

第三章 电介质的电导和击穿

第一节 概 述

一、电介质的电导

1、定义：弱联系的带电质点在电场作用下作定向漂移从而构成传导电流的过程，称为电介质的电导。

研究电介质的电导特性，不仅有助于为绝缘结构的非破坏性试验及工程应用提供有用资料，而且为深刻了解电介质物理特性及作为强电场下介质破坏的先导现象均具有重要意义。

2、电介质的电导率 γ

假设单位体积电介质内导电载流子的数目为 N ，每个载流子所带电荷为 q 。载流子沿电场方向漂移的平均速度为 v 。

则单位时间内通过垂直于电场方向、面积为 A 平面的电荷，即电流强度

$$I = Nq\bar{v}A$$

电流密度

$$J = \frac{I}{A} = Nq\bar{v}$$

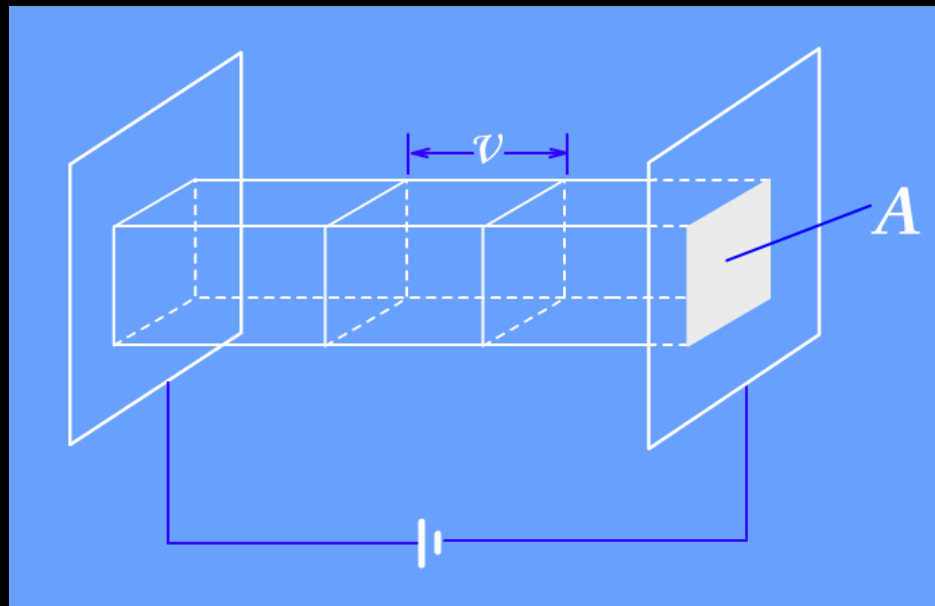


图3-1 平行极板间的载流子导电图

当电场不很强时，电介质的电导服从欧姆定律，即

$$J = \gamma E$$

γ — 电介质的体积电导率，单位为S/m。

单位电场作用下的载流子沿电场方向的平均漂移速度称为载流子的迁移率，记为 μ ，单位为米²/伏·秒。

$$\mu = \frac{\bar{v}}{E}$$

$$\because J = Nq\bar{v} = \gamma E \rightarrow \gamma = Nq \frac{\bar{v}}{E}$$

$$\rightarrow \gamma = Nq\mu$$

电导率的普遍表述式

在含有m种载流子参与导电的情况下，电介质的电导率可表示为

$$\gamma = \sum_{i=1}^m n_i q_i \mu_i$$

n_i ——介质中第*i*种载流子的浓度；

q_i ——介质中第*i*种载流子的电荷；

μ_i ——介质中第*i*种载流子的迁移率。

提高电介质的绝缘性能可以从两个方面着手：
一是减少电介质单位体积的载流子数；
二是降低迁移率。

$$\rho = \frac{1}{\gamma}$$

ρ ——电介质的体积电阻率，单位为 $\Omega \cdot \text{m}$ 。

电介质的体积电阻率和体积电导率是表征材料导电性能的宏观参数，它与材料的几何尺寸无关。根据在常温、常压条件下电阻率和电导率的大小，材料可分为导体、半导体和绝缘体。电工学中一般以电导率 $\gamma \geq 10^7 \text{S/m}$ 的材料定为导体，对电导率 $\gamma \leq 10^{-8} \text{S/m}$ 的材料定为绝缘体，而电导率介于其间的为半导体。

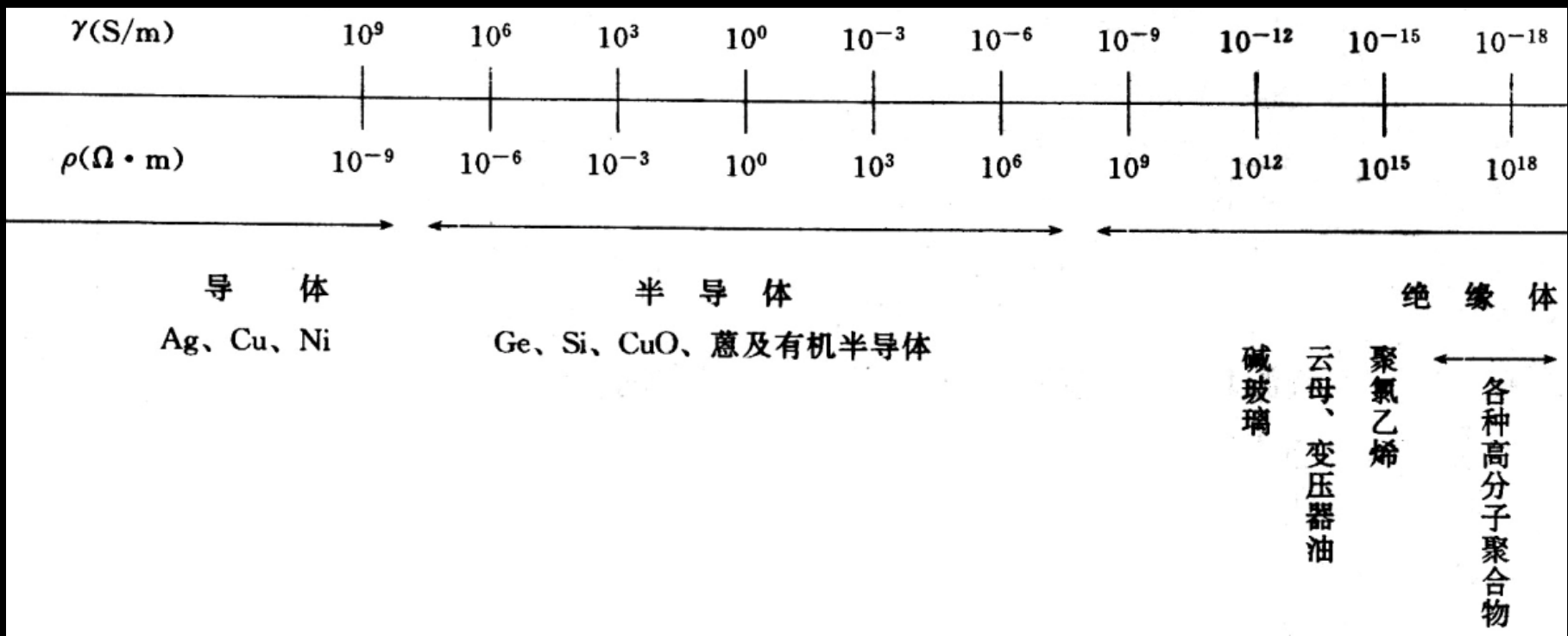
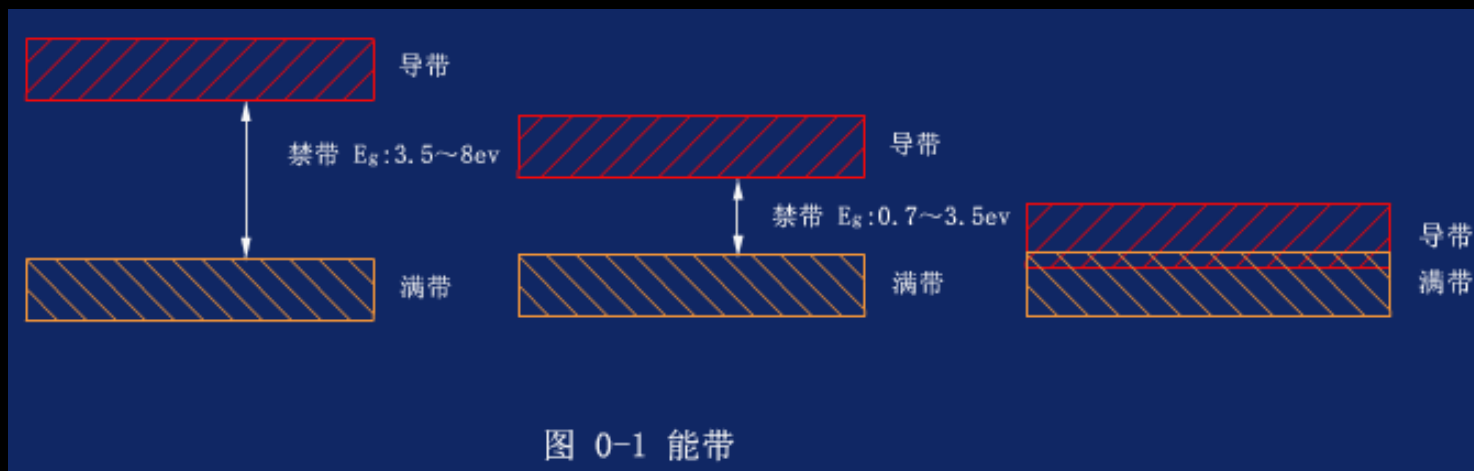


图3-2 按体积电导率排列的各种材料



3、电介质的导电形式

按导电载流子的种类，电介质的电导可分为

(1) 离子电导

载流子是正、负离子（或离子空位），是固体电介质中最主要的导电形式。

在弱电场中，主要是离子电导。

(2) 电子电导

载流子是电子（或电子空穴），由于电介质内电子数极少，所以这种形式的电导表现得比较微弱，只有在一定的条件下才明显。

在强电场中，主要是电子电导，这在禁带宽度较小的介质和薄层介质中更为明显。

(3) 电泳电导

是液体电介质的导电形式之一。

载流子是带电的分子团，分子团可以是老化了的粒子、悬浮状态的水珠或者杂质胶粒，在电场作用下进行定向漂移，形成电泳电导。

二、电介质的击穿

1、定义

当外加电场增加到相当强，达到某一临界值时电介质的电导不再服从欧姆定律，电导率突然剧增，电介质由绝缘状态变成导电状态，这一跃变现象称为电介质的击穿。

发生击穿时的临界电压称为电介质的击穿电压，相应的电场强度称为电介质的击穿场强。

电介质的击穿是电介质的基本电性能之一，它决定了电介质在电场作用下保持绝缘性能的极限能力。

2、电介质击穿的形式分类

(1) 热击穿

当外加电场增加到某一临界值时，通过电介质的电流增加，电介质的发热量急剧增大。如果发热量大于电介质向外界散发的热量，则电介质的温度不断上升，温度的上升又导致电导率增加，流经电介质的电流亦增加，损耗加大，发热量更加大于散热量.....如此恶性循环，直至电介质发生热破坏，使电介质丧失其原有的绝缘性能，这种击穿称为热击穿。

电介质的热击穿在很大程度上取决于周围媒质的温度、散热条件等，因此，热击穿电压并不是电介质的一个固定不变的参数。

(2) 电击穿

在强电场作用下，电介质中除了离子电导以外还将出现电子电导，结果电介质中的传导电流剧增，使电介质丧失了原有的绝缘性能。这种在电场直接作用下发生的电介质被破坏的现象称为电介质的电击穿。

气体的击穿场强 $E_m=30$ 千伏/厘米

固体、液体电介质的击穿场强

$E_m=100\sim 10000$ 千伏/厘米

(3) 电化学击穿

电介质在长期的使用过程中受电、光、热以及周围媒质的影响，使电介质产生化学变化，电性能发生不可逆的破坏，最后被击穿。属于这一类的在击穿工程上称为老化，亦称为电化学击穿。

这种形式的击穿在有机电介质中表现得更加明显，如有机电介质的变粘、变硬等都是化学变化的宏观表现。

陶瓷固体介质比较稳定，这类变化不大。但是对于以银作电极的含钛陶瓷，如长期在直流电压下使用，也将产生不可逆的变化。不过，含钛陶瓷多应用在交流场合，这种变化还是不多的。

第二节 气体电介质的电导和击穿

一、气体介质伏-安特性曲线

在两个平行的金属极板之间充以气体，加上直流电压，测量电流和电压之间的关系，得到如图所示的气体电介质中电流密度与电场强度之间的关系曲线。

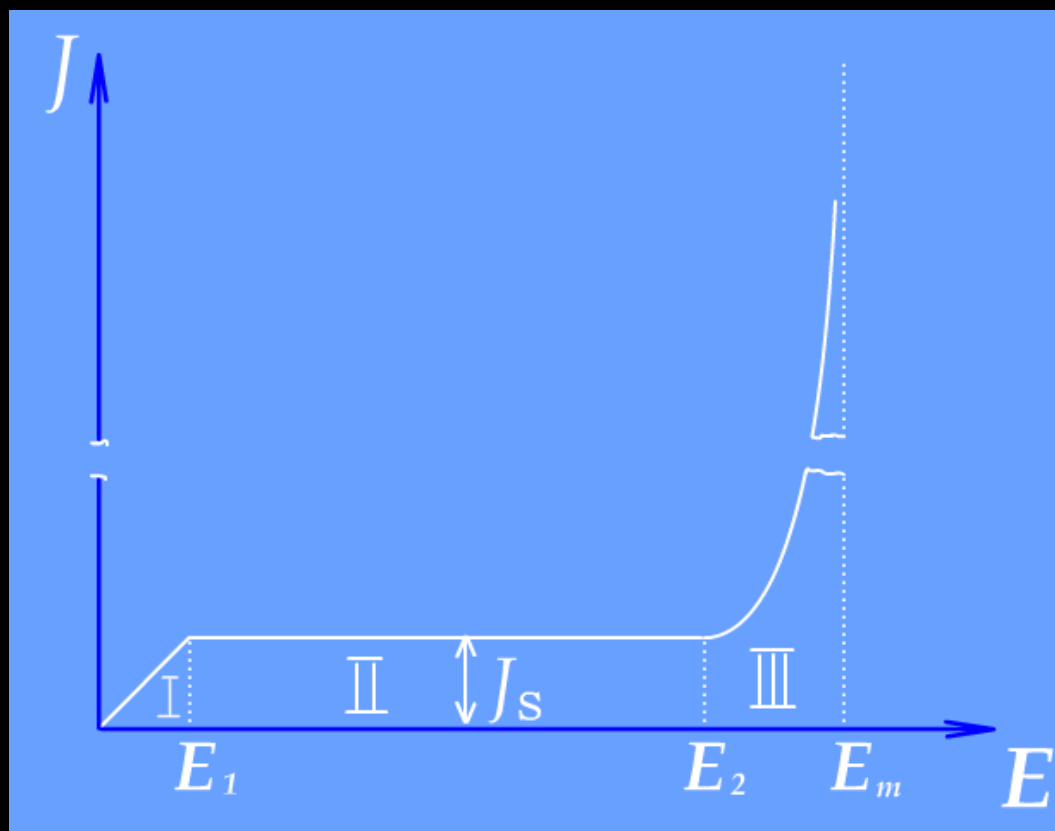


图3-3 气体介质伏-安特性曲线

区域 I——欧姆电导区：电场强度很小，电流密度随电场强度的增加正比例地上升，符合欧姆定律。

区域 II——饱和电流区：电流密度保持恒定，与电场强度无关。

区域 III——电流激增区：电流密度再次因电场强度的增加而上升，最后当电场强度增加到某一临界值 E_m 时，电流密度 j 无限地增大，气体的绝缘性能丧失，介质被击穿。

例如：标准状态下的空气

当电场强度很小，约为 $5 \times 10^{-1} \text{ V/m}$ 时，电流密度达到饱和，饱和电流密度很小，约为 $10^{-16} \sim 10^{-14} \text{ A/m}^2$ ；
电流密度在场强约为 10^6 V/m 时又开始上升；当电场强度达到临界值 $E_m = 3.2 \times 10^6 \text{ V/m}$ 时，空气发生了击穿，由良好的绝缘体变成了导体。

二、气体的电导

1、气体的导电机构

(1) 气体介质的导电机构是正、负离子对。

(2) 正、负离子对的来源：

由于气体介质受到各种外界因素的作用：例如在器件的电极或容器壁在热、光以及各种辐射等外界电离因素的作用下，获得了足够的能量，使得分子中的电子能够脱离分子中正电荷对它的束缚而离解成一个正离子和一个或几个电子，电子又可能与中性分子结合成负离子。这样，气体中每秒钟内将有一定数量的正离子和负离子生成。

2、气体中的载流子浓度

事实上，在一定条件下，在气体所占的空间中，一方面，每秒钟将有一定数量的正、负离子对生成，另一方面，由于气体中正、负离子的相互作用发生离子复合，即正、负离子复合为中性分子。

设气体中正、负离子的浓度分别是 n_+ 、 n_- ，
且 $n_+ = n_- = N$ 。

电离产生的离子数 $n' = dN/dt$

离子复合的速度 $Z = \beta n_+ n_- = \beta N^2$

复合系数

(1) $E=0$

当没有外电场作用时，因电离因素在气体中所产生的正、负离子数量仅因复合而消失。

即平衡状态下，在单位时间、单位体积中离子的生成数（即离子生成速率）应等于离子的复合数（离子复合速率）。

$$n' = \beta N^2$$

所以此时离子的浓度为

$$N = \sqrt{\frac{n'}{\beta}}$$

(2) $E \neq 0$

在充满气体介质的两平行极板加上恒定电场时，外电离源产生的离子不仅在空间复合，而且有一部分要运动到电极上去复合，构成电流，所以，平衡时

$$n'Ad = \frac{I}{q} + ZAd$$

I ——到电极上复合的离子电流；

A ——电极面积；

d ——极板距离。

考虑到

$$J = I/A$$

$$Z = \beta n_+ n_- = \beta N^2$$

得到

$$n'd = \frac{J}{q} + \beta N^2 d$$

讨论:

①外加电场很弱时:

气体中电流密度很小, 漂移到极板上中和的离子数与因复合而消失的离子数相比可以忽略不计, 即

$J/q \ll \beta N^2 d$, 则

$$n' = \beta N^2$$

这时, 正、负离子的浓度为

$$N = n_+ = n_- = \left(\frac{n'}{\beta} \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$\gamma = Nq\mu$$

$$\gamma = Nq(\mu_+ + \mu_-) = q \left(\frac{n'}{\beta} \right)^{\frac{1}{2}} (\mu_+ + \mu_-)$$

电流密度就是每秒钟内穿过垂直于电场E的平面上1米²面积的电荷 所以

$$J = (n_+ v_+ + n_- v_-) q$$

$$\mu = \frac{\bar{v}}{E}$$

$$N = n_+ = n_- = \left(\frac{n'}{\beta} \right)^{\frac{1}{2}}$$

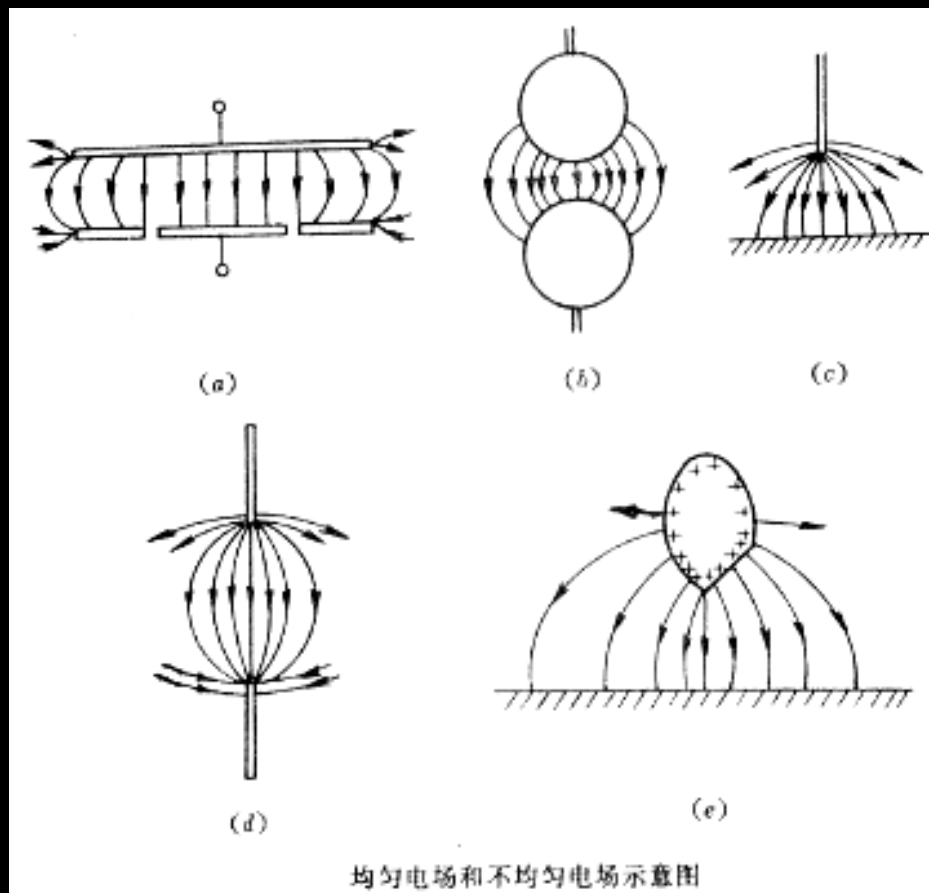
$$\longrightarrow J = q \left(\frac{n'}{\beta} \right)^{\frac{1}{2}} (\mu_+ + \mu_-) E$$

