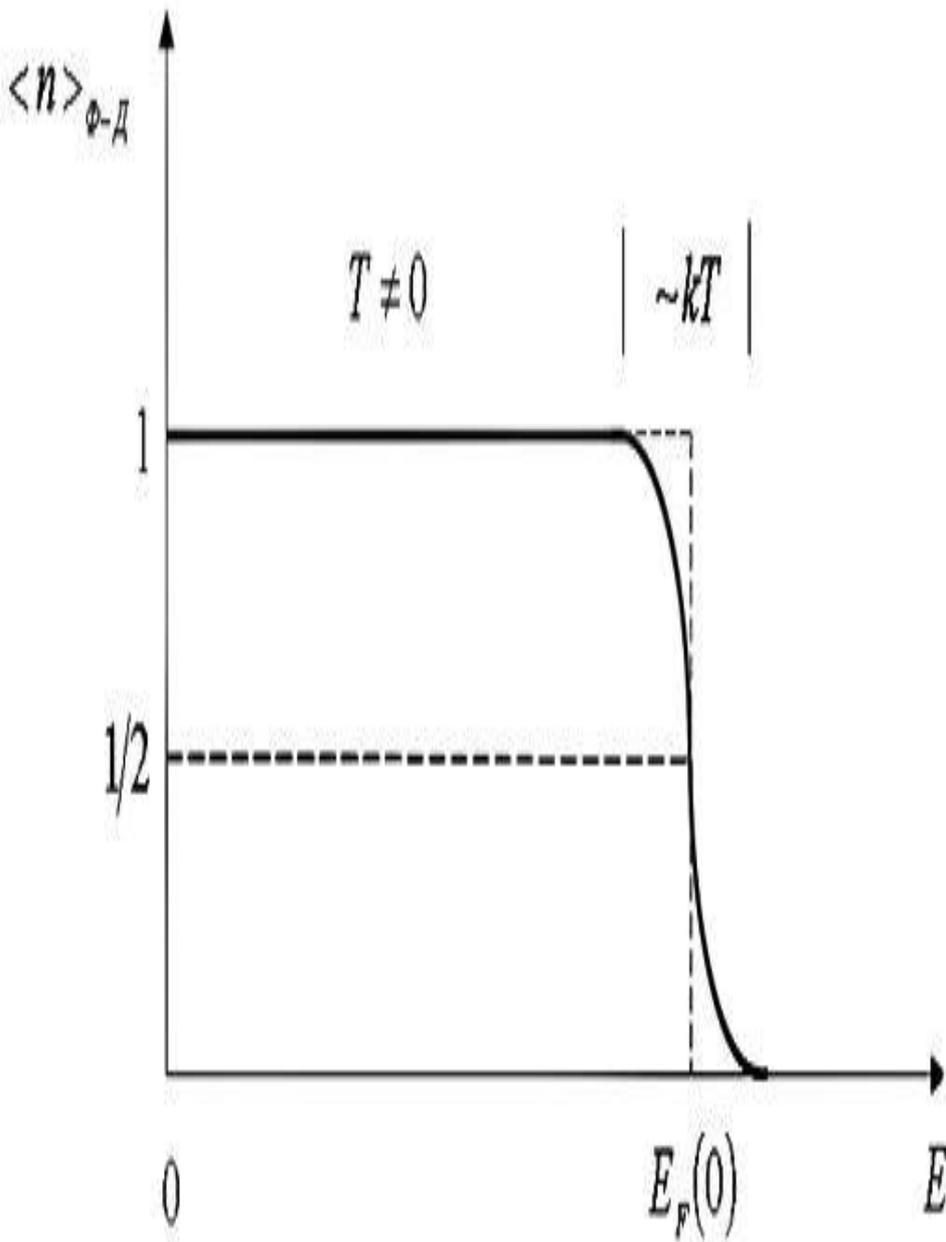
$$kT$$



Чем выше температура,  
тем шире область, в  
которой

$$\langle n \rangle_{\Phi-D}$$

меняется от единицы  
до нуля, и тем **более**  
**плавно** происходит  
переход от  
заполненных состояний  
к незаполненным.

