

# 薄介质膜击穿全过程的探讨\*

陈 斗 南

(华南工学院物理系)

1986 年 8 月 5 日收到

## 提 要

本文提出了一个用于解释介质膜击穿全过程的新模型。在本模型中,整个击穿过程主要包含两个机构,一个是本征型的雪崩击穿,另一个是引起膜的破坏性击穿的丝状热传递。理论分析及有关的实验结果表明,本征击穿的电场强度主要取决于介质膜的带隙宽度及膜的厚度,而丝状热传递主要决定于膜的质量,特别是膜中的缺陷。文中简要讨论了膜的物理性质、工艺及测试条件对击穿的影响。

## 一、引 言

高质量的极薄介质膜是现代电子器件的重要结构成分之一,而介电强度则是介质膜的一个非常重要的电学参数。要提高介质膜的介电强度,首先必须弄清楚其击穿机理。Klein 概括总结了用于解释电介质击穿的几种模型<sup>[1]</sup>。一般来说,对于带隙较窄(如小于 4—5 eV)的材料,用碰撞电离模型来解释介质膜的击穿似乎能普遍为人们所接受,但对于带隙较宽(如大于 5 eV)的材料,不少人却持有异议<sup>[2-4]</sup>。他们认为带隙宽的材料出现碰撞电离是困难的,击穿的主要机构应是热传递,例如有不少的实验证实,二氧化硅膜在击穿后,相应的击穿点存在有熔融的金属、硅和二氧化硅<sup>[5,6]</sup>。而几乎所有论及这方面的文章,均没有区别地把非破坏性击穿和破坏性击穿一起讨论。

通过本文的分析,我们认为对于不同材料的良好介质膜,出现碰撞电离均是有可能的,只是由于各种材料的带隙宽度不同,产生碰撞电离的难易程度不同而已,薄二氧化硅膜也不例外。而最终的破坏性击穿,以及早期的低场击穿(所有低场击穿均是破坏性的),则是由于热传递引起的,而且极大地依赖于工艺条件和介质膜的质量。本文以二氧化硅膜为例,提出一个用于解释介质膜击穿全过程的击穿模型,进一步探讨介质膜质量对其介电强度的影响。

## 二、击穿过程简述

本模型包含两种主要击穿机构。一种是所谓本征型的雪崩击穿,它是由碰撞电离引起的;另一种是丝状管热传递,我们称其为非本征型击穿,它将使介质膜出现永久性的破

\* 中国科学院科学基金资助的课题。

坏击穿。

对于良好的介质膜,在较低的外加电场作用下,其电流-电压特性服从 FNE (fowler-nordheim equation) 所描述的规律变化。外加电场增大,电流-电压特性将偏离正常的 FNE 关系曲线,开始出现碰撞电离,但这时的离化率很小。随着外加电场的进一步增加,离化率迅速增大。在这个过程中,碰撞电离所产生的载流子电荷由于复合作用而相对平衡。计及到陷阱影响的雪崩击穿可用 Klein 的单载流子碰撞复合模型<sup>[7]</sup>来描述。

然而,在实际的 MIS 结构介质膜中,由于电容极板表面的不平整(或称局部隆起)、缺陷、陷阱及正离子等的存在,介质膜的内部电场是不均匀的,这样,局部地区的 FN 电流迅速增大,形成丝状电子通道。在通道内,温度迅速升高,反过来又促进电流增大,并且形成恶性循环,因为温度的增高,将使电导率增大而热导率减小。在这个过程中,丝状管热传递很快地占据主导地位。

当局部电场变得足够高,流经丝状管的电流所产生的能量密度足以引起丝状管熔融时,介质膜即变成永久性的破坏击穿。虽然,伴随着隧道电流的出现,热的产生早已存在,而且在外加电场低至  $4 \text{ MV} \cdot \text{cm}^{-1}$  时已可觉察<sup>[8]</sup>,但由于热交换及晶格未被破坏,热不稳定仍不明显;只是当丝状管内达到一定的温度,出现熔融状态而破坏了晶格结构时,介质膜才出现永久性的破坏击穿。