在极弱电场下，气体内的电流密度正比与电场强度，服从欧姆定律，从理论上解释了图3-3曲线中的第 I 部分。

三、气体电介质的击穿

电场强度的大小和方向处处相同的电场为均匀电场，否则就是不均匀电场。平板电极中间部分的电场即为均匀电场。

针-板间隙电场和针-针间隙电场为典型的极不均匀电场。其中针-针间隙电场属于对称的极不均匀电场，针-板间隙电场则属于不对称的极不均匀电场。



（一）均匀电场中气体电介质的击穿

汤逊理论（也叫碰撞电离理论）

气体电介质中由碰撞电离和正离子撞击阴极表面使金属释放出电子引起的均匀电场中气体电介质击穿理论，称之为汤逊理论。

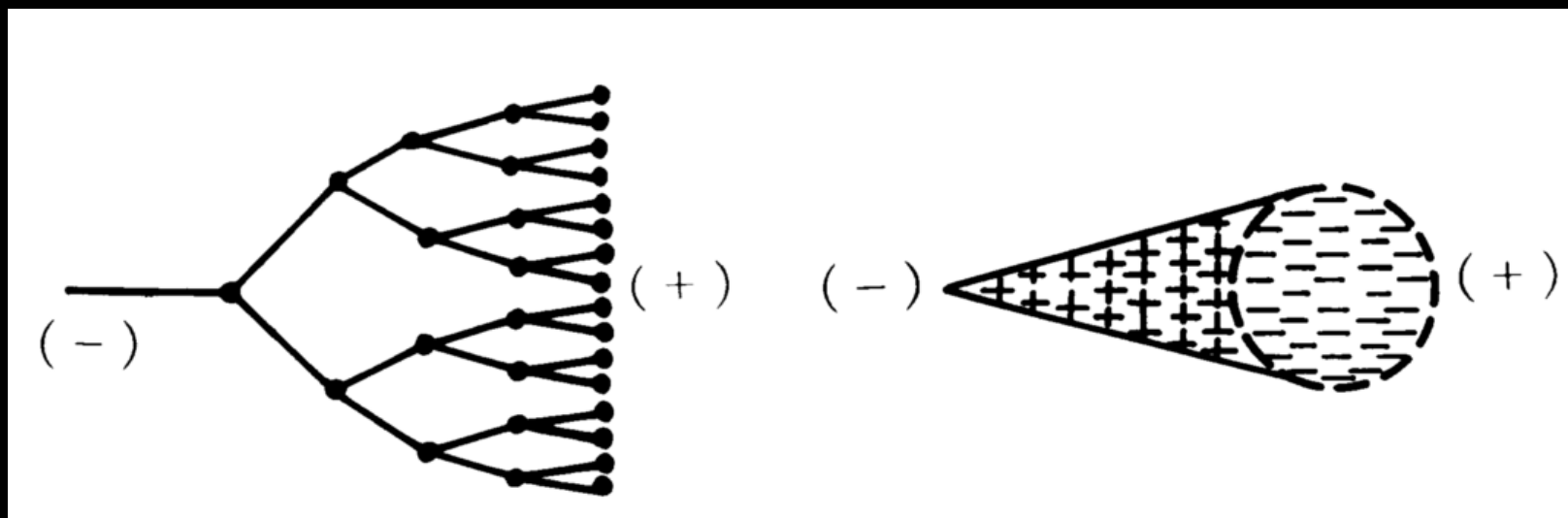
1、电子崩的形成和电流倍增效应

汤逊（Townsend）认为电子碰撞电离过程是气体放电时电流倍增的主要过程。

气体在被击穿情况下的导电现象称为气体放电。

正常气体中的导电载流子是离子和电子，且数量很少，它们是由外界电离因素使气体分子离解而产生的。这些载流子在电场作用下作定向漂移，在气体电介质中形成的电流很小。因此在弱电场（约为 0.50V/m ）时，电流密度就达到了饱和。

随电压的增加，电流并不增大，但是离子在运动过程中碰撞所积累的能量却在逐渐的增大。当电场增加到一定的程度时，离子碰撞过程中积累的能量大到有可能使气体中被碰撞的分子离解成正离子和电子。这时载流子数目再增加，电流不再保持恒定而迅速上升，新离解的离子和电子在电场作用下又积累起更多的能量再碰撞气体分子，产生新一代的载流子.....如此不断地继续，整个电离过程便像雪崩（常称为电子崩）似地发展下去，载流子数目激增，电流密度也无限地增加，此时即发生了气体电介质的击穿，亦就是气体电介质的放电。



(a) 电子增长的过程

(b) 电子崩的模型

图3-4 电子崩模型示意图

由于碰撞电离时，电子和离子是成对地产生的，但是电子速度快，所以电子位于接近阳极的一端，称为崩头，而离子速度慢，近似地认为留在其产生的位置上，称为崩尾。

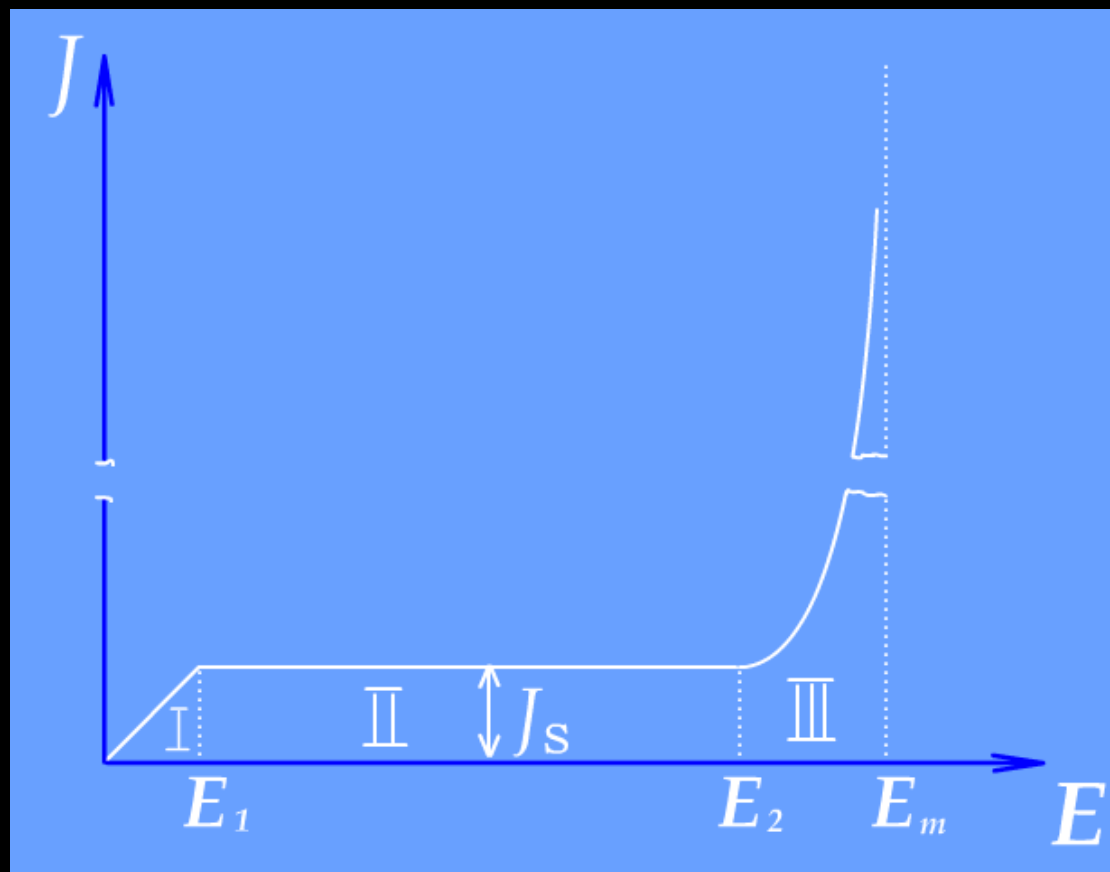


图3-3 气体介质伏-安特性曲线

碰撞电离最先成为可能的电场强度称为起始游离场强，相应地，这时加在电极上的电压称为起始游离电压。当电场达到起始游离场强时，发生了碰撞电离，气体电介质的击穿过程便开始了。在电场强度达到 E_m 点之前，此时若将外界电离因素取消，气体的放电将逐渐减弱，直到最后停止，这种放电称为非自持放电。而在 E_m 点之后，即使将外界电离因素去掉，放电仍能继续维持的，称为自持放电，实际上也就达到了气体电介质的击穿。

设由于外界电离因素的作用，阴极每秒钟 1cm^2 面积产生 n_0 个电子。在电场作用下，这些电子向阳极运动。若这些电子运动时两次碰撞之间积累的能量大于气体分子的电离能，则将发生碰撞电离，使电子的总数增加。

假设每秒钟穿过距阴极 x 处的平面， 1cm^2 面积上的电子数为 n ，并设每个电子走过 1cm 距离后，发生 α 次碰撞电离， α 称为碰撞电离系数。那么当电子继续走过行程 dx 后，每个电子经过碰撞电离，便要产生 αdx 个电子。因此 n 个电子在行程 dx 上碰撞电离产生的增加电子数

$$dn = n \alpha dx$$

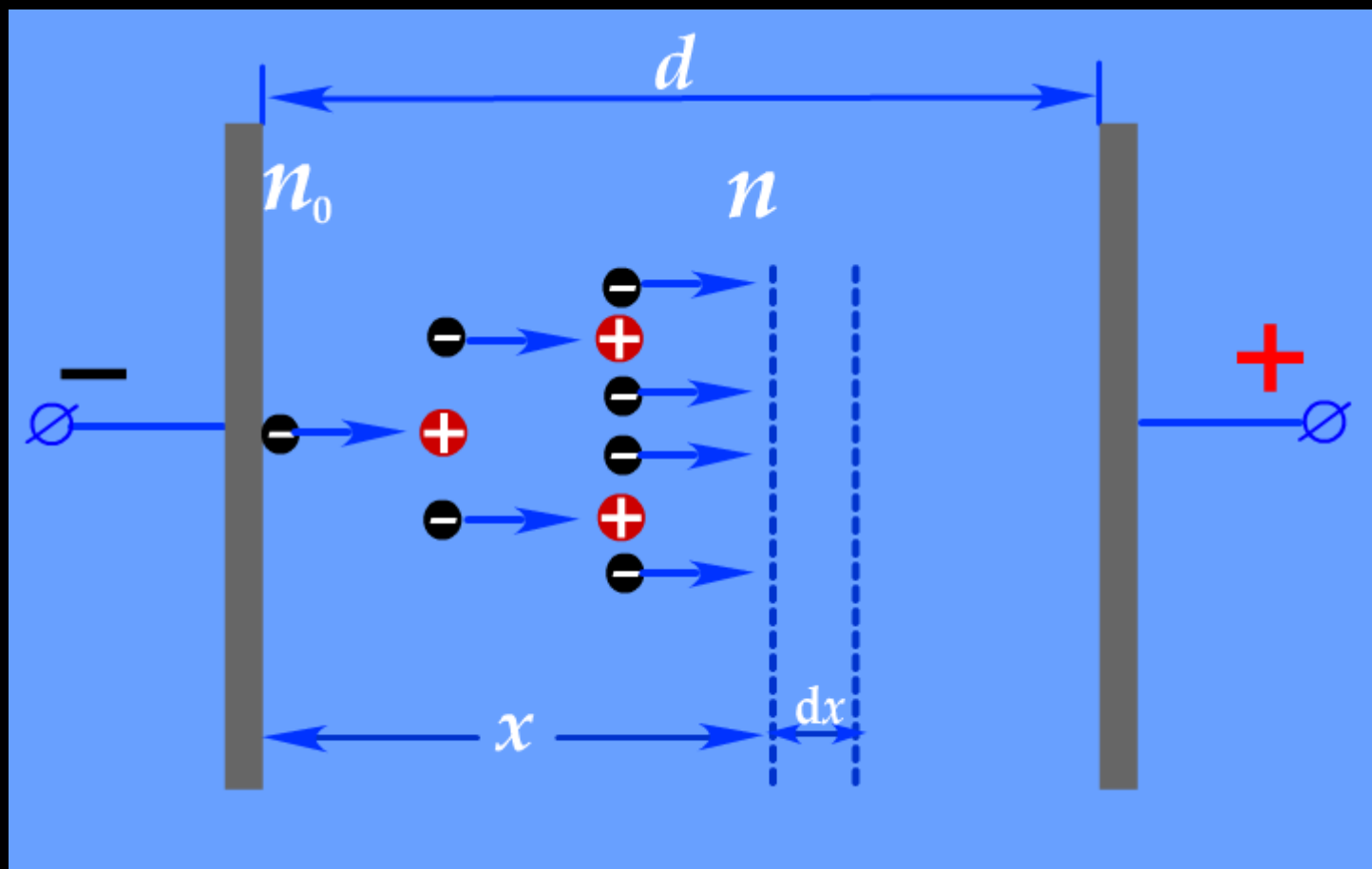


图3-5 电子崩计算模型

$$dn = n \alpha dx$$



$$n = A e^{\alpha x}$$

应用边界条件，当 $x=0$ 时， $n=n_0$ ，因此 $A=n_0$ ，
则

$$n = n_0 e^{\alpha x}$$

当 $x=d$ ，就可求出到达阳极的电子数为

$$n_a = n_0 e^{\alpha d}$$

两边各乘以电子电荷 e 即得电流密度

$$J = e n_a = e n_0 e^{\alpha d} = J_0 e^{\alpha d}$$

J_0 为外界电离因素引起的起始电流密度

$$J = J_0 e^{\alpha d}$$

讨论：

(1) α 一定，即当电场强度与气体状态不变时，电流密度与极间距离成指数关系。

(2) 在电场强度与气体状态不变时，只要测得在两种不同的电极距离 d_1 和 d_2 时的放电电流密度 J_1 和 J_2 ，即可算出这一电场强度下的电离系数 α 。

$$\because \frac{J_2}{J_1} = e^{\alpha(d_2 - d_1)}$$



$$\alpha = \frac{1}{d_2 - d_1} \ln \frac{J_2}{J_1}$$

改变电场强度，可测出一系列电场强度下的 α 值，实际上 α 值随电场强度的增高以指数规律增大。维持不变的电场强度，改变气压，可测出不同 E/P 下的 α 值，气压增大， α 值增大。

$$J = J_0 e^{\alpha d}$$

(3) 在公式中 J_0 、 α 及 d 均为有限值，这时的电流密度还不会无限地增大；如果外界电离因素取消， $J_0 = 0$ ，电极间的放电也就停止了，所以这时的放电是非自持放电。

(4) 在公式的推导过程，我们忽略了电离过程中的正离子的影响。

2、气体的自持放电

在均匀电场中，只有自持放电才是气体击穿。

当电场足够强时，在讨论碰撞电离过程时必须考虑正离子的影响。

当电场足够强时，正离子在向阴极运动时，便可以从阴极表面碰撞出相当多的电子来，从而代替了由外界电离因素在阴极产生的电子。在这种情况下，即使除去外界电离因素，气体中的放电仍可继续维持下去，达到自持放电。

表面电离系数 γ :表示一个正离子撞击阴极表面时，从金属表面拉出来的电子数。

表3-1 几种气体和电极材料的表面电离系数 γ

气体 阴极材料	Ar	H ₂	空气	N ₂	He
Al	0.12	0.1	0.035	0.1	0.02
Cu	0.06	0.05	0.025	0.065	—
Fe	0.06	0.06	0.02	0.06	0.015

自持放电条件的推导

因外界电离因素作用，每秒钟在阴极表面 1cm^2 面积上产生 n_0 个电子，形成第一个电子崩。走过极间距离 d 以后，所产生的正离子也到达阴极，并由阴极拉出额外的电子来。以 Δn 表示由正离子撞击阴极表面拉出来的电子数，则每秒钟内由阴极表面 1cm^2 面积上逸出的电子总数 n_c ，应是外界电离因素作用使阴极逸出的电子数 n_0 和正离子撞击阴极表面拉出来的电子数 Δn 之和，即

$$n_c = n_0 + \Delta n$$

由阴极出发的 n_c 个电子，到达阳极时将成为 n_a 个电子

$$n_a = n_c e^{\alpha d}$$

而电极间因碰撞电离产生的正离子数，将比到达阳极的电子数少 n_c 个

所以到达阴极的正离子数为 $n_c (e^{\alpha d} - 1)$

每个正离子撞击阴极表面产生 γ 个电子，因此

$$\Delta n = \gamma n_c (e^{\alpha d} - 1)$$

$$n_c = n_0 + \Delta n$$

$$\Delta n = \gamma n_c (e^{\alpha d} - 1)$$



$$n_c = \frac{n_0}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}$$

$$n_a = n_c e^{\alpha d}$$



$$n_a = \frac{n_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}$$



$$J = \frac{J_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}$$

$$J = \frac{J_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}$$

讨论：

(1) 电场还不是很强时

由一个电子碰撞电离所产生的正离子，撞击阴极表面时，还不足以释放出一个电子，

$$1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1) > 0$$

由于计及了正离子的影响，电流密度的值比没有考虑正离子时的值大，但气体电介质并没有击穿。这时去掉外界电离因素， $J_0 = 0$ ，气体中的放电也就停止了。

(2) 电场增强了以后

$$1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1) = 0$$

即

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1$$

气体介质自持
放电的条件

这时

$$J \rightarrow \infty$$

这时，即使除去外界电离因素，电流依然能够维持，这就形成自持放电。

实际上外界电离因素总是存在的，因而由外界电离因素和正离子撞击阴极表面共同作用产生的放电电流将不断地增加，直至气体电介质完全击穿。

$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1$ 的物理意义:

$e^{\alpha d} - 1$ 是从阴极出发的一个电子经过碰撞电离后所形成的正离子数; $\gamma(e^{\alpha d} - 1)$ 则表示这些正离子撞击阴极, 从阴极表面拉出的电子数, 而这拉出的电子数等于1, 恰好代替了在外界电离因素作用下, 原来由阴极出发的那一个电子。因此这时即使取消外界电离因素, 放电强度仍然维持不变, 这就形成了气体电介质的自持放电。

3、击穿电压、巴申定律

当荷电量为 e 的电子，在电场 E 的作用下移动 x 距离而未与分子碰撞时，电子积累的能量为 eEx 。
要使电子分离，必须使

$$eEx \geq eU$$



$$x \geq \frac{U}{E}$$

U 为气体分子的电离电位； eU 为气体分子的电离能。

设

$$x_1 = \frac{U}{E}$$

平均自由行程 λ 是连续两次碰撞之间所经过的距离；

$1/\lambda$ 则表示电子行程1cm时所发生的碰撞次数。但只有电子的行程 $\lambda \geq x_1$ 时才会发生碰撞电离。

根据波尔兹曼的统计分布，电子的行程大于和等于 x_1 的几率，为：

$$e^{-x_1/\lambda}$$

所以，在1cm行程的 $\frac{1}{\lambda}$ 次碰撞中，能产生电离碰撞

的次数为 $\frac{1}{\lambda} e^{-\frac{x_1}{\lambda}}$

即

$$\alpha = \frac{1}{\lambda} e^{-\frac{x_1}{\lambda}} = \frac{1}{\lambda} e^{-\frac{U}{E\lambda}}$$

当温度一定时，平均自由行程 λ 与大气压力 P 成反比

$$\frac{1}{\lambda} = AP$$

$$\therefore \alpha = AP e^{-\frac{U}{E\lambda}} = AP e^{-\frac{APU}{E}}$$

$$AU = B$$

A, B为比例系数

$$\alpha = AP e^{-\frac{BP}{E}}$$

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1$$



$$e^{\alpha d} = 1 + \frac{1}{\gamma}$$



$$\alpha d = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)$$

$$\alpha = APe^{-\frac{BP}{E}}$$



$$APde^{-\frac{BP}{E}} = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)$$



$$V_m = E_m d$$



$$V_m = \frac{BPd}{\ln\left[\frac{APd}{\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)}\right]}$$



$$V_m = F(P \cdot d)$$

巴申定律

利用巴申定律可检验汤逊放电理论与实验结果的符合程度。

对于空气，
 $A=10.95/(\text{m}\cdot\text{Pa})$
 $B=273.8\text{V}/(\text{m}\cdot\text{Pa})$
 $\gamma=0.025$ (铜电极)