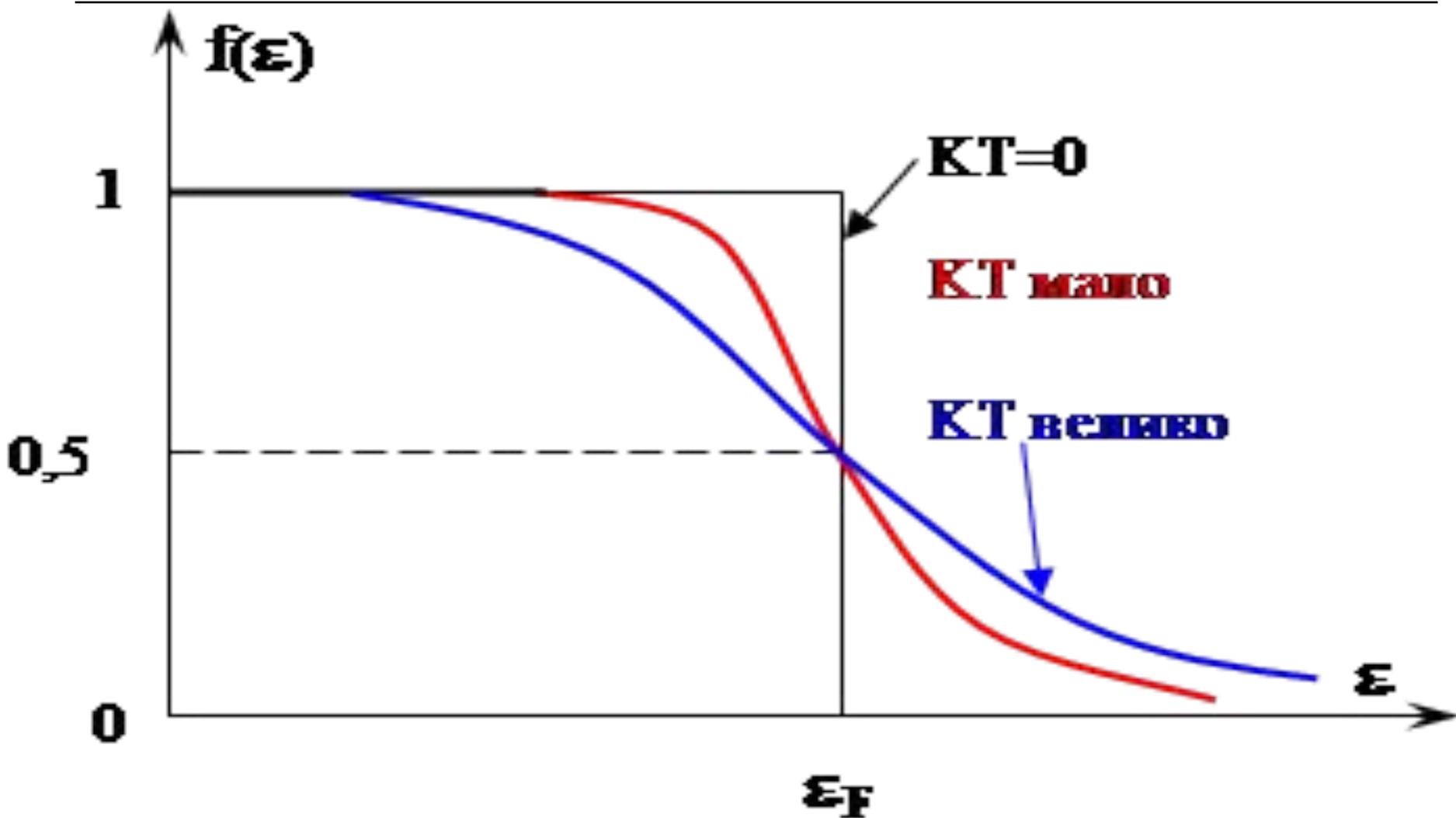


при любой температуре

при  $E = E_F$

значение  $\langle n \rangle_{\Phi-D} = \frac{1}{2}$

# Распределение Ферми - Дирака при различных значениях $kT$



□

Если

$$\exp(E_i - \mu) / (kT) \gg 1$$

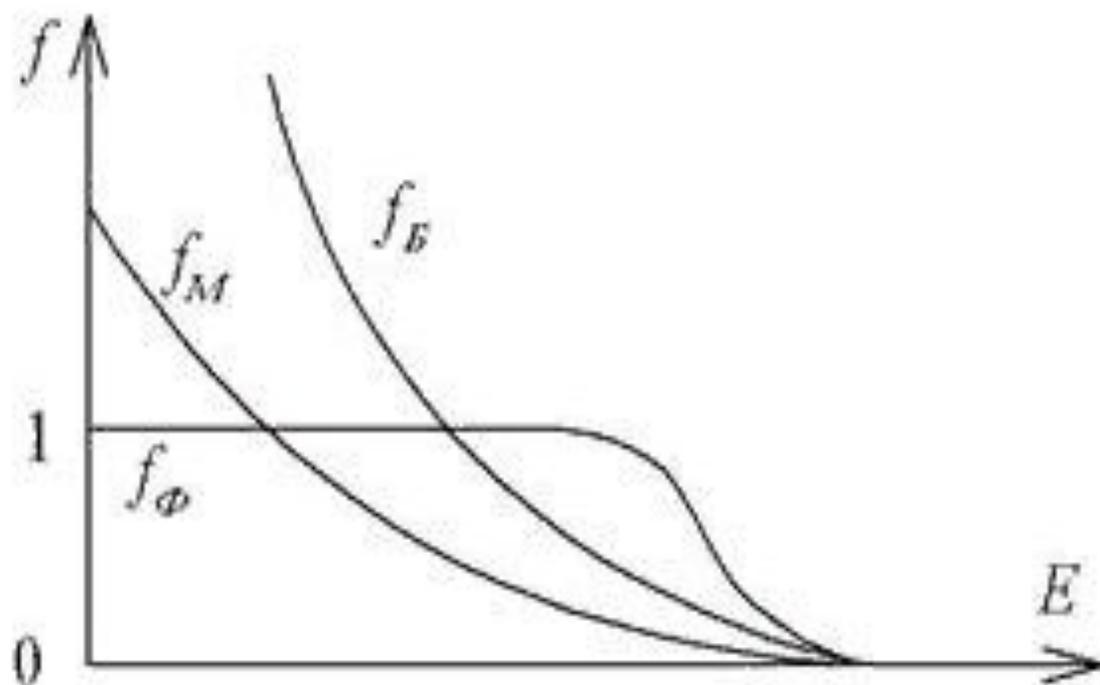
то распределения Бозе – Эйнштейна и Ферми – Дирака переходят в классическое распределение Максвелла – Больцмана

$$\langle N_i \rangle = A \exp(-E_i / kT)$$

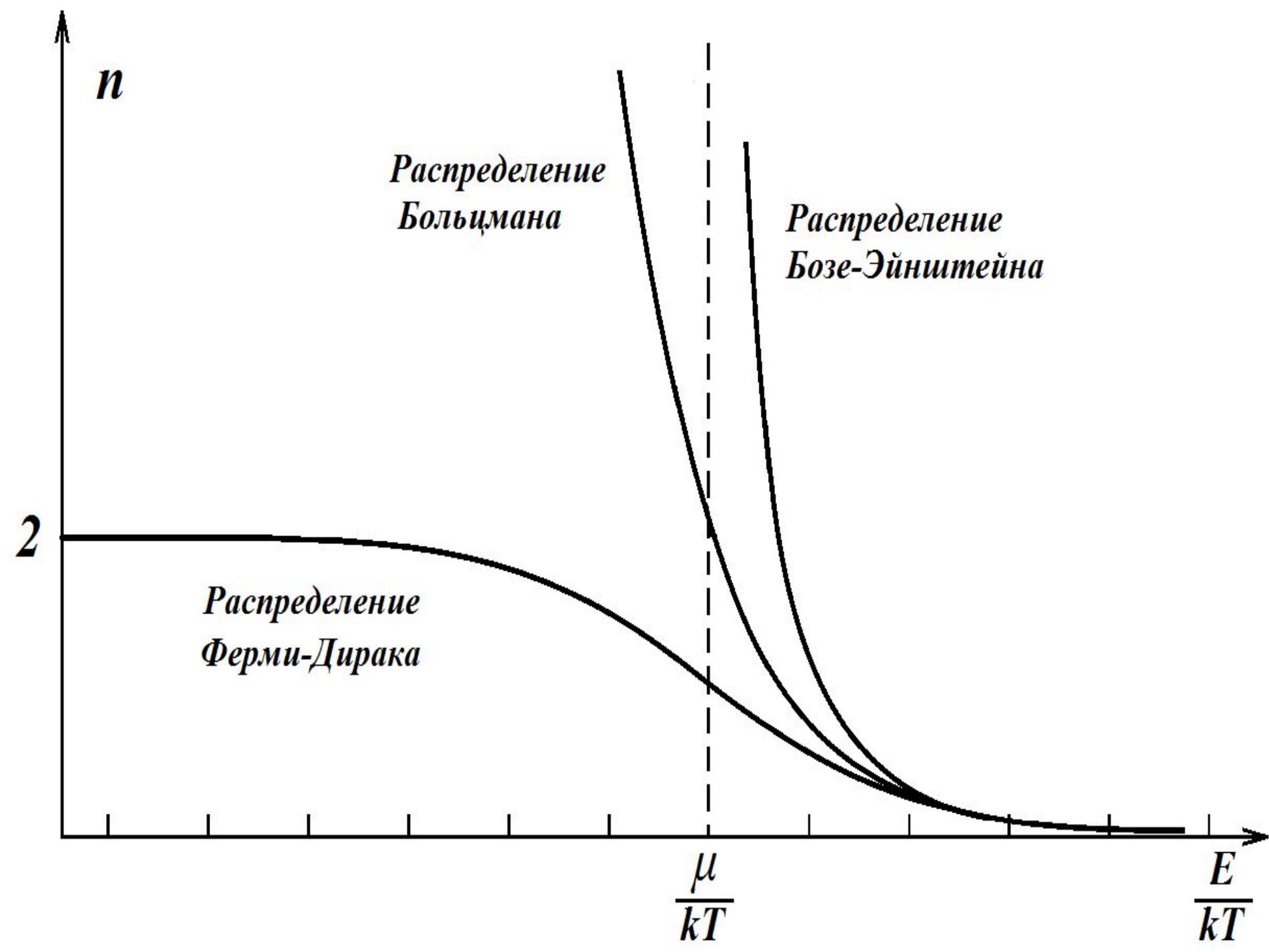
где  $A$  – параметр вырождения, он определяется следующим образом

