

半导体器件物理

刘丰珍

电话: 88256506

E-mail: liufz@gucas.ac.cn

参考书

- 施敏. 伍国珏 《半导体器件物理》，西安交通大学出版社，2008.
- S.M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, Second Edition, John Wiley & Sons, Inc. 1981.
- 施敏 著,王阳元等译,《半导体器件物理与工艺》,科学出版社,1992.
- 施敏 著,赵鹤鸣等译,《半导体器件物理与工艺》第二版,苏州大学出版社,2002年.
- 王家骅等编著,《半导体器件物理》,科学出版社,北京,1983.
- 施敏(S.M. Sze)主编,《现代半导体器件物理》,科学出版社,北京,2001.

主要内容

● 第一章 半导体物理基础

- 晶体结构, 能带论, 晶格振动, 半导体统计, 非平衡载流子输运, 器件工作基本方程

● 第二章 半导体接触的物理机制 (基本器件构件)

- P-N结
- 异质结
- 金属-半导体接触
- 金属绝缘体半导体 MIS (放第四章中讲)

● 第三章 双极结型晶体管

- 基本原理, 输出特性, 异质结双极晶体管 (HBT)

主要内容

- 第四章 场效应晶体管
 - 金属绝缘体半导体 MIS, MOSFET的基本工作原理
- 第五章 光电子器件
 - LED和半导体激光器, 光探测器, 太阳能电池
- 第六章 专用微波器件
 - 隧道二极管, IMPATT器件, 体效应器件

§ 1.1 半导体材料

§ 1.2 晶体结构

§ 1.3 能带

§ 1.4 热平衡时的载流子浓度

§ 1.5 载流子输运

§ 1.6 半导体的声子谱以及光学、热学和高场性质

§ 1.7 半导体器件工作的基本方程

§ 1.1 半导体材料

固体材料根据导电性能可分为：绝缘体、半导体和导体

绝缘体：熔凝石英、玻璃

$$\sigma: 10^{-18}-10^{-8} \text{ S/cm}$$

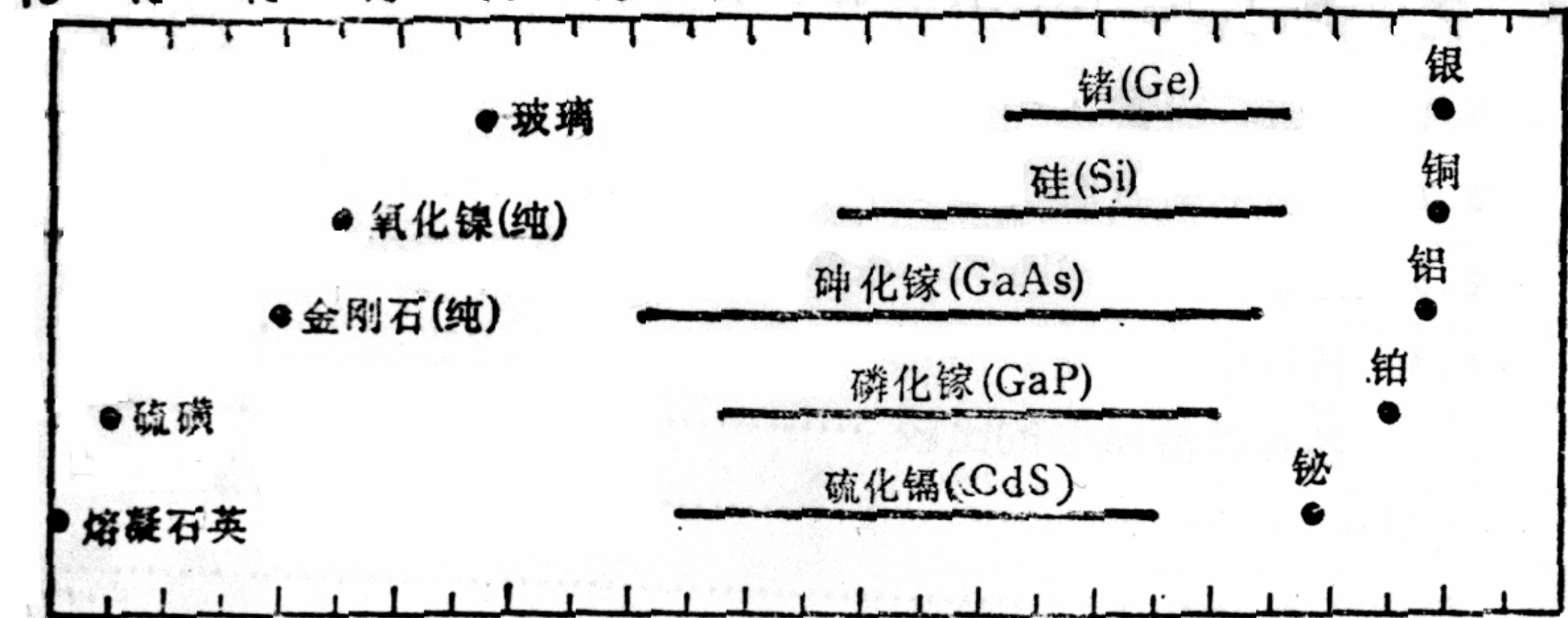
导体：铝、银等，

$$\sigma: 10^4-10^6 \text{ S/cm}$$

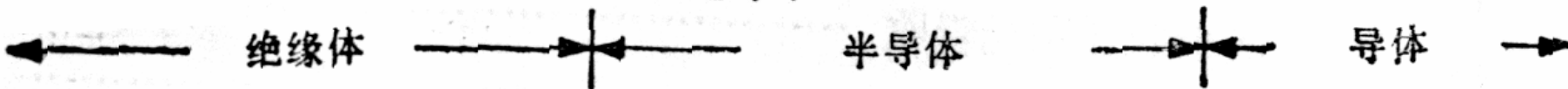
半导体：硅、砷等，
 σ 介于绝缘体与导体之间，
且对温度、光照、磁场及
杂质原子等敏感→电子应
用领域中最重要材料之
一。

电阻率 ρ ($\Omega\text{-cm}$)

10^{18} 10^{16} 10^{14} 10^{12} 10^{10} 10^8 10^6 10^4 10^2 1 10^{-2} 10^{-4} 10^{-6} 10^{-8}



电导率 σ (S/cm)



绝缘体、半导体和导体电导率的典型范围。

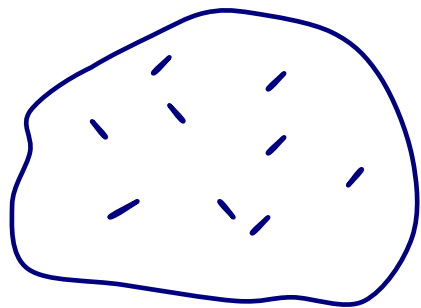
周期表中与半导体有关的部分

周期	II族	III族	IV族	V族	VI族
2		B 硼	C 碳	N 氮	
3	Mg 镁	Al 铝	Si 硅	P 磷	S 硫
4	Zn 锌	Ga 镓	Ge 锗	As 砷	Se 硒
5	Cd 镉	In 铟	Sn 锡	Sb 锑	Te 碲
6	Hg 汞		Pb 铅		

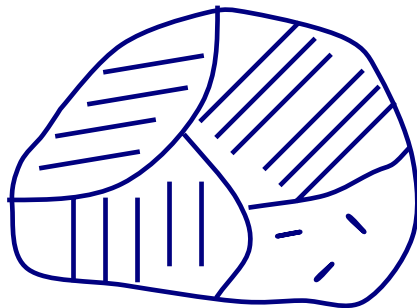
元素与化合物半导体

元素	IV-IV族化合物	III-V族化合物	II-VI族化合物	IV-VI族化合物
Si 60年代初 Ge 50年代初	SiC	AlAs AlSb BN GaAs GaP GaSb InAs InP InSb	CdS CdSe CdTe ZnS ZnSe ZnTe	PbS PbTe
绝大多数半导体器件都是用硅材料制作的		微波、光电器件	主要用来制作光电器件，红外器件和光电池。	

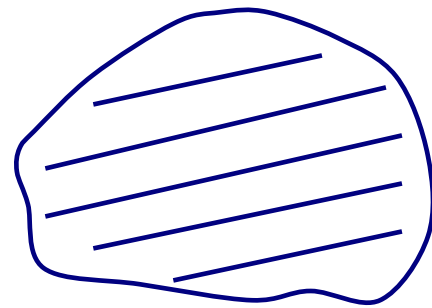
半导体材料形态



非晶



多晶



晶体

非晶态半导体:

原子排列长程无序，有一些非晶材料常态下是绝缘体或高阻体，但在达到一定值的外界条件(如电场、光、温度等)时，呈现出半导体电性能，称之为非晶态半导体材料。开关元件、记忆元件、固体显示、热敏电阻、太阳能电池等。

晶体: 原子有规律排列，具有确定的晶体结构，各向异性。

多晶: 由大的晶粒和晶界组成，也可能包括部分非晶，保留了单晶的基本性质，总体性质上表现出各向同性。

半导体材料的制备

从熔体中制备

Growth from melt:

晶体

Czochralski (提拉法): 利用籽晶生长

Slice boule into wafers:

Zone refining:

外延生长

Epitaxial growth:

晶体

Vapor phase Epitaxy

MBE

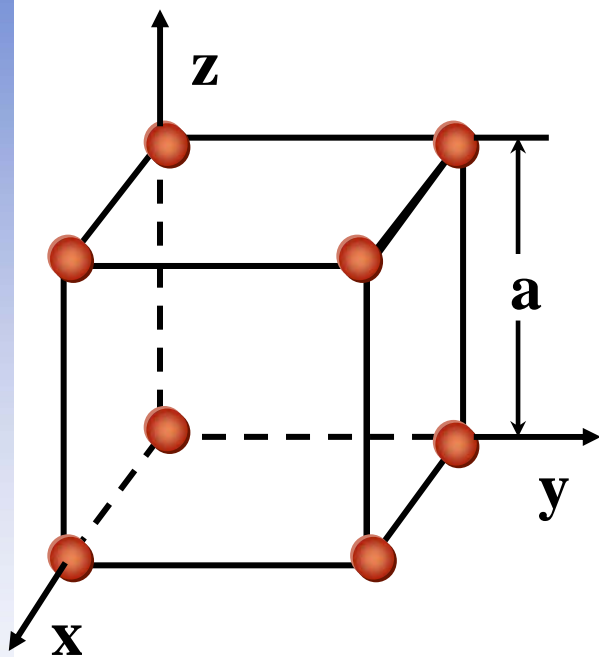
Liquid-phase epitaxy

CVD、PVD方法(非晶薄膜):

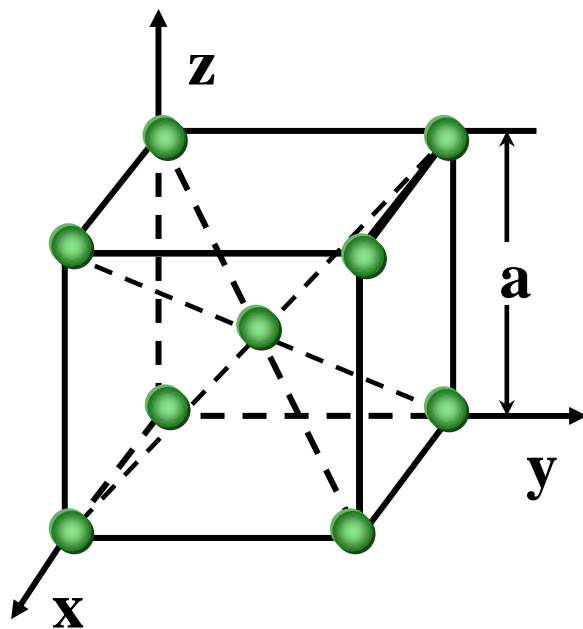
§ 1.2 晶体结构--单晶半导体材料

晶体中原子的周期性排列称为晶格，整个晶格可以用单胞来描述，重复单胞能够形成整个晶格。

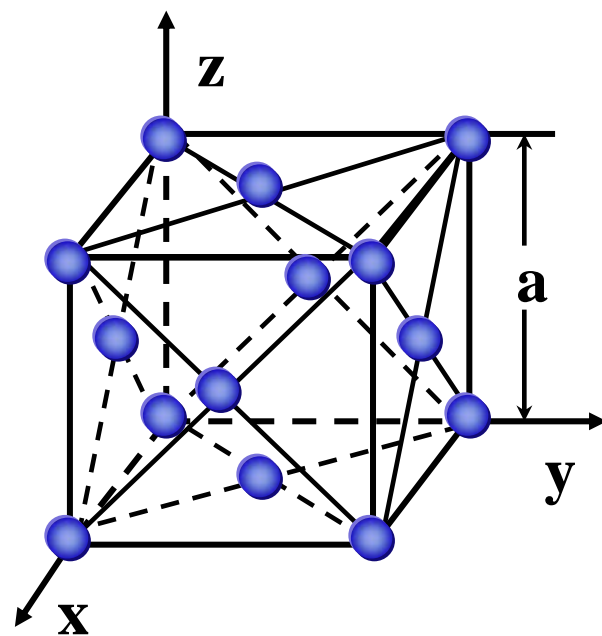
三种立方晶体单胞



简单立方
Cubic
(P Mn)



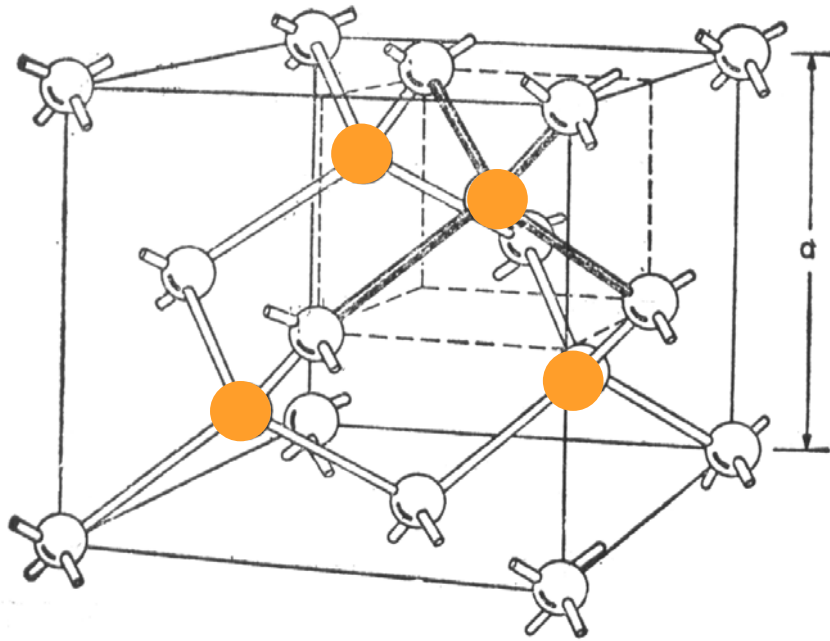
体心立方 bcc
Body center
(Na, W, etc)



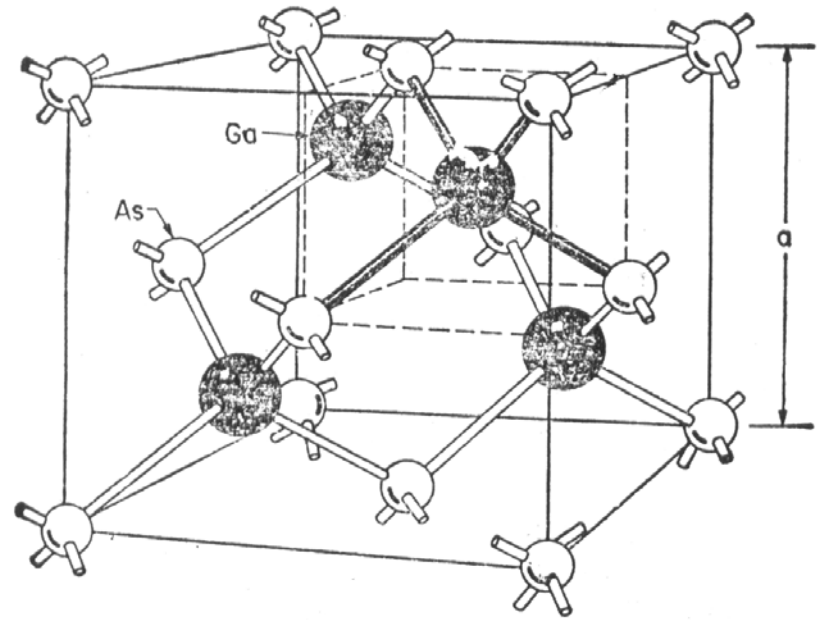
面心立方 fcc
(Al, Au, etc)

金刚石结构，属立方晶系，由两个面心立方子晶格相互嵌套而成。

硅，锗，每个原子有四个最近邻。

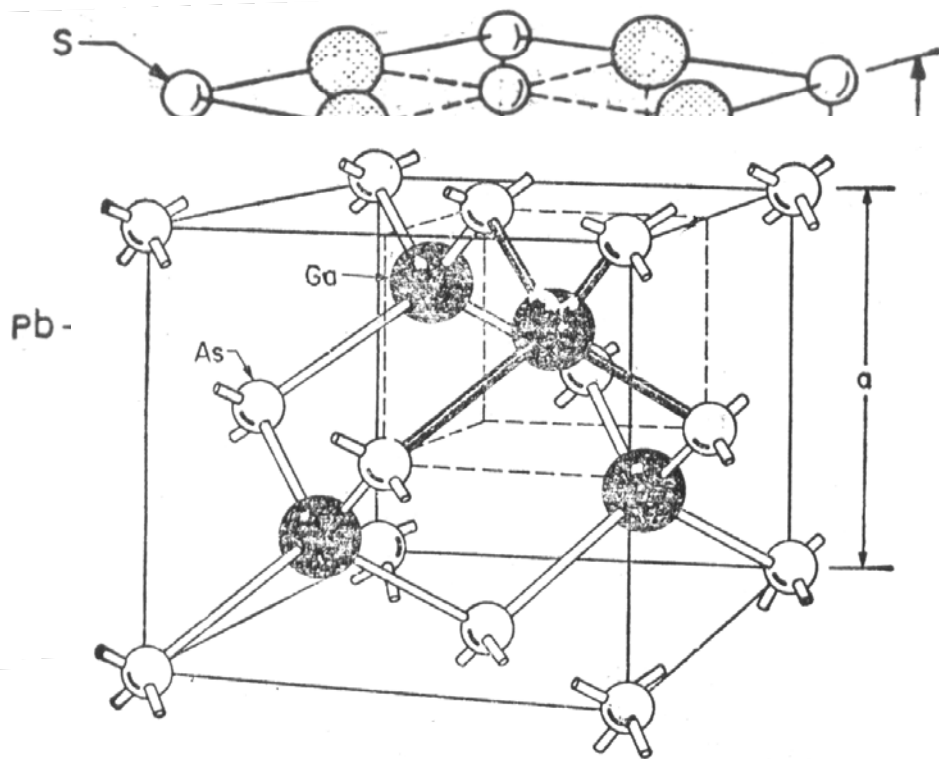
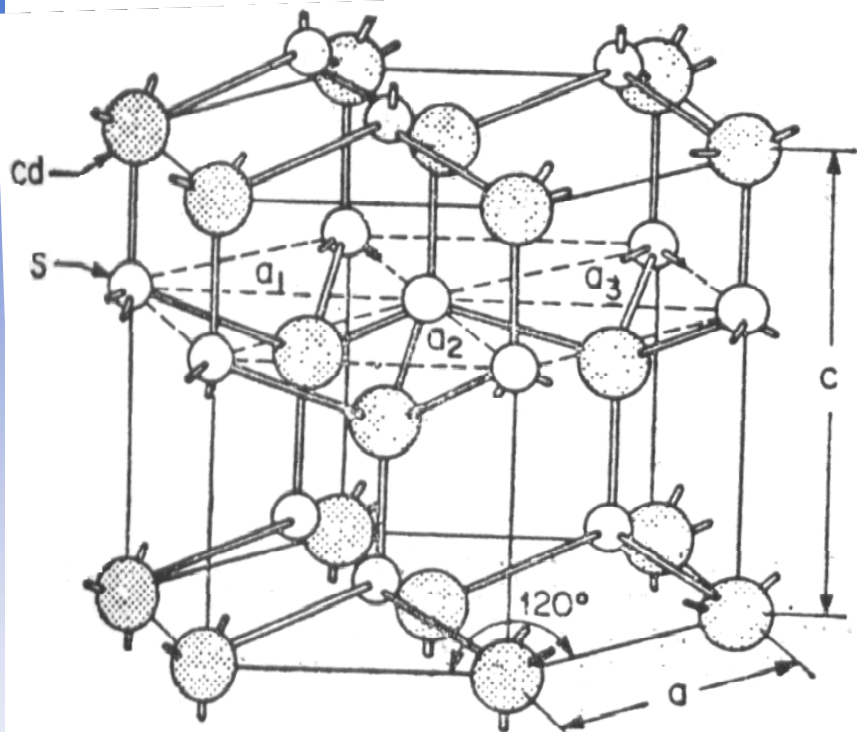