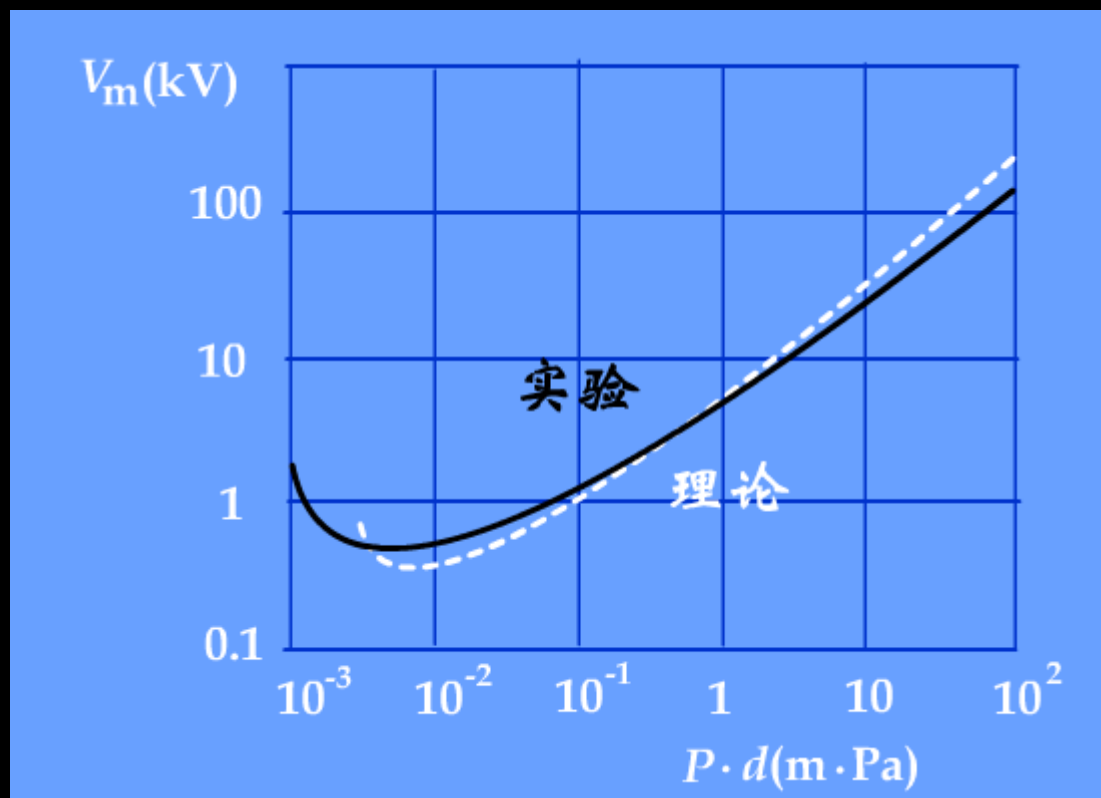


图3-6 空气的击穿电压与 $P \cdot d$ 乘积的关系

在某一Pd值下，击穿电压有一极小值。
汤逊放电理论对这一极小值的解释：

假设电极间的距离d恒定，在压力 $P=P_1$ 处，击穿电压 V_m 有一极小值。

当 $P>P_1$ 时，气体密度大，自由行程 λ 过短，虽然碰撞次数增多，但由于电子不易积累动能，能形成电离的碰撞次数反而减少，故击穿电压随压力增加而升高；

当 $P<P_1$ 时，气体稀薄，电子自由行程 λ 加大，这时虽然电子在两次碰撞间可积累起较大的动能，容易引起电离，但碰撞次数太少，所以击穿电压也随压力减少而上升。

提高气体电介质的击穿电压的途径

- (1) 利用高压或者高真空；
- (2) 应用高抗电强度的气体。

4、汤逊理论的适用范围

在气压较低， Pd 值较小的条件下才成立。

在图3-6中， Pd 值很小和很大时，汤逊理论曲线与实验结果发生偏离，说明汤逊理论不再适用。

在压力很低接近于真空时（即 Pd 很小时），根据巴申定律，气体击穿电压将迅速提高而趋于无穷大。而当压力小到一定值时，电子的自由行程大增，可以远大于极间距离，也就是说，电子由阴极出发，一次也不经过碰撞就达到了阳极，使得空间碰撞电离不可能发生，因而这时似乎不会发生击穿。但实验结果表明，在真空状态，在一定电压下仍然会发生击穿。而且随真空度的提高，击穿电压并不是一直提高而是趋于一定的饱和值，这说明高真空下击穿的机理改变了，电子碰撞电离不再是放电的主要过程，击穿被认为是强电场下阴极的场致发射等过程导致的。

在压力很高时，汤逊理论也不再适用，主要是在 Pd 较大时，必须考虑放电过程中空间电荷畸变电场的作用。

(二) 不均匀电场气体电介质的击穿

1、气体的几种放电形式

- 电晕放电：当电极的曲率半径很小时，电场很不均匀，这时的放电是在电极尖端附近出现淡紫色的辉光，并发出声音，我们称之为电晕。如不提高电压，放电就局限在较小的范围，成为局部放电。

- **火花放电：**当电压增高至一定值时，气隙中突然发生明亮的火花，火花向对面的电极伸展出细光束，但还未延伸到对面电极。当电源功率不大时，这种火花会瞬时熄灭，接着又突然发生。这种放电多发生在气压不太低（如常压附近）。是最为常见的一种放电形式。
- **电弧放电：**当电源功率足够大而外电路电阻较小时，气隙发生火花放电之后，便立即发展至对面电极，并形成非常明亮的连续弧光，，电弧温度极高。工业中所见的电弧焊接，正是这种电弧放电的利用。

对于均匀电场：电晕、火花放电、飞弧几乎同时发生，一观察到电晕，气体电介质很快便击穿了。气体的击穿电压与起始游离电压值很接近。

对于不均匀电场：电压达到起始游离电压值时，首先出现电晕，形成一稳定的区域放电；电压进一步提高，电晕变成火花放电；电压再升高，树枝状的火花闪电般地到达对面电极，形成了贯穿电极间的飞弧，这样就导致了气体电介质最后被击穿。因此在不均匀电场中气体电介质的击穿电压比起始游离电压高许多。当极间距离很小时，放电的最后两个阶段也分辨不出来，只是在大距离的情况下才能区别开来。

2、针尖-平板电极结构中的击穿电压

- 针尖-平板电极结构中的电场分布是一典型的不均匀电场。
- 击穿电压和针尖的极性有关。

当电极间加上电压以后，针尖处电场强度最大，不管针尖极性如何放电总是从这里开始。由于电子的迁移率比离子的迁移率大，所以电子很快跑向阳极，在针尖附近留下正离子。这些正离子形成的空间电荷随针尖的极性的不同而对放电的发展产生的不同的影响。

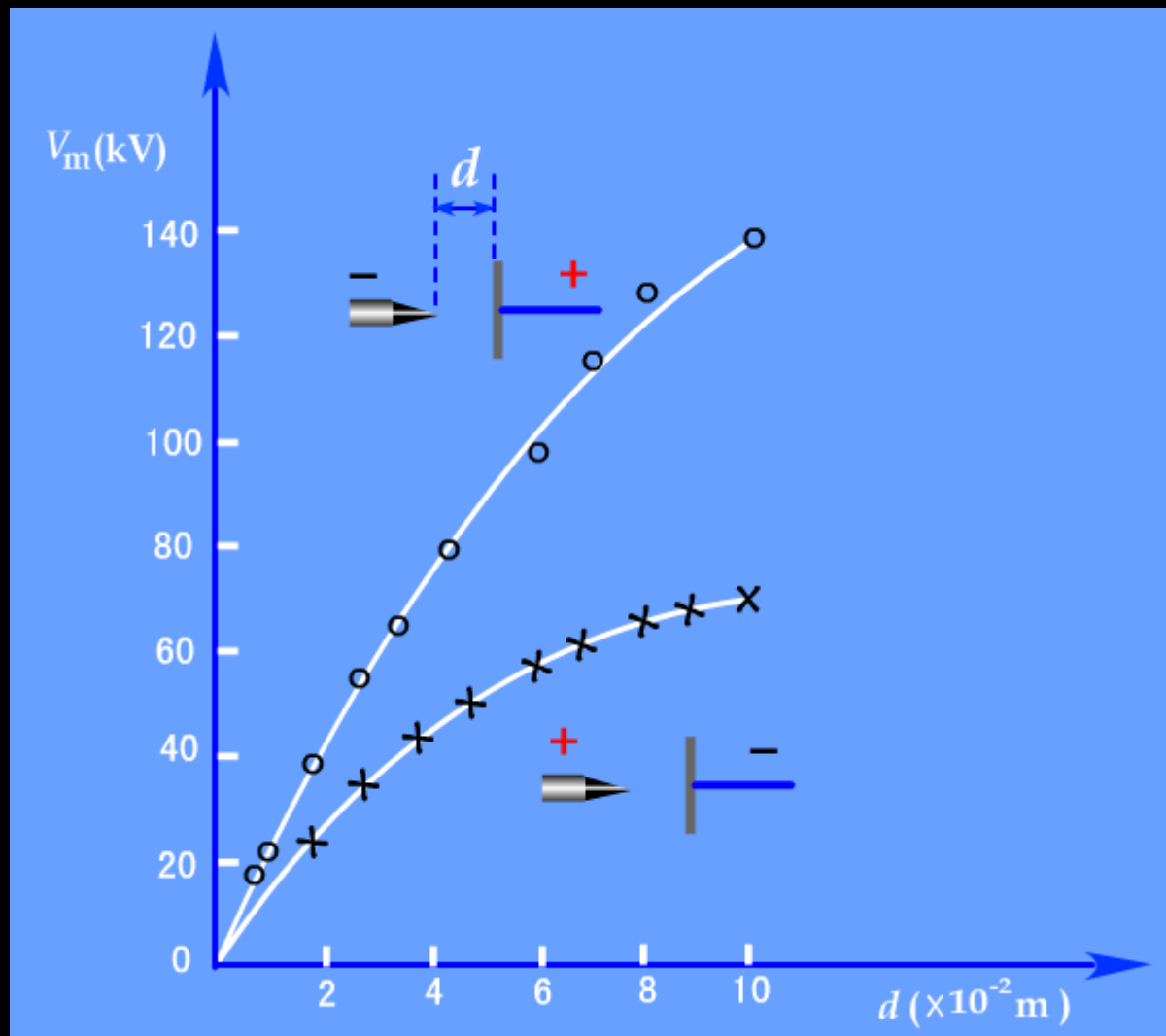


图3-7 不均匀电场中空气的击穿电压与电极间距离的关系

①当针尖为正时

正的空间电荷削弱了针尖附近的电场，加强了正空间电荷到极板之间的弱电场，相当于高电场区从针尖移向板极，像是正电极向负电极延伸了一段距离，因此击穿电压较低。

②当针尖为负时

正空间电荷包围了针电极，加强了针尖附近的电场，而削弱了正空间电荷到极板之间的电场，使极板附近原来就比较弱的电场更加减弱了，像是增加了针尖的曲率半径，电极间的距离虽然缩短了一些，但电场却均匀了，因此负针-正板电极的击穿电压高于正针-负板电极的击穿电压。

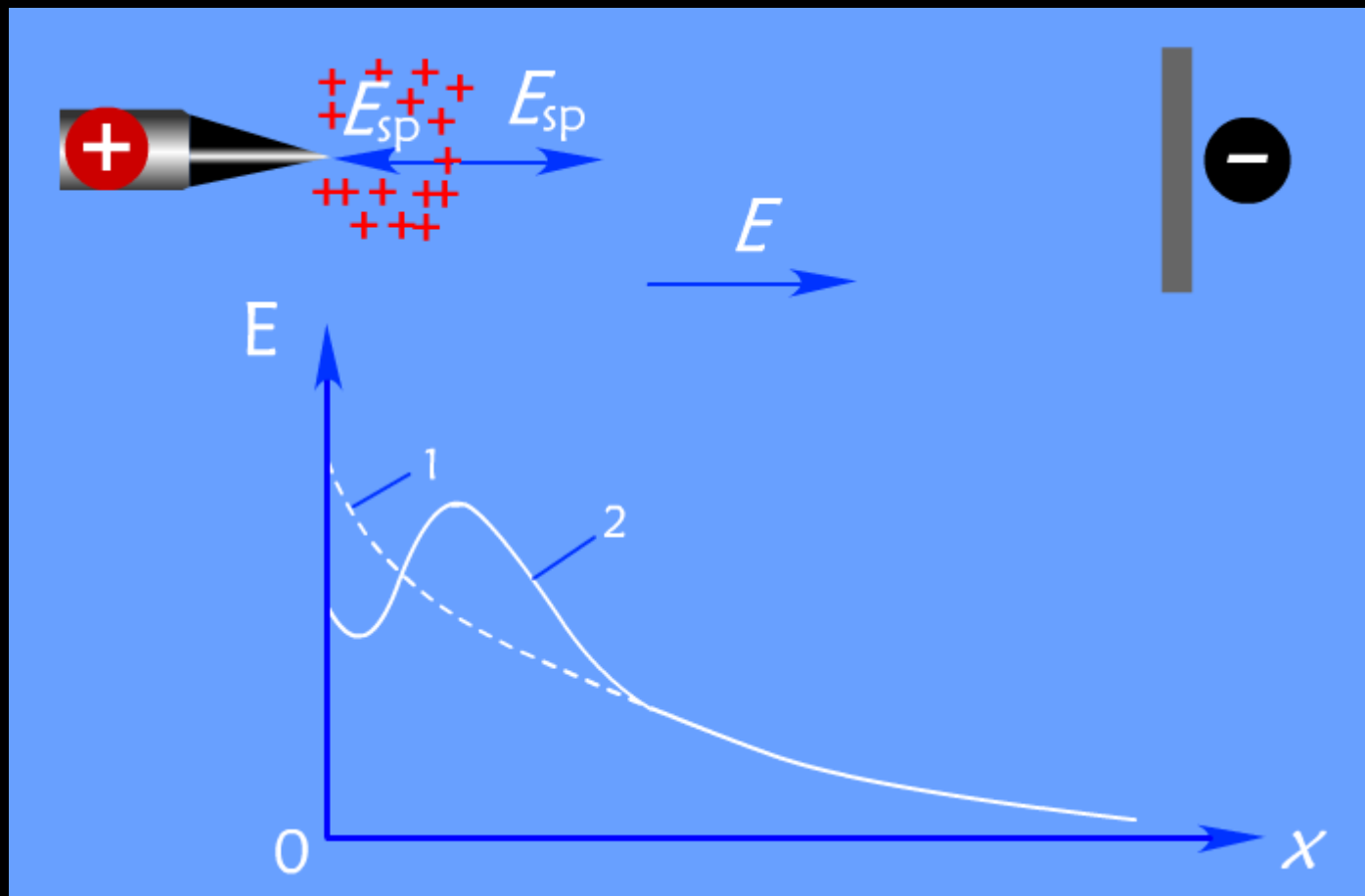


图3-8 (a) 正针-负板的不均匀电场中气体放电时，
空间电荷的分布及对电场的影响
 E —外电场； E_{sp} —空间电荷电场； x —极间距离；
1—外电场曲线；2—空间电荷畸变后的电场曲线

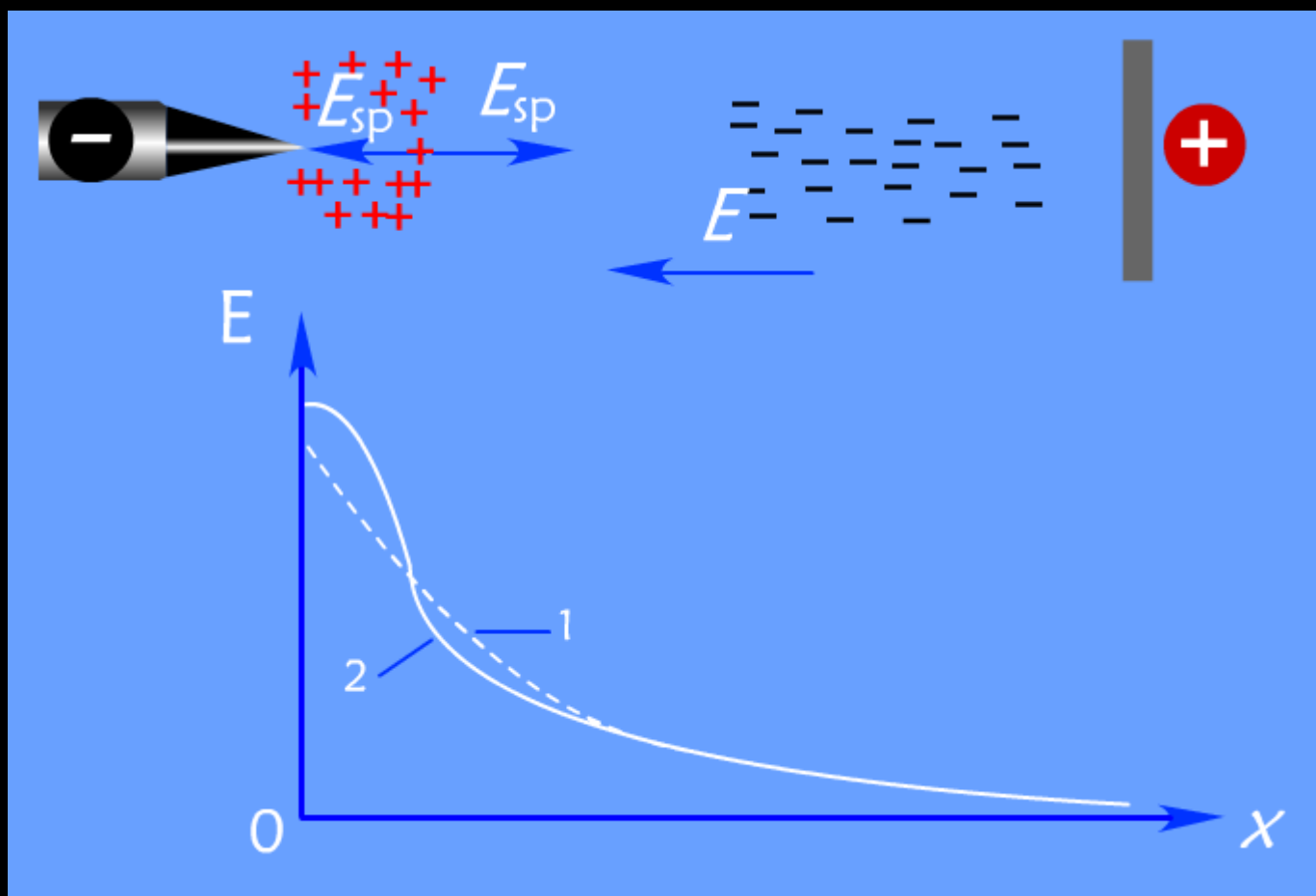


图3-8 (b) 负针-正板的不均匀电场中气体放电时，
空间电荷的分布及对电场的影响
 E —外电场； E_{sp} —空间电荷电场； x —极间距离；
 1—外电场曲线；2—空间电荷畸变后的电场曲线

（三）沿固体电介质表面的气体放电

固体电介质表面的放电属于气体放电。因为在固体电介质的击穿试验或高压器件中，我们往往发现固体电介质本身并未被击穿，而在器件的表面却产生了火花，使器件不能正常地工作，这就是固体电介质在空气中的表面击穿。

这种现象是由于器件表面的不均匀，造成了个别区域的电场强度集中，使空气首先发生游离。并且进一步的研究还发现，沿固体电介质表面的击穿电压比同一厚度的空气的击穿电压还要低。因此，在高压器件中防止表面空气击穿是一项非常重要的工作。

影响固体介质表面的放电电压的因素：

- 材料性质的影响

若固体介质吸湿性愈大，则表面放电电压愈低。

- 固体介质与电极接触情况的影响

介质与电极接触得不好，则表面放电电压降低。

- 不同性质电压的影响

施加的电压性质不同，表面放电电压亦不同，脉冲电压下最高，直流电压下次之，交流电压下表面放电电压最低。

- 电极的形状、极性、位置的影响

提高固体介质表面放电电压的方法

- 保持固体电介质表面的清洁、干燥
- 改变电极的形状，使它圆滑，消除电场的集中

内容小节

1、均匀电场中气体电介质的击穿

汤逊气体放电理论、气体介质自持放电的条件、巴申定律、提高气体电介质的击穿电压的途径

2、不均匀电场气体电介质的击穿

气体的几种放电形式、针尖-平板电极结构中的击穿电压与针尖极性的关系

3、沿固体电介质表面的气体放电

影响固体表面的放电电压的因素、提高固体表面的放电电压的方法

第三节 固体电介质的电导

按导电载流子的不同类型分类：

- 离子电导（在弱电场中主要是离子电导）
- 电子电导

一、固体电介质的离子电导

固体电介质按其结构可分成晶体和非晶体两大类。对于晶体，特别是离子晶体的离子电导机理研究得比较多，也比较清楚。但是对于用途极为广泛的高分子非晶体材料的电导机理目前仍未弄清。下面主要讨论晶体的离子电导。