$$A = \exp(\mu / kT)$$

Рис. 3.6. Графики функций распределения Максвелла-Больцмана ( $f_M$ ), Ферми-Дирака ( $f_D$ ) и Бозе-Эйнштейна ( $f_B$ )



На графиках видно, что значения функций распределения для малых энергий сильно отличаются, но при больших значениях энергии квантовые статистики переходят в классическую статистику Максвелла-Больцмана. Применение классической статистики оказывается допустимым, поскольку в каждом состоянии оказывается в среднем меньше одной частицы. Из сказанного можно сделать вывод о возможности замены в определенных условиях квантовых функций на классическую функцию распределения.



распределение Бозе-Эйнштейна:

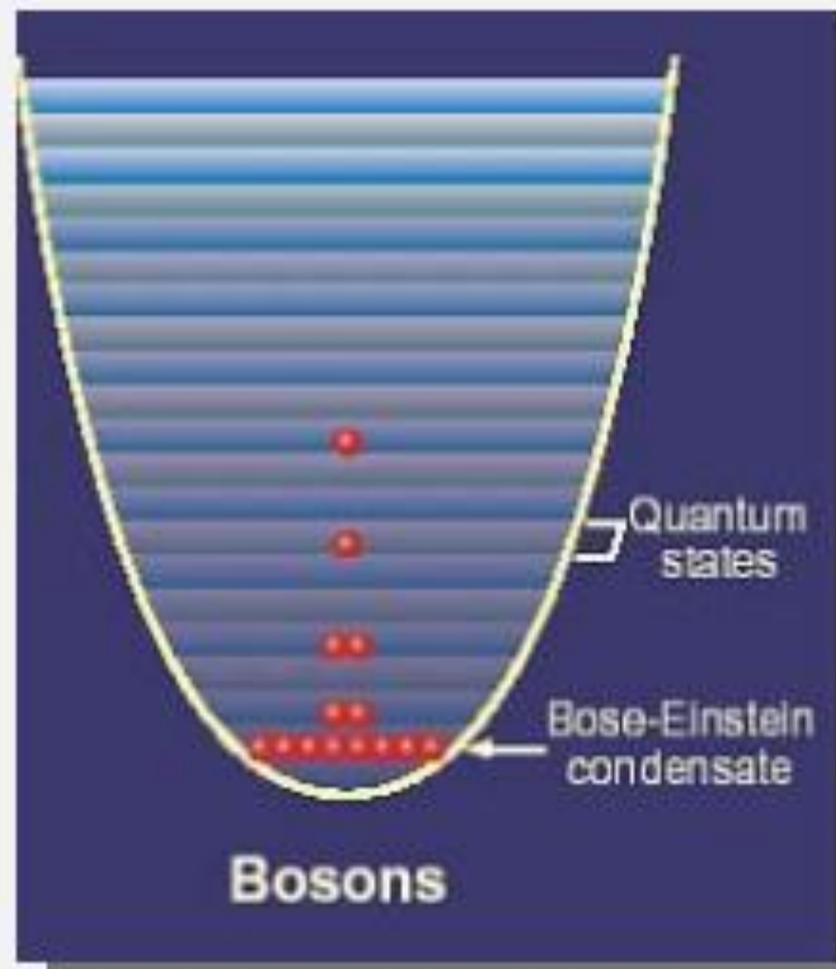
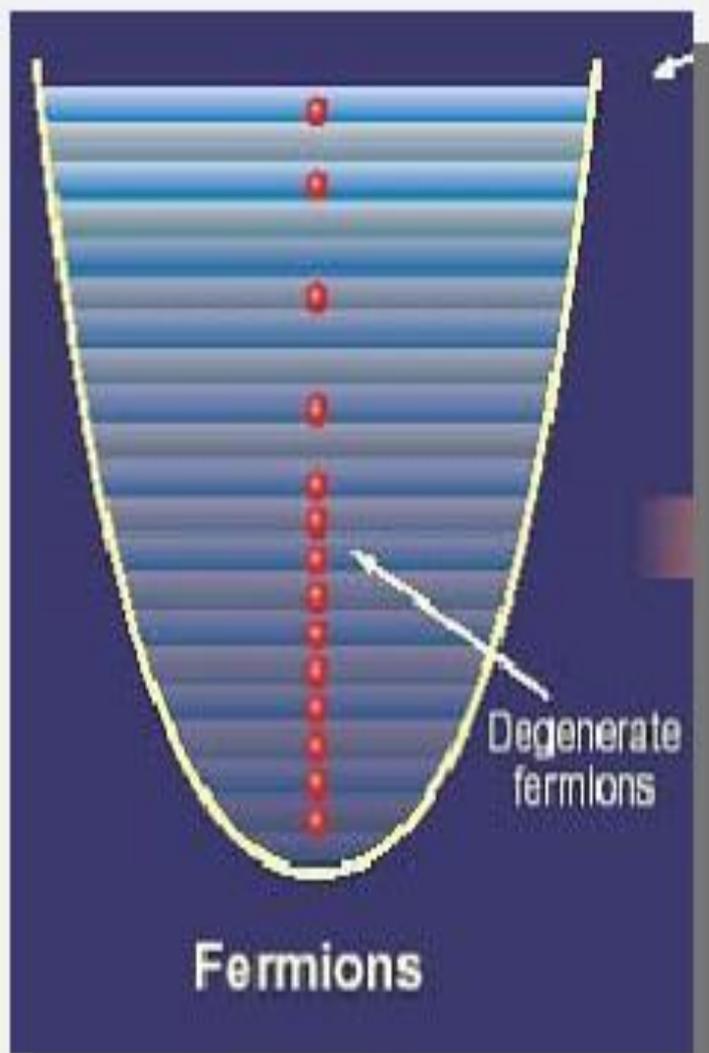
$$\langle N_i \rangle = \frac{1}{e^{(E_i - \mu)/kT} - 1} ;$$