闪锌矿结构，两种元素，GaAs, GaP等



纤锌矿结构, CdS, ZnS

闪锌矿结构,
两种元素, 结构 GaAs, PbS, PbTe



选择单胞的规则: 1) 对称性与整个晶体的对称性一致, 2) 直角最多, 3) 体积最小 → 晶体学单胞或惯用单胞

基矢：基本平移矢量，平移矢量（连接任意两个阵点的矢量）不过任何阵点。取一原点O，选 $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ 三个基本平移矢量。任何一平移矢量 \vec{R} ，都可用 $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ 表示： $\vec{R} = u\vec{a} + v\vec{b} + w\vec{c}$

晶向：从坐标原点到点 (u, v, w) 的直线

1. 特定的方向用方括号表示： $[u\ v\ w]$
2. 晶向指数 u, v, w 是一组最小的整数， $[1/2\ 1/2\ 1] \rightarrow [112]$
3. 负指数 $[\bar{u}\ v\ w]$
4. 由对称性决定的等效晶向 $\langle u\ v\ w \rangle$

晶面：在坐标轴上截距为 $1/h, 1/k, 1/l$ 的平面 $(1/2\ 1/2\ 1) \rightarrow (112)$

1. 晶面取向用圆括号表示 $(h\ k\ l)$
2. $h\ k\ l$ 称为米勒指数
3. 负指数 $(\bar{h}\ k\ l)$
4. 由对称性决定的等效晶面 $\{h\ k\ l\}$

	元素/化合物	名称	晶体结构	晶格常数 (300K)
元素半 导体	C	Carbon(Diamond)	Diamond	3.56679
	Ge	Germanium	Diamond	5.65748
	Si	Silicon	Diamond	5.43086
	Sn	Grey Tin	Diamond	6.4892
IV-IV	SiC	Silicon carbide	Zincblende	4.358
III-V	AlSb	Aluminum antimonide	Zincblende	6.1355
	BN	Boron nitride	Zincblende	3.615
	BP	Boron phosphide	Zincblende	4.538
	GaN	Gallium nitride	Wurtzite	a=3.186, c=5.176
	GaSb	Gallium antimonide	Zincblende	6.0955
	GaAs	Gallium arsenide	Zincblende	5.6534
	GaP	Gallium phosphide	Zincblende	5.4505
	InSb	Indium antimonide	Zincblende	6.4788
	InAs	Indium arsenide	Zincblende	6.0585
	InP	Indium phosphide	Zincblende	5.8688

一些半导体材料的晶体结构和晶格常数

	元素/化合物	名称	晶体结构	晶格常数 (300K)
II-VI	CdS	Cadmium sulfide	Zincblende	5.832
	CdS	Cadmium sulfide	Wurtzite	a=4.16, c=6.756
	CdSe	Cadmium selenide	Zincblende	6.05
	ZnO	Zinc oxide	Cubic	4.58
	ZnS	Zinc sulfide	Zincblende	5.42
	ZnS	Zinc sulfide	Wurtzite	a=3.82, c=6.26
IV-VI	PbS	Lead sulfide	Cubic	5.935
	PbTe	Lead telluride	Cubic	6.460

一些半导体材料的晶体结构和晶格常数

倒格基矢：当给定一组正基矢 $(\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c})$ 时，可定义一组倒格基矢 $(\mathbf{a}^*, \mathbf{b}^*, \mathbf{c}^*)$

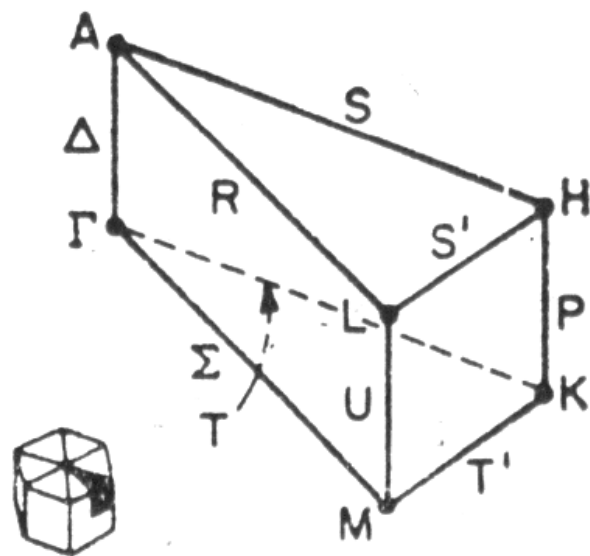
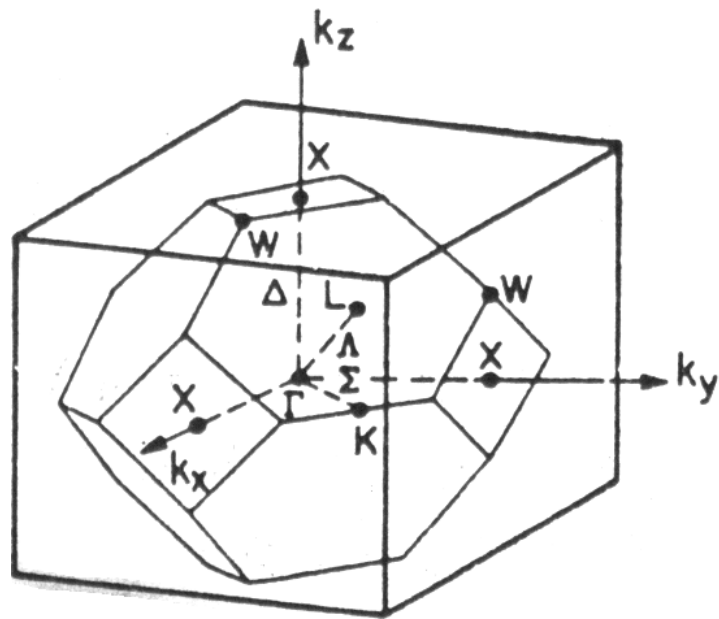
$$\mathbf{a}^* \equiv 2\pi \frac{\mathbf{b} \times \mathbf{c}}{\mathbf{a} \cdot \mathbf{b} \times \mathbf{c}} \quad \mathbf{b}^* \equiv 2\pi \frac{\mathbf{c} \times \mathbf{a}}{\mathbf{a} \cdot \mathbf{b} \times \mathbf{c}} \quad \mathbf{c}^* \equiv 2\pi \frac{\mathbf{a} \times \mathbf{b}}{\mathbf{a} \cdot \mathbf{b} \times \mathbf{c}}$$