晶体介质的离子电导按其导电机理可分为：
本征（固有）离子电导和弱联系离子电导。

（一）本征离子电导

离子晶体点阵上的基本质点（离子）在热的激励下，离开点阵形成导电载流子，构成离子电导。这种电导在高温时比较明显，因此，通常称为高温电导。

导电载流子：填隙离子与离子空位

由晶体中的热缺陷形成的电导称为本征离子电导。



晶体中的
热缺陷

1、晶体中的两种缺陷

(1) 弗伦克尔缺陷

若离子晶体中含有半径较小的离子，由于热激励可能脱离晶格结点位置，进入点阵间同时在结点上产生一个离子空位，这种填隙离子和离子空位同时成对产生的缺陷称为弗伦克尔缺陷。

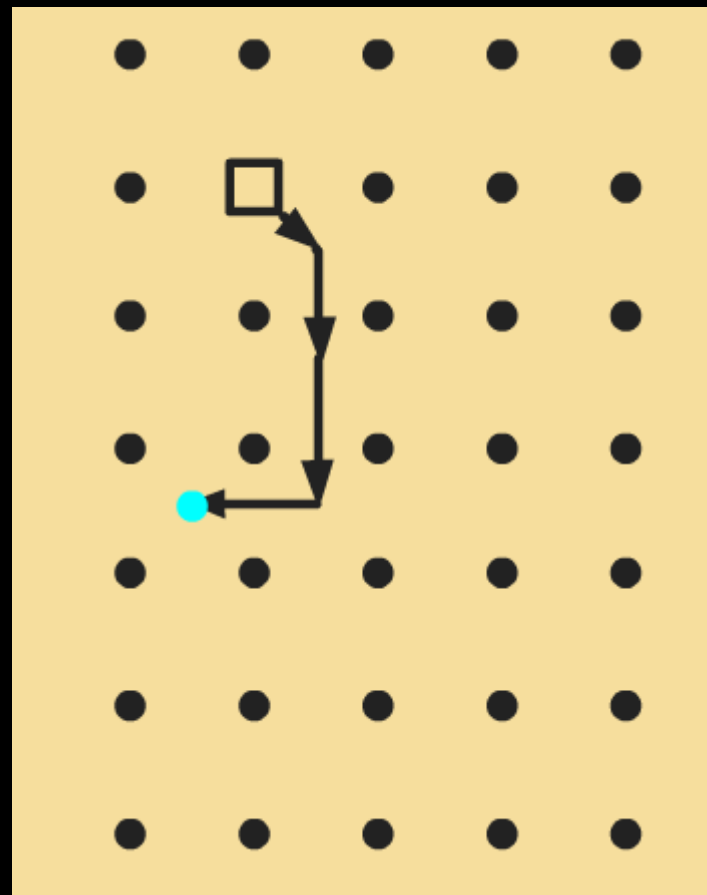


图3-9 弗伦克尔缺陷

(2) 肖特基缺陷

若构成离子晶体的离子半径较大，很难进入结点间形成填隙离子，因而离开晶格的离子将到达晶体表面形成新的点阵层，晶体中只留下离子空位，这种形成单一的离子空位的缺陷称为肖特基缺陷。出现肖特基缺陷时，晶体体积稍有增加。

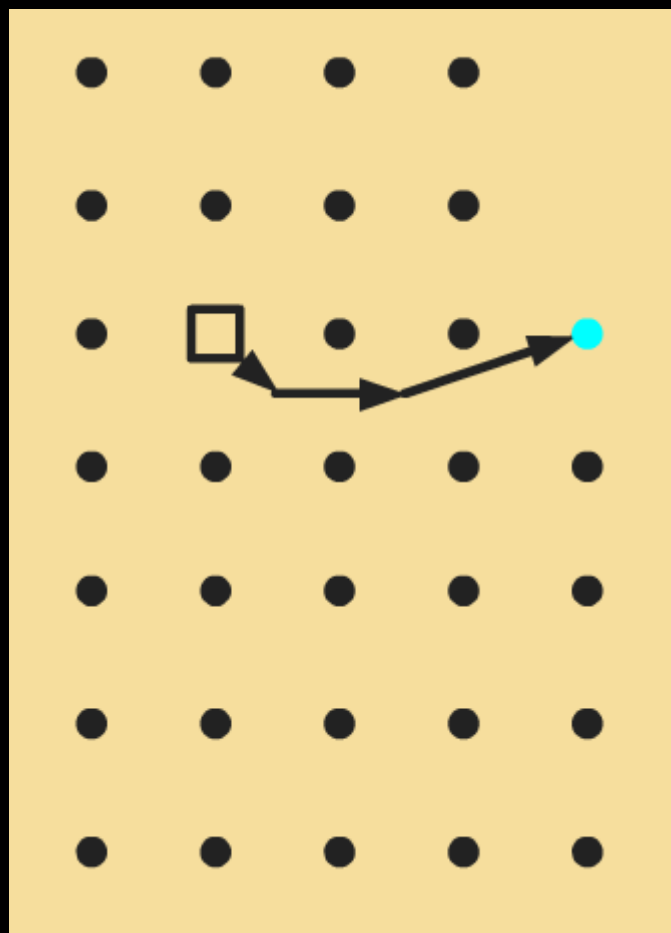


图3-10 肖特基缺陷

2、载流子的浓度

计算载流子的浓度实际就是计算两种热缺陷的浓度

- 弗伦克尔缺陷在晶体中的浓度

$$n_f = n'_f = (nn')^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{U_f}{2kT}}$$

n_f ——为晶体点阵上的离子空位浓度；

n'_f ——为晶体点阵间的填隙离子浓度；

n ——为晶体点阵上的结点浓度；

n' ——为晶体点阵间的可填隙位置浓度；

U_f ——为晶体点阵上离子离开格点移到填隙位置形成填隙离子和离子空位时所需能量。

- 肖特基缺陷在晶体中的浓度

$$n_s = ne^{-\frac{U_s}{kT}}$$

n_s —为晶体点阵上的离子空位浓度；

n —为晶体点阵上的结点浓度；

U_s —为晶体点阵上离子离开格点到达晶体表面所需的能量。

离子晶体的本征电导的载流子浓度与晶体结构的紧密程度和离子半径的大小有关：

导电离子半径大，结构紧密的晶体， $U_f > U_s$ ，主要形成肖特基缺陷，由离子空位形成空位电导。

而结构松散的晶体，特别是当其中一种离子的尺寸较小时， $U_f < U_s$ ，主要形成弗伦克尔缺陷，由点阵间的填隙离子及点阵上的离子空位形成离子电导。

- 肖特基缺陷：为了保持晶体的电中性，肖特基缺陷往往是成对产生的，正离子空位与负离子空位数相等。但是两者对电导的贡献却有差别，一般情况下，尺寸较小的正离子迁移率较大，对电导的贡献是主要的，所以，导电载流子主要是正离子空位（等效带负电）。
- 弗伦克尔缺陷：尺寸较大的负离子一般难成为填隙离子，通常总是尺寸较小的正离子进入结点间并留下正离子空位，所以载流子主要是正填隙离子和正离子空位。当然也有例外的情况，若晶体中正离子尺寸很大，负离子尺寸很小，结构疏松，且温度较高时，负离子及负离子空位（等效带正电）也可能成为主要的导电载流子。

3、迁移率

导电载流子在电场的作用下迁移的机理与热离子松弛类似。

在 $\Delta U \ll kT$ 的弱电场下：

$$\mu = \frac{q\delta^2\nu}{6kT} e^{-\frac{U_0}{kT}}$$

ν ——离子的热振动频率；

δ ——离子的平均自由行程；

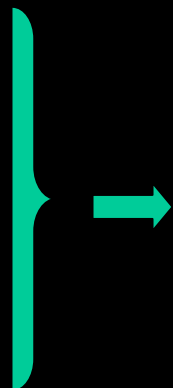
U_0 ——离子跃迁时所需克服的平均势垒。

4、电导率 $\gamma = nq\mu$

(1) 肖特基缺陷的正离子空位所提供的电导率为 γ_1

$$n_{s1} = ne^{-\frac{U_{s1}}{kT}}$$

$$\mu_1 = \frac{q\delta^2\nu}{6kT} e^{-\frac{U_{01}}{kT}}$$



$$\begin{aligned}\gamma_1 &= n_{s1}q\mu_1 \\ &= \frac{nq^2\delta^2\nu}{6kT} e^{-\frac{(U_{01}+U_{s1})}{kT}} \\ &= A_1 e^{-\frac{B_1}{T}}\end{aligned}$$

n_{s1} ——为晶体点阵上的正离子空位浓度；

μ_1 ——正离子空位的迁移率；

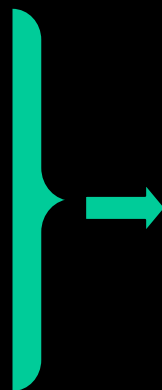
U_{01} ——正离子空位跃迁时所需克服的势垒；

U_{s1} ——形成一个正离子空位所需要的能量。

(2) 肖特基缺陷的负离子空位所提供的电导率为 γ_2

$$n_{s2} = ne^{-\frac{U_{s2}}{kT}}$$

$$\mu_2 = \frac{q\delta^2\nu}{6kT} e^{-\frac{U_{02}}{kT}}$$



$$\begin{aligned}\gamma_2 &= n_{s2}q\mu_2 \\ &= \frac{nq^2\delta^2\nu}{6kT} e^{-\frac{(U_{02}+U_{s2})}{kT}} \\ &= A_2 e^{-\frac{B_2}{T}}\end{aligned}$$

n_{s2} ——为晶体点阵上的负离子空位浓度；

μ_2 ——负离子空位的迁移率；

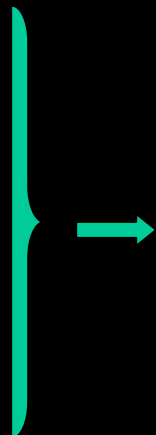
U_{02} ——负离子空位跃迁时所需克服的势垒；

U_{s2} ——形成一个负离子空位所需要的能量。

(3) 弗伦克尔缺陷的正填隙离子所提供的电导率 γ_3

$$n'_{f1} = (nn')^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{U_{f1}}{2kT}}$$

$$\mu_3 = \frac{q\delta^2\nu}{6kT} e^{-\frac{U_{03}}{kT}}$$



$$\gamma_3 = n'_{f1} q \mu_3$$

$$= \frac{(nn')^{\frac{1}{2}} q^2 \delta^2 \nu}{6kT} e^{-\frac{(2U_{03} + U_{f1})}{2kT}}$$

$$= A_3 e^{-\frac{B_3}{T}}$$

n'_{f1} ——为晶体点阵间的正填隙离子浓度；

μ_3 ——正填隙离子的迁移率；

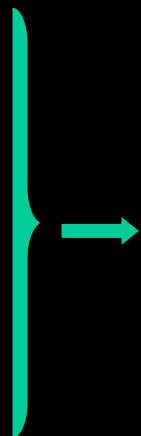
U_{03} ——正填隙离子跃迁时所需克服的势垒；

U_{f1} ——形成一个正填隙离子和正离子空位所需要的能量。

(4) 弗伦克尔缺陷的正离子空位所提供的电导率 γ_4

$$n_{f1} = (nn')^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{U_{f1}}{2kT}}$$

$$\mu_1 = \frac{q\delta^2\nu}{6kT} e^{-\frac{U_{01}}{kT}}$$



$$\gamma = n_{f1} q \mu_1$$

$$= \frac{(nn')^{\frac{1}{2}} q^2 \delta^2 \nu}{6kT} e^{-\frac{(2U_{01} + U_{f1})}{2kT}}$$

$$= A_4 e^{-\frac{B_4}{T}}$$

n_{f1} ——为晶体点阵上的正离子空位浓度；

μ_1 ——正离子空位的迁移率；

U_{01} ——正离子空位跃迁时所需克服的势垒；

U_{f1} ——形成一个正填隙离子和正离子空位所需要的能量。

从上面四种电导率的表达式看出，不管是哪一种电导机理引起的电导，其电导率与温度的变化规律相似，都可以写成以下的形式

$$\gamma = Ae^{-\frac{B}{T}}$$

式中，A、B为常数，其中 $B=U/k$ 。

U为总势垒高度，

在肖特基离子空位导电的情况下， $U=U_0+U_s$ ；

在弗伦克尔填隙离子导电时， $U=U_0+U_f/2$ 。

(二) 弱联系离子电导

晶体（包括离子晶体和非离子晶体）中往往含有少量活化势垒较低的杂质，它们在较低的温度下就能活化并参与导电，称为“杂质离子电导”。在离子晶体中还由于有晶格位错等因素的作用，使得晶格点阵上局部离子的活化能下降，这部分离子也易于活化而参与电导，这是弱联系的本征离子所引起的。以上两种电导统称为弱联系离子电导。这种电导在非离子晶体中是电导的主要成分。而在离子晶体中是低温电导的主要成分。

在离子晶体中，考虑到它的本征电导和弱联系离子电导时， γ 随温度变化的关系式可以写成

$$\gamma = Ae^{-\frac{B}{T}} + A'e^{-\frac{B'}{T}}$$

本征离子电导

弱联系离子电导

由于弱系离子浓度比本征离子浓度小得多，一般

$$A > A' \quad B > B'$$

低温时，以弱联系离子电导为主：

$$\gamma = A' e^{-\frac{B'}{T}} \longrightarrow \ln \gamma = \ln A' - \frac{B'}{T}$$

由 $\ln \gamma \sim (1/T)$ 的直线斜率 $(-B')$ 可求得弱联系离子电导的总势垒 U' 。

高温时，以本征离子电导为主：

$$\gamma = A e^{-\frac{B}{T}} \longrightarrow \ln \gamma = \ln A - \frac{B}{T}$$

由 $\ln \gamma \sim (1/T)$ 的直线斜率 $(-B)$ 可求得本征离子电导的总势垒 U 。

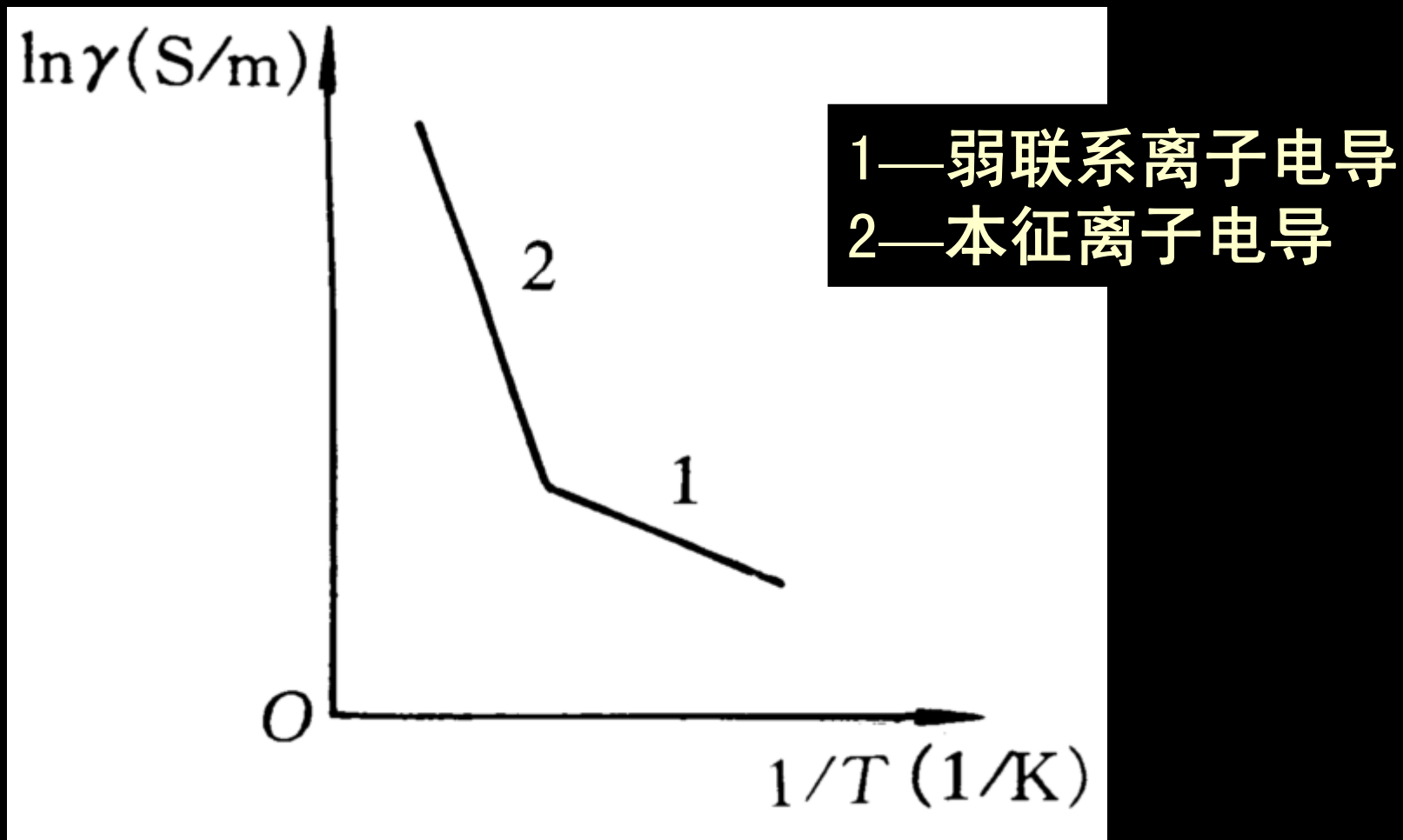
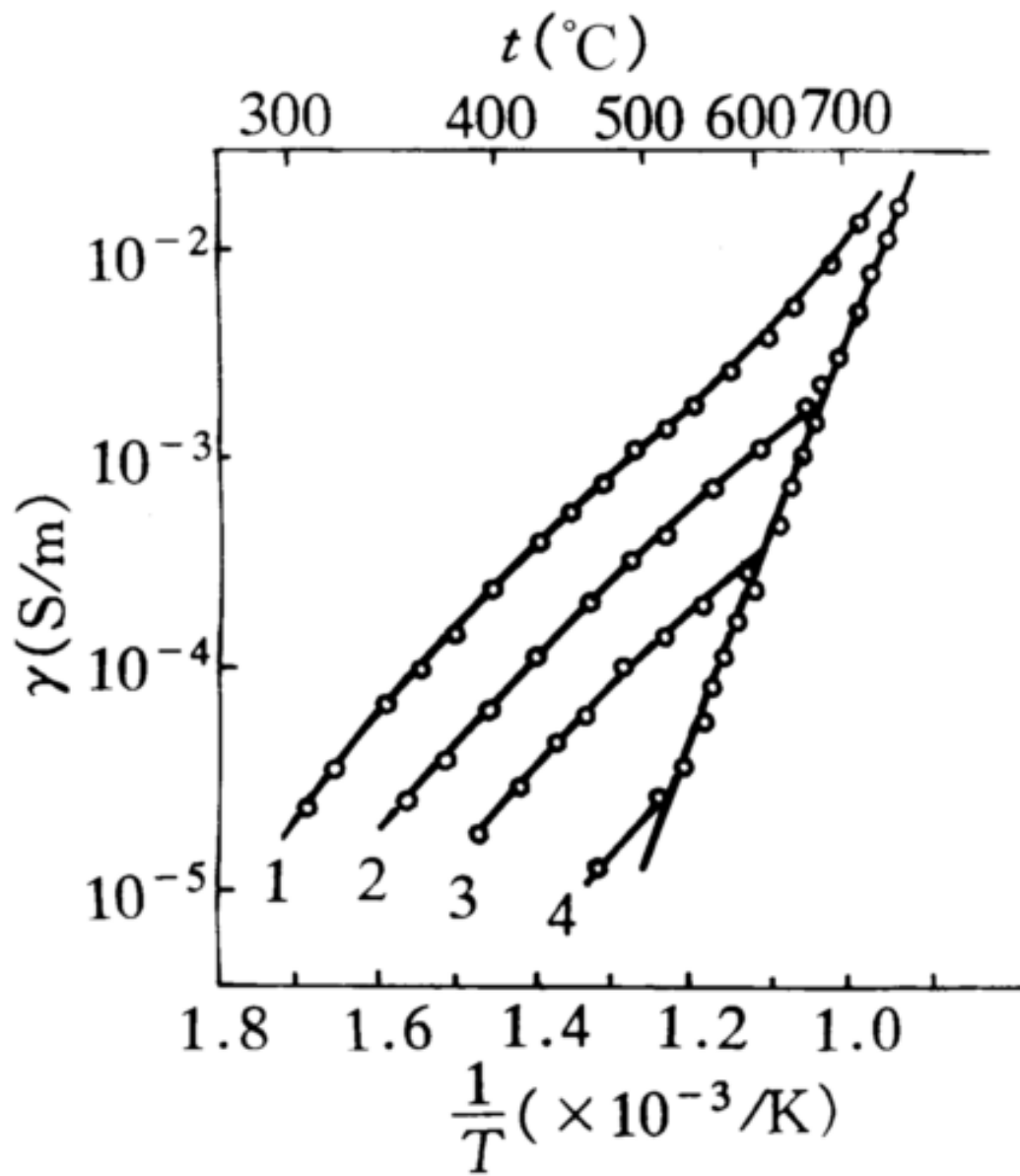