распределение Ферми-Дирака:

$$\langle N_i \rangle = \frac{1}{e^{(E_i - \mu)/kT} + 1} .$$

Спин - полуцелый

Спин - целый



Квантовая теория электропроводимости металлов, основывающаяся на статистике Ферми-Дирака, даёт удельную электропроводимость металлов:

концентрация электронов  
проводимости в металле

средняя длина свободного  
пробега электронов,  
имеющих энергию Ферми

$$\gamma = \frac{ne^2 \langle \lambda_F \rangle}{m^* \langle u_F \rangle}$$

средняя скорость теплового  
движения электронов,  
имеющих энергию Ферми

эффективная масса  
электрона

# Вырожденная система частиц

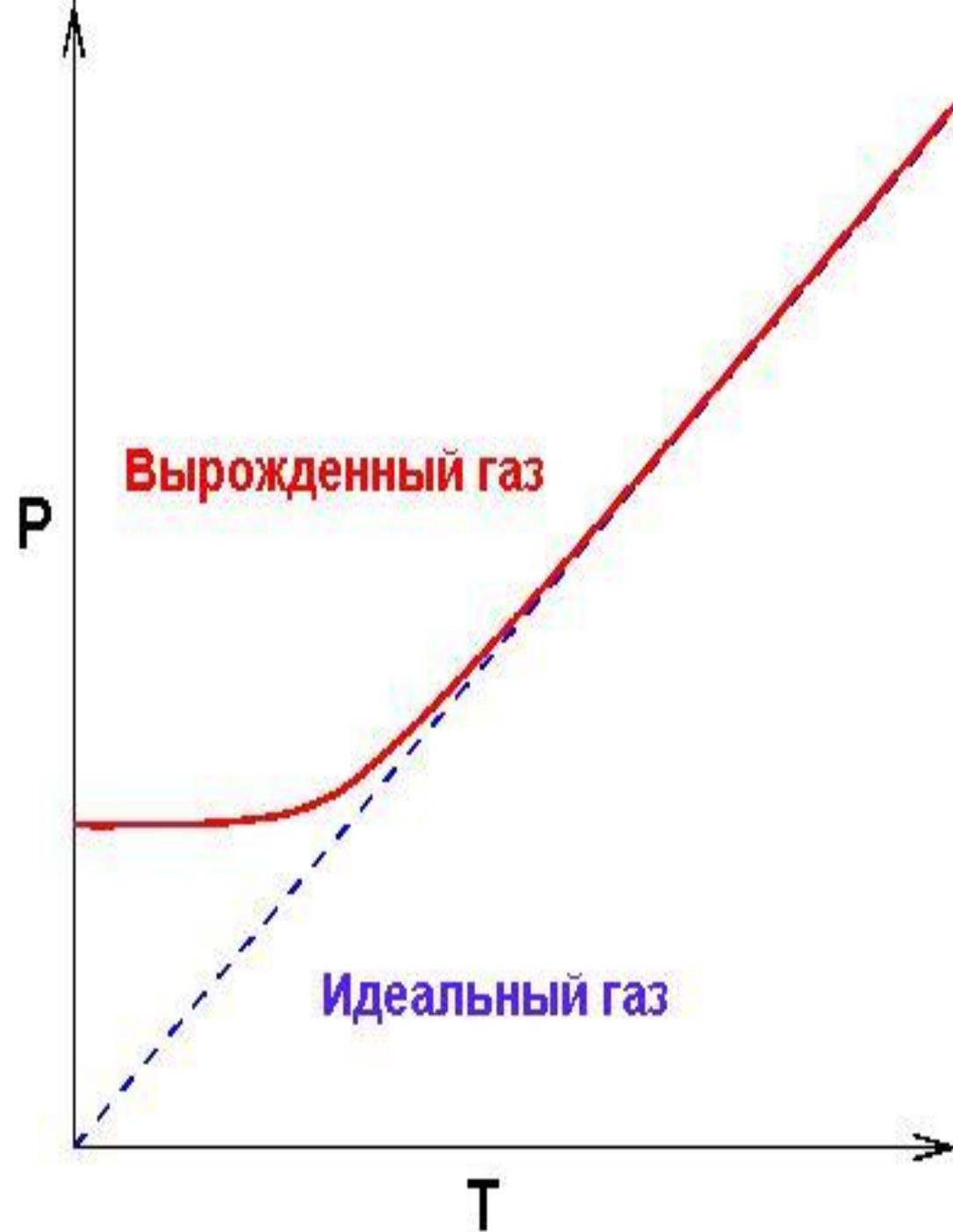
---

- Система частиц называется **вырожденной**, если ее свойства, описываемые квантовыми закономерностями, отличаются от свойств обычных систем, подчиняющихся классическим законам.