$$\mathbf{a} \cdot \mathbf{a}^* = 2\pi \quad \mathbf{a} \cdot \mathbf{b}^* = 0$$

倒格矢： $\mathbf{G} = h\mathbf{a}^* + k\mathbf{b}^* + l\mathbf{c}^*$ h, k, l 为整数

每个倒格矢垂直于正格子的一组晶面，
倒格子原胞与正格子原胞的体积成反比： $V^*V = (2\pi)^3$

维格纳-赛茨原胞: 从倒格子中选定的中心点到紧邻的等效倒格点作垂直平分面，如此得到的一组垂直平分面即可围成一个维格纳-赛茨原胞。



1. 能带的形成

近自由电子近似

紧束缚近似

k 空间和态密度

金属、半导体、绝缘体的能带

直接和间接禁带

带隙的温度依赖

2. 电子和空穴有效质量

1.3.1 能带的形成

近自由电子近似

紧束缚近似

k 空间和态密度

金属、半导体、绝缘体的能带

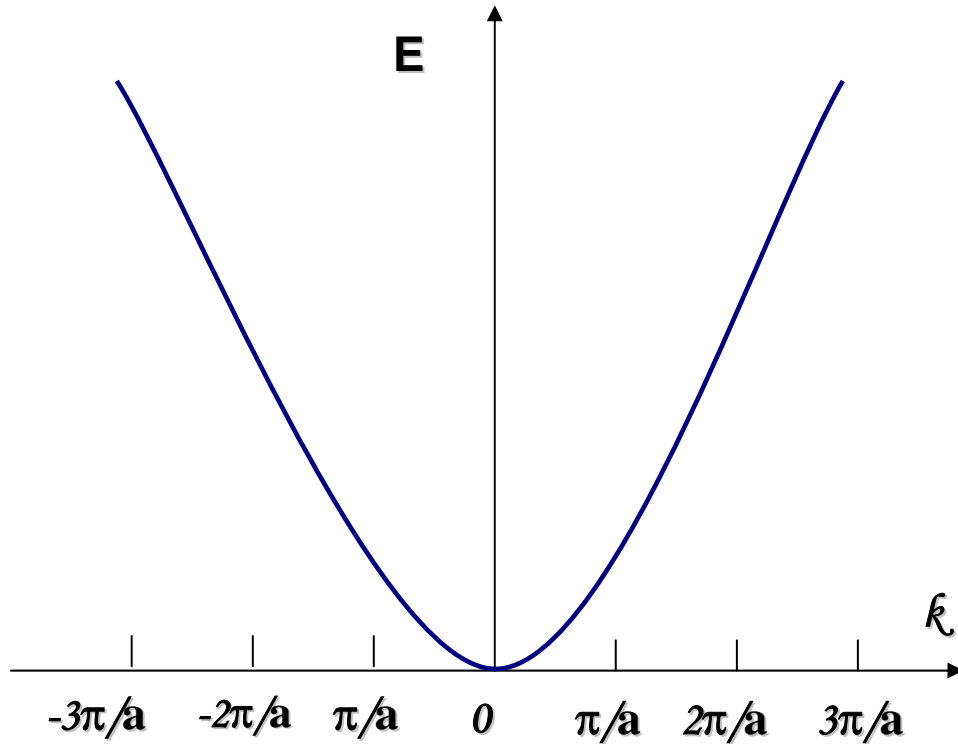
直接和间接禁带

带隙的温度依赖

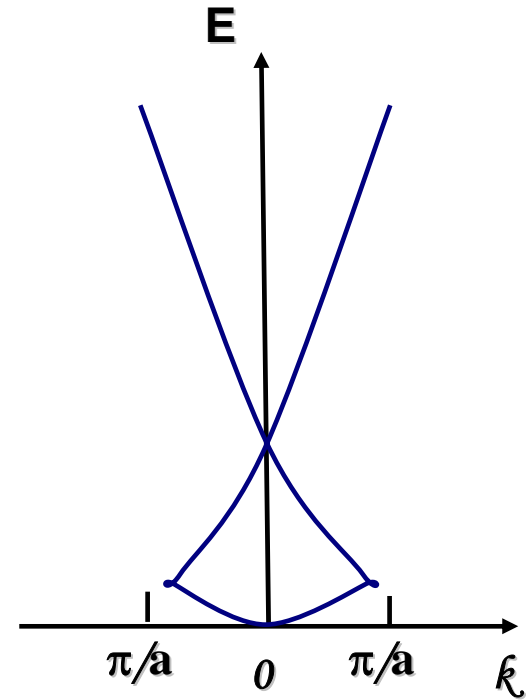
近自由电子近似

自由电子气模型----周期势可忽略

色散关系采取最简单的形式 $E(k) = \hbar^2 k^2 / 2m$



扩展区方案



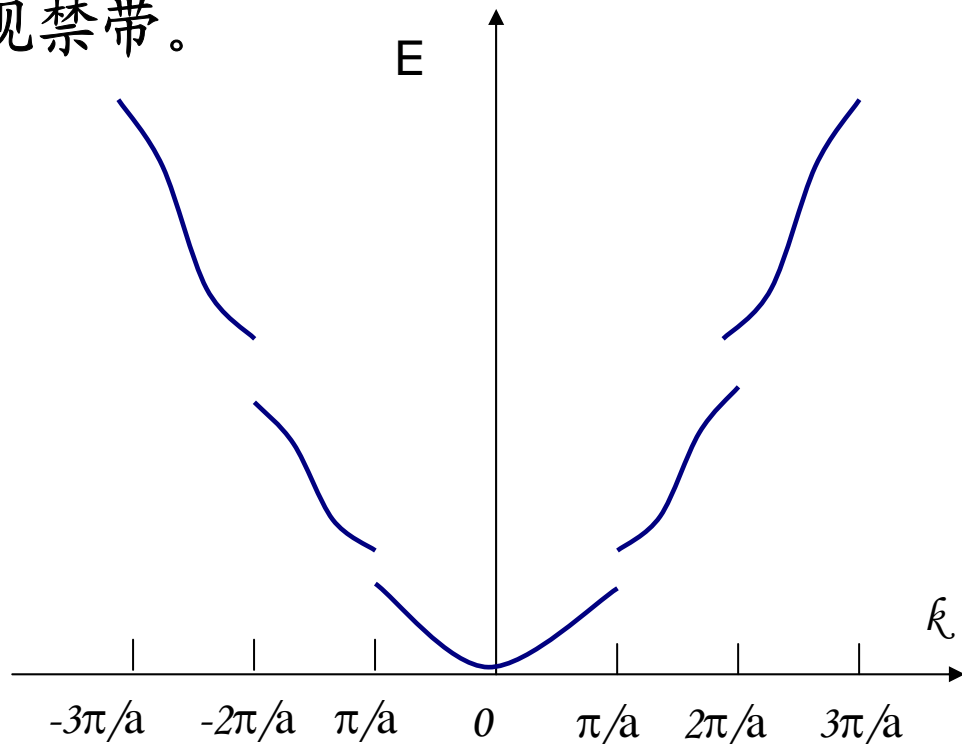
简约区方案

一维电子气的色散曲线

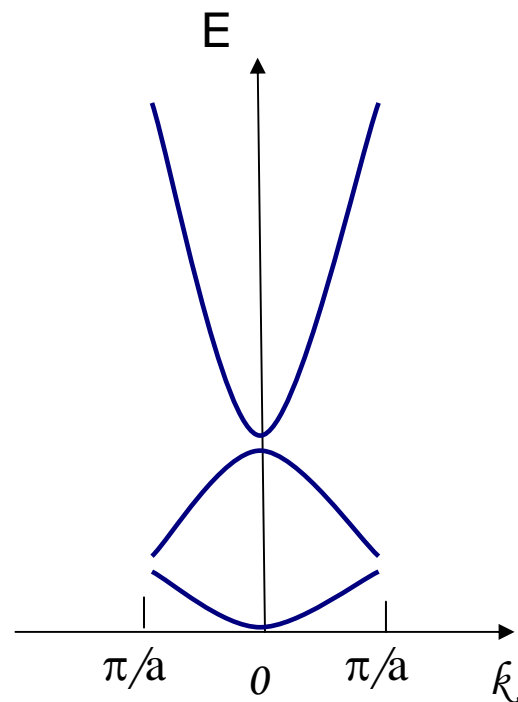
近自由电子近似

当晶体周期势比较弱时,可以将其作为微扰来处理,即用近自由电子模型来代替自由电子模型。适合于简单金属(Na,K,Al)和窄带隙半导体。

由于周期微扰势的存在,在Brillouin区边界产生带隙,即能谱中出现禁带。



扩展区方案



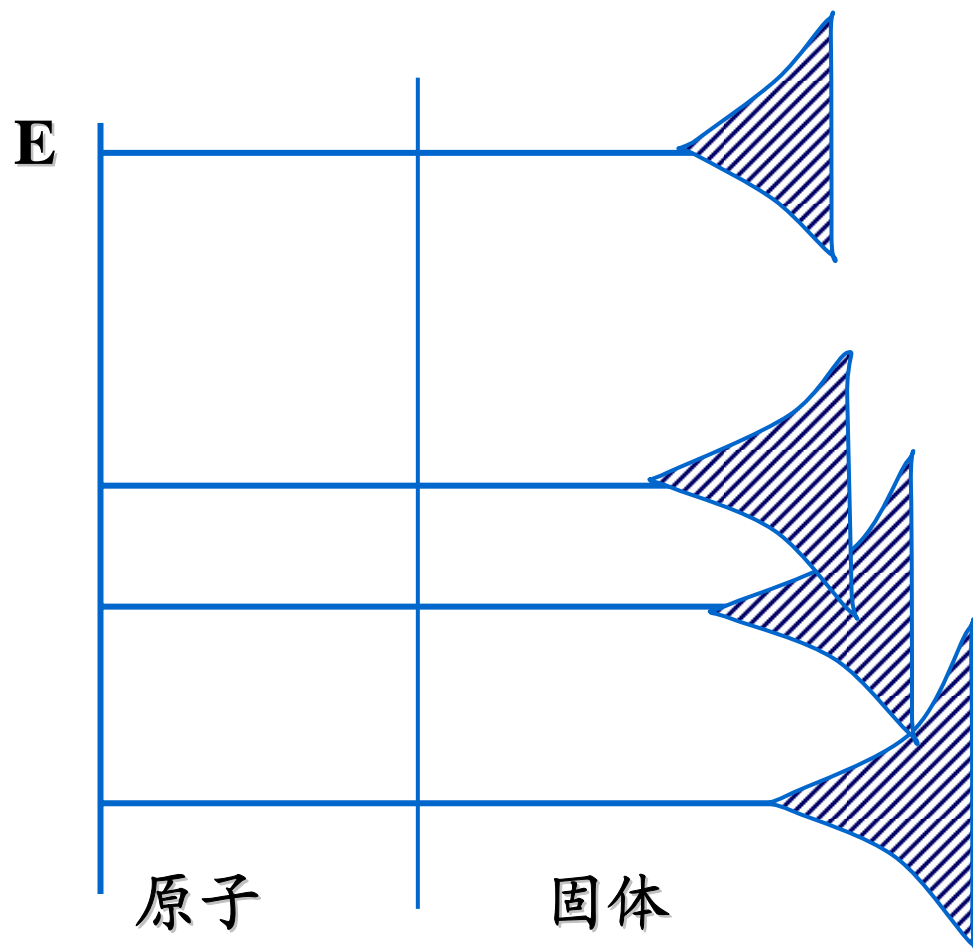
简约区方案

一维近自由电子模型的能带和带隙

紧束缚近似 LCAO-Linear combination of atomic orbitals

可以用强定域化的原子波函数的线性组合来构建Bloch函数。

紧束缚近似表明：如果晶格间距 a 比较大，原子相互之间离得比较远，则每个原子能级具有 N 重简并，而当 a 减小时，波函数的重叠导致能带。



晶体中电子的共有化运动

孤立原子——电子能级分立

晶体→由大量的原子结合而成

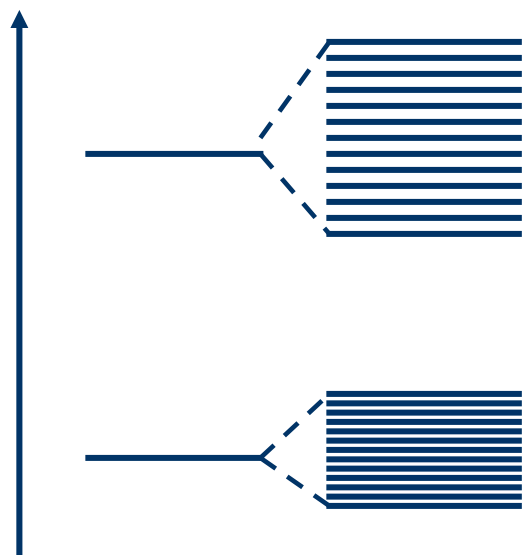
→各原子的电子轨道有不同程度的交叠

→电子的运动出现共有化

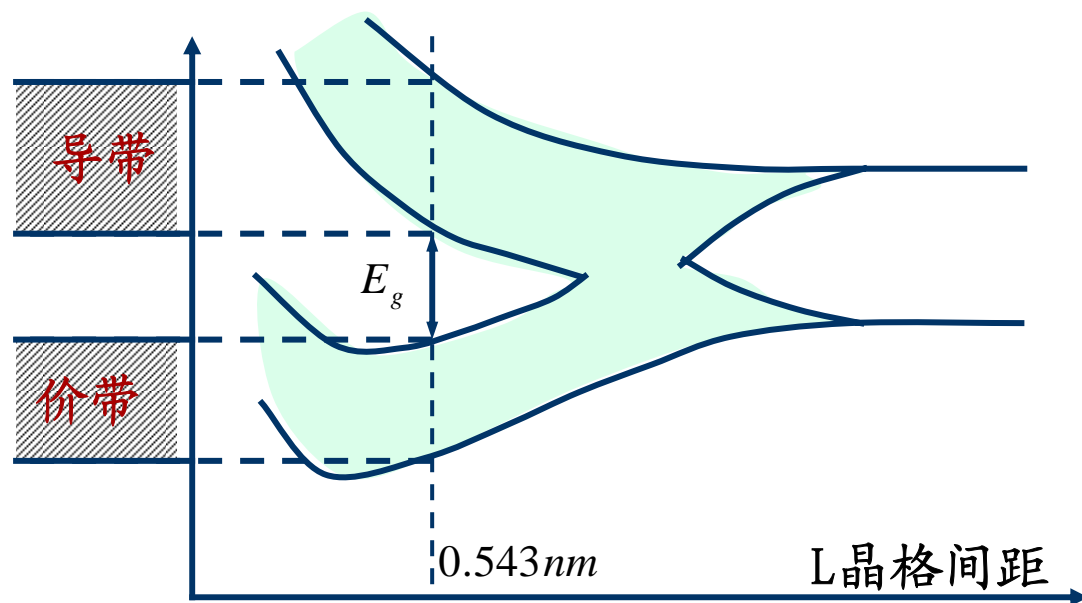
→单一的能级分裂成N个新的能级

→N个新能级之间的差别较小，N很大，因此成为具

有一定宽度的能带

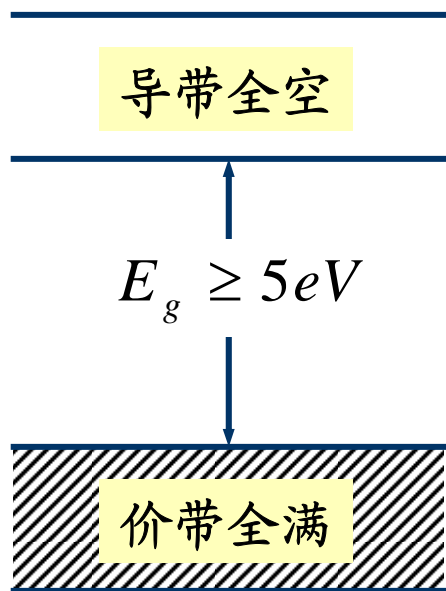


原子 晶体



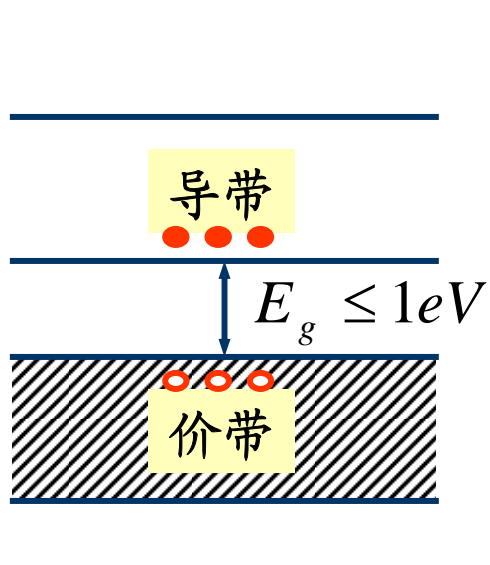
使孤立的硅原子彼此接近组成金刚石结构晶体时形成能带

金属、半导体和绝缘体的能带



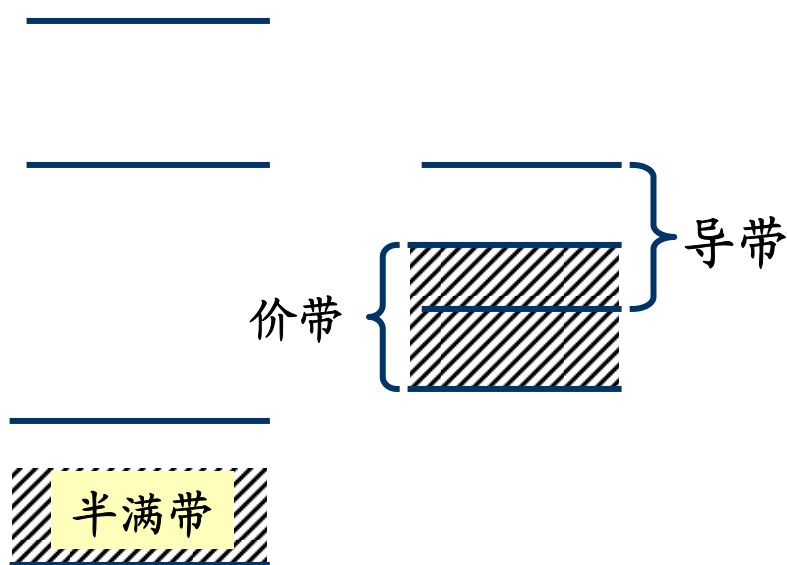
(a) 绝缘体

价电子与近邻原子形成强键，很难打破，没有电子参与导电。能带图上表现为大的禁带宽度，价带内能级被填满，导带空着，热能或外场不能把价带顶电子激发到导带。



(b) 半导体

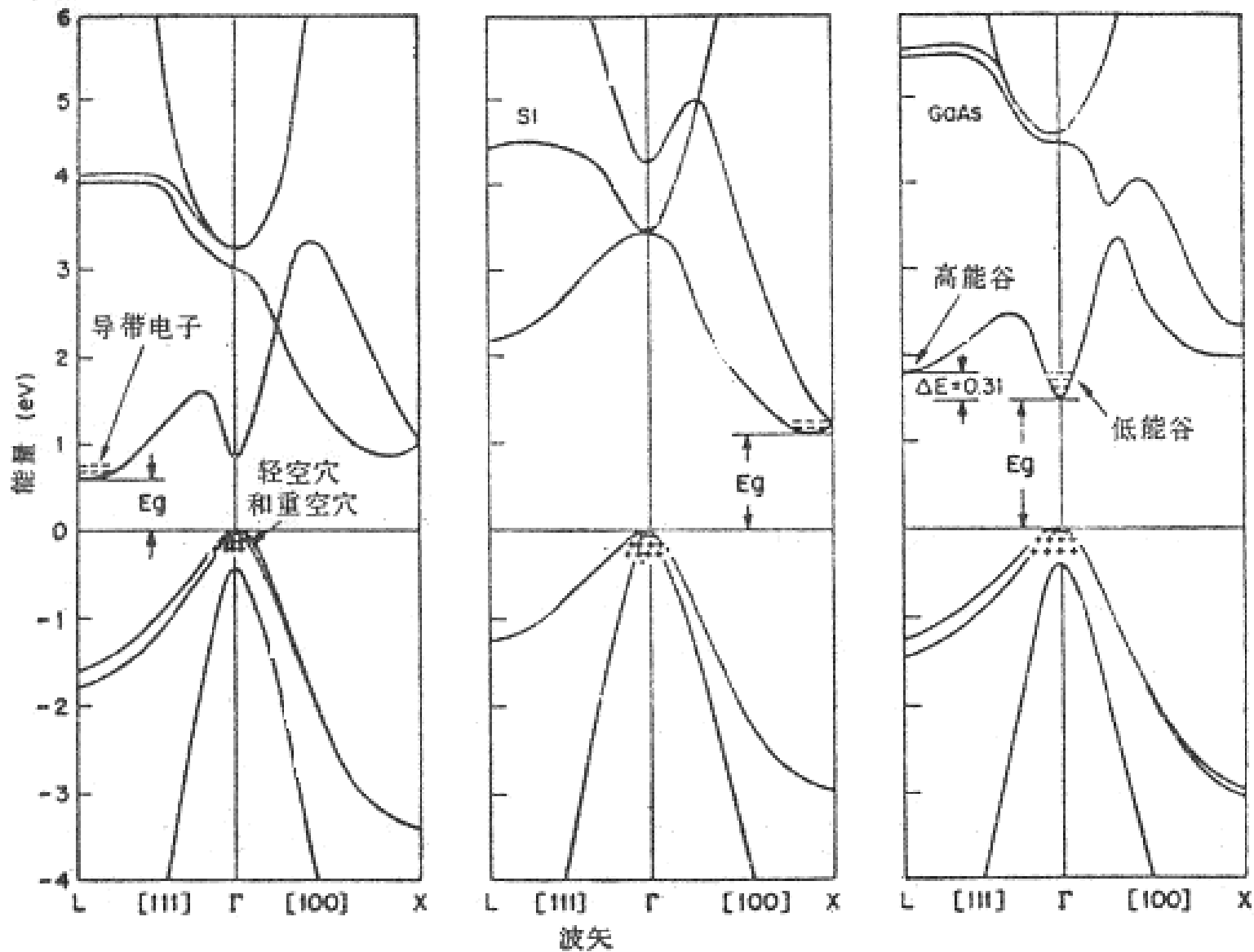
近邻原子形成的键结合强度适中，热振动使一些键破裂，产生电子和空穴。能带图上表现为禁带宽度较小，价带内的能级被填满，一部分电子能够从价带跃迁到导带，在价带留下空穴。外加电场，导带电子和价带空穴都将获得动能，参与导电。



(c) 金属

导带或者被部分填充，或者与价带重叠。很容易产生电流。

直接和间接禁带



Ge, Si和GaAs的能带结构。

带隙的温度依赖

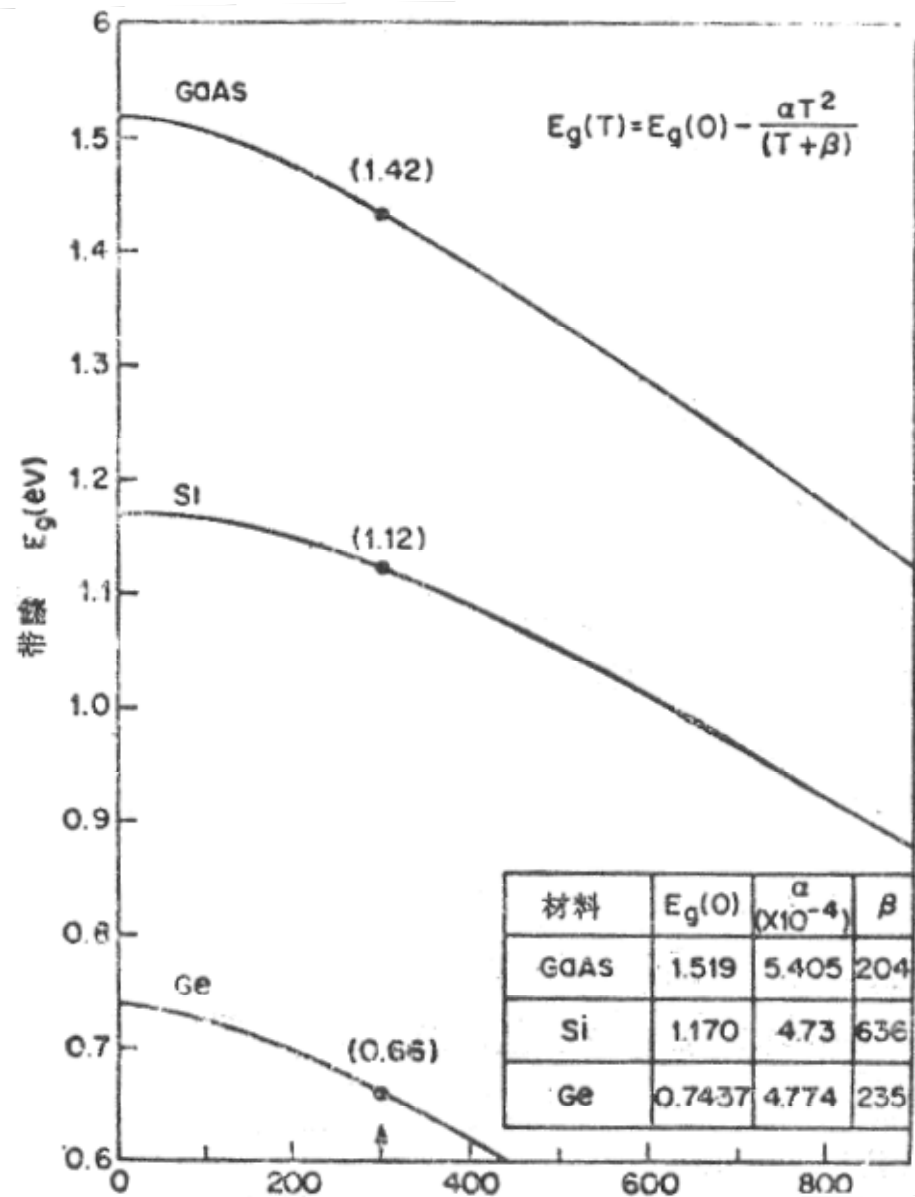
大多数半导体的能隙随温度的升高而减少。

Ge Si GaAs

0K: 0.743, 1.17, 1.519 eV

室温: 0.66, 1.12, 1.42 eV

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta}$$



Ge, Si和GaAs的能隙随温度的变化关系。

K空间和态密度

晶体中的电子由于受到有限体积的限制， \mathbf{k} 只能取分立值

$$k_x = \frac{n}{N_1} \frac{2\pi}{a}, \quad n, l, m \text{ 为任意整数}$$

$$k_y = \frac{l}{N_2} \frac{2\pi}{b}, \quad N_i \text{ 为晶体沿该方向的原胞个数}$$

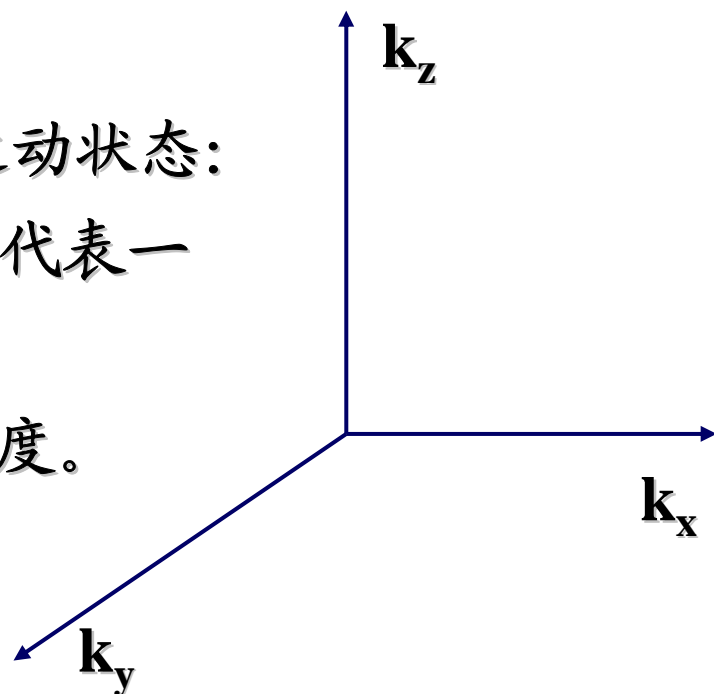
$$k_z = \frac{m}{N_3} \frac{2\pi}{c},$$

常用几何方法标志晶体中电子的共有化运动状态：

每一组 (n, l, m) 对应“ \mathbf{k} 空间”中的一个点，代表一个确定的电子共有化运动状态。

\mathbf{k} 空间中的点的密度，代表电子的状态密度。

根据 \mathbf{k} 空间中的状态密度，和能量的表达式，可以求能态密度。



1.3.2 有效质量

为描述晶体中电子和空穴的运动而引入

对半导体导带底和价带顶附近，电子在x, y, z方向的有效质量：

$$\left\{ \begin{array}{l} m_x^* = \hbar^2 \left(\frac{\partial^2 E}{\partial k_x^2} \right)^{-1} \\ m_y^* = \hbar^2 \left(\frac{\partial^2 E}{\partial k_y^2} \right)^{-1} \\ m_z^* = \hbar^2 \left(\frac{\partial^2 E}{\partial k_z^2} \right)^{-1} \end{array} \right.$$