图3-10 晶体电导率与温度的关系



SrCl含量 ($\times 10^{-3}g$)
1—1.9;
2—0.61;
3—0.19;
4—0.00

图3-11 杂质对KCl晶体电导率与温度关系的影响

二、固体电介质的电子电导

- 固体电介质在强电场下，主要是电子电导，这在禁带宽度较小的介质和薄层介质中更为明显。
- 导电电子的来源：
 - (1) 电介质体内的热电子发射(包括本征激发和杂质能级上的电子激发)；
 - (2) 金属电极的热电子发射；
 - (3) 场致冷发射；
 - (4) 碰撞电离。

1、能带理论

对于孤立原子来说，电子是在一定的轨道上绕核旋转的，电子轨道表征着电子的能量状态—能级。

当许多孤立原子相互靠近结合成晶体时，同类原子中的相似轨道将有不同程度的交叠，由于原子中的相互作用，电子的每一个能级会发生微小的分裂，同类原子的相似轨道分裂成能量状况略有差别的许多能级，这许多能级就组成一个能带。能级分裂成能带以后，原来不同能级上的电子也相应地占据不同能带的各个能级。

原来处于低能级上的电子，也就是内壳层上的电子，共有化运动很弱，基本上仍处于被各自原子所束缚的状态，所以其能级分裂的很少，能带很窄。原来处于高能级上的电子，共有化运动非常显著，其能级分裂的很厉害，形成的能带就比较宽。分裂成的能带称为**允带**，允带与允带之间不存在能级的区域称为**禁带**。填满电子的允带，称为**满带**。电子未填满，或完全空着没有电子的允带称为**导带**（空带），电子在导带里是自由的。

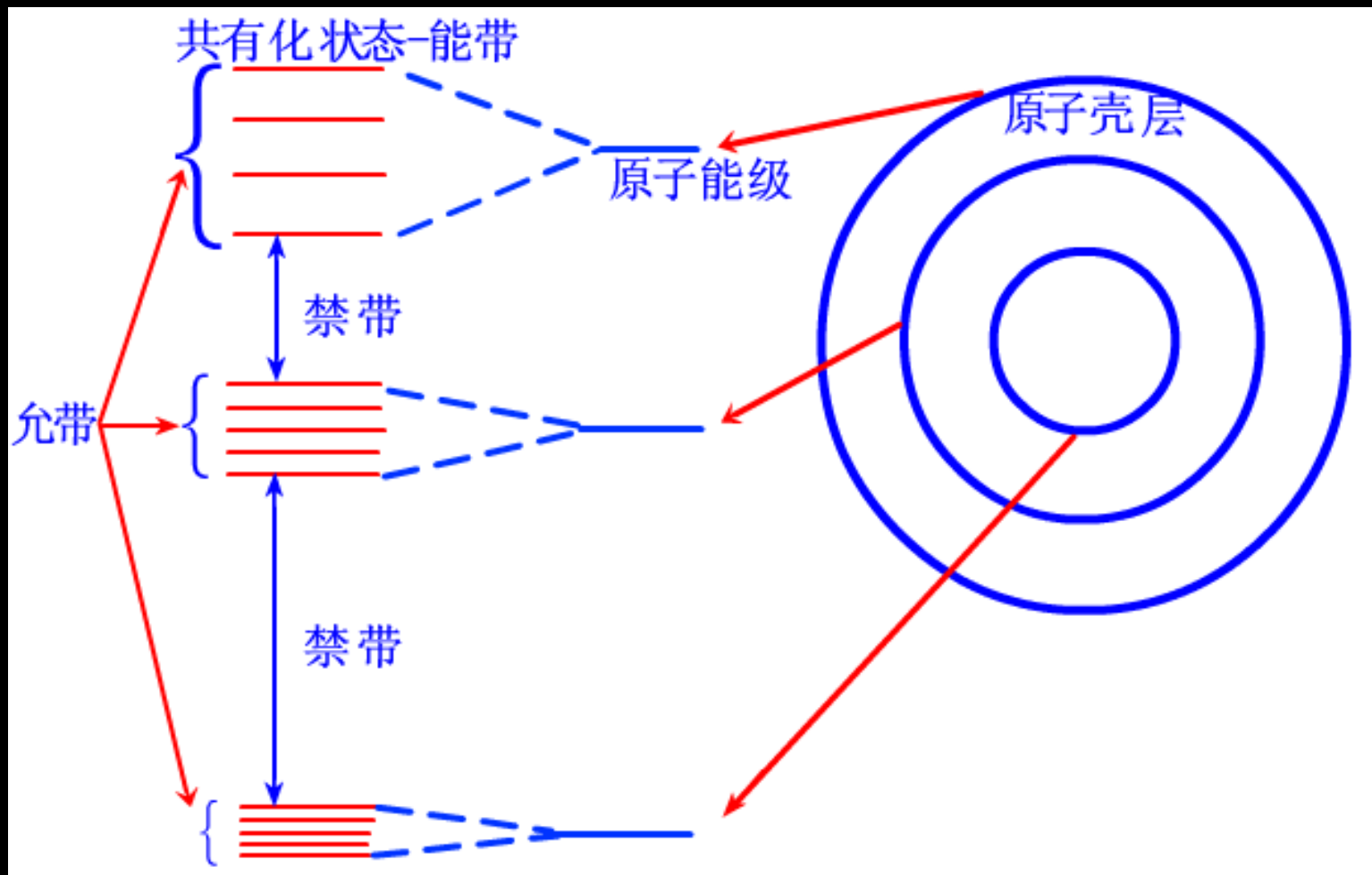


图3-12 原子能级分裂成能带的示意图

对于导体来说，价电子未将能带填满，或价电子虽将能带填满，但满带与导带交叠，不存在禁带。在电场作用下，导带中的电子沿反电场方向运动，占据尚空着的能级，电子的这一定向运动便形成了传导电流。

对于电介质，价电子将能带填满成满带，还有完全空着的导带，满带与导带之间由禁带隔开。外电场的作用只能使电子从能带中的一个能级跃迁到另一个能级，不足以使它越过禁带到导带，故没有电流。但在某一温度下，由于电子的热运动，可将一部分电子由满带激发到导带上去，同时出现空穴载流子。这样在外电场作用下，就使得晶体电介质具有一定的电导，但这个本征电子电导非常微弱。

对于半导体，它与电介质的区别就在于禁带的宽度不同，半导体的禁带宽度小，所以产生的本征电导电流大，本征电导电流不能忽略。

2、实际晶体电介质的电子电导

理想电介质晶体在常温下从满带激发到导带上去的电子微乎其微，可以忽略不计。

实际晶体电介质由于杂质的存在，以及晶体中的缺陷、位错等，在禁带中将引入中间能级——杂质能级，接近于导带。处在杂质能级上的电子在热激发的作用下，容易产生导电的载流子。

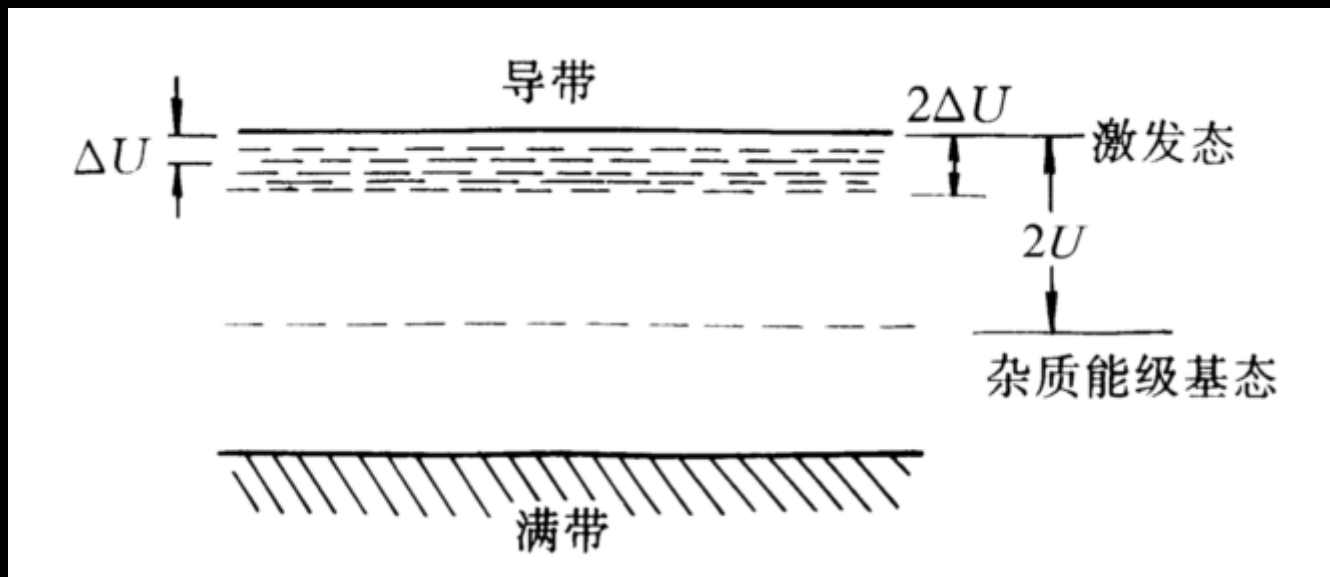


图3-13 含杂电介质的能带结构

如杂质能级接近导带，则杂质能级上的电子将在热激发作用下进入导带，成为导电载流子，使电子电导增加，这种杂质称为施主杂质。

如杂质能级接近满带，则满带上的电子易于激发到杂质能级上，增加了空穴的浓度，这种杂质称为受主杂质。

3、电极的热电子发射电流和场致发射电流

电介质中从价带热激发到导带而引起的本征电子电流极小，除杂质能使介质中导带电子增多电子电导增加外，电极上的电子向介质中的发射（或注入）也是介质中导电电子的重要来源之一。电极上的电子向介质中的发射可分为热电子发射和场致发射两种。

热电子发射：金属电极中的少部分电子由于热的作用具有较高的能量，可脱离金属向介质或真空中发射，并引起发射电流。此发射电流与温度有关，它随温度的升高而增加，故称为热电子发射电流。

场致发射：在强电场下，当电子能量低于势垒高度不很大，而势垒厚度又很薄时，电子就有可能由于量子隧道效应穿过势垒而到达导带或阳极，这些透过的电子就形成隧道电流。此电流与温度关系不大，因此有冷发射电流之称。

在强电场下介质中的隧道效应有以下几种可能的过程：

- ① 阴极→介质导带
- ② 介质价带→阳极
- ③ 介质价带→介质导带
- ④ 杂质能级→介质导带

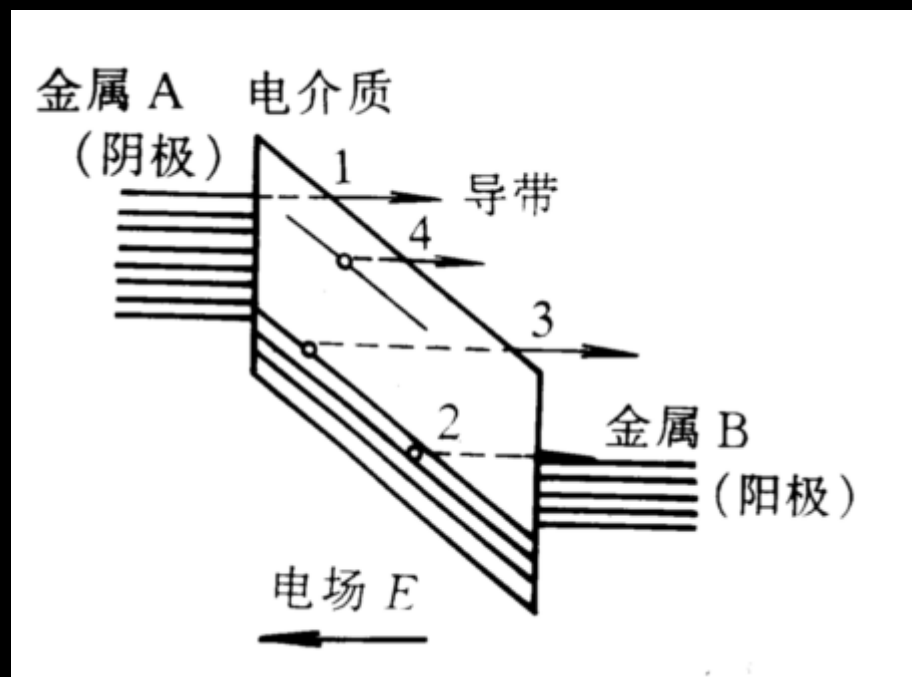


图3-14 固体电介质中可能存在的几种隧道效应

固体电介质的电子电导比离子电导要复杂得多，大部分固体电介质的电子电导率的温度关系也像离子电导率一样遵循指数规律：

$$\gamma = A_e e^{-u_e/kT}$$

电子电导的一个重要特点就是电流传导的非线性关系。

晶体电子电导电流密度

$$J = \gamma E = en\mu_e E$$

由于金属电极的热电子发射和场致发射，在不十分高的电场下，电子浓度 n 与所加电场有关，随电场增加而增大，也即是 γ 随电场增加而增大，因此电流随电压的增加比欧姆定律所预期的来得快。

三、固体电介质的表面电导

- 以上所讨论的电导，都是指电介质的体积电导。体积电导取决于电介质本身的组成、结构、含杂情况及介质所处的工作条件（如温度、气压、辐射等）。由体积电导引起的电流贯穿整个电介质，故属于介质自身在恒定电场中表现出的物理特性。
- 流经固体电介质表面的还有表面电导电流，所以相应也有表面电导。

1、介质的表面电导

假设两电极之间的距离为 d ，所加电压为 V ，与电流方向垂直的电介质表面宽度为 l 。实验指出，流经该电介质的表面电流 I_s 与所加电压 V 成正比，即

$$I_s = G_s V$$

G_s ——固体介质的表面电导，单位为S。

$$G_s = \gamma_s \frac{l}{d}$$

γ_s ——固体介质的表面电导率，单位为S。

表面电流密度

$$J_s = \frac{I_s}{l} = \gamma_s \frac{l}{d} \frac{V}{l} = \gamma_s E$$

表面电阻

$$R_s = \frac{1}{G_s}$$

表面电阻率

$$\rho_s = \frac{1}{\gamma_s}$$

2、影响表面电导率的因素

(1) 空气湿度对表面电导的影响

电介质的表面电导受空气湿度的影响极大，而且，电介质表面吸附空气中的水蒸气的现象最为常见。电介质吸附水分以后，在其表面形成一层很薄的水膜，引起较大的表面电流， γ_s 明显地增加。

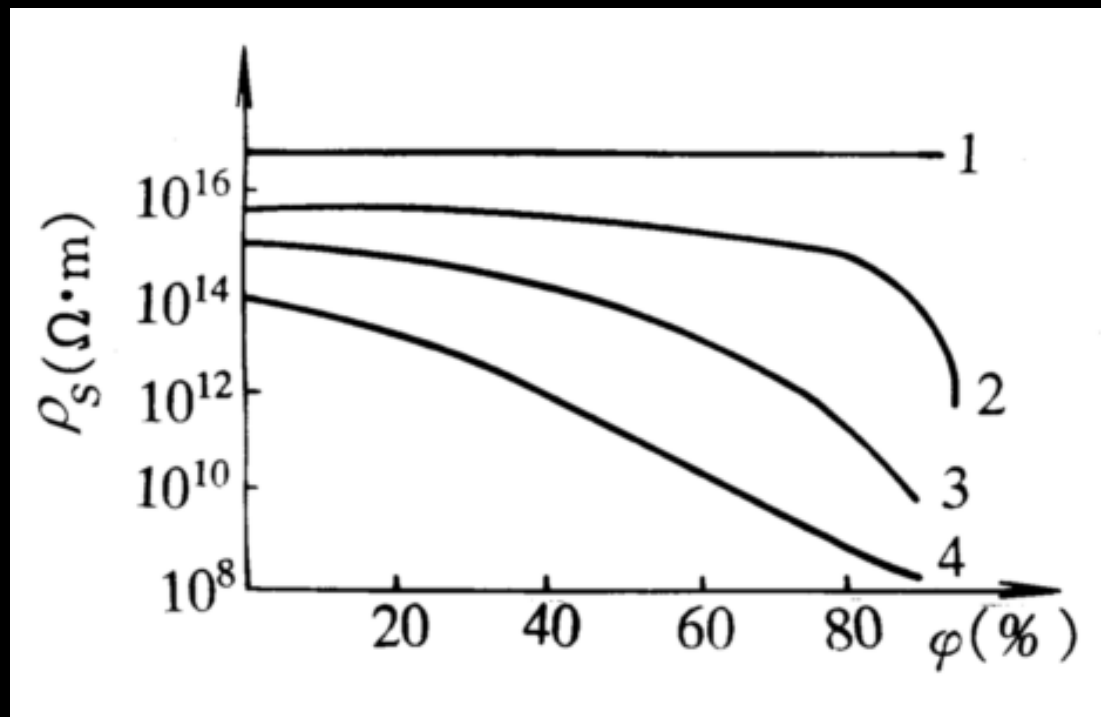
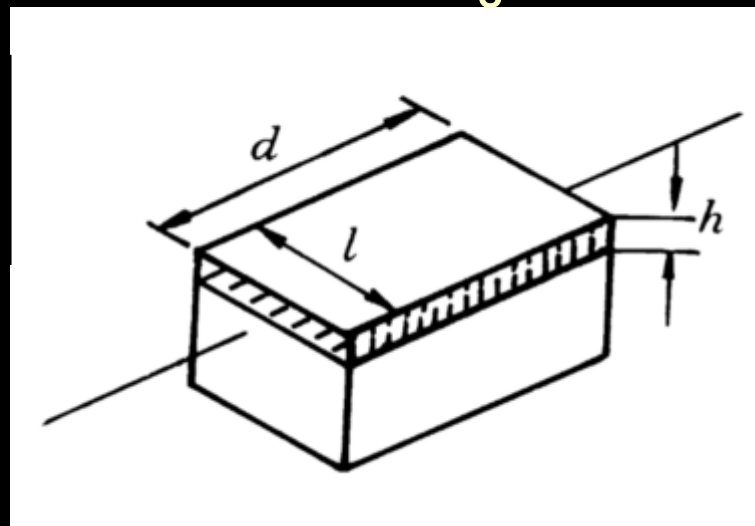


图3-15 几种电介质的表面电阻率 ρ_s 与空气相对湿度的关系
1—石蜡; 2—琥珀; 3—虫胶; 4—陶瓷上的珐琅层

例：在 $t=20^{\circ}\text{C}$ 、相对湿度 $\varphi=90\%$ 的大气条件下，石英晶体的表面可能形成厚度约为40个水分子的连续水膜，如取水分子的直径 $D=2.5\times 10^{-10}\text{m}$ ，水的体积电阻率 $\rho_v=10^5\ \Omega\cdot\text{m}$ ，求石英晶体的表面电导率 γ_s 。

解：表面这层水膜的体积电导也就是石英晶体的表面电导

$$G_s = \frac{1}{R_s} = \frac{1}{R_v} = \frac{hl}{\rho_v \cdot d}$$



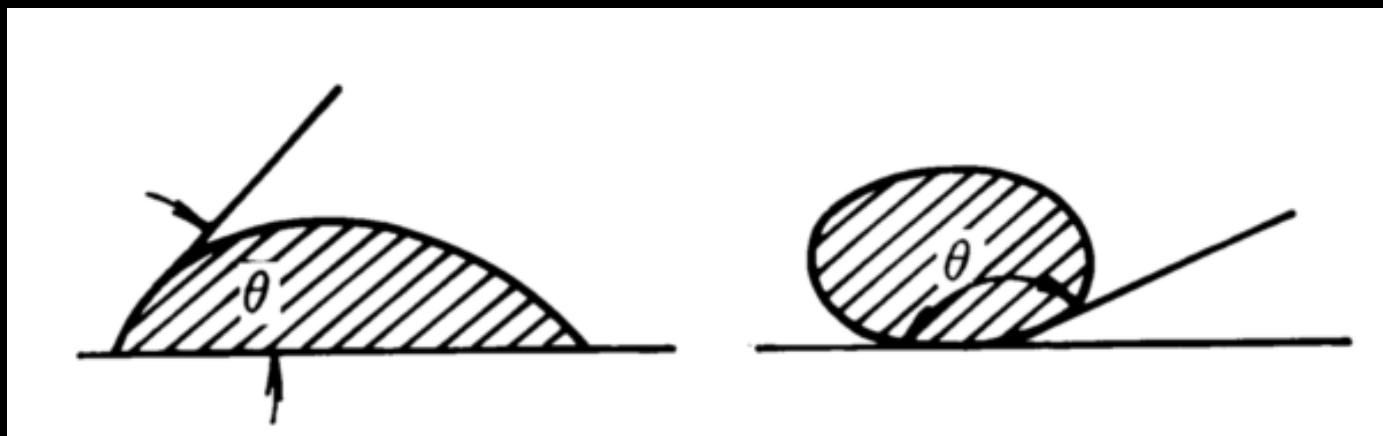
h 为水膜的厚度；
 l 为电极的长度；
 d 为电极间距离。

$$\gamma_s = G_s \frac{d}{l} = \frac{h}{\rho_v} = \frac{40D}{\rho_v} = \frac{10^{-8}}{10^5} = 10^{-13}(\text{S})$$