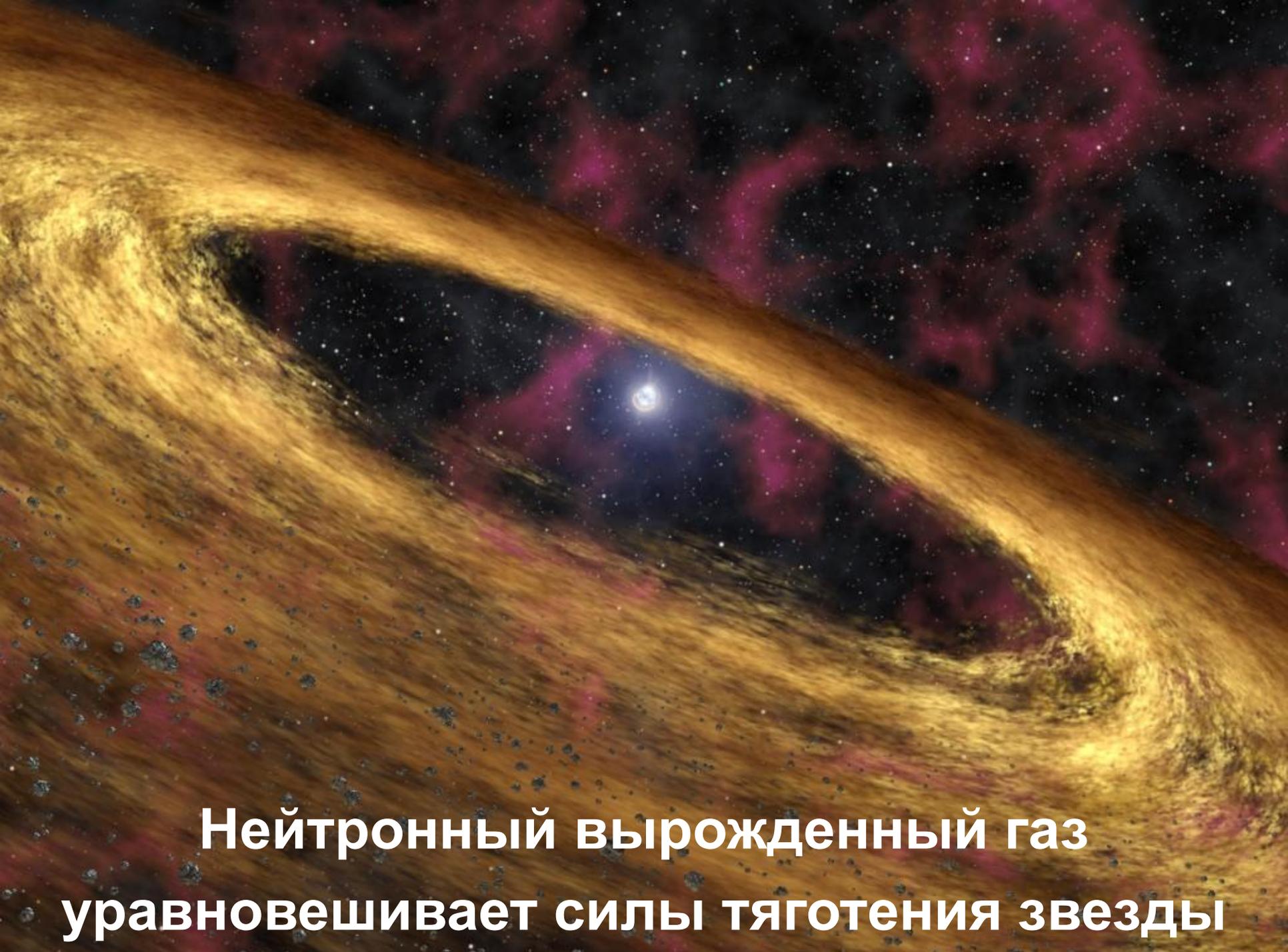
# Вырожденный газ

---

- Отступление в поведении бозе – и ферми – газов от классического максвелл-больцмановского газа называется **вырождением газов (вырожденный газ)**.
- Вырождение газов становится **существенным при низких температурах и больших плотностях.**



- Вырождение Ферми- и Бозе-газов.
- Вырожденный газ.



**Нейтронный вырожденный газ  
уравновешивает силы тяготения звезды**

# Температура вырождения

- **Температурой вырождения**  $T_B$  называется температура, при которой вырождение становится существенным.
- Она определяется из условия

$$A = \frac{n_0 \cdot h^3}{(2 \cdot \pi \cdot m \cdot k \cdot T_B)^{3/2}} = 1$$

$\Rightarrow$

$$T_B = \frac{h^2 \cdot n_0^{2/3}}{2 \cdot \pi \cdot m \cdot k}$$

# Температурный критерий вырождения

---

- $T \ll T_V$  – система частиц вырождена,
- $T \gg T_V$  – система частиц не вырождена, и ее поведение описывается классическими законами.

# Вырожденный электронный газ в металлах

- Электроны проводимости в металле можно рассматривать как идеальный газ, подчиняющийся распределению Ферми – Дирака

$$\langle N(E) \rangle = \frac{1}{\exp((E - \mu_0)/(kT)) + 1}$$

- где  $\langle N(E) \rangle$  среднее число электронов в квантовом состоянии с энергией  $E$ ;
- $\mu_0$  - химический потенциал электронного газа при  $T=0 \text{ K}$ .

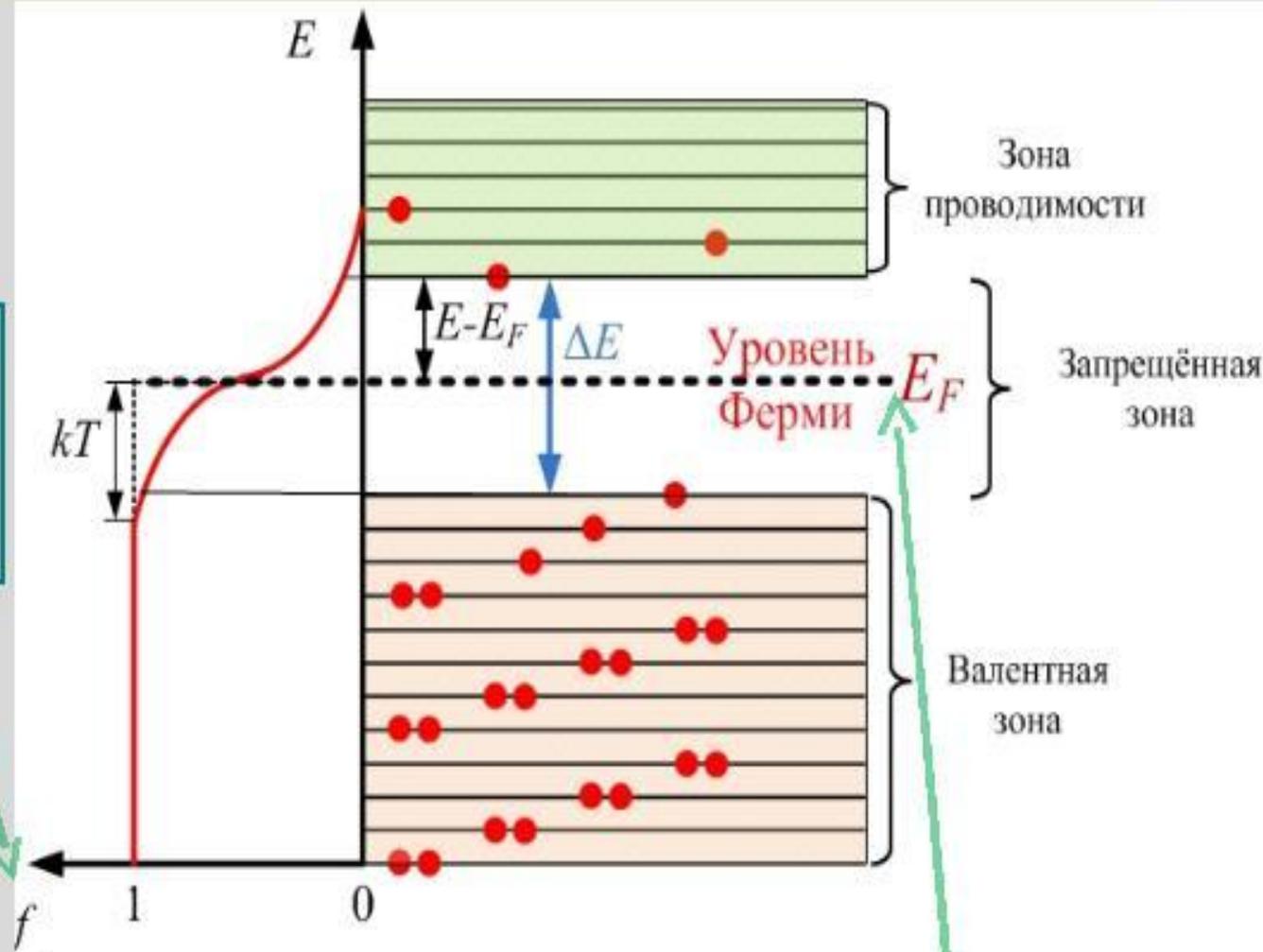
**Химический потенциал**

---

**Энергия Ферми**

Распределение электронов описывается функцией Ферми-Дирака:

$$f(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - \mu}{kT}\right) + 1}$$