在导带底和价带顶附近，晶体中的电子与自由电子相似，只不过具有有效质量。

- 带底，有效质量为正，带顶，有效质量为负。
- 有效质量各向异性。
- 复杂能带可能有多个峰和谷，有可能有多组有效质量。

✿ **K空间等能面**----标志晶体中载流子的E(k)关系

简单立方晶体的等能面是以 \mathbf{k}_0 为中心的球面。 $m_x^* = m_y^* = m_z^*$

锗、硅-----旋转椭球。横向有效质量: m_t^* ; 纵向有效质量: m_l^*

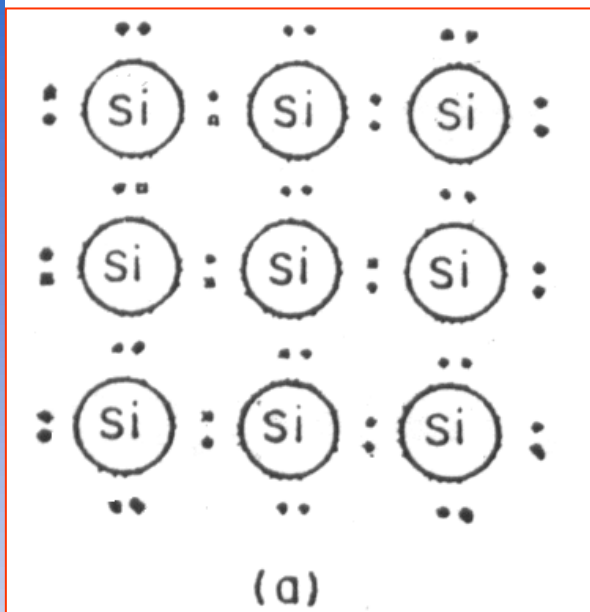
✿ 结合具体问题的有效质量: 态密度和电导有效质量。

电子的电导有效质量:
$$m_{cn} = 3 \left(\frac{2}{m_t} + \frac{1}{m_l} \right)^{-1}$$

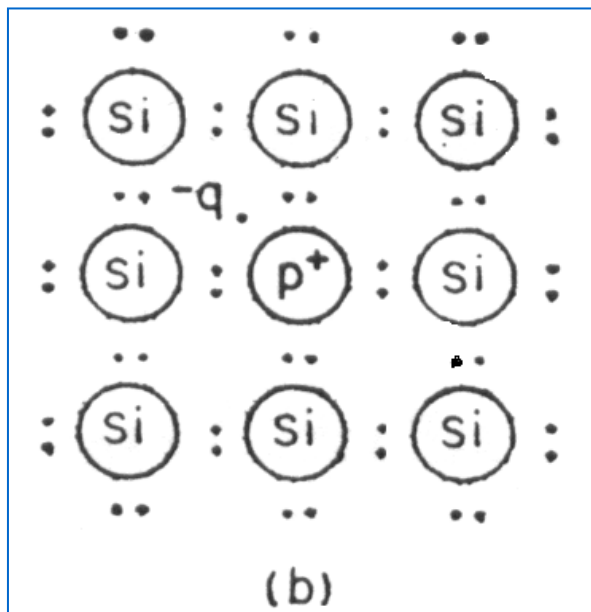
电子的态密度有效质量:

$$m_{dn} = \left(m_t^2 m_l \right)^{1/3}$$

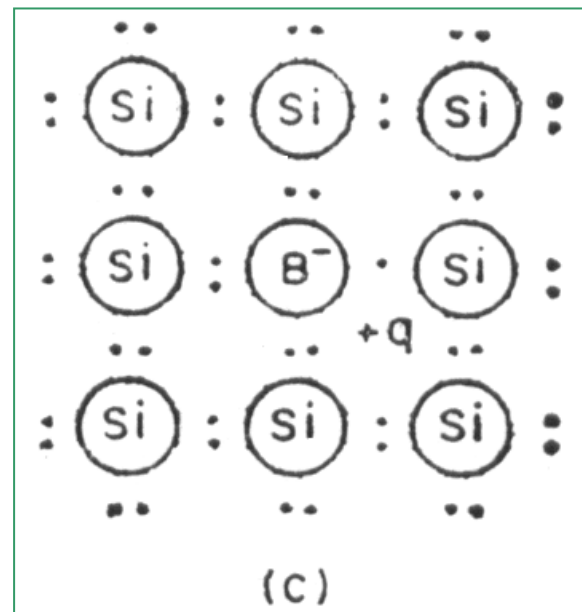
§ 1.4 热平衡时的载流子浓度



本征硅



n型(磷, 施主)掺杂



p型(硼, 受主)掺杂

Si的三种基本键图形

1.4.1 本征半导体

态密度

费米分布函数

导带内被占据的能级数 $n = \int_{E_c}^{E_{top}} N(E)F(E)dE$

导带内的有效态密度

导带底附近，非简并半导体，电子密度： $n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{kT}\right)$ (1)



同理，价带顶附近，非简并半导体，空穴密度：

$$p = N_v \exp\left(-\frac{E_F - E_v}{kT}\right) \quad (2)$$

本征半导体： $n = p = n_i$

本征载流子浓度

(1)=(2) 本征半导体费米能级

$$E_F = E_i = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{kT}{2} \ln\left(\frac{N_v}{N_c}\right) \text{ 非常接近带隙中央}$$

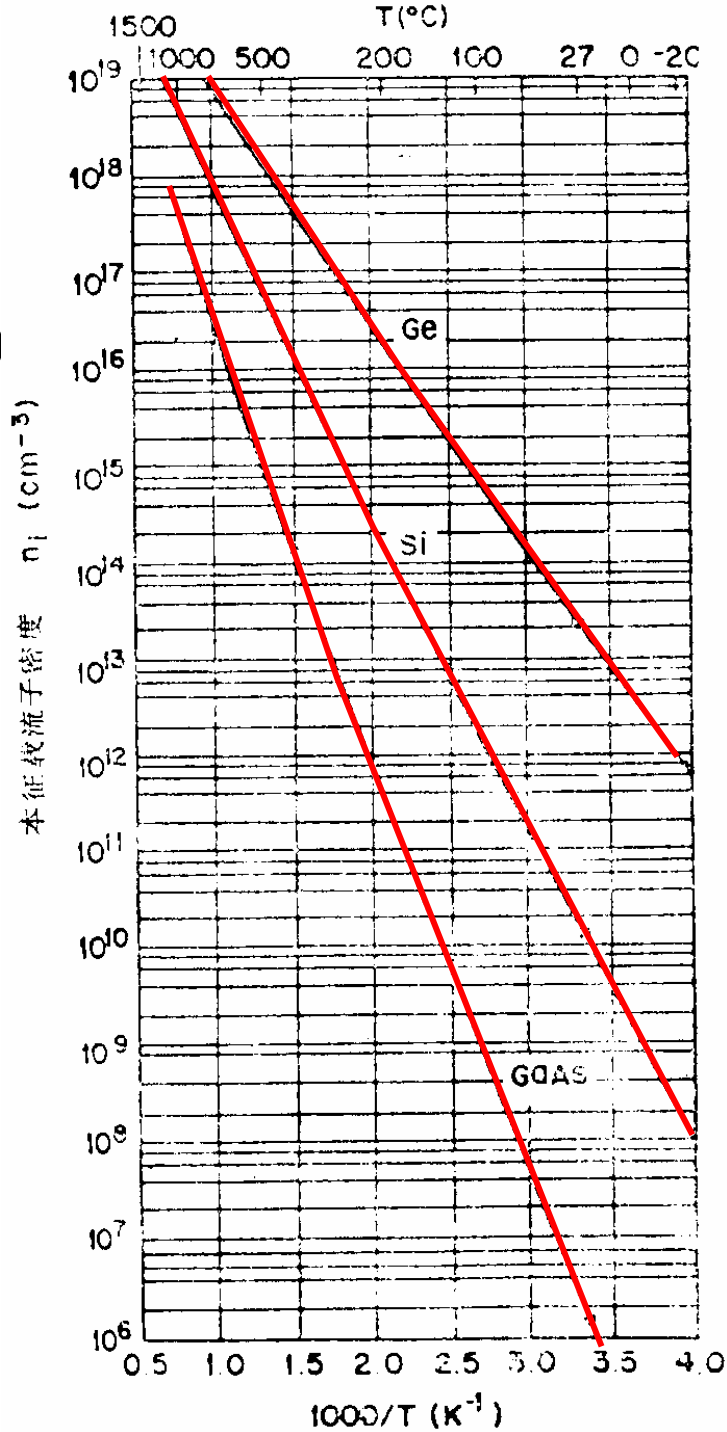
可得到本征载流子浓度:

$$np = n_i^2 = N_C N_V \exp(-E_g / kT)$$

质量作用定律.

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} \exp(-E_g / 2kT) \quad (3)$$