图 1 示出两种击穿机构随外加电场变化时所出现的几率。一般情况下,碰撞电离出现的可能性随外加电场的增加将沿  $aa'$  曲线变化,到了  $a'$  以后,由于丝状导管的形成,破坏性击穿将出现。 $BB'$  表示继出现碰撞电离后,外加电场的增加,引起产生破坏性击穿的几率。对于完美介质膜,或有选择地引进一些陷阱<sup>[9]</sup>,击穿将出现在图中的 2 区,最佳状态下可抵达曲线  $bb'$ 。较差的介质膜,击穿将出现在 1 区。当击穿出现在曲线  $cc'$  左边的 3 区时,碰撞电离机构则不再存在,击穿一开始,极大的隧道电流所产生的热迅速地将介质膜导入破坏性击穿,因为在这种介质膜中,丝状导管早已形成或接近形成,出现低场击穿的较差介质膜即属于这一类。曲线  $AA'$  表示最坏情况下,由注入电流直接烧毁介质膜的几率。

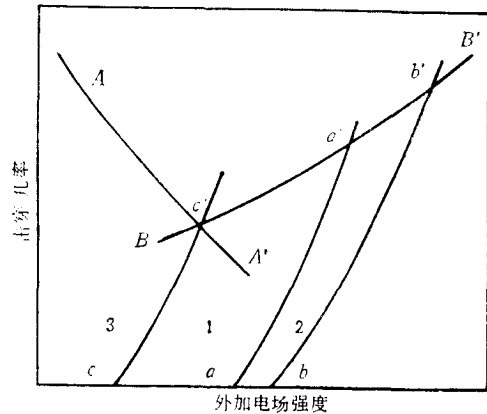


图 1 对于给定厚度的介质膜,各击穿机构随外加电场变化时可能出现的几率

### 三、非破坏性击穿下的碰撞电离

外加电场下,介质膜中产生碰撞电离的强弱可用离化率  $\alpha$  表征。离化率定义为在外加电场作用下,每一电子经过单位长度距离引起碰撞电离的产生率,一般表示为

$$\alpha = \alpha_0 \exp(-H/F), \quad (1)$$

其中  $F$  为外加电场;  $\alpha_0$  为电离率常数,具有长度倒数单位;  $H$  为场强常数,由下式给出<sup>[10]</sup>:

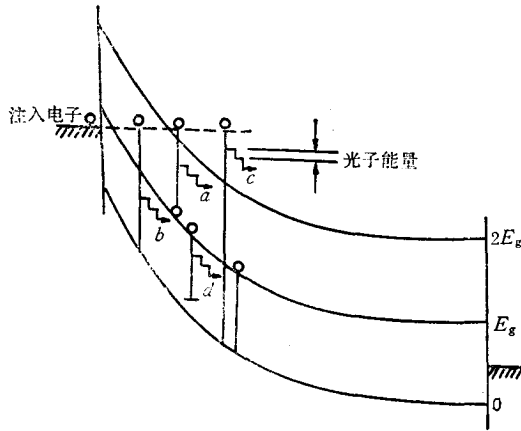


图2 外加电场下,注入电子在介质膜中产生碰撞电离时丧失能量示意图

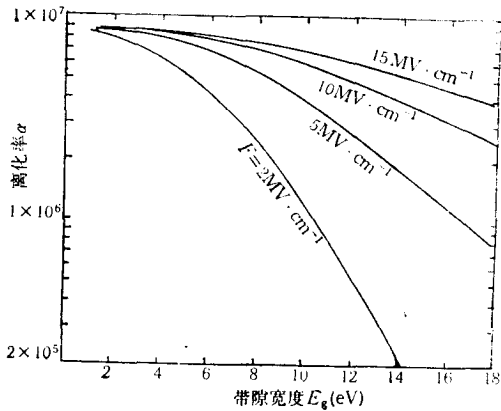


图3 离化率对带隙宽度的依赖关系

$$H = I/q\lambda \quad (2)$$

其中  $I$  为离化能,  $\lambda$  为平均自由程,  $q$  为电子电荷。

如果把电子从价带电离到导带的过程视为光子的吸收过程,  $\lambda$  作为光子的特征平均自由程, 则

$$\lambda = hc/I, \quad (3)$$

其中  $h$  为普朗克常数,  $c$  为光速。

把(3)式代入(2)式得

$$H = I^2/qhc. \quad (4)$$

为了更确切地描述带隙宽度对离化率的影响, 下面几种情况必须加以考虑。(1)注入电子与导带中电子的碰撞不产生电离而仅发射光子; (2)注入电子在还未具备足够能量电离价带电子之前产生的碰撞不能产生电离, 仅能以发射光子的形式丧失能量; (3)产生碰撞电离的注入电子所具有的能量已超过离化能, 在碰撞电离过程中, 部分多余能量转化为光子发射; (4)一些已离化的电子又与空穴陷阱复合。这些可能的情况可参见图2。考虑到上述各因素的影响, 真正产生一个电子-空穴对的离化能约为带隙宽度的五倍。由此, 我们得到离化常数  $\alpha_0 = 1.2 \times 10^7 \text{ cm}^{-1}$  和场强常数  $H = 3.7 \times 10^7 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ 。此值与 Solomon 等人的结果<sup>[11]</sup> ( $\alpha_0 = 6.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-1}$ ,  $H = 1.8 \times 10^8 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ ) 差异较大, 产生的原因将在稍后加以解释; 但与 Nissan-Cohen 等人<sup>[12]</sup> 的结果 ( $\alpha_0 = 2.15 \times 10^6 \text{ cm}^{-1}$ ,  $H = 8.2 \times 10^6 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ ) 却非常相似。

把(4)式和  $I = 5E_g$  代入(1)式, 得

$$\alpha = \alpha_0 \exp[-25 E_g^2/qhcF]. \quad (5)$$

根据(5)式所画出的离化率对带隙宽度的依赖关系曲线示于图3中。

从图3中可明显地看出, 对于窄带隙(如  $E_g$  小于4—5 eV)的介质膜, 离化率对外加电场的依赖不很敏感, 较低的外加电场下便有很高的离化率, 碰撞电离是这类膜的主要击穿机构。带隙增大, 离化率急剧下降, 如果要有足够大的离化率, 必须要有更高的外加电场, 而外加电场的增高, 在尚未获得足够大的离化率之前, 其它击穿机构(如热传递、

直接电子击穿等)已出现,此类介质膜将不可能存在碰撞电离,或碰撞电离不是其主要击穿机构。对于二氧化硅膜而言,其带隙宽度约为 9 eV。由图 3 可见,只要它能承受相对高的外加电场(如  $5 \text{ MV} \cdot \text{cm}^{-1}$  以上),其离化率已足够高,而一般良好的二氧化硅膜,承受这样高的场强是完全可以的,故二氧化硅膜的本征击穿机构仍是碰撞电离型的。