(2) 电介质表面的性质

- 电介质表面不同的分子结构，使水在其表面的分布状态有着明显的区别
- 依据水在其表面的分布状态的明显区别，电介质可分成亲水性和疏水性电介质。
- ①亲水性电介质：包括离子晶体、含碱玻璃以及由极性分子构成的电介质等，如有机玻璃、聚氯乙烯、碱玻璃、陶瓷和云母。其中含碱金属离子的电介质（碱卤晶体、含碱玻璃等）中的碱金属离子还会进入水膜，降低水的电阻率，使表面电导进一步升高，甚至丧失其绝缘性能。

亲水性电介质对水分子的吸附力大于水分子的内聚力，水在电介质的表面上将弥散开来，形成连续的水膜，其与电介质表面所成的湿润角 $\theta < 90^\circ$ 。所以，电介质的电导率特别大。



(a) 亲水介质 $\theta < 90^\circ$

(b) 疏水介质 $\theta > 90^\circ$

3-17 水在电介质表面的分布

②疏水性电介质:这类电介质由非极性分子所组成,如:石蜡、聚苯乙烯、聚四氟乙烯、石英等。它们对水的吸附力小于水分子的内聚力,水在电介质表面上不能形成连续的水膜而只凝聚成水珠,其湿润角 $\theta > 90^\circ$ 。因此,这类电介质的电导率很小,大气湿度对它的影响也较小。

(3) 电介质表面的状况

电介质表面的清洁度和光洁度对表面电导率 γ_s 影响也较大。表面粘有杂质、污染物，特别是粘附有半导体性质的杂质，即使是在干燥的环境中表面电导都会增加。

表3-2 几种介质表面清洁度对 γ_s 的影响（相对湿度 ϕ 为70%）

介质	表面清洁时 γ_s (S)	表面不清洁时 γ_s (S)
碱玻璃	3×10^{-11}	2×10^{-8}
熔融石英	1×10^{-13}	2×10^{-8}
云母模制品	1×10^{-13}	2×10^{-9}

3、降低固体电介质的表面电导的途径

(1) 尽可能地采用疏水性电介质，保持电介质表面的清洁、平滑无孔。

(2) 对于亲水性电介质，则可在其表面涂覆疏水性电介质层，如硅有机树脂、石蜡，使固体电介质表面不能形成水膜，提高表面电阻率。对于多孔性电介质，可用电容器油、凡士林、沥青、石蜡浸渍，以填充孔隙。

内容小节

一、固体电介质（晶体）的离子电导

1、本征离子电导（热缺陷电导）

2、弱联系离子电导（杂质离子电导）

$$\gamma = Ae^{-\frac{B}{T}} + A'e^{-\frac{B'}{T}}$$

二、固体电介质（晶体）的电子电导 导电电子的来源

三、固体电介质的表面电导 影响表面电导率的因素

$$G_s = \gamma_s \frac{l}{d}$$

第四节 固体电介质的热击穿

一、瓦格纳热击穿理论

1、理论模型

将一固体电介质置于两平行板电极a、b之间，假设该电介质中有一处或几处的电阻比其周围电阻小得多，加上电压以后，电流就主要集中在这样一些通道内。

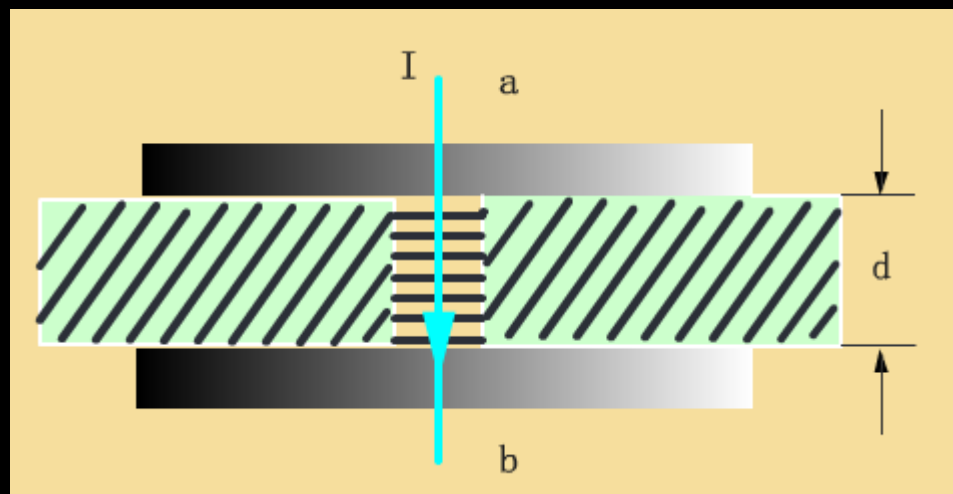


图3-18 电介质中假想的通道

若通道的截面积为 S ，通道长度（电极间距离）为 d ，
通道的电导率为 γ ，则单位时间内通道中由于电流通过而发出的热量为

$$Q_1 = 0.24 \frac{V^2}{R} = 0.24 V^2 \gamma \frac{S}{d}$$

如果通道的平均温度为 t ，周围电介质的温度为 t_0 ，那么，从通道散发到侧旁电介质中去的热量与温差（ $t-t_0$ ）、通道的长度 d 成正比，即散热量为

$$Q_2 = \beta (t - t_0) d$$

β — 散热系数

因为电导率 γ 是温度的函数, $\gamma = \gamma_0 e^{\alpha t}$
所以发热量 Q_1 也应是温度的函数。

对应于不同的电压值, Q_1 与 t 的关系是一簇指数曲线: $Q_1(V_1)$, $Q_1(V_2)$, $Q_1(V_3)$, ...。

散热量 Q_2 则随温度成正比地增加, 在 $Q \sim t$ 图上表现出来的是一条直线。

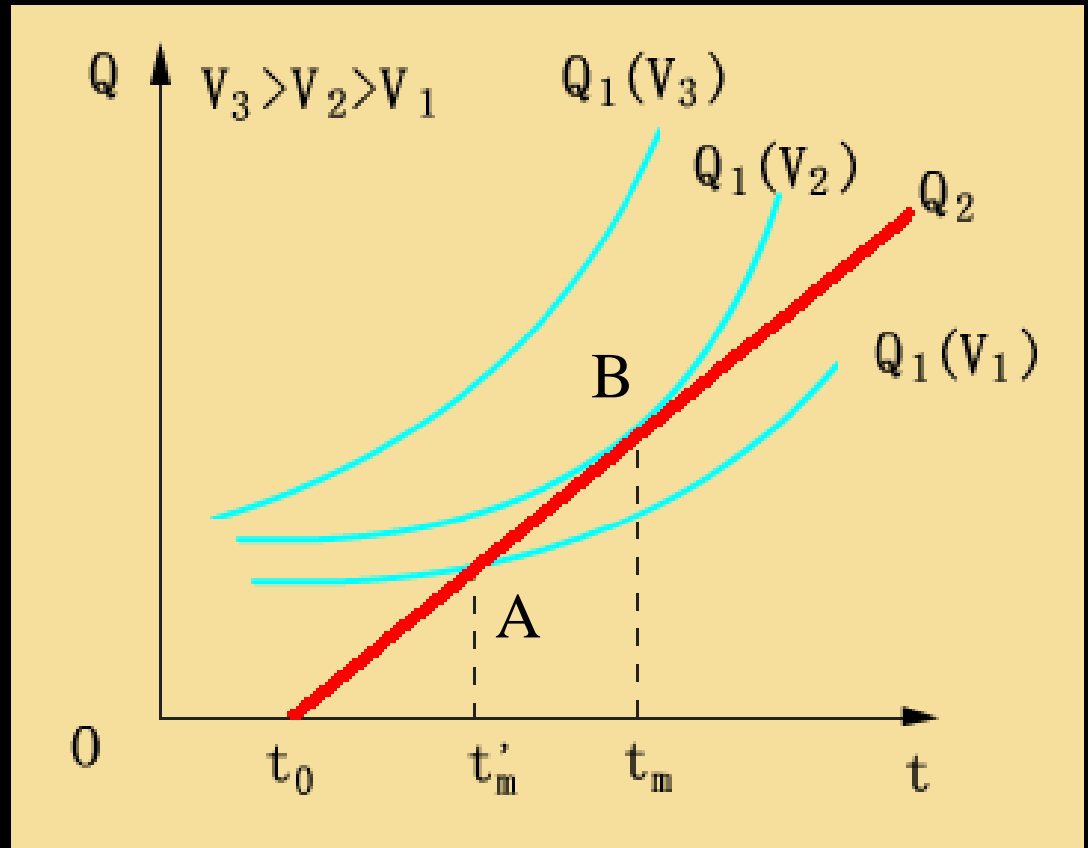


图3-19 发热与散热曲线

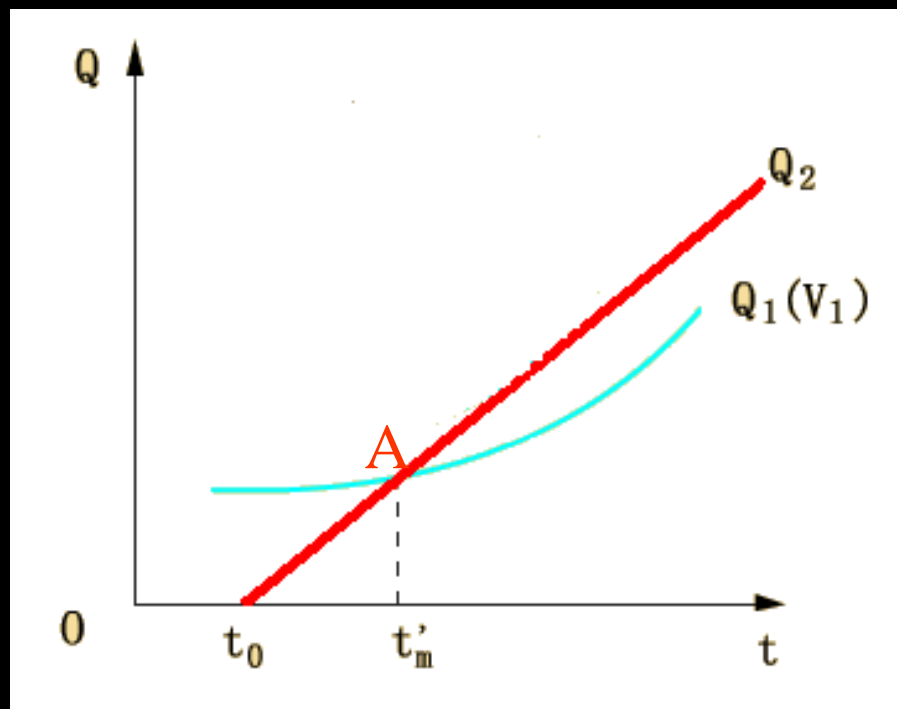
讨论:

(1) 电压很低, $V=V_1$

在A点 $Q_1 = Q_2$

A点为热平衡点。

即使外界提供了一部分热量使温度上升了 Δt , 亦因为散热多于发热, 而仍然回到A点, 因此, 电介质被加热到温度 t'_m (A点) 时就停留在热稳定状态中。



(2) 电压很高, $V=V_3$

Q_1 总是大于 Q_2 ,
在任何状态下都不会达到热平衡, 电介质的温度不断上升, 最后导致电介质的热击穿。

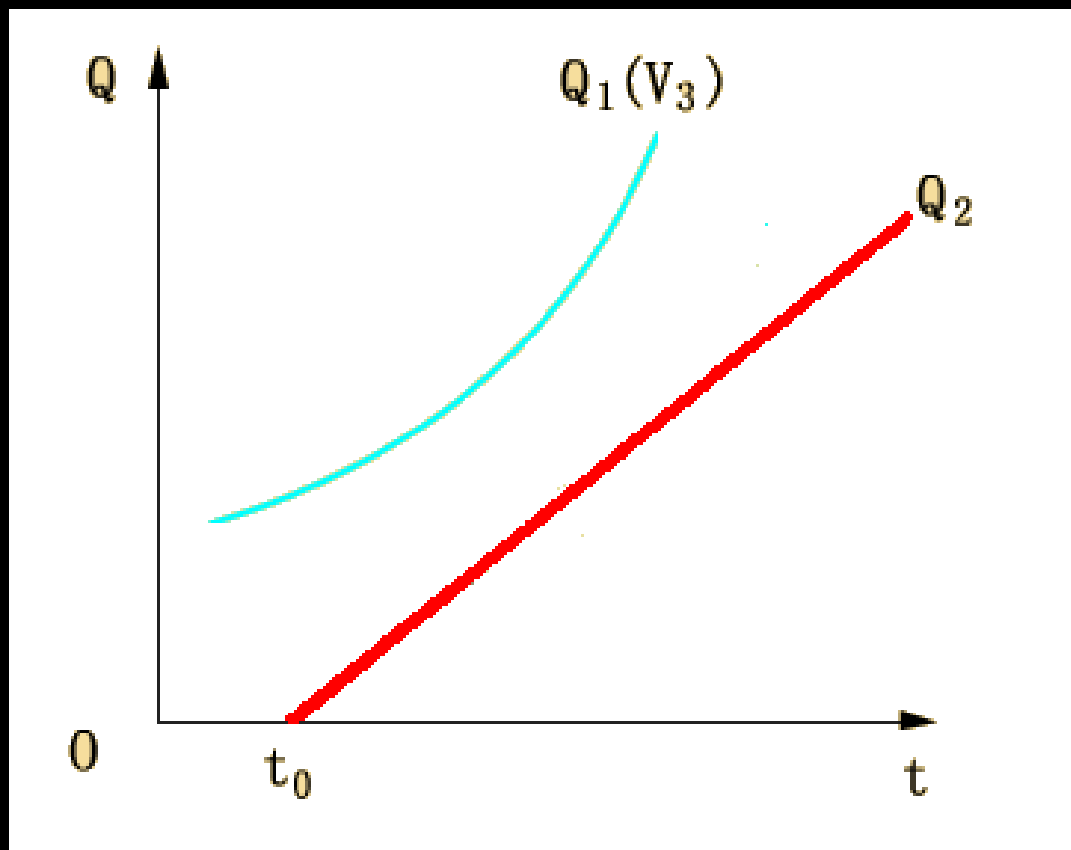


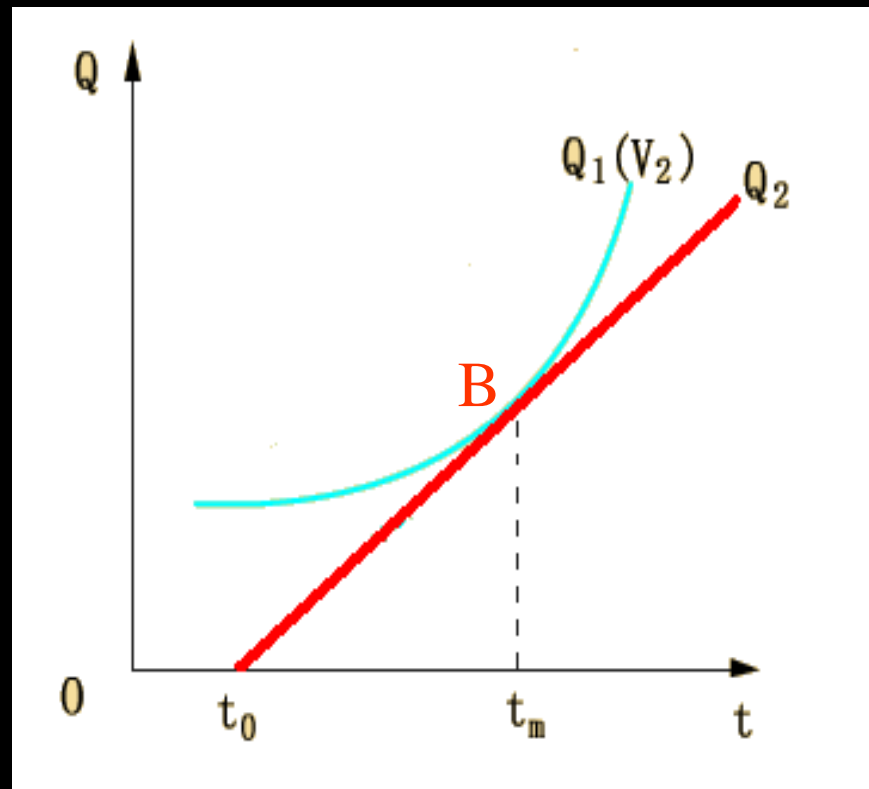
图3-19 发热与散热曲线

(3) $V=V_2$

曲线 Q_1 与直线 Q_2 相切于 t_m 的B点，在温度为 t_m 时取得热平衡。

$t < t_m$ 时，发热大于散热，温度将逐渐升高到 t_m ；

$t > t_m$ 时，发热仍然大于散热，温度还要继续上升，最终造成电介质的击穿。



曲线 $Q_1(V_2)$ 就是介质热稳定状态与热不稳定状态的分界线。高于此的曲线，与直线永不相切，不可能达到热的稳定状态；低于此的曲线，在某一温度范围内能保持热稳定状态。这一电压称为电介质的热击穿电压。

2、求热击穿电压 V_m

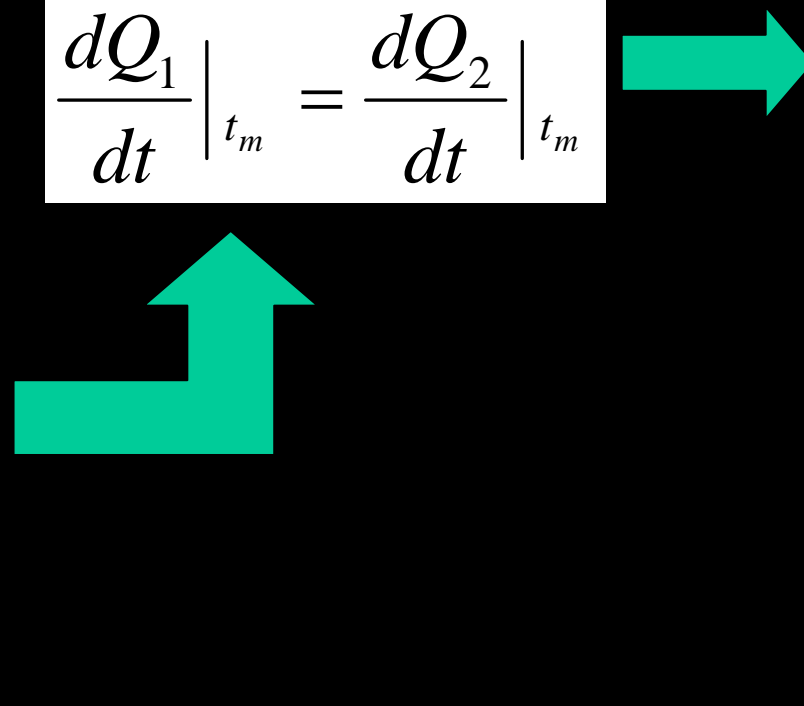
在切点B应满足两个条件：

$$Q_1 = 0.24 \frac{V^2}{R} = 0.24 V^2 \gamma \frac{S}{d}$$
$$Q_2 = \beta(t - t_0)d$$

$$Q_1 \Big|_{t_m} = Q_2 \Big|_{t_m}$$
$$\frac{dQ_1}{dt} \Big|_{t_m} = \frac{dQ_2}{dt} \Big|_{t_m}$$

$$\gamma = \gamma_0 e^{\alpha t}$$
$$\gamma_{t_0} = \gamma_0 e^{\alpha t_0}$$

$$\gamma = \gamma_{t_0} e^{\alpha(t-t_0)}$$



$$0.24V_m^2 \frac{S}{d} \gamma_{t_0} e^{\alpha(t_m - t_0)} = \beta(t_m - t_0)d$$

$$0.24V_m^2 \frac{S}{d} \gamma_{t_0} e^{\alpha(t_m - t_0)} \cdot a = \beta d$$

$$a = \frac{1}{t_m - t_0}$$

$$\rho_{t_0} = \rho_0 e^{-\alpha t_0}$$

ρ_0 是温度为 0°C 时通道的电阻率

$$\begin{aligned} V_m &= \sqrt{\frac{\beta \rho_0 e^{-\alpha t_0}}{0.24s \cdot e \cdot a}} \cdot d \\ &= \sqrt{\frac{\beta \rho_0}{0.24s \cdot e \cdot a}} \cdot d e^{\frac{-\alpha t_0}{2}} \end{aligned}$$