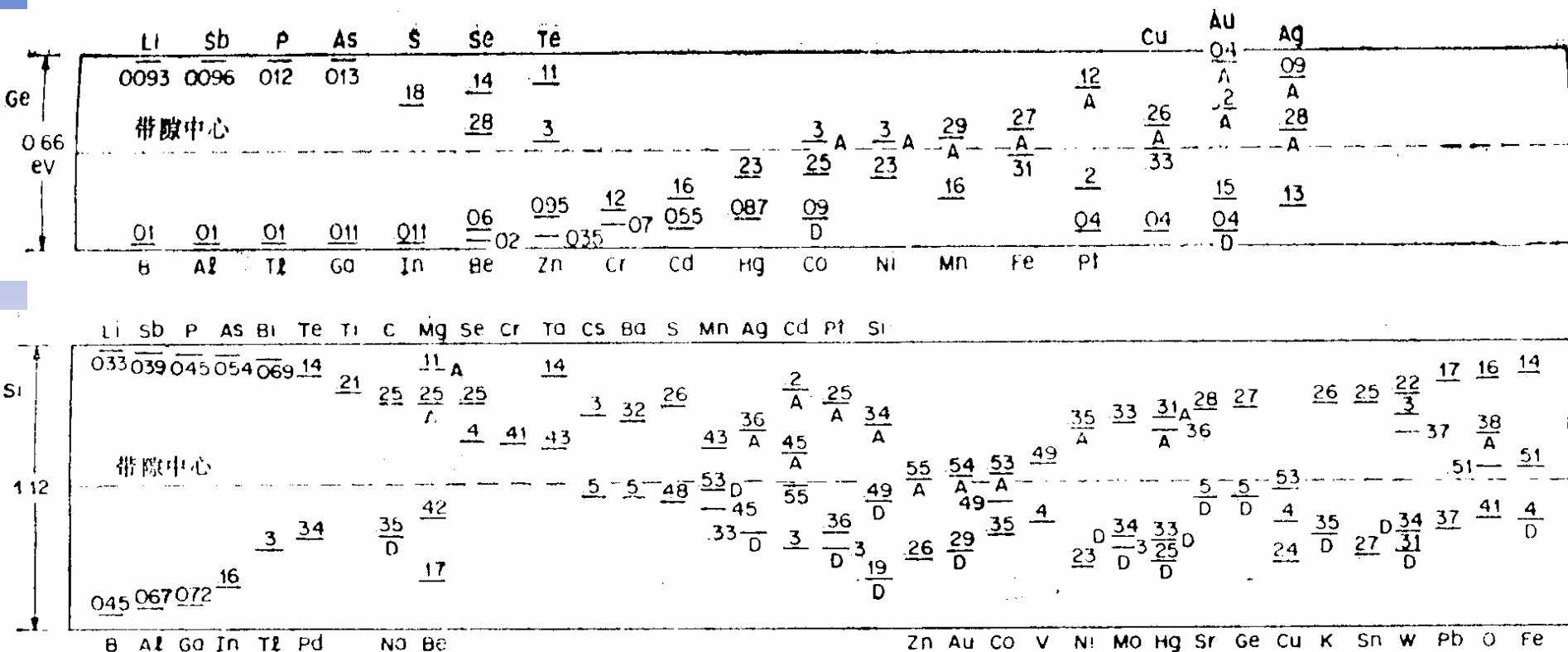
Ge, Si 和GaAs的本征载流子浓度与温度的关系。



1.4.2 施主和受主

施主能级：该能级上有一个电子后呈中性，而撤空后带正电。

受主能级：该能级若为空则呈中性，若填充一个电子则带负电。

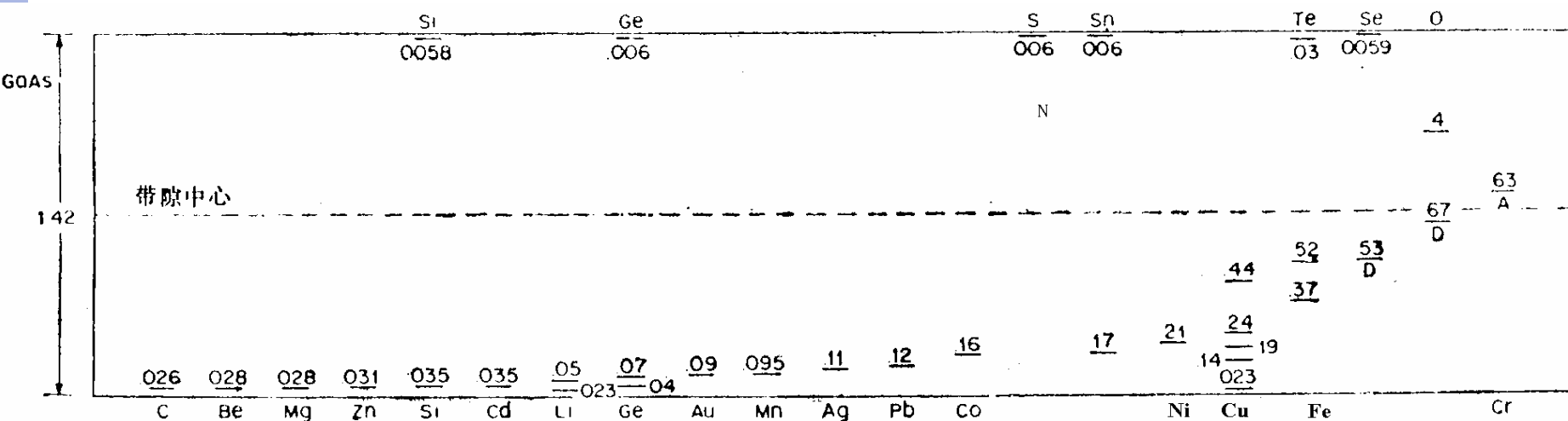


Ge, Si和GaAs中各种杂质的实测电离能。

浅能级；对电导有重要影响。

深能级：对复合和俘获有作用。

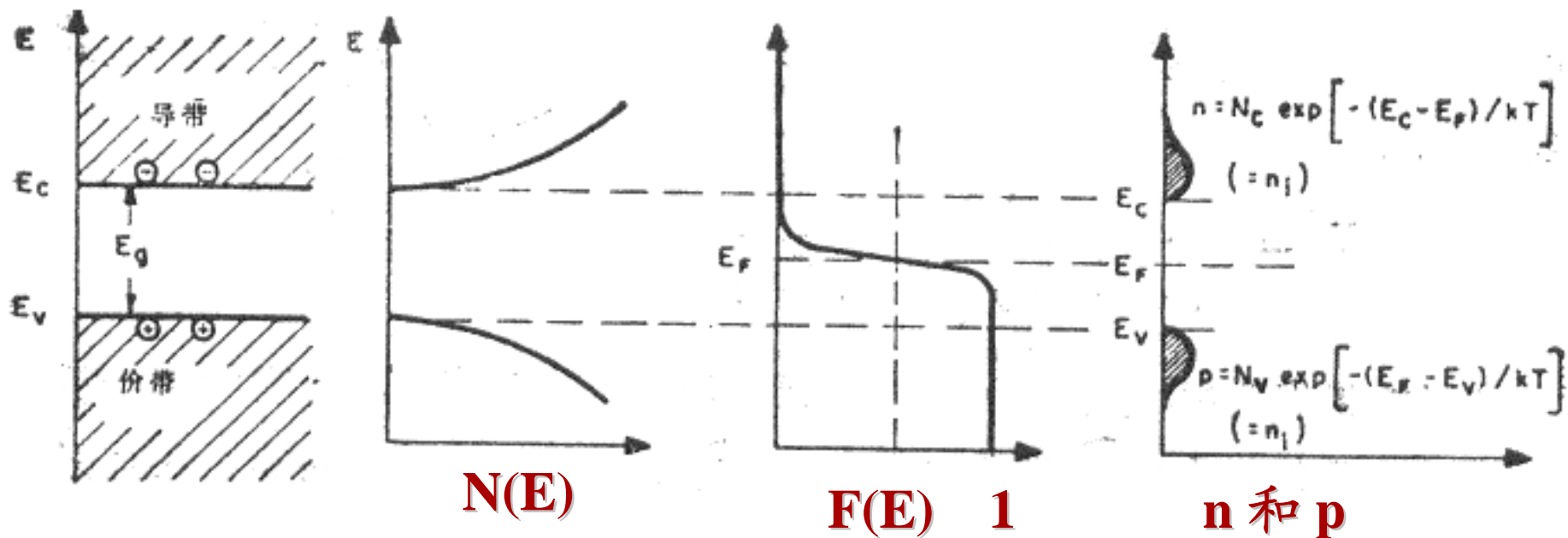
多重能级



Ge, Si和GaAs中各种杂质的实测电离能。

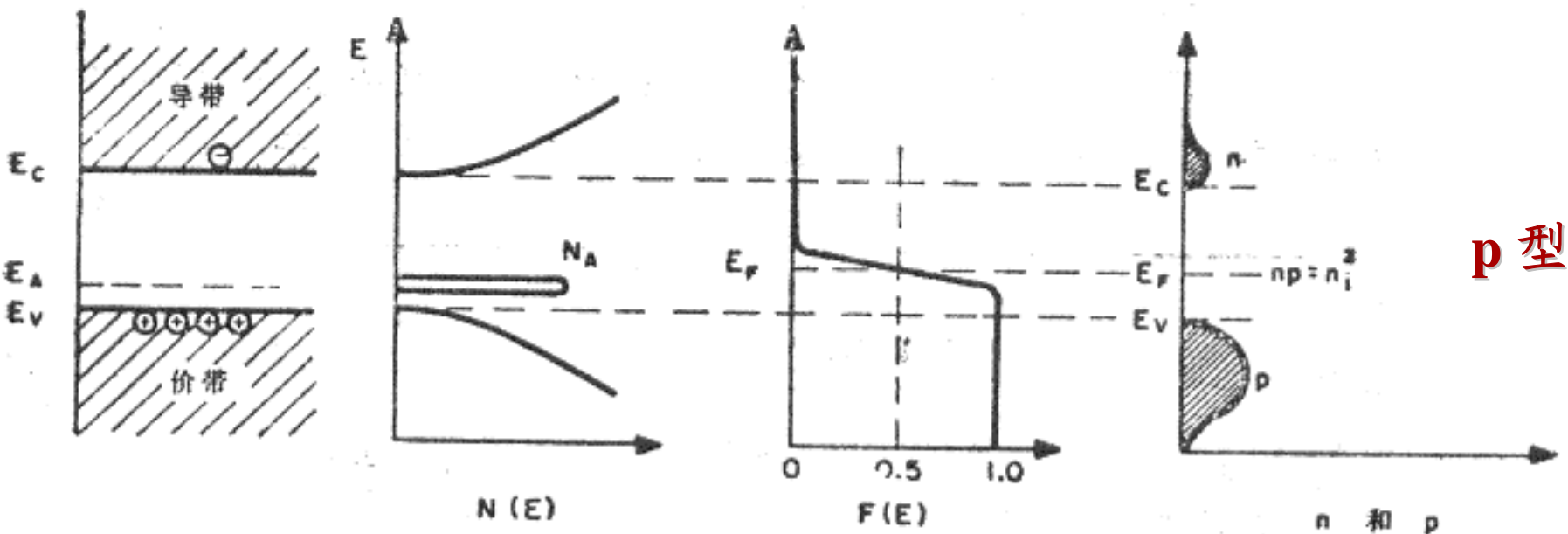
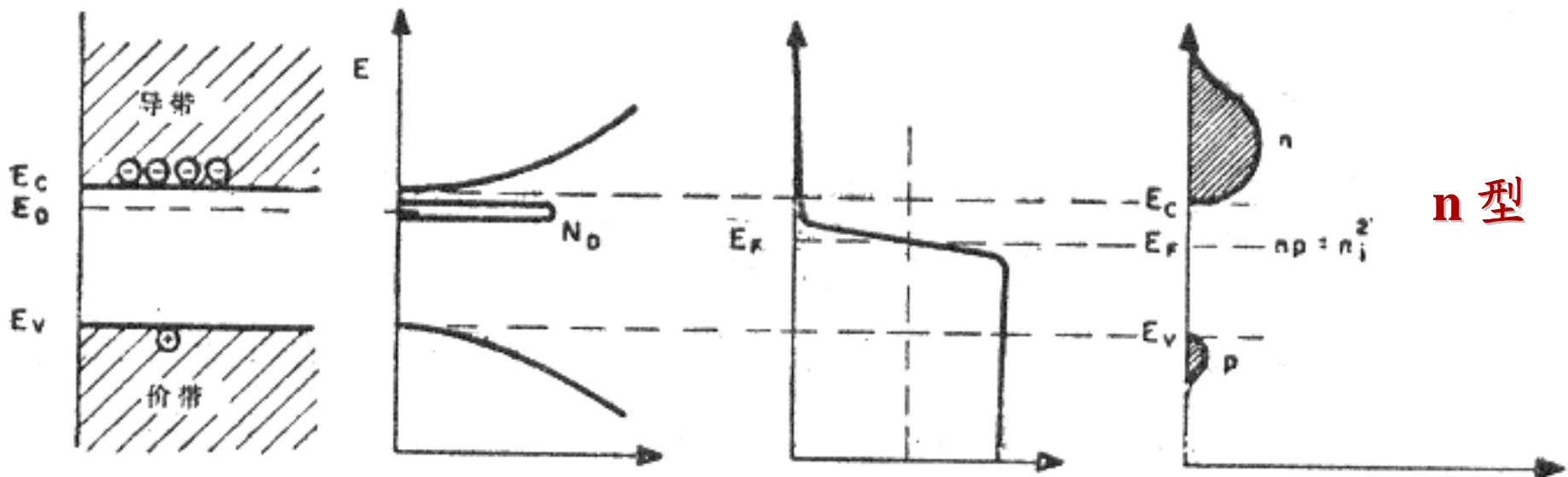
1.4.3 费米能级

本征半导体的费米能级接近在带隙的中央，



热平衡时本征半导体的能带、态密度、费米分布和载流子浓度。

掺杂半导体呢？根据载流子浓度和类型可以确定费米能级的位置。



n型和p型半导体的能带、态密度、费米分布和载流子浓度。

具体分析

考虑n型半导体

施主杂质浓度: N_D

电中性条件: 总的负电荷 (电子) = 总的正电荷 (空穴 + 电离施主)

$$n = N_D^+ + p \quad N_D^+ = N_D \left[1 - \frac{1}{1 + \frac{1}{g} \exp\left(\frac{E_D - E_F}{kT}\right)} \right]$$

杂质能级未被占据
几率, 即电离几率

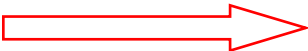
施主杂质能级的
基态简并度

$$\begin{aligned} n &= N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right) \\ &= N_D \left[\frac{1}{1 + 2 \exp\left(\frac{E_F - E_D}{kT}\right)} \right] + N_V \exp\left(\frac{E_V - E_F}{kT}\right) \end{aligned}$$

考虑p型半导体:

受主杂质浓度: N_A

考虑电中性条件

$$p = N_A^- + n \quad N_A^- = N_A \left[\frac{1}{1 + g \exp\left(\frac{E_A - E_F}{kT}\right)} \right]$$


$$p = N_V \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{kT}\right)$$
$$= N_A \left[\frac{1}{1 + g \exp\left(\frac{E_A - E_F}{kT}\right)} \right] + N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right)$$

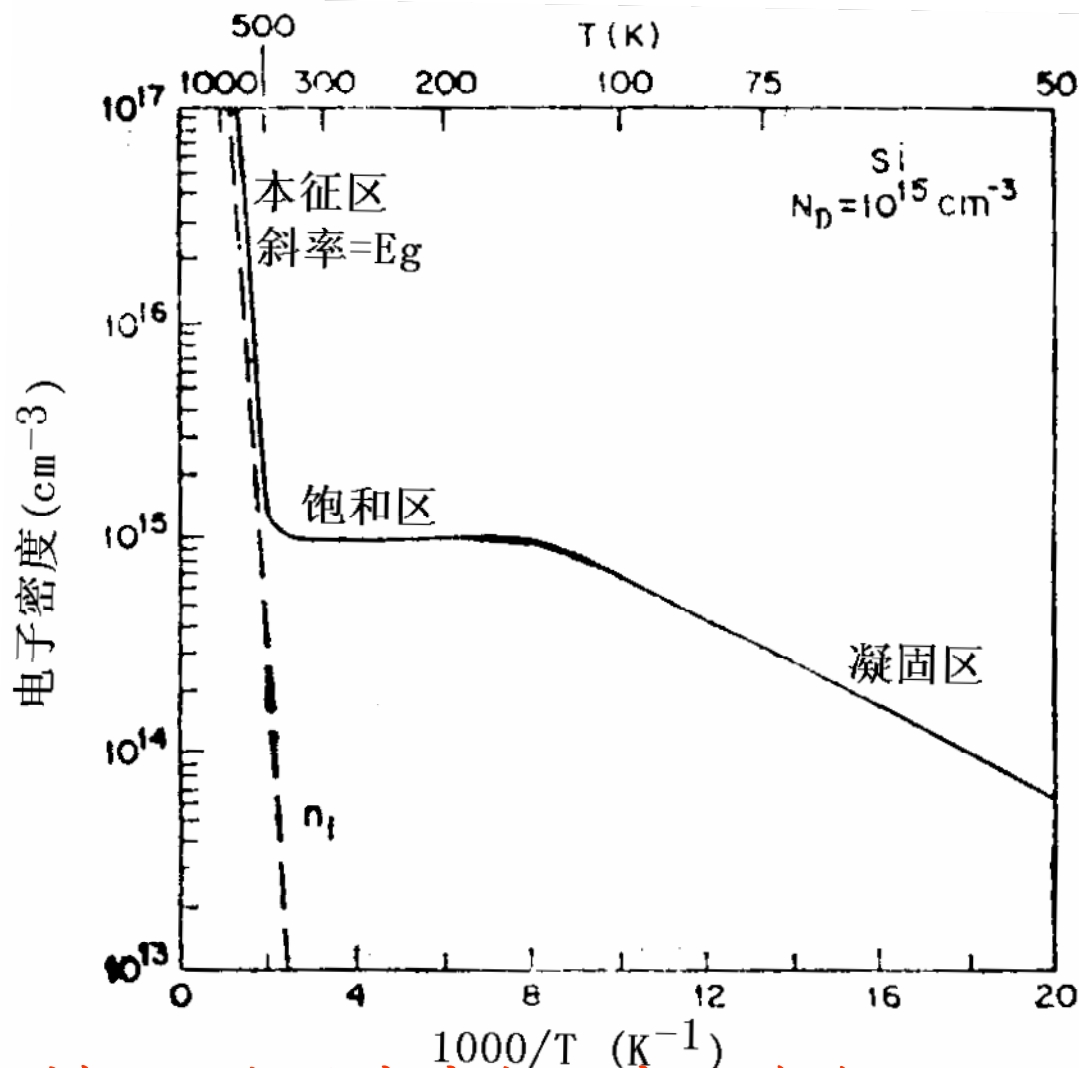
根据以上两个方程, 对于给定的 $N_C, N_V, N_D, N_A, E_C, E_V, E_D, E_A, T$, 费米能级能够唯一确定。

禁带宽度(决定本征激发)和杂质电离能的悬殊差别, 载流子浓度在低温主要是杂质电离提供, 高温是本征激发。

<100K, 载流子主要由杂质电离提供, **→杂质部分电离区(凝固区)**。

100~500K, 杂质渐渐全部电离, 在很大温度范围内本征激发的载流子数目小于杂质浓度, 载流子主要由掺杂浓度决定。 **→饱和电离区**。

>500K, 本征激发的载流子浓度大于掺杂浓度, 载流子主要由本征激发决定。 **→本征区**。



施主杂质浓度为 10^{15} cm^{-3} 的 Si 样品, 电子密度与温度的关系。

下面分段来讨论: 

(1) 对于凝固区的斜率, 视补偿条件而定:

对于有补偿的n型半导体 ($N_D > N_A$), 当 $E_d \equiv (E_C - E_D)$

$$N_A \gg \frac{1}{2} N_C \exp\left(-\frac{E_d}{kT}\right) \quad (\text{或 } N_A \gg n)$$

施主提供的电子
只在施主和受主

根据电中性条件 $n + N_A \approx N_D^+$ 进而 $N_A \approx N_D^+$ 之间分配

$$n \approx \left(\frac{N_D - N_A}{2N_A}\right) N_C \exp(-E_d / kT)$$

当 $N_D \gg \frac{1}{2} N_C \exp(-E_d / kT) \gg N_A$ 近似无补偿情况

根据电中性条件 $n \approx N_D^+$ 并考虑弱电离 (凝固区)

$$n \approx \frac{1}{\sqrt{2}} (N_D N_C)^{1/2} \exp(-E_d / 2kT)$$

在不同的温度下, 可能会有不同的斜率, 有拐折出现

(2) 对于饱和区:在宽的温度范围(例如上图100~500K)载流子密度保持恒定。 这里给出载流子浓度和费米能级的表达式:

$$\text{仍有质量作用定律: } np = n_i^2 = N_C N_V \exp(-E_g / kT)$$

$$\text{电中性条件 (施主受主全部电离): } n + N_A = p + N_D$$

⇒ 对n型半导体 (且掺杂浓度比较高), 满足:

$$|N_A - N_D| \gg n_i \quad N_D \gg N_A$$

$$\text{则有: } n_{no} \approx N_D \quad p_{no} = n_i^2 / n_{no} \approx n_i^2 / N_D$$

于是:

可证明:

$$E_C - E_F = kT \ln\left(\frac{N_C}{N_D}\right)$$

$$E_F - E_i = kT \ln\left(\frac{n_{no}}{n_i}\right)$$

E_F 与 n_{no} 的对应关系

⇒ 对p型半导体:

$$\text{若 } |N_A - N_D| \gg n_i \quad N_A \gg N_D$$

结合电中性条件,有:

$$p_{po} \approx N_A$$

$$n_{po} = n_i^2 / p_{po} \approx n_i^2 / N_A$$

$$\text{同样可以得到: } E_F - E_V = kT \ln\left(\frac{N_V}{N_A}\right)$$

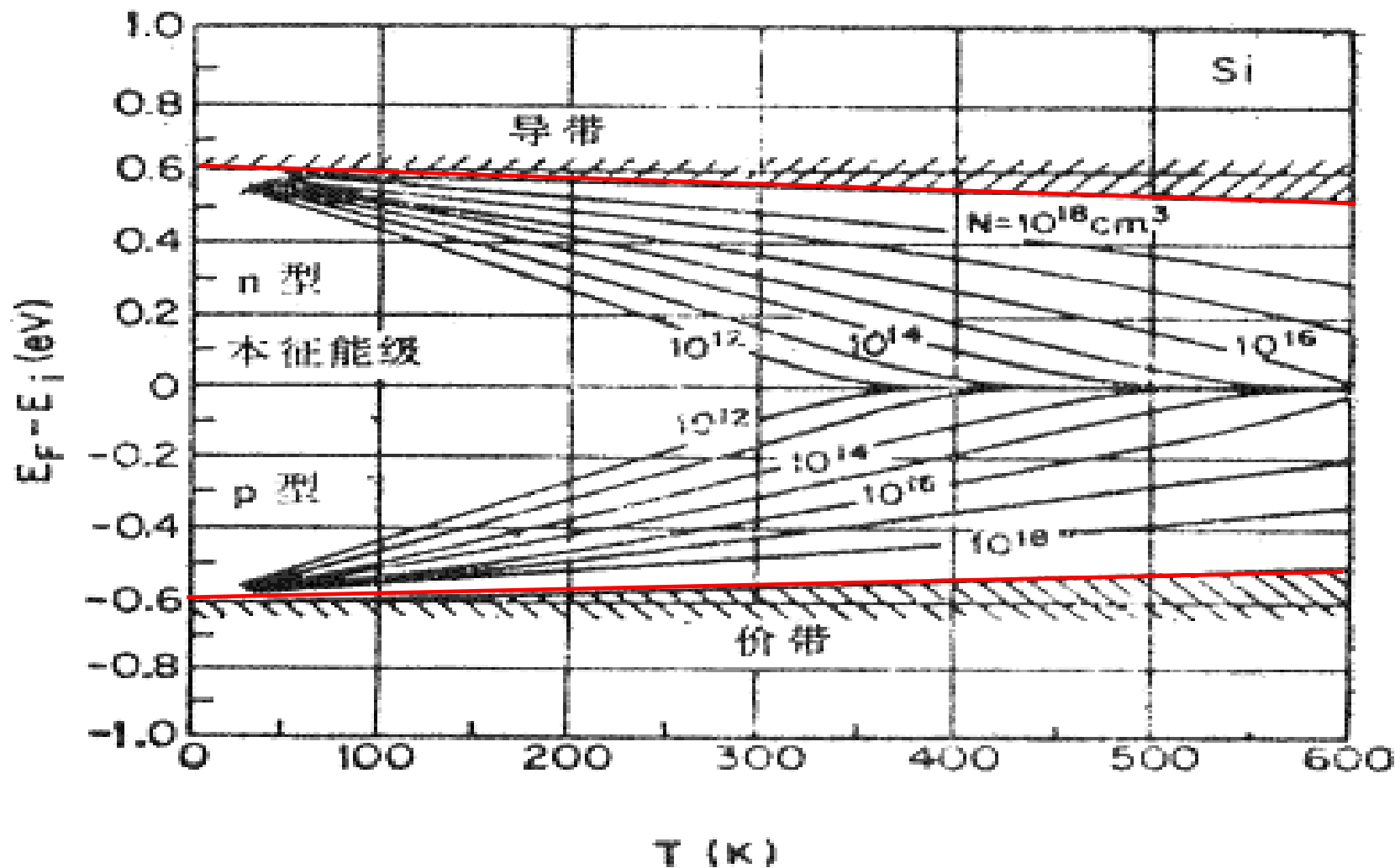
可证明:

$$E_i - E_F = kT \ln\left(\frac{p_{po}}{n_i}\right)$$

E_F 与 P_{po} 的对应关系

(3) 对于本征区, 则回到本征半导体情况。

根据以上的两个方程 ($E_F - E_i$)，得到费米能级位置的变化：



硅的费米能级与掺杂浓度和温度的关系。带隙与温度的关系。

迁移率

电阻率

霍尔效应

复合过程

1.5.1 迁移率

$$v = \mu E$$

载流子在运动过程中受到的散射作用决定了迁移率。

主要的散射机制:

A,晶格振动或声子散射:

B,电离杂质散射:

} 通常以这两种散射为主

C,中性杂质散射: 在杂质浓度不是很高时,可以忽略

D,电子或空穴散射: 在载流子浓度很高时要考虑

E,晶格缺陷散射: 对于多晶等缺陷较多的材料要考虑

F,表面散射: 载流子在表面区域(如反型层)运动时,受到表面因素(如粗糙度)引起的散射,主要是对薄膜材料要考虑。

Ge, Si等非极性半导体，声学声子、杂质离子等散射，影响迁移率

声学声子迁移率 μ_l ，随温度 T 和有效质量的增加而减少。

电离杂质迁移率 μ_i ，迁移率随有效质量增加而减少，随温度而增加，包含上述两种机制的组合迁移率为：

$$\mu = \left(\frac{1}{\mu_l} + \frac{1}{\mu_i} \right)^{-1}$$

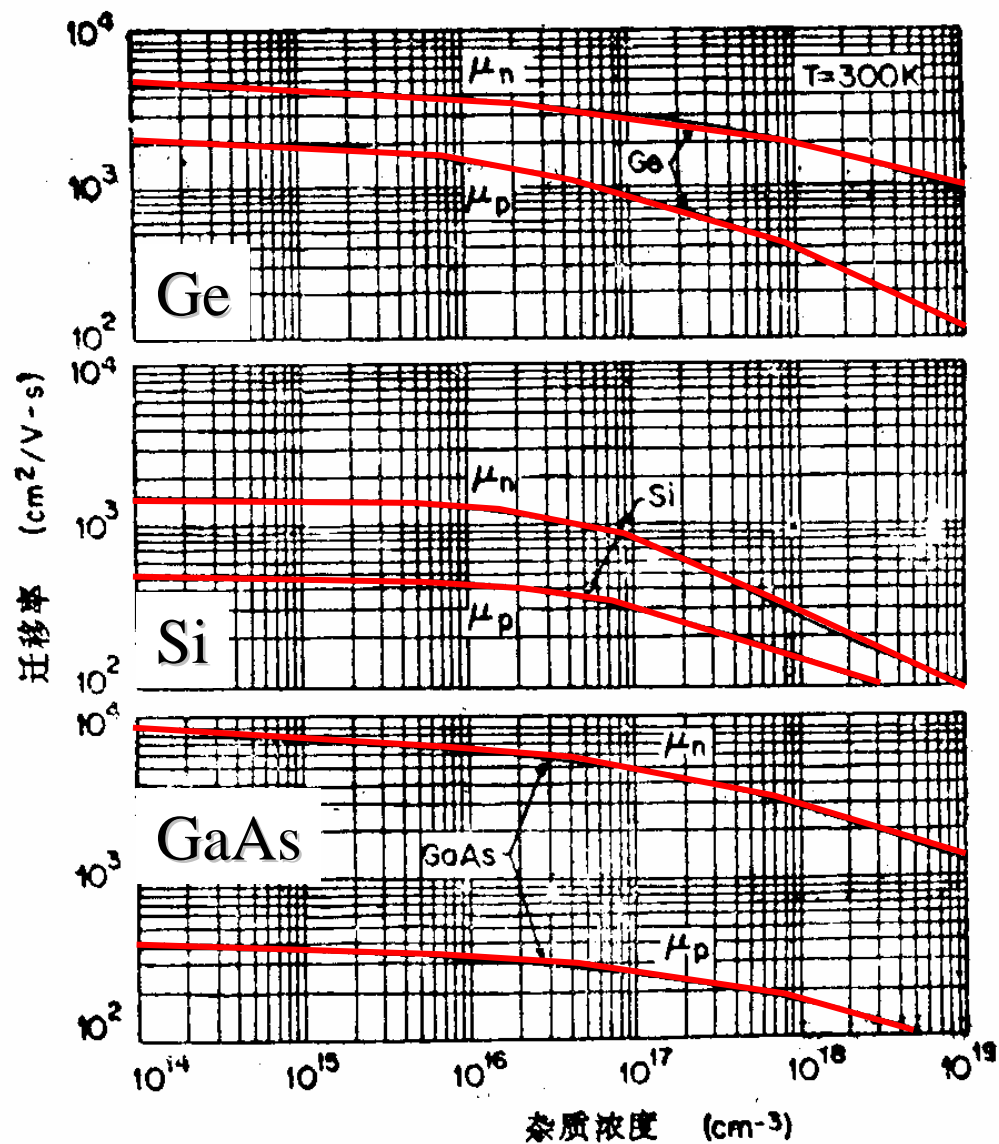
声学声子
迁移率

电离杂质
迁移率

GaAs之类的极性半导体，光学声子散射机构非常重要，要考虑。

其他散射：谷内散射，谷间散射

随着浓度的增加
 → 迁移率减少
 随着 m^* 的增加
 → 迁移率也减少
 → 电子迁移率大于空穴迁移率



室温下Ge, Si和GaAs的迁移率与杂质浓度的关系

载流子扩散系数—与迁移率有关的重要参数

半导体载流子输运机制-漂移和扩散，二者并非互不相关，相互关联性表现为扩散系数和迁移率之间的爱因斯坦关系。

对于非简并半导体，即 $n \ll N_C$

电子扩散系数
$$D_n = \left(\frac{kT}{q}\right) \mu_n$$

爱因斯坦关系
反映了漂移和扩散运动之间的关联

空穴扩散系数
$$D_p = \left(\frac{kT}{q}\right) \mu_p$$

1.5.2 电阻率

电导率： $\sigma = 1/\rho$

$$E = \rho J \quad \text{或} \quad J = \sigma E$$

对有电子和空穴两种载流子的半导体：

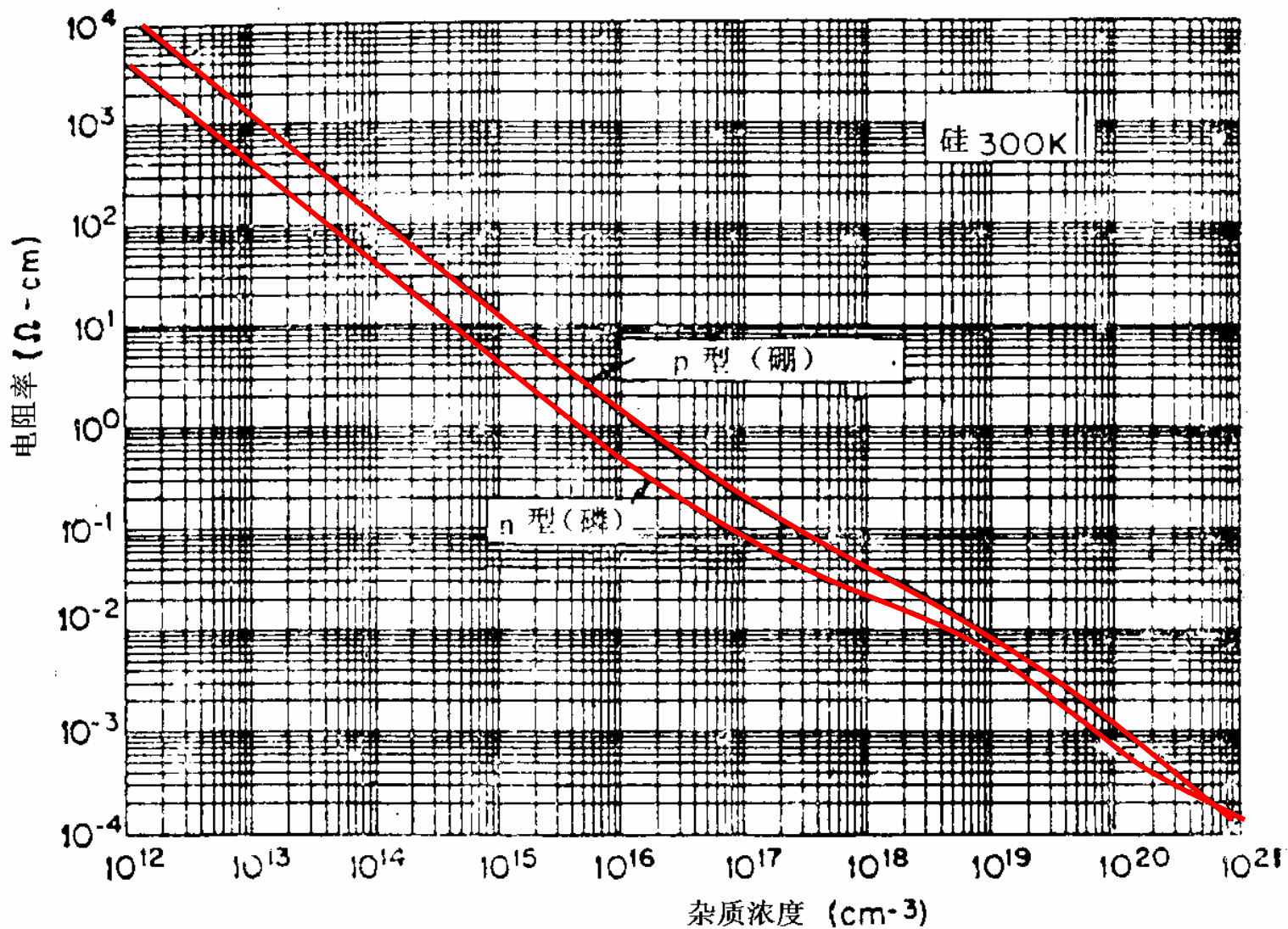
$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{q(\mu_n n + \mu_p p)}$$

若 $n \gg p$ (n型半导体)



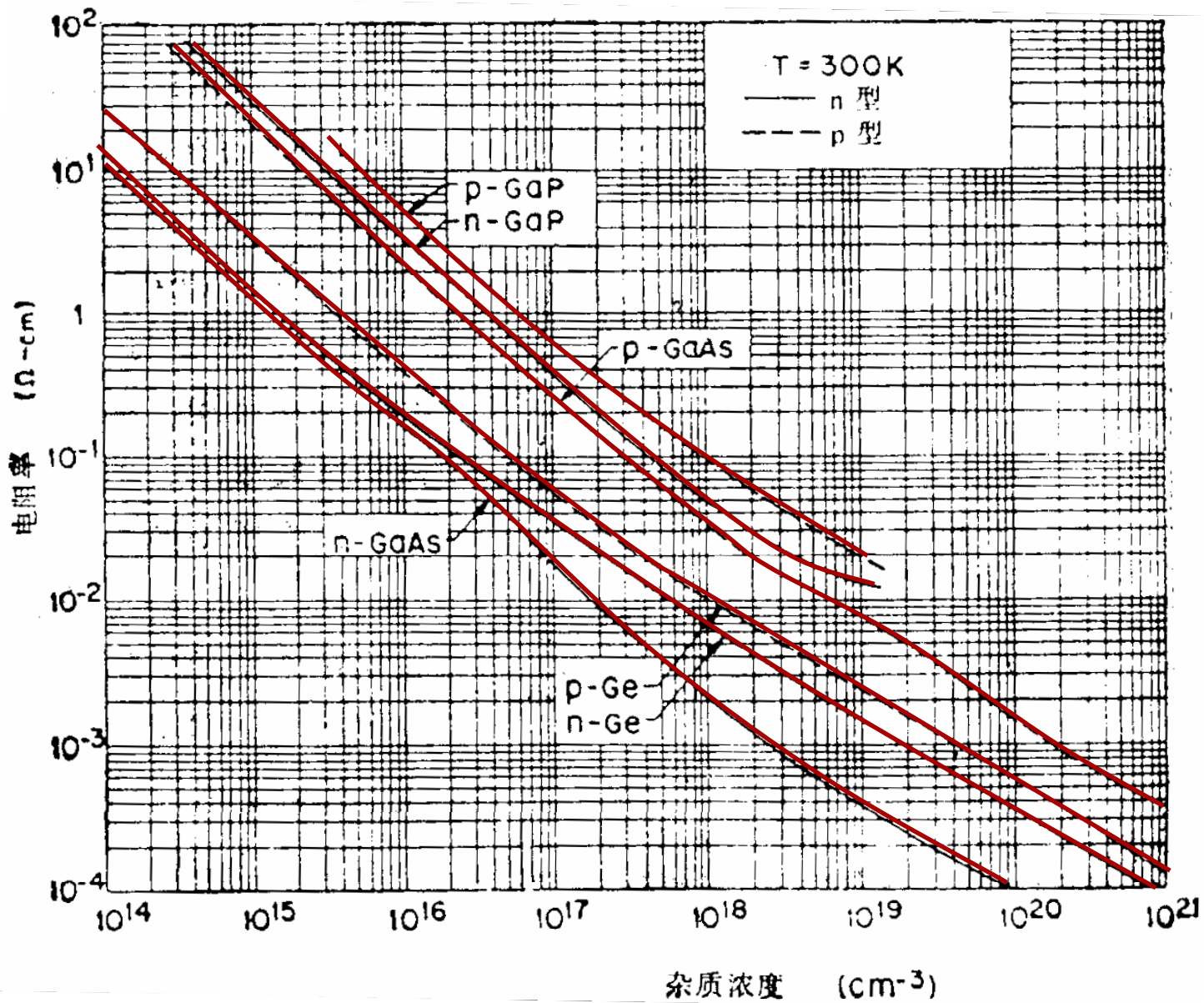
$$\left. \begin{aligned} \rho &\approx \frac{1}{q\mu_n n} \\ \sigma &\approx q\mu_n n \end{aligned} \right\}$$

电阻率的测量：四探针法



300K下硅的实测电阻率与杂质浓度的关系

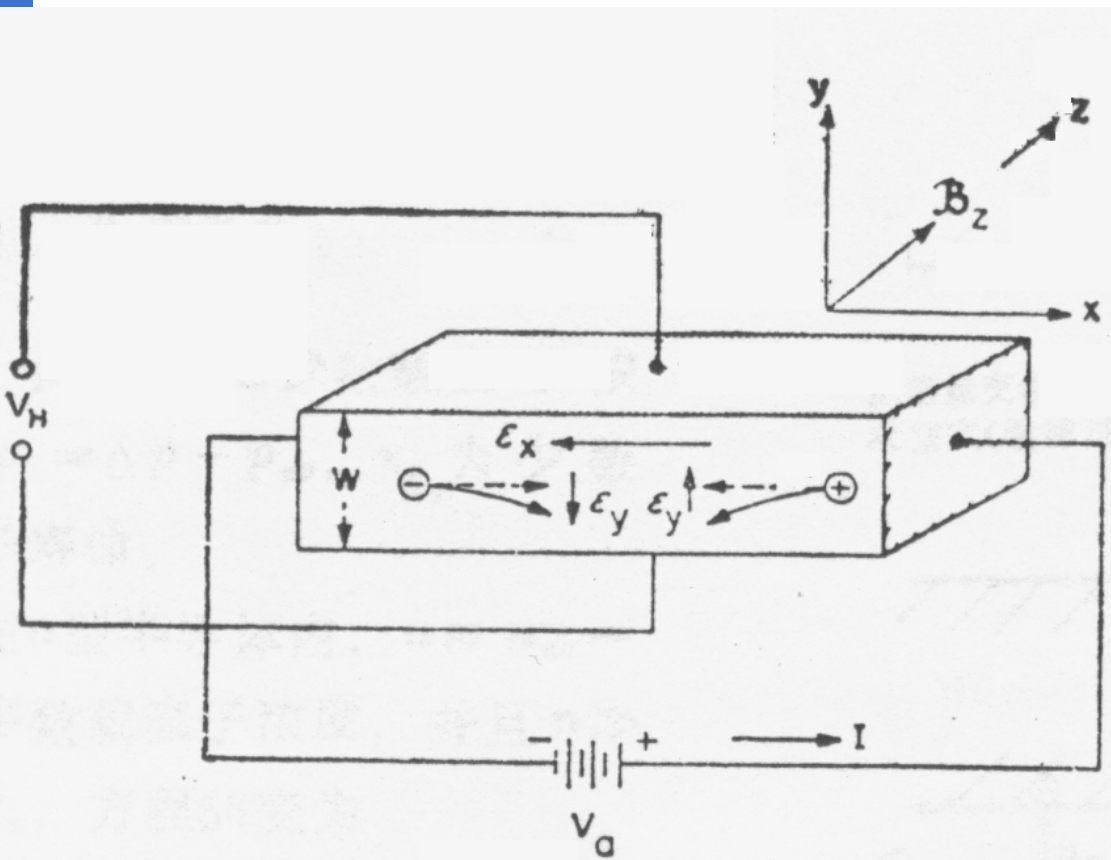
并非载流子浓度



300K下Ge, GaAs和GaP的实测电阻率与杂质浓度的关系

1.5.3 霍尔效应

为了直接测量载流子浓度，最常用的方法是霍尔效应法。



$$E_y = (V_y / W) = R_H J_x B_z$$

霍尔系数

$n \gg p$ (n型半导体)

$$R_H = r \left(\frac{-1}{qn} \right)$$

霍尔因子

$p \gg n$ (p型半导体)

$$R_H = r \left(\frac{+1}{qp} \right)$$

霍尔测量载流子密度的装置示意图

霍尔迁移率: $\mu_H = |R_H \sigma|$

可判断导电类型

可确定载流子浓度

1.5.4 (产生) 复合过程

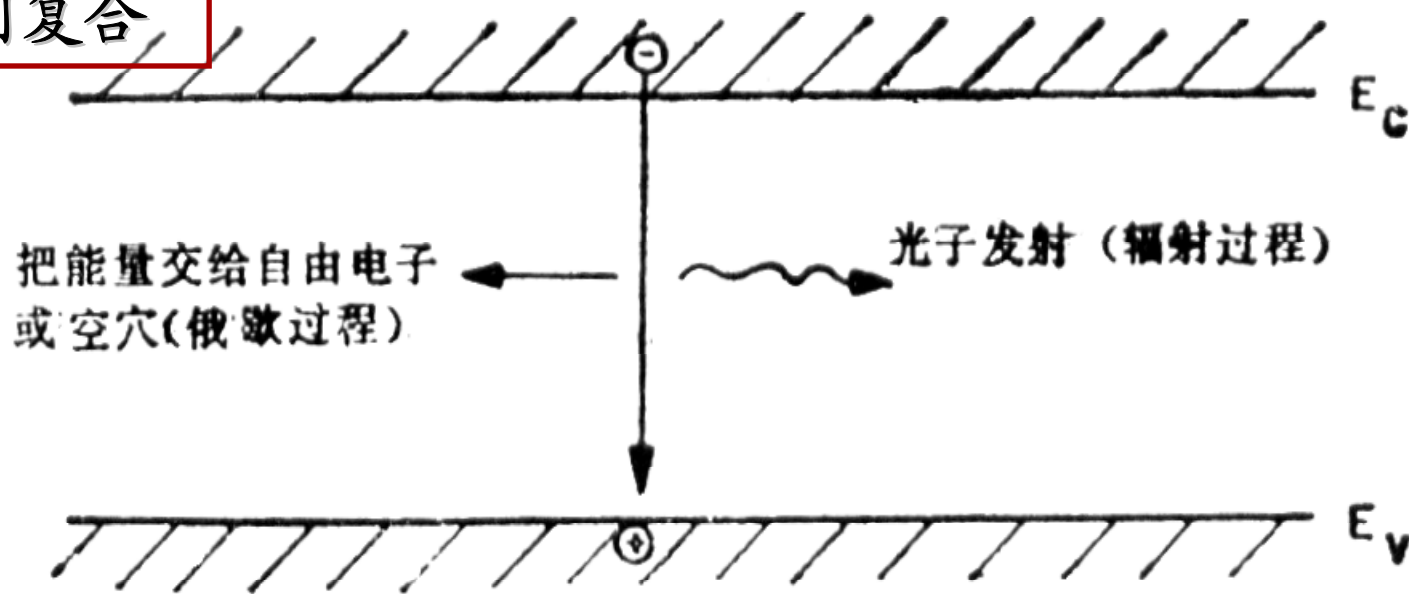
每当物理系统的热平衡状态受到扰动, 即 $p_n \neq n_i^2$

→ 系统要恢复平衡: 复合过程. 主要关心非平衡少子

复合速率
$$\frac{d\Delta n}{dt} = -\frac{\Delta n}{\tau}$$

少子寿命

带间复合



辐射过程
俄歇过程

对于具有直接带隙的大多数
III-V族化合物是重要的

单能级复合

复合过程中的四个基本跃迁过程：
电子俘获、电子发射、空穴俘获、空穴发射。

● 最有效的复合中心是带隙中央附近的能级。

● 小注入条件下，复合率：

$$U = \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p}$$

● n型半导体

$$U = \sigma_p v_{th} N_t (p_n - p_{n0})$$

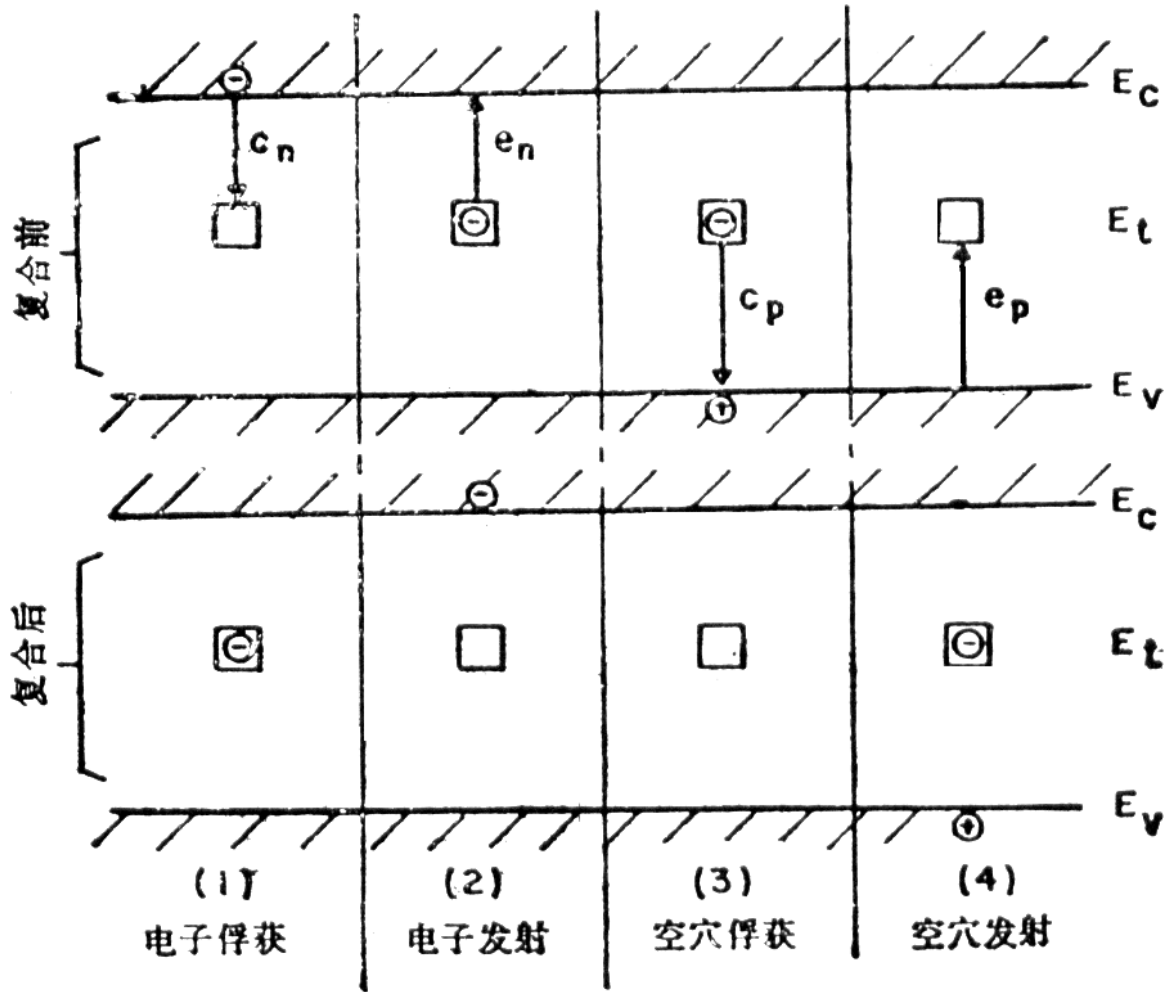
● n型半导体内的少数载流子（空穴）寿命

$$\tau_p = \frac{1}{\sigma_p v_{th} N_t}$$

● p型半导体：

$$\tau_n = \frac{1}{\sigma_n v_{th} N_t}$$

复合率 →



复合率 U - SRH复合理论 (考虑如上的四个微观过程)

$$U = \frac{\sigma_p \sigma_n v_{th} (pn - n_i^2) N_t}{\sigma_n [n + n_i \exp(\frac{E_t - E_i}{kT})] + \sigma_p [p + n_i \exp(-\frac{E_t - E_i}{kT})]}$$