$\mu = E_F$  – энергия Ферми (энергия уровня, вероятность заполнения которого равна 0.5)  
Для полупроводника уровень Ферми лежит в середине запрещённой зоны

# Распределение Ферми – Дирака

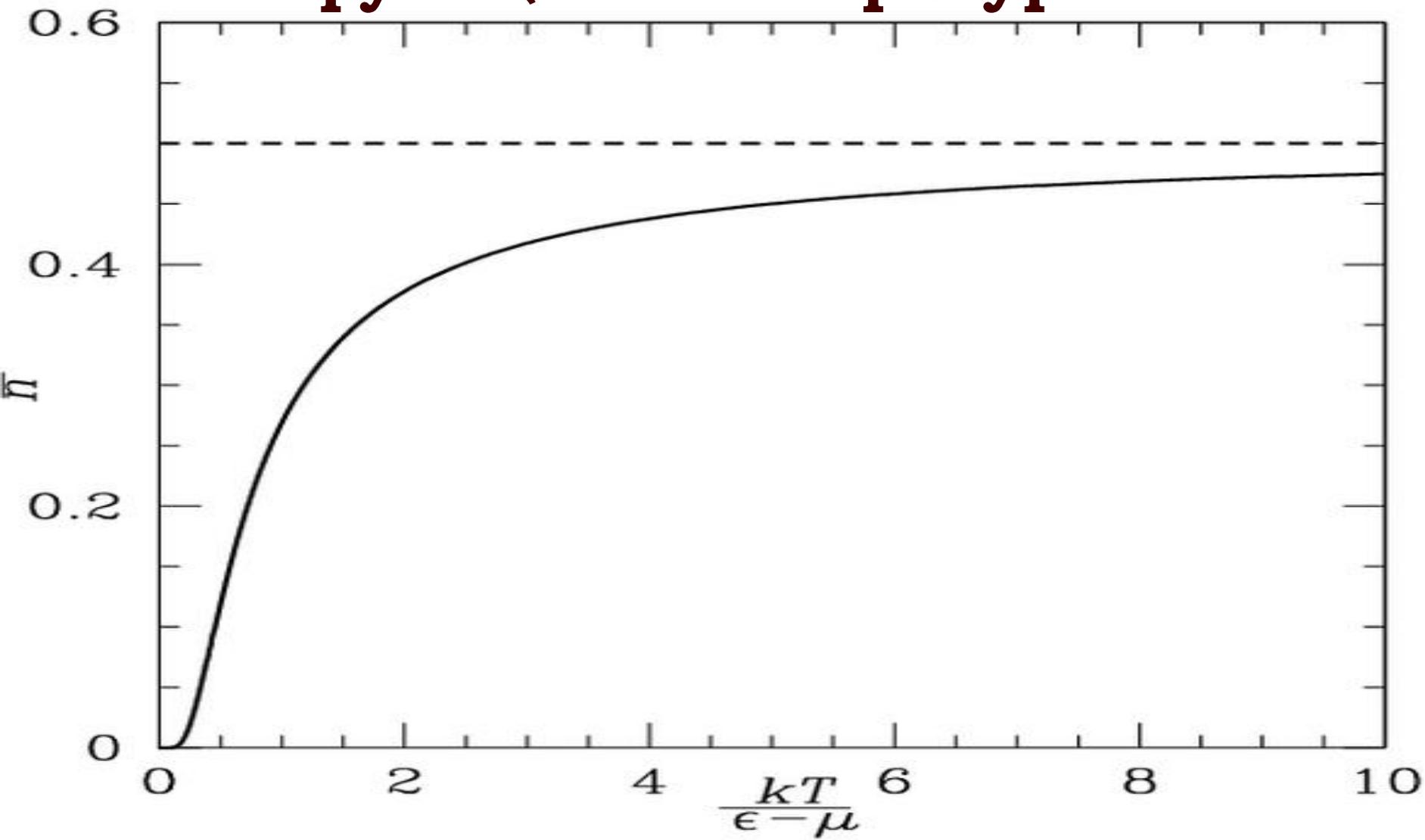
- **Химический потенциал**, является максимальной кинетической энергией, которой обладают электроны проводимости в металле при 0 К.

$$\langle N(E) \rangle = \frac{1}{\exp((E - E_f)/(kT)) + 1}$$

- Эта максимальная кинетическая энергия называется **энергией Ферми** и обозначается  $E_f$