按离化率的定义,碰撞电离的平均距离  $L_i$  应为离化率的倒数,即

$$L_i = \frac{1}{\alpha} \\ = \frac{1}{\alpha_0} \exp(H/F), \quad (6)$$

根据“四十产生模型”(forty generation model)<sup>[10]</sup>,一个注入电子产生四十次碰撞电离与

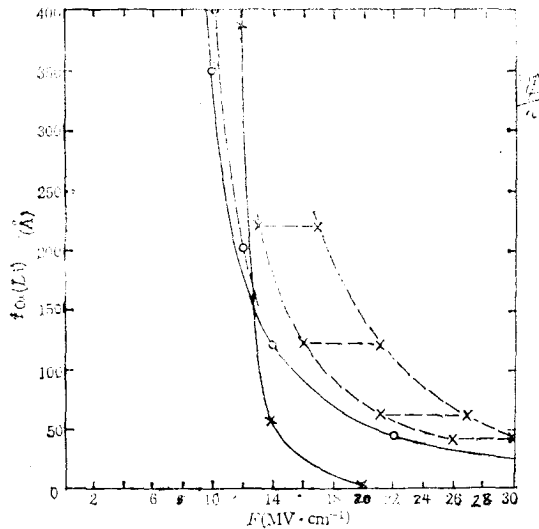


图 4 碰撞电离平均距离( $L_i$ )和氧化膜厚度( $t_{\text{ox}}$ )与外加电场( $F$ )的关系

—○—○—为文献[14]的实验结果; —×—×—为文献[13]的实验结果; —×—×—为文献[11]的理论曲线; —○—○—为新模型结果

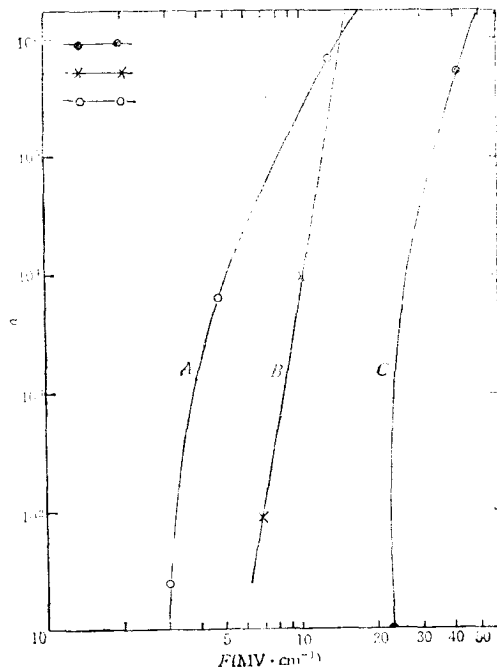


图 5 碰撞电离率与外加电场的函数关系

—●—●—为文献[15]的结果; —×—×—为文献[11]的结果; —○—○—为新模型结果

四十个注入电子,每个电子产生一次碰撞电离的效果是一样的。那么,把碰撞电离的平均距离  $L_i$  视为介质膜在给定电场强度下出现碰撞电离时的最小厚度  $t_{\text{ox}}$  是合理的。这样,以  $t_{\text{ox}}$  代替(6)式中的  $L_i$ ,便可得到膜厚与场强的关系曲线  $t_{\text{ox}}(L_i)-F$ 。如图 4 所示。图中还同时引用了一组其他实验结果和理论曲线,以便进行比较。很明显,我们的理论曲线与实验结果<sup>[13,14]</sup>符合得较好。Solomon 和 Klein<sup>[11]</sup>的理论曲线,对于较厚的氧化膜,与实验结果基本一致,而对于较薄的膜,偏差很大。这是由于 Solomon 等人的理论分析是在较低的电场(较小电离率)下进行的。

离化率作为外加电场的函数示于图5. 曲线C是 Ferry<sup>[15]</sup> 将 Okuto 和 Crowell<sup>[16]</sup> 的解析式用于二氧化硅的结果. 我们的结果明显地与之偏差较大. 按 Ferry 的曲线分析, 离子对的产生仅能在场强高于20—40  $\text{MV} \cdot \text{cm}^{-1}$  的情况下才有可能发生, 这与实际情况是不相符的. 如果不考虑在较低电场下, 我们的结果与 Solomon 等人的差别, 在较高电场下是比较一致的(曲线A和B).

产生碰撞电离的外部特征表现为击穿电流的变化. 假定一个价电子得到真正电离的离化能为  $5 E_g$ , 当介质膜的分子密度为  $N$  时, 出现碰撞电离的电流密度应为

$$J_t = 5NE_g/F. \quad (7)$$

对于带隙宽度  $E_g$  不同的材料,  $J_t$  与  $F$  的关系曲线如图6所示. 例如, 厚度为  $400 \text{ \AA}$  的氧化膜, 当它承受  $10.5 \text{ MV} \cdot \text{cm}^{-1}$  的外加电场时, 由(7)式可知  $J_t \approx 5 \times 10^{-2} \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ , 这个电流刚好稍大于在此外加电场下的 FN 隧道电流 ( $2 \times 10^{-2} \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ ), 说明碰撞电离已出现. FNE 表示为

$$J_F = AF^2 \exp(-B/F), \quad (8)$$

其中  $A = 1.7 \times 10^{-6} \text{ A} \cdot \text{V}^{-2}$ ,  $B = 2.38 \times 10^{-8} \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ . FN 电流  $J_F$  与电场强度的关系曲线也同时示于图6中. 图中,  $J_t$  与  $J_F$  的交点相应于碰撞电离引起的本征击穿的临界情况.

当离开  $J_t$  与  $J_F$  的交点后, 将有两种可能性存在. 一是立即除去外加电场, 样品回复原状, 且能保持其原来的完整性, 如图6中的箭头B所示; 另一种情况是由于丝状管热传递的结果(如继续增加外加电场强度, 延长出现击穿下的外加电场时间或加宽测试脉冲的宽度), 使局部地区的温度急剧上升, 则可能沿着负阻方向使样品出现永久性的破坏击