3、瓦格纳热击穿理论的欠缺和不足：

- ①其假设的通道电导率要比周围的电介质的电导率大得多才能成立，对于均匀的电介质来说，理论的假设不够充分；
- ②有关通道的本质、大小、电导率和散热系数的数量关系，用实验的方法难以获得。

二、固体电介质热击穿的实验结果和分析

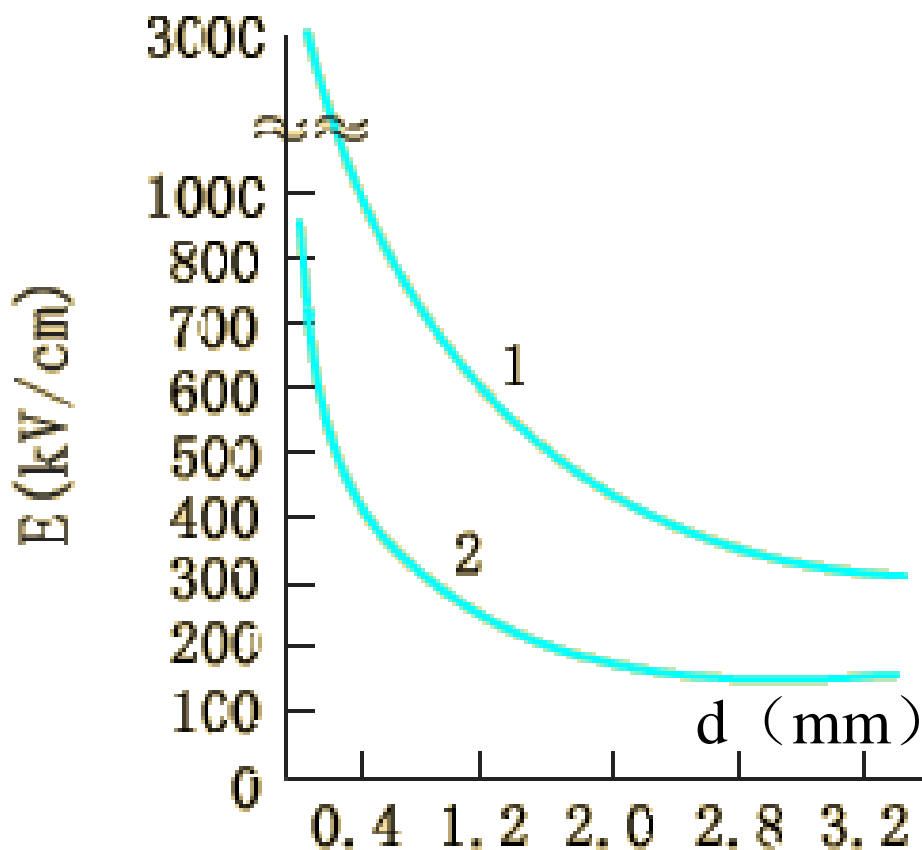
1、热击穿电压与电介质厚度的关系

$$V_m = \sqrt{\frac{\beta \rho_0}{0.24s \cdot e \cdot a}} \cdot de^{\frac{-\alpha t_0}{2}}$$

热击穿电压与电介质的厚度成正比，实验并未证实。

实验表明：

在一定厚度范围内，热击穿电压与电介质的厚度无关！



电介质厚度增大，
热击穿场强降低。

图3-20 硅酸盐玻璃的 E_m 与厚度 d 的关系
1-均匀电场；
2-非均匀电场（ $f=50\text{Hz}$ ）

2、热击穿电压与温度的关系

$$V_m = \sqrt{\frac{\beta \rho_0}{0.24s \cdot e \cdot a}} \cdot de^{\frac{-\alpha t_0}{2}}$$

$$\rho_{t_0} = \rho_0 e^{-\alpha t_0}$$

热击穿电压随环境温度的升高而降低。
热击穿电压与温度的关系和电阻率与温度的关系相同，
只是指数减半而已，且这一点已为实验所证实。

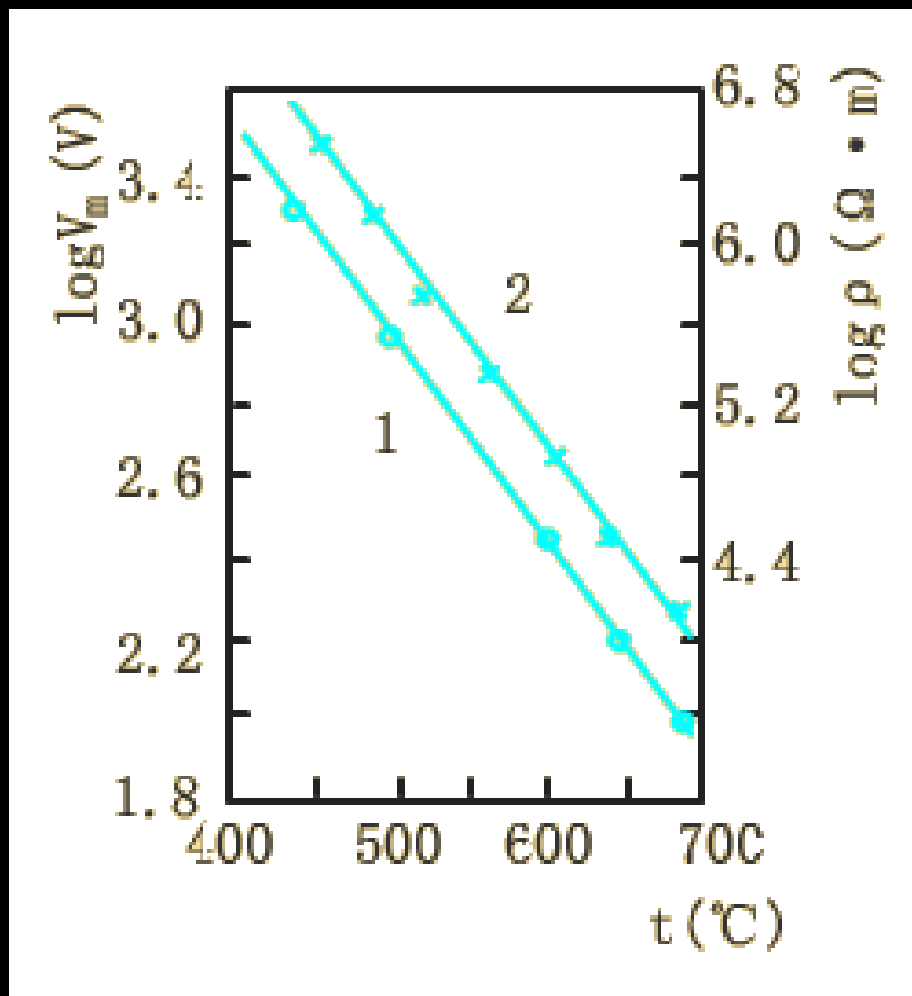


图3-21 岩盐的热击穿电压、电阻率与温度的关系 (50Hz下)
1—热击穿电压; 2—电阻率

3、热击穿电压与频率的关系

$$\tan \delta = \frac{\gamma}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon}$$



$$\rho \omega \varepsilon_0 \varepsilon \tan \delta = 1$$

$$\omega = 2\pi f$$

$$V_m = \sqrt{\frac{\beta \rho_0}{0.24s \cdot e \cdot a}} \cdot de^{\frac{-\alpha t_0}{2}}$$



$$V_m = A \rho^{\frac{1}{2}}$$

$$V_m = E_m d$$



$$E_m = \frac{B}{(\varepsilon f \tan \delta)^{1/2}}$$

热击穿场强随频率
升高而降低

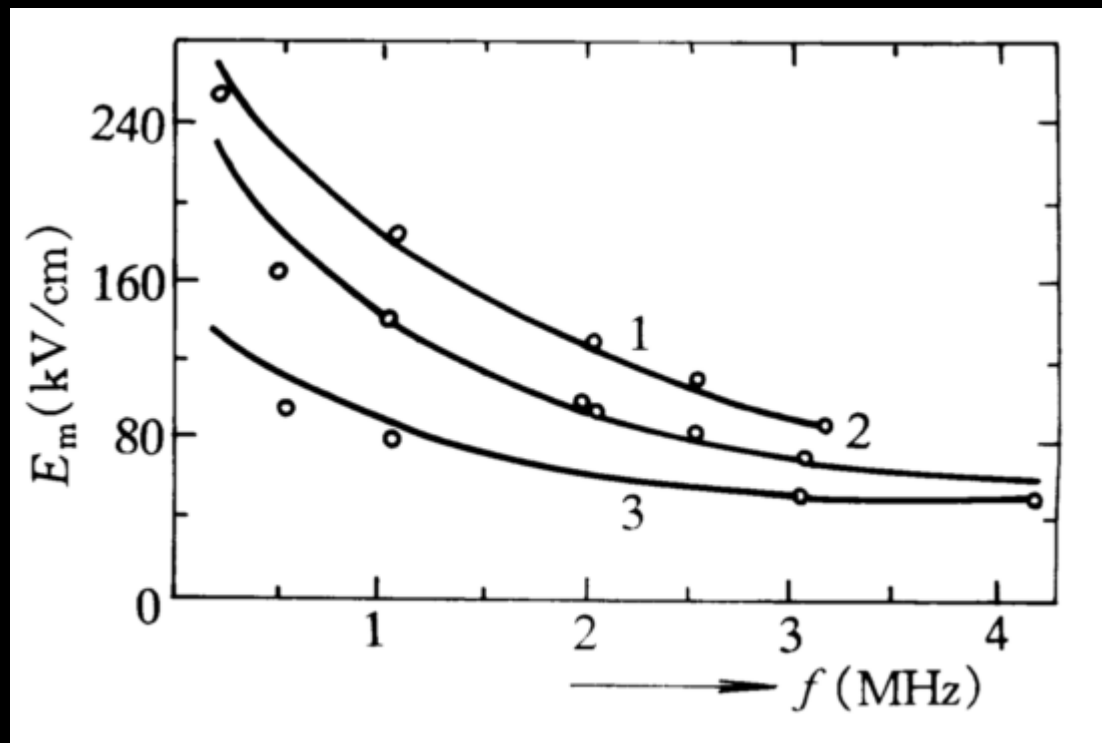


图3-22 三种钛酸盐的 E_m 与频率 f 的关系
1— MgTiO_3 ; 2— $\text{ZrO} \cdot \text{TiO}_2$; 3— $\text{BaO} \cdot 4\text{TiO}_2$

三、提高固体电介质的热击穿电压

- ①选取电阻率大、介质损耗小、耐热和导热性能优良的电介质；
- ②采取有效的散热措施，如加大电极的散热面积，涂敷辐射系数大的颜色（红色）等。

第三章 电介质的电导和击穿

第五节 固体电介质的电击穿

根据气体电介质的碰撞电离理论，击穿场强与电子的自由行程有关，而电子的自由行程是与气体的分子密度有关的。设想固体是高度压缩的气体，

那么固体的密度大约为气体的2000倍，若气体电介质的电击穿场强是30kV/cm，固体电介质的电击穿场强应为60000kV/cm，即是 6×10^7 V/cm。

实际上，固体电介质的电击穿场强 E_m 在 $10^6 \sim 10^7$ V/cm数量级范围。两者相差不大。

在对固体薄膜的击穿强度的试验研究中发现，当电场强度一定时，电流 I 随薄膜厚度的增加而增大。类似气体

$$J = J_0 e^{\alpha d}$$

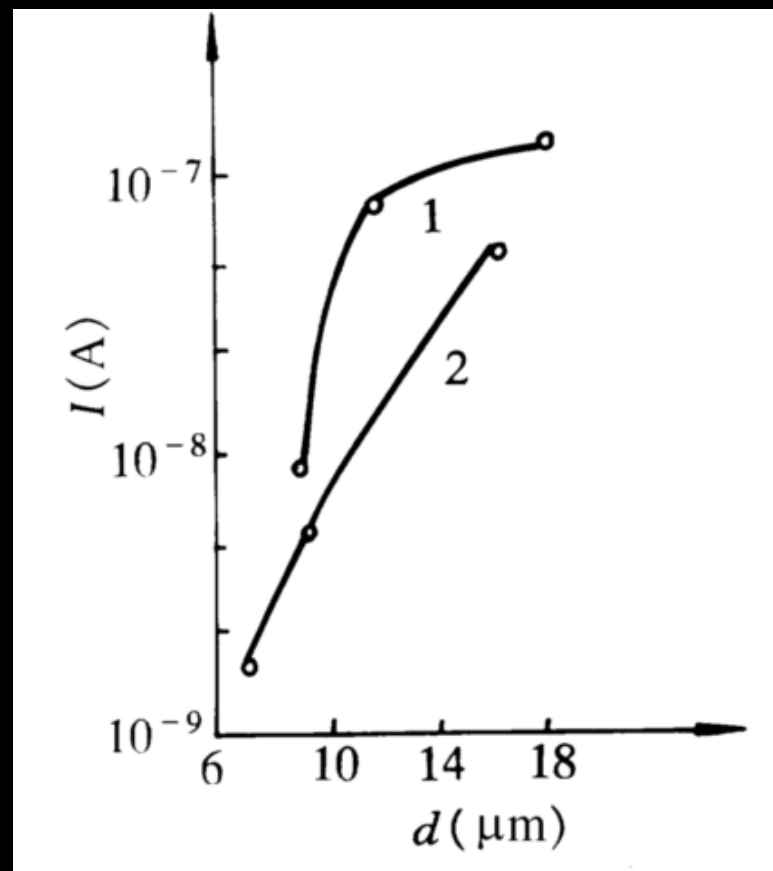


图3-23 强电场中电流与薄膜厚度的关系

1—KCl, $E=10^5$ kV/m;

2—NaCl, $E=15 \times 10^4$ kV/m

所以可以以气体电介质的碰撞电离模型为基础说明固体电介质的电击穿现象。但又必须注意到固体与气体的不同。**不同点在于：**

- 组成固体的原子（包括离子、分子）不像在气体中那样作无规则的自由运动，而只能在自己的平衡位置（晶格节点）附近作微小的热振动，并且相邻粒子间的热振动是彼此关联的；形成具有一系列频率的晶格振动，这种振动以波动形式在固体电介质内传播，称为晶格波。
- 在气体中发生的电离是电子与分子的碰撞引起的，但在固体中，则是电子与晶格波的相互作用。在这种相互作用中，可以是电子失去能量而被制动，也可以是电子从晶格波得到能量而进一步加速。

按电击穿判断依据的不同，电击穿理论可以分为几种：

碰撞电离理论（本征电击穿理论）：

单电子近似理论（低温）

低能碰撞电离理论（V. Hippel）

高能碰撞电离理论（H. Frohlich）

集合电子近似理论（高温）

雪崩击穿理论：

碰撞电离雪崩击穿理论

场致发射击穿理论（静电电离击穿理论）

一、碰撞电离理论

固体电介质的电击穿是在强电场作用下导电的，电子从电场获得能量被加速，而又在与晶格碰撞中消耗能量。如果导电电子在自由行程中从电场获得的能量大于与晶格碰撞消耗的能量，它将可能积聚起碰撞电离所需的能量。这时，它与晶格原子或离子碰撞时，就能离解出新的电子，导致“雪崩”效应，使固体电介质发生电击穿。

所以按碰撞电离理论固体电介质发生电击穿的判断依据是，电子从电场获得的能量速率大于电子与晶格碰撞消耗的能量速率。

按导电电子处理方法的不同，碰撞电离理论又分为单电子近似理论和集合电子近似理论

- 单电子近似理论：忽略介质中电子间的相互作用，通过强电场下单个电子的平均特性来求取临界击穿场强。低温时，在含杂晶体或非晶态电介质中，存在于杂质能级上的电子数是很少的，电子之间相互作用可以忽略，适用单电子近似理论。
- 集合电子近似理论：介质中电子间的相互作用不能忽略。高温时，处在杂质能级激发态上的电子数增加，它们不仅同导电电子相互作用，且自相作用，形成所谓电子系。集合电子近似理论适用于无定形固体电介质的高温击穿。

(一) 单电子近似理论

纯晶体或低温含杂晶体由于热的激发，导带上有极少数电子。导带上的这些电子与晶格热振动相互作用，进行能量交换。当达到热平衡时，根据波尔兹曼统计律，电子具有能量为 E_k 的几率为 $e^{-E_k/kT}$ 。

加上电场以后，导电电子便从电场获得能量而被加速，同时也在与晶格碰撞时失去能量。在电场 E 的作用下，电子被加速，它的平均速度为

$$v_e = \frac{eE}{m^*} \tau$$

e 为电子的荷电量；

m^* 为电子的有效质量；

τ 为电子的平均自由行程时间，
又称松弛时间。

电子在单位时间内从电场获得的能量

$$A = F v_e = eE \frac{eE}{m^*} \tau = \frac{e^2 E^2}{m^*} \tau$$

松弛时间 τ 与电子能量 E_k 有关, τ 随电子能量的增加而增大。因此电子从电场获得的能量速率 A 可表示为

$$A = A(E_k, E)$$

电子与晶格相互碰撞时能量消耗的速率 B 决定于电子的动能, 随电子能量的增加而减少, 同时, 因为晶格振动与温度有关

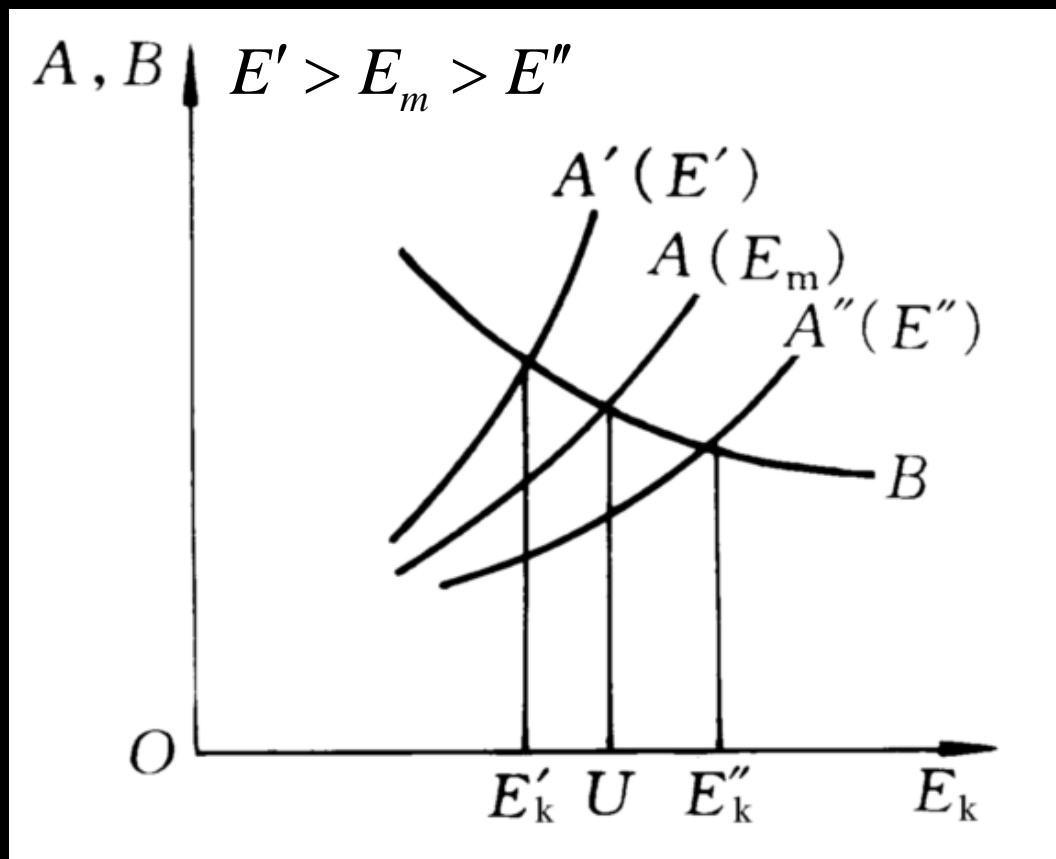
$$B = B(E_k, T)$$

当单位时间内电子获得的能量与消耗的能量相等时，则达到了平衡状态

$$A(E_K, E) = B(E_K, T)$$

如果电场升高到使上述平衡状态被破坏时，碰撞电离过程立即发生，所以使上式成立的最大电场强度值，也就是碰撞电离开始发生的起始场强，也叫临界击穿场强。将这一场强作为电介质电击穿场强的理论就是碰撞电离理论。