σ_p, σ_n 空穴与电子俘获截面

v_{th} 载流子热运动速率

N_t 陷阱密度 E_t 陷阱能级

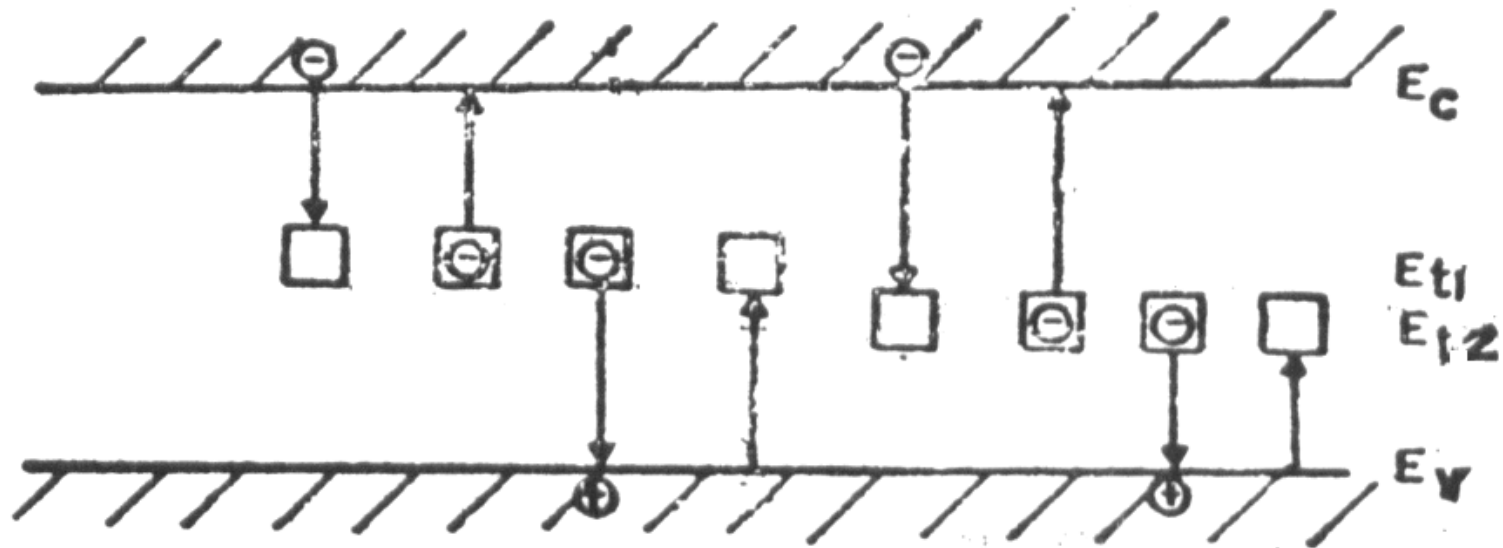
1) 热平衡时, $pn = n_i^2 \implies U = 0$

2) 设 $\sigma_p = \sigma_n = \sigma$

$$U = \sigma v_{th} N_t \frac{pn - n_i^2}{n + p + 2n_i \exp(\frac{E_t - E_i}{kT})}$$

多能级陷阱

定性地类似于单能级情形



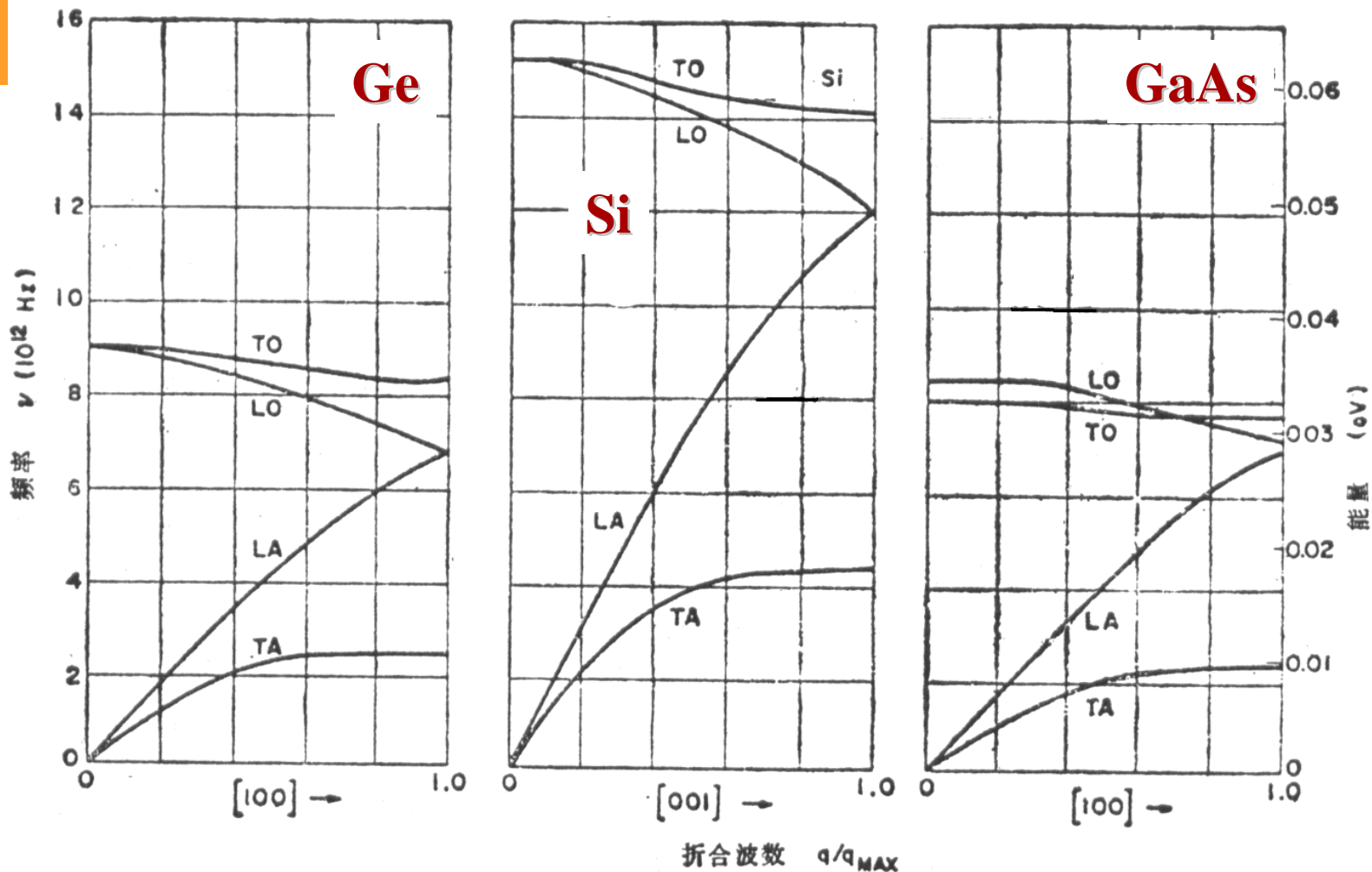
- 寿命是与全部带正电、负电和中性陷阱能级相联系的寿命平均值。

表面复合

表面的各种缺陷作为复合中心

§ 1.6 半导体的声子谱及光学、热学和高场性质

声子谱



Ge、Si和GaAs的实测声子谱。

光学波频率较高，变化平缓，在 q 较小范围内可视为常数。
当 q 小时，纵声学支和横声学支的能量正比于 q 。

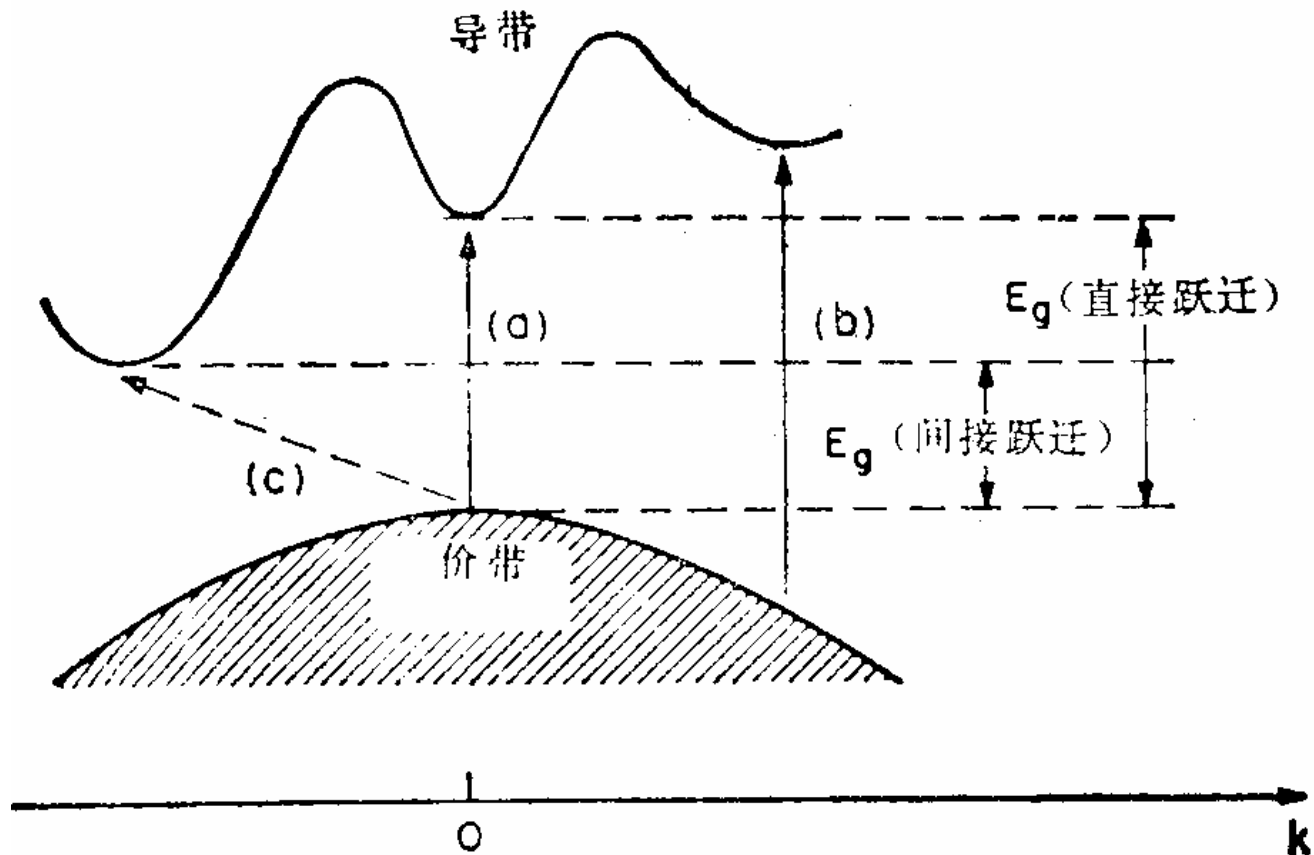
在吸收限附近

$$\alpha \sim (h\nu - E_g)^\gamma$$

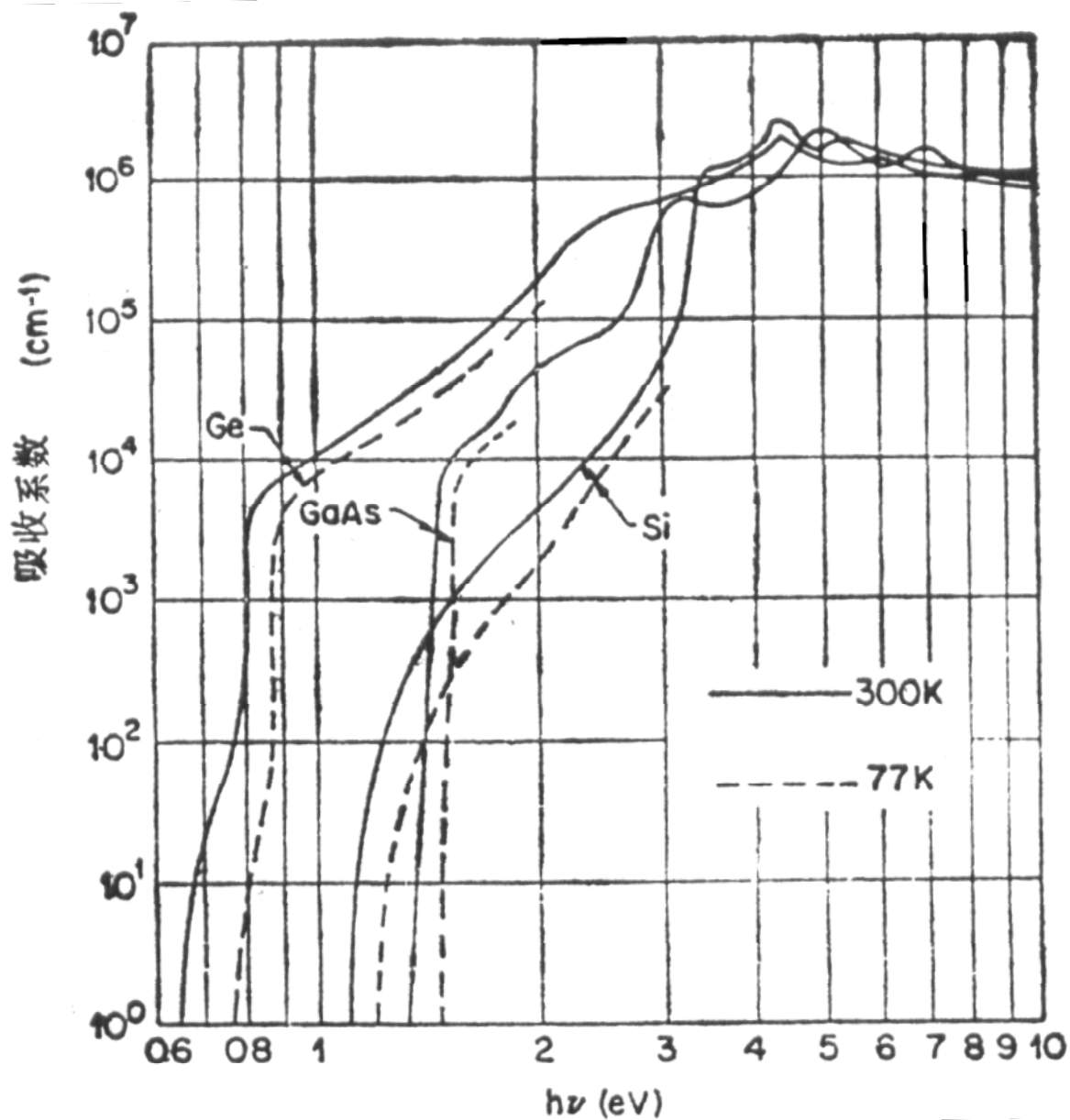
(a): $\gamma=1/2$

(b): $\gamma=3/2$

(c): $\gamma=2$



光跃迁: (a) (b) 直接跃迁, (c) 有声子参与的间接跃迁。



较低温度下
曲线向高能
量移动，
→
与带隙的温
度关系有关

在吸收限附近及以上，实测的纯Ge, Si, GaAs不同温度的吸收系数

热学性质

除了电场之外，如果再加上温度梯度，也可产生电流

电场和温度梯度共同作用下的电流密度

$$J = \sigma \left(\frac{1}{q} \frac{\partial E_F}{\partial x} - P \frac{\partial T}{\partial x} \right)$$