$$E_f = \mu_0$$

# Распределение Ферми - Дирака как функция температуры.

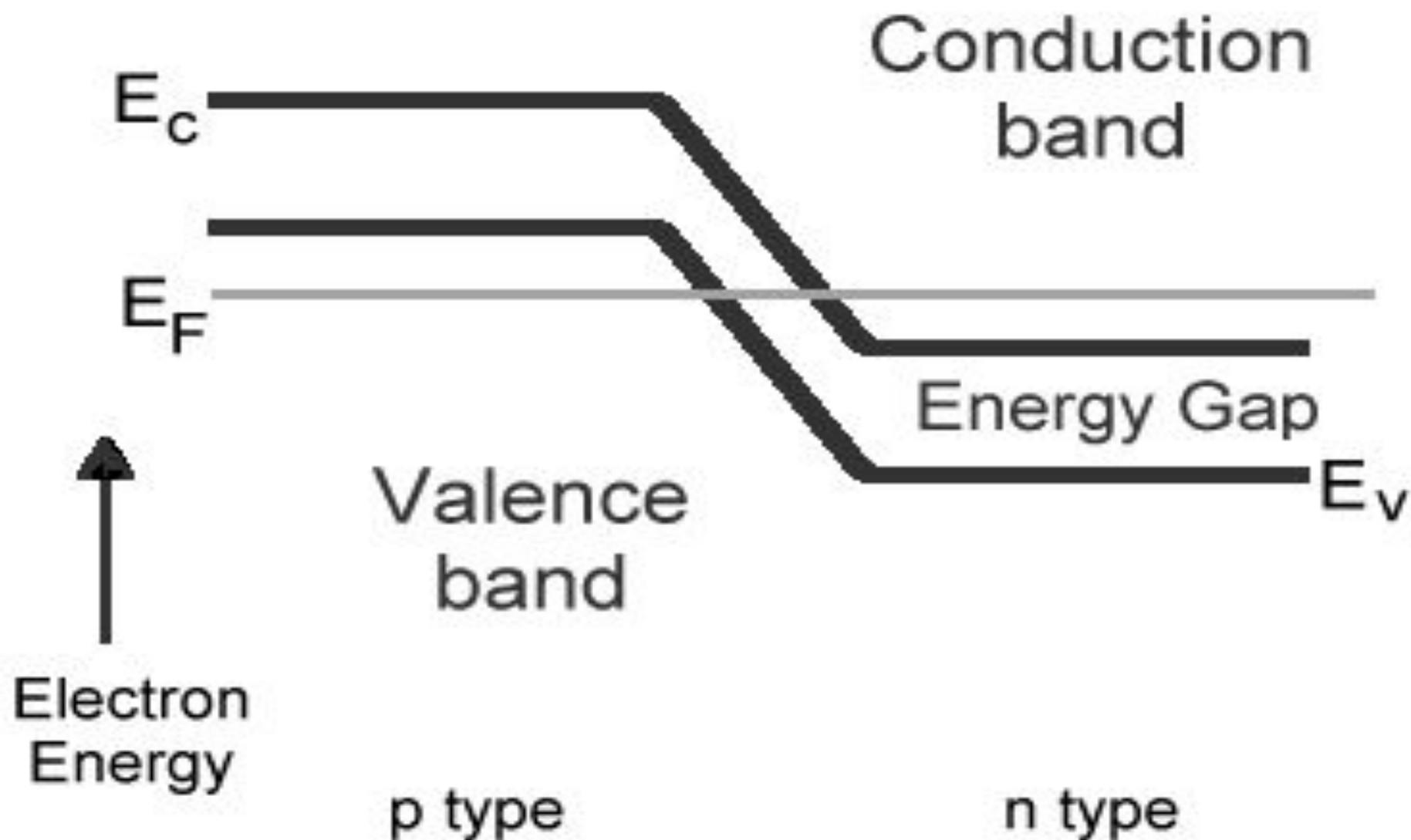


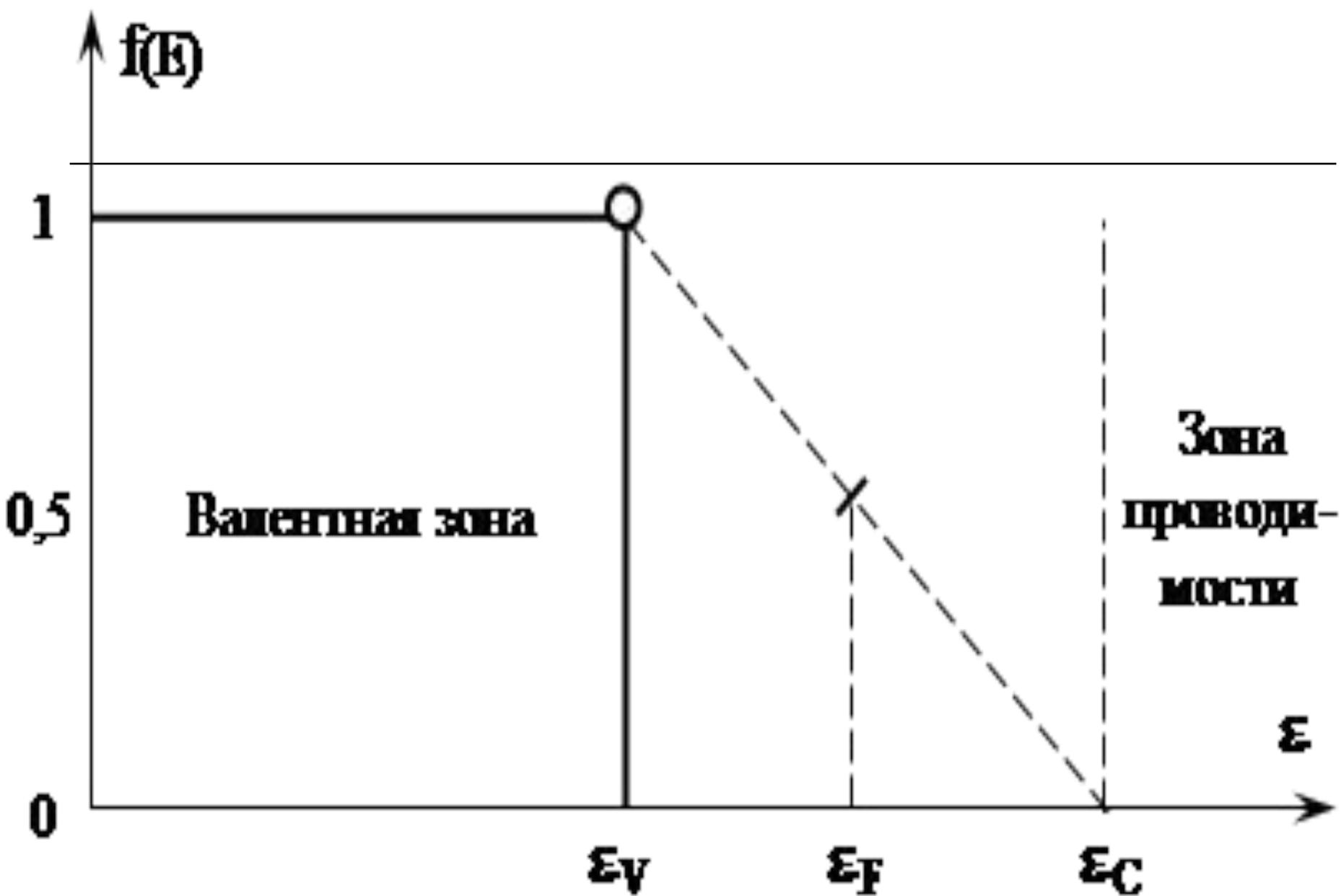
# Уровень Ферми

---

- Наивысший энергетический уровень, занятый электронами, называется **уровнем Ферми**.
- Уровню Ферми соответствует **энергия Ферми**, которую имеют электроны на этом уровне.
- Уровень Ферми будет тем выше, чем больше плотность электронного газа.

# Energy Band Diagram for a P-N Junction in a Tunneling Diode





# Молярная теплоемкость электронного газа

---

- Молярная теплоемкость электронного газа определяется следующим образом

$$C_{V\mu} = \frac{\pi^2}{2} N_A \cdot k \cdot \frac{k \cdot T}{E_f}$$

- где  $N_A$  – число Авогадро;
- $k$  – постоянная Больцмана.