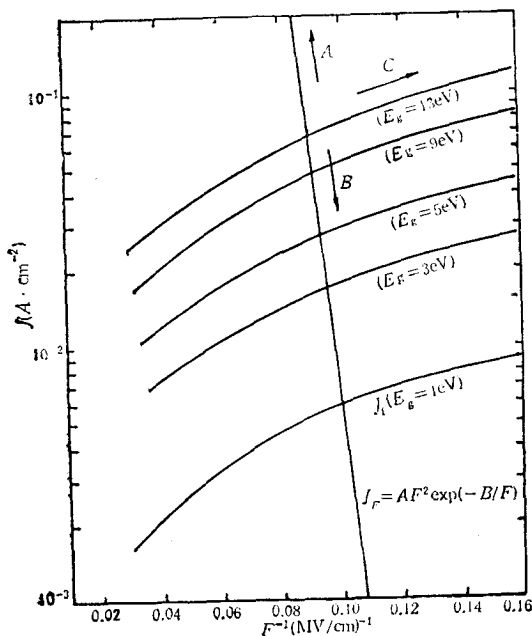


图6 产生碰撞电离的临界电流 ( $J_t$ ) 及 FN 电流 ( $J_F$ ) 与外加电场的关系  $t_{ox} = 400 \text{ \AA}$

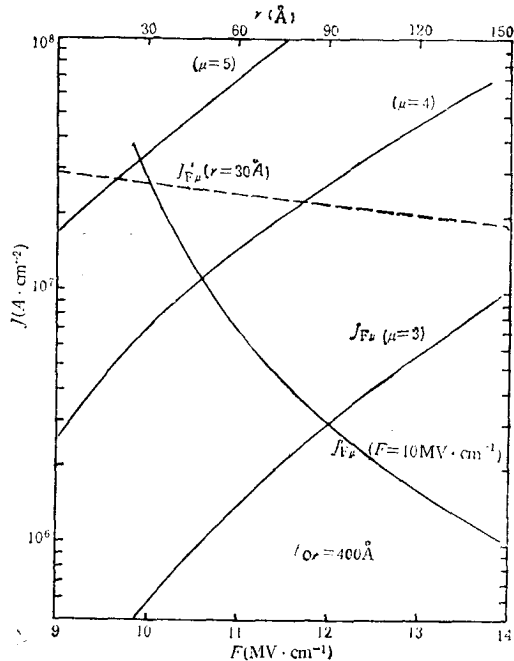


图7 不同外加电场强度下的场增强后 FN 电流 ( $J_{F\mu}$ ) 及破坏性击穿电流 ( $J'_{F\mu}$ )

穿,如图 6 中的箭头 C 所示.

#### 四、热传递引起的破坏性击穿

已有文献报道<sup>[19]</sup>,破坏性击穿后,发现击穿点与介质膜的缺陷位置相对应,而电子束感生电流破坏点与衬底表面的堆积层错又相对应.这样,我们有理由认为介质膜中的缺陷很容易形成丝状导电机构.由于介质膜的厚度可视为临界碰撞电离的平均距离,故由(6)和(7)式得

$$J_t = 5NE_g \ln(t_{0x}\alpha_0)/H. \quad (9)$$

(7)和(9)式在意义上并无多大区别,只是表示形式不同,后者便于考察特定厚度的介质膜存在缺陷时,丝状管内提早出现热传递破坏性击穿的可能性.从下面的分析将看到,介质膜的击穿将最先出现在这些丝状内.

在丝状管中,由于局部电场的增强, FN 电流随外加电场的变化可用下式表示<sup>[3]</sup>:

$$J_{F\mu} = A(\mu F)^2 \exp[-B/(\mu F)], \quad (10)$$

式中  $\mu$  为场增强因子,其值约为 1—6. 由于局部电场增强的影响,丝状管内的 FN 电流便以  $J_{F\mu}$  的形式出现.  $J_{F\mu}$  比  $J_F$  更容易接近碰撞电离的临界电流值  $J_t$ .  $\mu$  对  $J_F$  的影响(引入  $\mu$  后,  $J_F$  将为  $J_{F\mu}$  所代替)示于图 7.

为了解释在击穿点出现熔融的金属、硅及二氧化硅的现象,我们具体研究丝状管内的导电及导热过程.假定丝状管是直径为  $a$  的圆柱体, Ridley 给出<sup>[3]</sup>

$$a = (t_{0x}a_0)^{1/2}, \quad (11)$$

其中  $a_0$  为分子直径,约等于  $2.5 \text{ \AA}$ .  $a$  的大小与 Gibson 和 Dong 用高分辨率 TEM 所观察到的结果<sup>[19]</sup>是一致的.略去角度的依赖关系,热流的柱形坐标方程为

$$c_v \frac{\partial T}{\partial t} = F_\mu J'_{F\mu} + K \left[ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial Z^2} \right) \right], \quad (12)$$

其中  $c_v$  为比热,  $K$  为热导率,  $F_\mu$  和  $J'_{F\mu}$  分别为场增强后的局部场强和破坏性击穿电流的密度.