把电子的动能 E_k 作横坐标，对应于各个场强的A和B取作纵坐标，作图如下：



$$A = A(E_K, E)$$

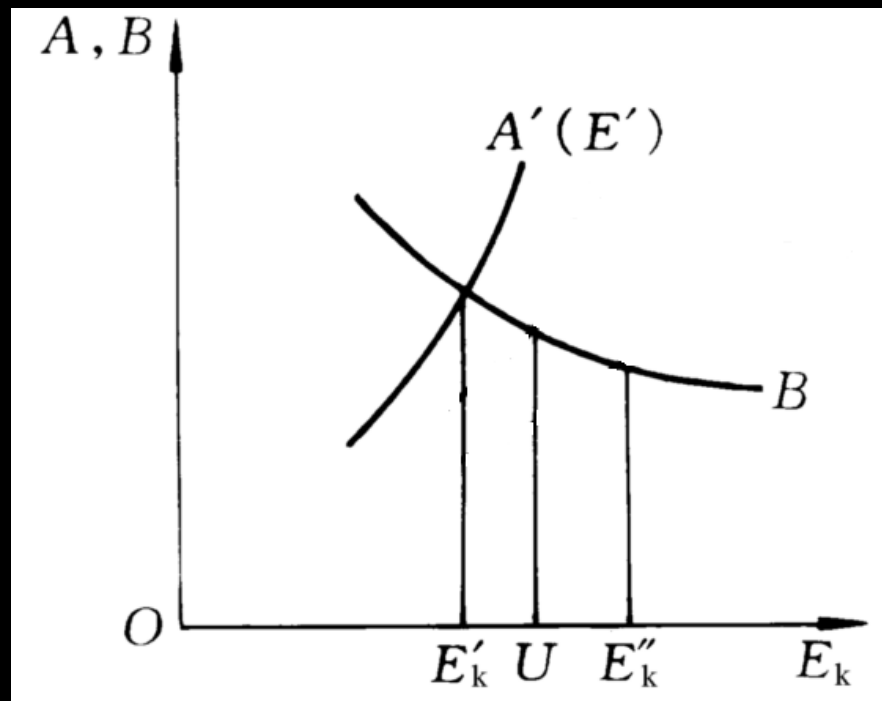
$$B = B(E_K, T)$$

图3-24 电子获得的能量速率A、消耗能量速率B与电子动能 E_k 的关系

讨论：

(1) 当 $E = E'$

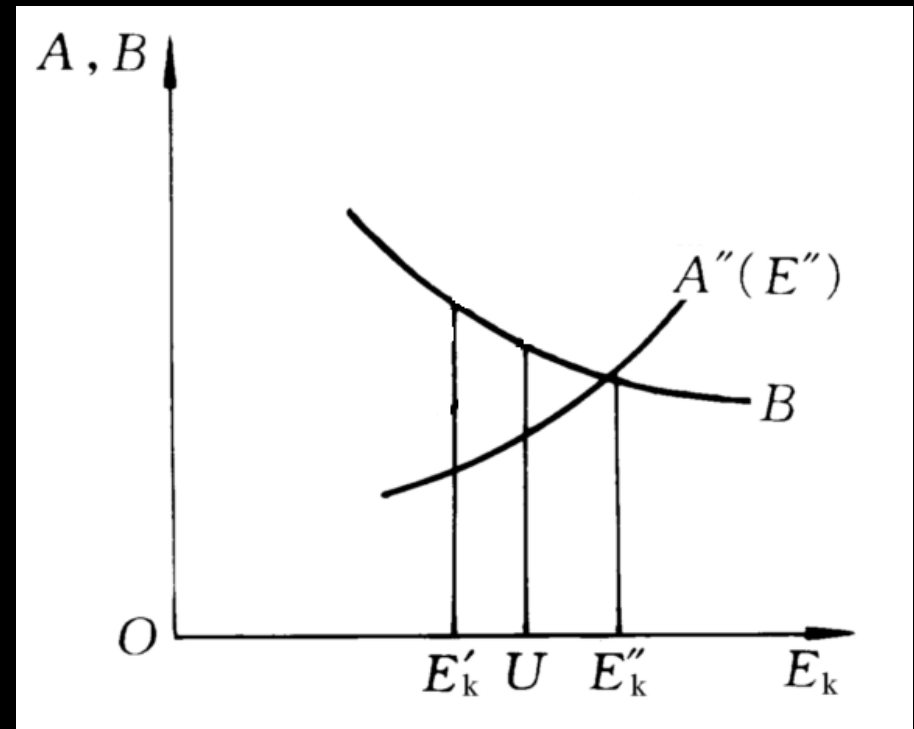
对于 $E_K < E'_K$ 的电子来说，由于 $B > A$ ，电子消耗能量的速率大于获得能量的速率，电子被减速，永不会导致碰撞电离，电介质不会被击穿。



若动能 $E_K > E'_K$ ，由于 $A > B$ ，电子获得能量的速率大于能量消耗的速率，电子被加速，电子的能量增加，达到等于晶格原子的电离能 U 时，便从晶格撞出电子，导电电子数增加了一个，这两个电子的能量 $E_K > E'_K$ ，又被加速，使动能 E_k 增加到电离能 U ，再撞击晶格，产生新的电子。电子的数目以几何级数增加下去，形成电子崩，电介质最后被击穿。

(2) 当 $E = E''$

A、B曲线交点所对应的电子能量 $E_K'' > U$
按电子能量几率分布，
具有如此大的能量的电
子数目是极少的，即使
有的话，由于速度极
快，碰撞频繁，自由行
程极短，不易积累能
量，即经过一次碰撞电
离打出一个电子，而自
己却被束缚起来，不能
够形成电子崩。



(3) 总结 (1)、(2) 点得到：
要在电场作用下产生电子崩，电子具有的动能 E_k 必须满足以下的条件：

$$E'_K < E_K < U$$

只要能量 E_k 稍小于 U 的电子被加速，就能导致击穿。
弗洛里赫以电子能量 $E_K = U$ 时的平衡条件作为击穿的临界条件，即

$$E_K = U \quad A(E_K, E_m) = B(E_K, T)$$

弗洛里赫的电击穿判据的数学表达式

在 $E_K = U$ 时,

$$A(E_K, E_m) = B(E_K, T)$$

$$A = \frac{e^2 E_m^2}{m^*} \tau$$



$$E_m = \left(\frac{m^* B}{e^2 \tau} \right)^{1/2}_{E_K=U}$$

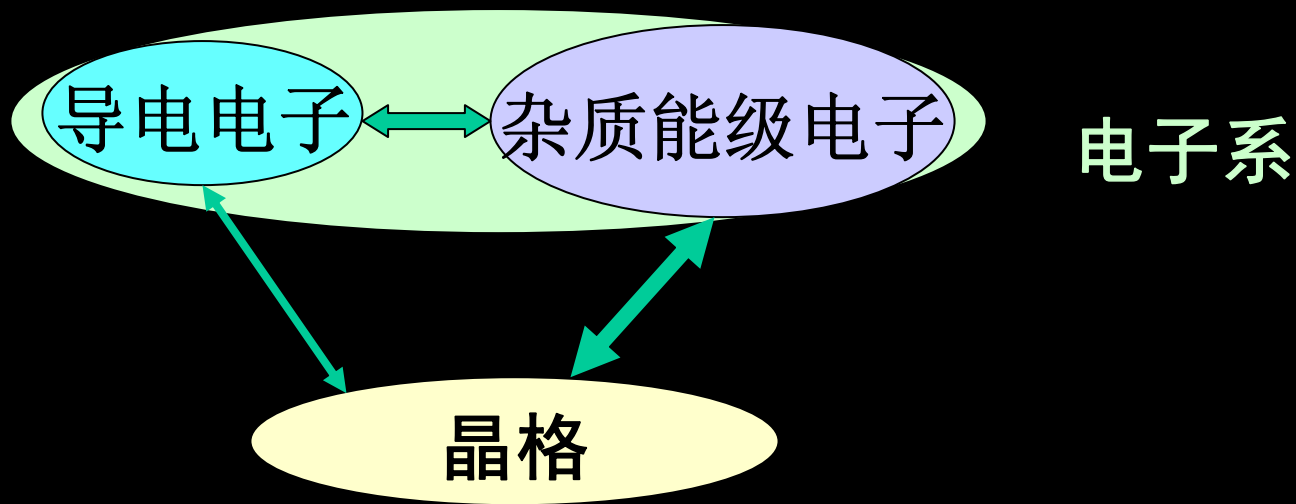
E_m ——弗洛里赫临界击穿场强;

E_m 与 T 的关系:

根据单电子击穿理论, 在低温区, 由于温度升高而引起晶格振动的加强, 使电子在运动中与晶格振动的碰撞次数增多, 松弛时间变短, 从而使击穿场强提高。

(二) 集合电子近似理论

- 讨论高温下含杂晶体和无定形电介质的电击穿
高温时，导电电子数和处在杂质能级激发态上的电子数都增加。导电电子与杂质能级激发态上的电子间相互作用加强，形成电子系。在这种情况下，杂质能级上的电子与晶格的相互碰撞作用大于导电电子直接与晶格的相互碰撞作用，从电场获得的能量主要靠杂质能级激发态上的电子传递给晶格。

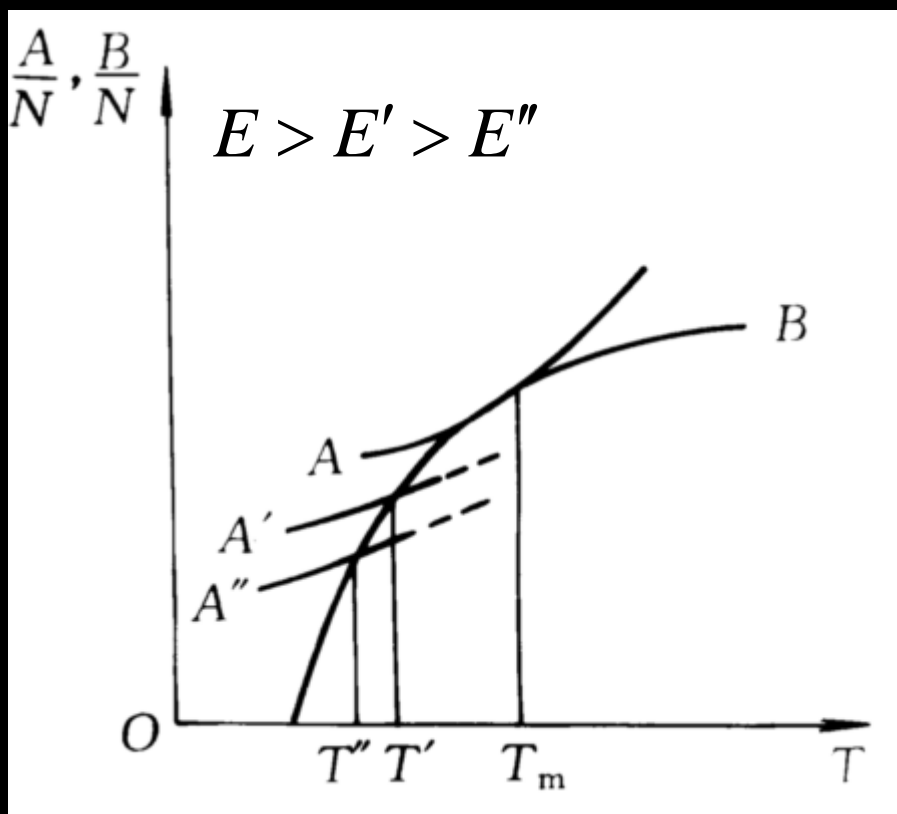


如果导电电子与杂质能级激发态上的电子能量交换的速度，比杂质能级激发态上的电子与晶格碰撞进行能量交换的速度大得多，则导电电子从电场获得的能量将迅速地电子之中进行能量交换，不能及时传递给晶格。这样一来，电子系的温度 T_e 将高于晶格温度 T_0 。可是温度的增加也是有限度的，因为电子系的温度升高可使电子传递给晶格的能量增加，最后 $A=B$ ，达到平衡。

$$A(E, T_e, T_0) = B(T_e, T_0)$$

T_e ——电子系的温度；
 T_0 ——晶格温度

将电子从电场获得的能量速率A和通过杂质能级上电子消耗的能量速率B，对杂质能级激发态上的电子数N进行平均，并把其值视为电子系的温度T的函数



$$\begin{aligned} &A(E, T_e, T_0) \\ &B(T_e, T_0) \end{aligned}$$

图3-25 电子获得的能量速率A和消耗的能量速率B与电子系温度T的关系

不同场强下曲线A和B的交点相当于该场强下的平衡点。场强增大，平衡点向电子系温度升高的方向移动。电子系温度有个最高限度 T_m ，当电子系温度达到 T_m 时，如场强继续增大，将使电子系获得能量的速率A大于传递给晶格的能量速率B，电子系温度 T_e 失去稳定，电子平均地被加速至发生碰撞电离，导致介质击穿。把电子系温度 $T_e=T_m$ 时的平衡条件作为击穿判据，即

$$A(E_m, T_m, T_0) = B(T_m, T_0)$$

E_m —含杂晶体的临界击穿场强

根据弗洛里赫的计算，含杂晶体的电击穿场强为

$$E_m = Ce^{\frac{\Delta U}{2kT_0}}$$

$$\ln E_m = C' + \frac{\Delta U}{2kT_0}$$

C, C' ——常数；

T_0 ——晶格温度；

ΔU ——杂质能级激发态与导带底之间平均能量间隔

随着晶格温度 T_0 的增加， E_m 下降。与纯晶体刚好相反。

二、固体电介质电击穿的实验结果

- 1、存在一个临界温度。在它以下，击穿场强随温度上升而升高；在它以上，击穿场强随温度的上升而下降。
- 2、当含有微量杂质时，低温区的击穿场强提高；杂质含量比增加时，临界温度将降低。
- 3、电介质由晶态转为非晶态时，电击穿场强与温度的关系随之而变。
- 4、离子晶体的电击穿场强与离子的体积大小有关，随离子体积的增加而减小。
- 5、固体电介质的电击穿场强在低温时一般与厚度无关；但当厚度小到非常薄以后，击穿场强随厚度的减小而上升；而在高温区，一般击穿场强随厚度的增大而降低。

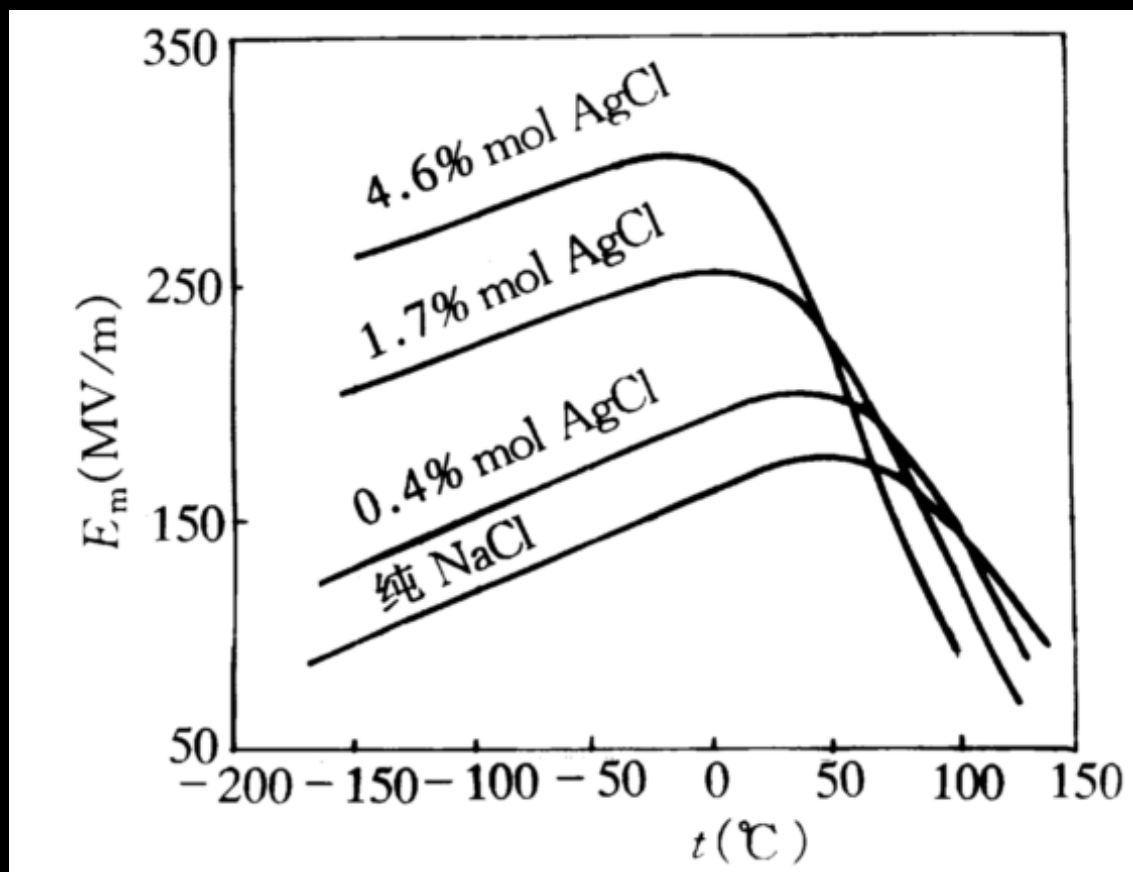


图3-26 NaCl晶体击穿场强与温度的关系

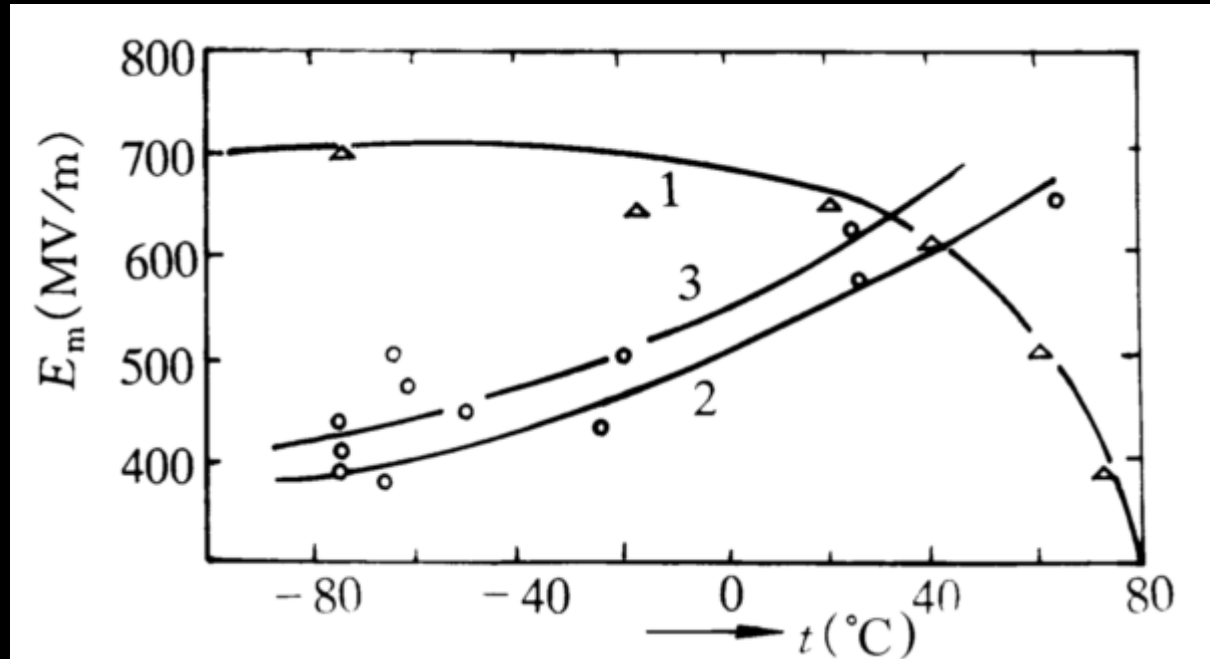


图3-27 石英晶体与无定形体石英的击穿场强 E_m 与温度 t °C的关系
1无定形体石英；2石英晶体（电场垂直于晶轴）；
3石英晶体（电场平行于晶轴）

内容小节

一、固体电介质的热击穿

瓦格纳热击穿理论

$$V_m = \sqrt{\frac{\beta \rho_0}{0.24 s \cdot e \cdot a}} \cdot d e^{\frac{-\alpha t_0}{2}}$$

提高固体电介质的热击穿电压的方法

二、固体电介质的电击穿

碰撞电离理论——固体电介质发生电击穿的判断依据是：电子从电场获得的能量速率大于电子与晶格碰撞消耗的能量速率。

(1) 单电子近似理论——纯晶体或低温含杂晶体

$$A(E_K, E_m) = B(E_K, T) \mid E_k = U \quad E_m = \left(\frac{mB}{e^2 \tau} \right)^{\frac{1}{2}}$$

(2) 集合电子近似理论——高温下含杂晶体和无定形电介质

$$A(E_m, T_m, T_0) = B(T_m, T_0) \quad E_m = C e^{\frac{\Delta U}{2kT_0}}$$