Теория электропроводности металлов,  
построенная на основе квантовой механики и  
квантовой статистики **Ферми–Дирака,**  
называется

---

**квантовой теорией  
электропроводности металлов.**

# Теплоемкость кристаллов (классическая теория)

---

□ В XIX в. Дюлонг и Пти при измерении теплоемкости твердых тел эмпирически установили закон: **теплоемкость одноатомных кристаллов при комнатной температуре очень близка к значению**

$$C_V = 25 \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{K})$$

**и мало изменяется с повышением температуры, стремясь к указанному значению.**

# Классическая модель внутреннего строения твёрдых тел

---

**одноатомный кристалл** - совокупность  
атомов, колеблющихся в узлах  
кристаллической решетки под действием  
упругих сил.

- Колебания каждого атома можно описать тремя степенями свободы.
- 

- Таким образом, твердое тело в этом случае можно представить как совокупность классических осцилляторов, число которых в одном моле равно числу Авогадро.

- **Внутренняя энергия моля кристалла будет равна**

$$E = 6 \cdot \frac{1}{2} N_A \cdot k \cdot T$$

- а молярная теплоемкость

$$C_V = \frac{dE}{dT} = 3N_A k = 3R$$

# **Недостатки модели**

---



---

## не объясняет:

- температурной зависимости теплоемкости,
- разницы в поведении диэлектриков и металлов при очень низких температурах

## не объясняет:

- исключений из закона Дюлонга и Пти: **алмаз, бериллий, бор, кремний и алюминий** имеют при комнатной температуре теплоемкость, значительно меньшую  $3R$ .
- При повышении температуры этих веществ их теплоемкость растет, приближаясь к  $3R$  при существенно более высокой температуре.
- **Строгую теорию теплоемкости можно построить лишь на базе квантовой механики.**

# **Теплоемкость кристаллов по Эйнштейну**

---

**Модель для объяснения  
температурного хода  
теплоемкости кристаллов**

- Каждый атом представляет собой осциллятор, колеблющийся с некоторой частотой, одинаковой для всех атомов кристалла.
- 

- В отличие от классической модели здесь

рассматривается квантовый осциллятор, энергия которого может принимать только дискретные значения, кратные

$$h\nu_0$$

- где  $\nu_0$  - частота колебаний осциллятора.

# Теплоемкость твердых тел

- Теплоемкость твердых тел по Эйнштейну будет определена следующим образом

$$C_V = \frac{dE}{dT} = 3R \left( \frac{h\nu_0}{kT} \right)^2 \frac{\exp\left(\frac{h\nu_0}{kT}\right)}{\left(\exp\left(\frac{h\nu_0}{kT}\right) - 1\right)^2}$$

$$C_m = \frac{3R}{\left( \frac{h\nu}{e^{kT}} - 1 \right)^2} \cdot e^{\frac{h\nu}{kT}} \cdot \left( \frac{h\nu}{kT} \right)^2$$

Определение:

$$kT_E = h\nu$$

$T_E$  – характеристическая температура Эйнштейна

$$C_m = 3R \left( \frac{T_E}{T} \right)^2 \frac{e^{\frac{T_E}{T}}}{\left( \frac{T_E}{T} e^{\frac{T_E}{T}} - 1 \right)^2}$$

# Температура Эйнштейна

□ введём характерный параметр

$$\theta = \frac{h\nu_0}{k}$$

□ где  $\theta$  температура Эйнштейна

$$C_V = 3R \left(\frac{\theta}{T}\right)^2 \frac{\exp\left(\frac{\theta}{T}\right)}{\left(\exp\left(\frac{\theta}{T}\right) - 1\right)^2}$$

□ При  $\frac{\theta}{T} \ll 1$  теплоемкость стремится к  $3R$ .

□ При очень низких температурах

$$C_V \rightarrow 0$$

# **Недостатки модели**

---

- 
- Модель дает качественно верную температурную зависимость теплоемкости диэлектриков, не давая при этом хорошего количественного совпадения с экспериментом, особенно при низких температурах.
  - Следующим шагом в развитии представлений о взаимодействии атомов в кристаллической решетке явилась **модель Дебая**

# Теплоемкость кристаллов по Дебаю

---

- Дебай предложил рассматривать совокупность атомов кристалла как упругую среду, ограниченную размером кристалла, в которой коллективные колебания атомов представляются суперпозицией собственных типов колебаний такой среды.

# Внутренняя энергия кристалла

- Определим внутреннюю энергию кристалла

$$E = \frac{3\pi^4}{5} N_A k T^4 \theta_D^{-3}$$

$$\theta_D = \frac{h\nu_{\max}}{k}$$

- где  $\theta_D$  — температура Дебая.
- Теплоемкость при низких температурах в одноатомном кристалле изменяется пропорционально  $T^3$ .

$$C_V = \frac{12}{5} \pi^4 N_A k \left(\frac{T}{\theta_D}\right)^3$$

При высоких температурах

$$T \gg \theta_D$$

---

теплоемкость будет равна

$$C_V = 3R$$

# **Понятие о фонемах**

---

# Фонон. Энергия фонона

---

- **Фонон** - квант энергии звуковой волны (так как упругие волны – волны звуковые).
- **Фононы** являются квазичастицами – элементарными возбуждениями, ведущими себя подобно микрочастицам.
- **Энергия фонона**  $E_i = \hbar \omega_i$

# Импульс фонона

---

- Импульс фонона обладает своеобразным СВОЙСТВОМ: при столкновении фононов в кристалле их импульс может дискретными порциями передаваться кристаллической решетке – он при этом не сохраняется.
- Поэтому в случае фононов говорят о **квазиимпульсе.**

- 
- 
- **Энергия кристаллической решетки рассматривается как энергия фононого газа, подчиняющегося статистике Бозе – Эйнштейна, так как фононы являются бозонами (их спин равен нулю).**

# Распределение Бозе-Эйнштейна

- Распределение Бозе-Эйнштейна

$$\langle n_i \rangle = \frac{1}{\exp(\hbar \omega_i / kT) - 1}$$

- где  $\langle n_i \rangle$  - среднее число фононов частоты  $\omega_i$

# Бозон Хиггса Бозон Хиггса – «божественная частица»,

---

- Как и прежде, главной целью Большого коллайдера физики считают обнаружение таинственного бозона Хиггса **бозона Хиггса** – «божественной частицы», которая отвечает за массу элементарных частиц.
- Она состоит из двух кварков: так называемого **прелестного кварка** и его антагониста – **прелестного антикварка.**

- 
- Новая частица поможет специалистам лучше понять, при помощи какой силы атомы соединяются друг с другом.
  - Задание. Подготовить реферат на тему

Бозон ХиггсаБозон Хиггса –  
«божественная частица»,

- 
- 
- Отметим, что эксперименты по поиску бозона Хиггса пугают некоторых ученых своей непредсказуемостью - по одной из теорий, обнаружение этой частицы может привести к цепной реакции непроизвольного роста массы с образованием черной дыры, что грозит уничтожением всему живому.

# Физики надеются

- Предполагается, что открытие "божественной частицы" позволит совершить революцию в науке, поможет значительно продвинуться в понимании фундаментальных законов физики и принципов строения Вселенной.