费米能级

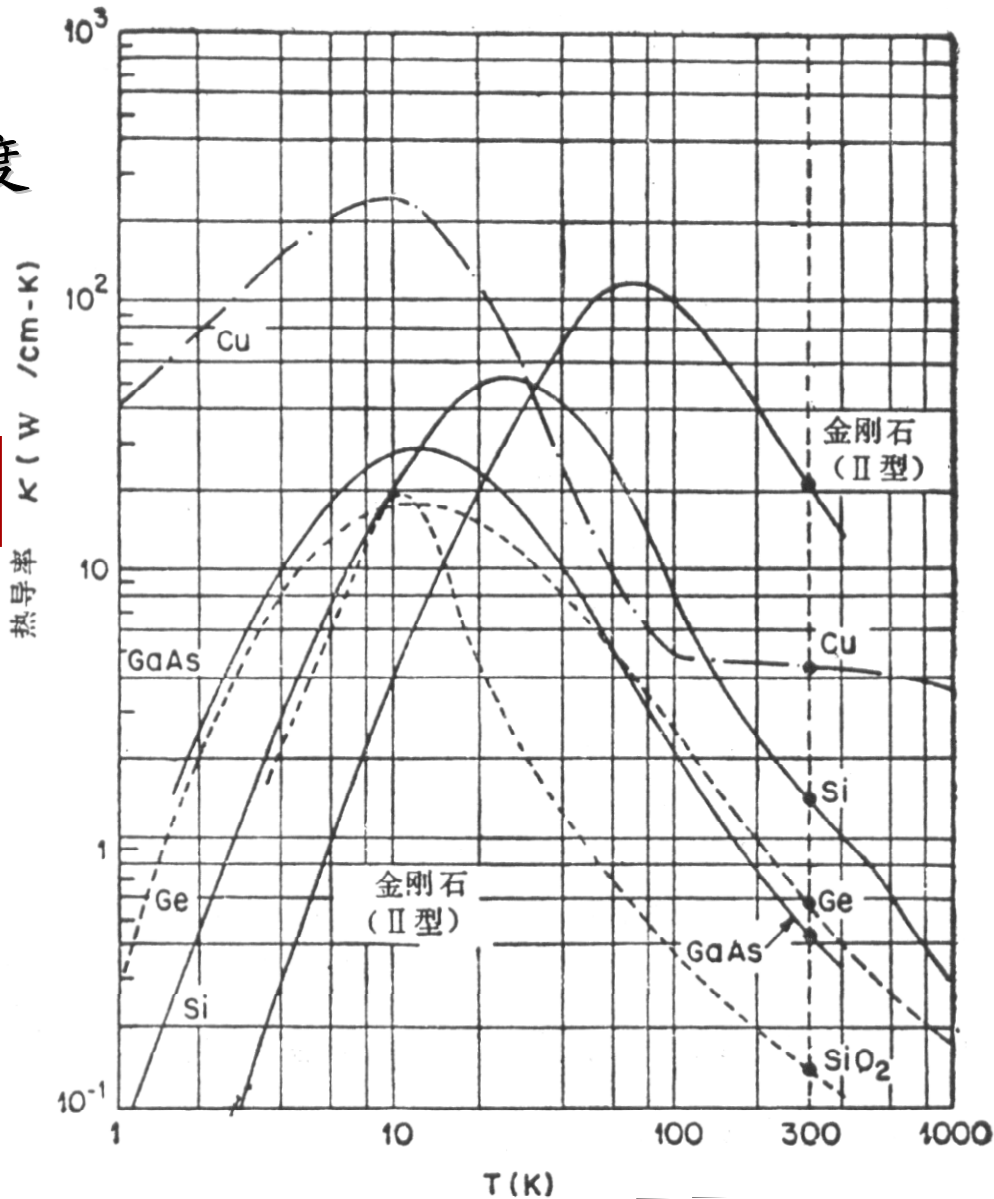
两个重要参量：

P: 温差电动势率

N型半导体 $P < 0$

P型半导体 $P > 0$

K: 热导率



热导率与温度的关系

高场性质

晶格温度 T_l 和电子温度 T_e 。

低电场下，载流子从电场中获得的能量不多，漂移速度 \ll 热运动速度，基本上仍与晶格处于热平衡。半导体内的漂移速度正比于电场，迁移率与电场无关。

高电场下，漂移速度和电场偏离线性关系，爱因斯坦关系不成立，出现强电场效应：**热载流子，迁移率变化，漂移速度饱和，负微分电阻。**

更高电场下，出现碰撞电离。

§ 1.7 半导体器件工作的基本方程

描述在外场作用下，半导体内载流子的静态和动态行为的方程。三类：麦克斯韦方程，电流密度方程，连续性方程。

均匀各向同性材料的麦克斯韦方程组：

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J}_{cond} = \mathbf{J}_{tot}$$

可得到
泊松方程

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho(x, y, z)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^t \varepsilon_s(t - t') \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') dt'$$

\mathbf{E}	电场矢量
\mathbf{D}	电位移矢量
\mathbf{H}	磁场矢量
\mathbf{B}	磁感应矢量
\mathbf{J}_{cond}	传导电流密度
\mathbf{J}_{tot}	总电流密度
μ_0	磁导率
ε_s	电容率

电流密度方程：漂移-扩散作用下载流子的输运

$$\text{电子电流密度 } J_n = q\mu_n nE + qD_n \nabla n$$

漂移分量

$$\text{空穴电流密度 } J_p = q\mu_p pE - qD_p \nabla p$$

扩散分量

$$J_{cond} = J_n + J_p$$

考虑到爱因斯坦关系 $D_n = (kT/q)\mu_n$ $D_p = (kT/q)\mu_p$

一维情况电流密度可表示为：

$$J_n = q\mu_n nE + qD_n \frac{\partial n}{\partial x} = q\mu_n \left(nE + \frac{kT}{q} \frac{\partial n}{\partial x} \right)$$

$$J_p = q\mu_p pE - qD_p \frac{\partial p}{\partial x} = q\mu_p \left(pE - \frac{kT}{q} \frac{\partial p}{\partial x} \right)$$

低电场下，这些方程成立

连续性方程：可移动载流子浓度的变化

影响某处载流子浓度：扩散，漂移，产生，复合。

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - U_n + \frac{1}{q} \nabla \cdot \mathbf{J}_n$$

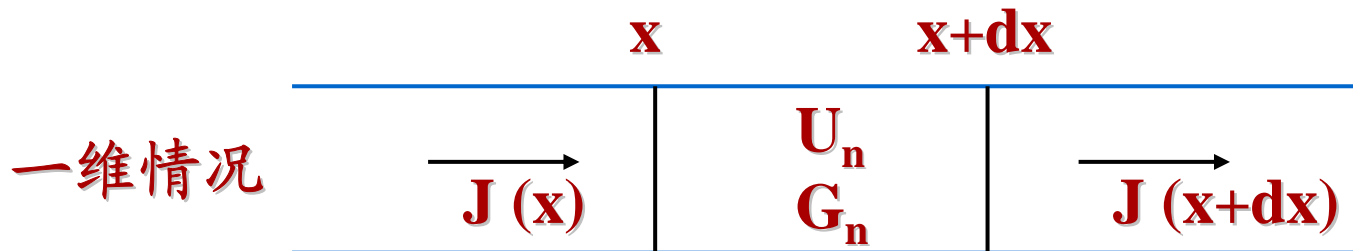
G_p, G_n 外界作用下电子和空穴的产生率

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - U_p - \frac{1}{q} \nabla \cdot \mathbf{J}_p$$

U_n 为p型半导体内的电子复合率

U_p 为n型半导体内的空穴复合率

考虑一个体积元，电子的流动、产生、复合，体积元内载流子浓度随时间的变化率 = 单位时间内产生数 - 复合数 + 单位时间内穿过体积表面流入的载流子数。



一维，低注入

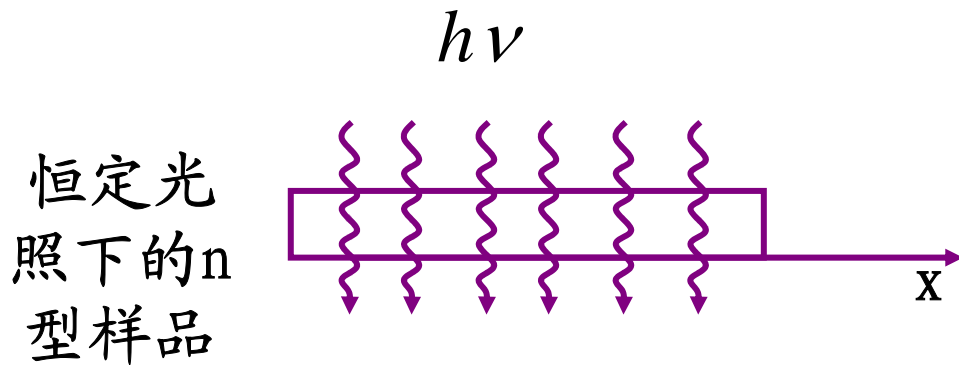
$$U_n = (n_p - n_{p0}) / \tau_n$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = G_n - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} + n_p \mu_n \frac{\partial E}{\partial x} + \mu_n E \frac{\partial n_p}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2}$$

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = G_p - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} - p_n \mu_p \frac{\partial E}{\partial x} - \mu_p E \frac{\partial p_n}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2}$$

举例：光生载流子的衰减

n型样品, 光照, 样品内以产生率G均匀产生电子空穴对, 讨论少子浓度随时间的变化。→解连续性方程



产生时边界条件: $E = 0, \quad \frac{\partial p_n}{\partial x} = 0$

连续性方程可写为: $\frac{\partial p_n}{\partial t} = G - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p}$

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = G - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p}$$

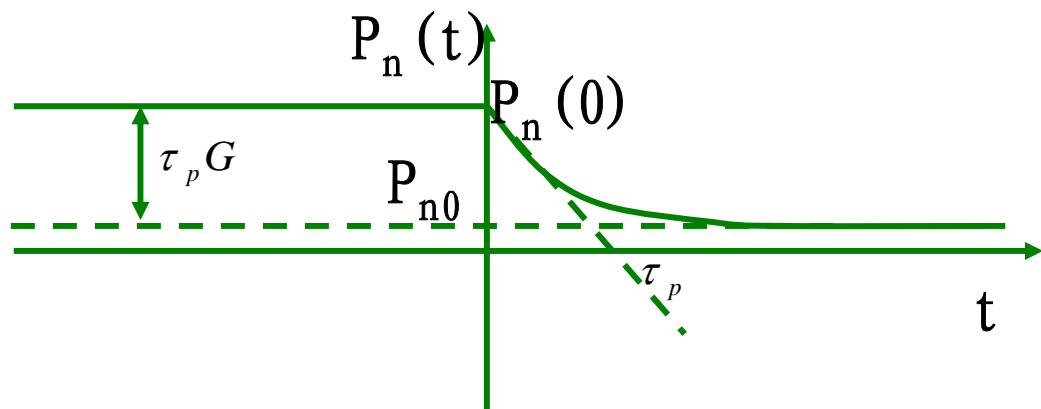
稳态下: $\frac{\partial p_n}{\partial t} = 0 \implies p_n = p_{n0} + \tau_p G = \text{常数}$

$t=0$, 光照停止, 边界条件: $t = 0, p_n(0) = p_{n0} + \tau_p G$

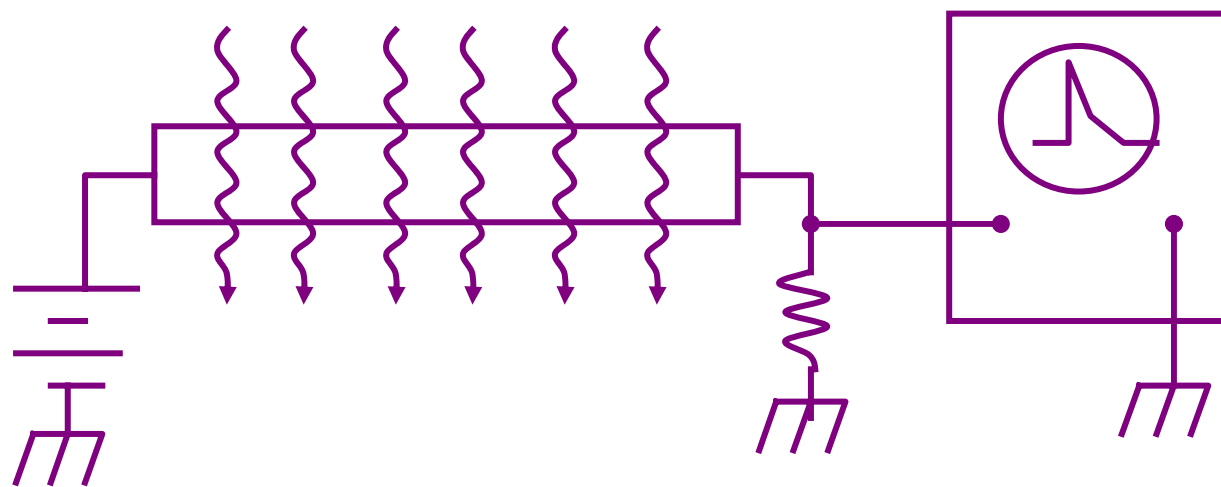
连续性方程可写为: $\frac{\partial p_n}{\partial t} = -\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_n}$

$\implies p_n(t) = p_{n0} + \tau_p G \exp(-t / \tau_p)$

少数载流子随时间的变化



少子寿命测试设备示意图



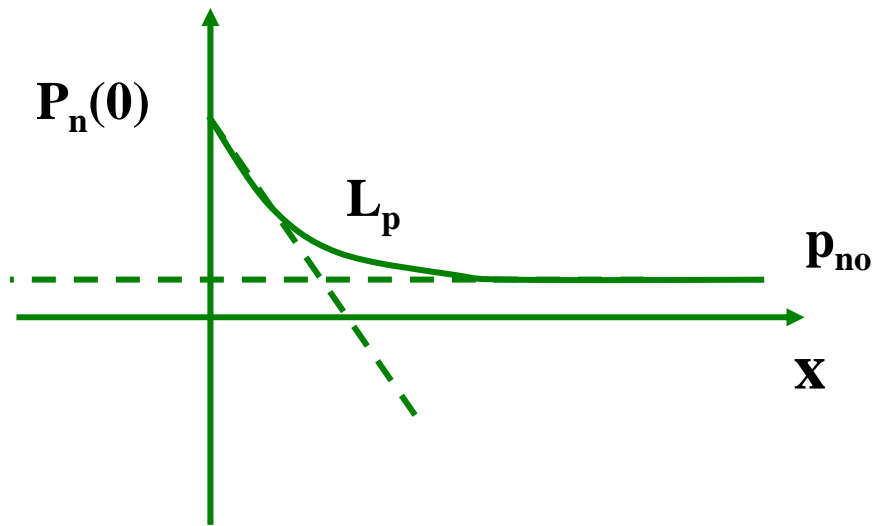
光脉冲照射于整个样品，产生过剩载流子，引起电导率瞬时增加。样品中通过恒定电流时，电导率的增加表现为两端电压的降低，从示波器上可观察到，指数变化的曲线作为寿命的度量。

其他示例:

1) 单侧稳态注入, 载流子浓度的空间分布

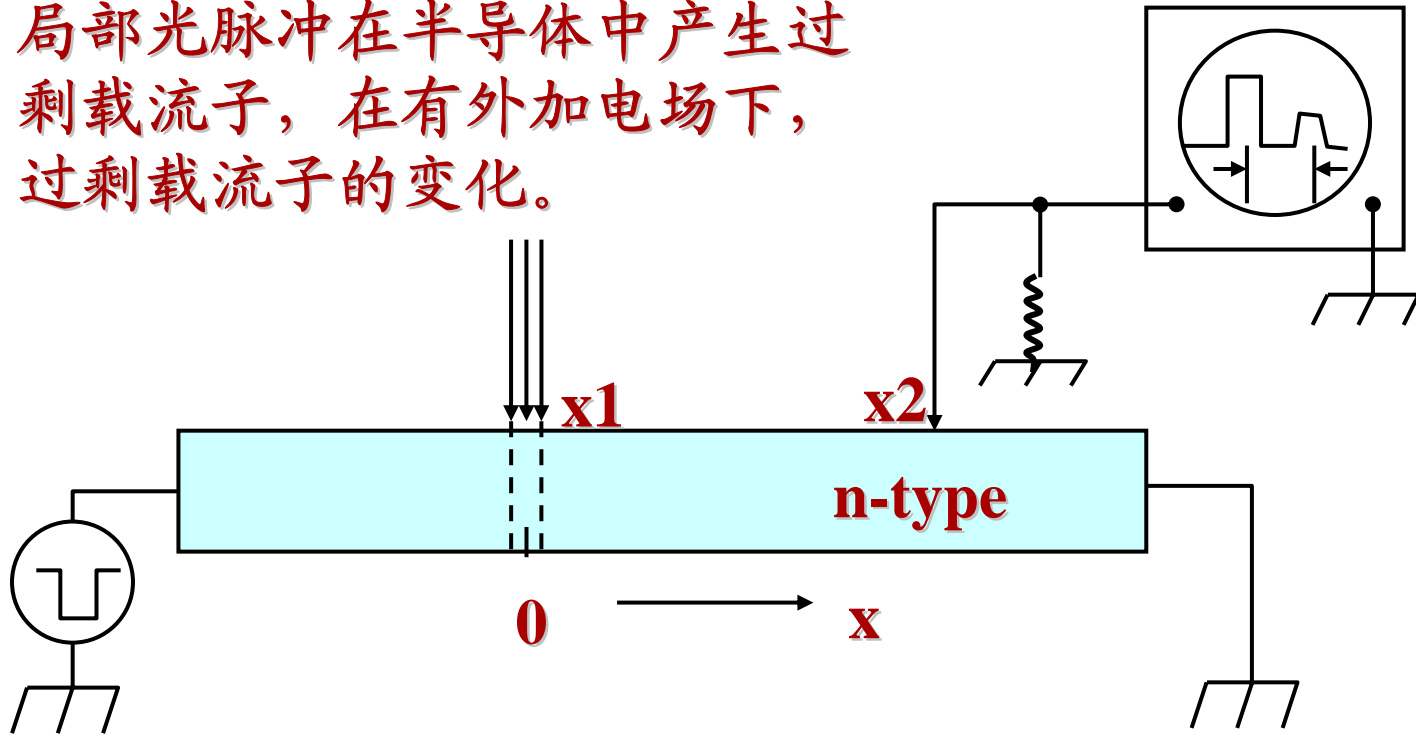


波长短, 光子能量大, 吸收系数大, 只在表面吸收。



2) 瞬态和稳态扩散-海恩肖克莱实验-测量载流子漂移迁移率

局部光脉冲在半导体中产生过剩载流子，在有外加电场下，过剩载流子的变化。



3) 表面复合

半导体一端引进表面复合，凡到达表面的少数载流子在那里复合，使表面附近的载流子浓度分布受到影响。

小结

1. 主要半导体材料的晶体结构。
2. 金属、半导体和绝缘体能带特点。
3. Ge, Si, GaAs能带结构示意图及主要特点。
4. 本征半导体的载流子浓度, 本征费米能级。
5. 非本征半导体载流子浓度和费米能级。
6. 半导体中载流子Hall迁移率 μ_H 和电导迁移率 μ 的区别与联系。
7. 半导体中的复合过程。
8. 半导体器件工作基本方程及用途。

习题一:

1. 给出部分补偿p型半导体在饱和区热平衡情况下的空穴浓度 P_{p0} 。
2. 绘出并简述n型半导体n-T关系的基本特征, 并试求出部分电离区(考虑弱电离)的 E_F 和n的表达式。
3. 给出用本征载流子浓度 n_i 及本征费米能量 E_i 表示的n型和p型非本征半导体中的 E_F 表达式。
4. 一个有杂质补偿的硅材料, 已知掺入受主密度 $N_A=1 \times 10^{15}/\text{cm}^3$, 室温下 E_F 恰好与施主能级重合, 并知平衡电子密度为 $n_0=5 \times 10^{15}/\text{cm}^3$ 。已知室温下硅的本征载流子密度 $n_i=1.5 \times 10^{10}/\text{cm}^3$, 试求:
 - 1) 平衡少子密度?
 - 2) 掺入材料中的施主杂质密度?
 - 3) 电离杂质密度和中性杂质密度?