由于介质膜很薄,圆柱体的高度很小,故圆柱丝状管中心向管壁的热传递可视为仅在横向上进行.略去轴向的温度变化,当丝状管的中心温度为  $T_m$  时,距离中心为  $r$  处的温度便为

$$T = T_m - \frac{F_\mu J'_{F\mu}}{6K} r^2. \quad (13)$$

产生破坏性击穿的丝状管内电流密度则为

$$J'_{F\mu} = \frac{6K}{F_\mu r^2} (T_m - T). \quad (14)$$

$J'_{F\mu}$  对丝状管尺寸及外加电场的依赖关系同时在图 7 中给出.

从方程(14)及图 7 的曲线可以看出,  $J'_{F\mu}$  反比于丝状管半径的平方,而与电场强度只是一次方的关系,也就是说,丝状管的尺寸对  $J'_{F\mu}$  的影响极大.当丝状管的尺寸增大(例如,较差的介质膜出现缺陷交迭时),产生破坏性击穿所需的电流将大大减小,丝状管内场

增强后的 FN 电流  $J_{F\mu}$  便很容易接近此值 ( $J'_{F\mu}$ )。这就不难解释质量差的介质膜为什么在外加电场未达到膜的本征击穿强度之前,破坏性击穿便出现的现象。至于质量极差的介质膜,稍加外加电场,隧道电流便很快达到  $J'_{F\mu}$  值,低场永久性击穿总是出现在这种膜中。

## 五、击穿与缺陷的关系

缺陷是影响介质膜介电强度的关键因素,表现为破坏性击穿在整个击穿过程中能否被推迟(对于良好的二氧化硅膜,破坏性击穿应是继碰撞电离击穿之后)。当缺陷密度很低时,丝状导管的半径一般在  $30 \text{ \AA}$  左右, FN 平衡电流  $J_{F\mu}$  可用(10)式表示,这时虽有局部的场增强,  $J_{F\mu}$  与破坏性击穿电流  $J'_{F\mu}(r = 30 \text{ \AA})$  的差距仍很大,如图 7 所示。也就是说,在低于本征击穿的外加电场下,是不容易出现破坏性击穿的。随着缺陷密度的增加,缺陷随机分布的结果是出现交迭,丝状管的实际半径增大,产生破坏性击穿的电流密度大大下降,如图 7 中的曲线  $J'_{F\mu}(F = 10 \text{ MV} \cdot \text{cm}^{-1})$  所示。例如,当两个缺陷交迭后形成  $r = 50 \text{ \AA}$  的丝状管时,在  $10 \text{ MV} \cdot \text{cm}^{-1}$  的外加电场作用下,取  $\mu = 4$  的场增强后, FN 电流  $J_{F\mu}$  将与  $J'_{F\mu}$  相接近了。

为了分析缺陷密度对介电强度的影响,我们通过缺陷产生交迭的几率与 MIS 电容面积的依赖关系来验证。

在具有缺陷密度为  $n$  的介质膜中,任意两个缺陷出现在同一指定位置的机会,可视为两个缺陷产生交迭的几率,表示为

$$P_i = \sum_{i=2}^n c_n^i p^i (1-p)^{n-i} \quad (15)$$

其中  $p$  为缺陷出现在某一指定位置上的几率,可用下式表示:

$$p = \frac{\Delta V}{V}. \quad (16)$$

$\Delta V$  为两个缺陷交迭后,最大半径约为  $2r$  的丝状管截面积,  $V$  为单位电容面积。

当  $n$  足够大而  $p$  又足够小时,交迭几率可用泊松分布近似为

$$P_i = 1 - (1 + \delta)^{-\delta}, \quad (17)$$

其中  $\delta = np$ 。

对于面积为  $V_c$  的被测电容器,有两个以上的缺陷交迭的几率则为

$$\begin{aligned} P_c &= 1 - e^{-RP_i} \\ &= 1 - e^{-R[1 - (1 + \delta)^{-\delta}]}, \end{aligned} \quad (18)$$

式中  $R = V_c / \Delta V$ 。图 8 给出了电容面积对交迭几率影响的关系曲线。从图 8 可见,当缺陷密度高于  $10^3 \text{ cm}^{-1}$  时,缺陷交迭的几率已相当高了,说明出现击穿强度低于本征击穿的可能性已相当大。另一方面,对于同样缺陷密度的介质膜而言,交迭的几率随电容面积的增大而增加。上述结论与我们的实验结果<sup>[20]</sup>是一致的。

缺陷的存在还可以引入导电物质(如接触电极的金属离子等),适量的导电物质的存在可使导电丝状管已形成或接近形成,这是极差介质膜常见的现象。

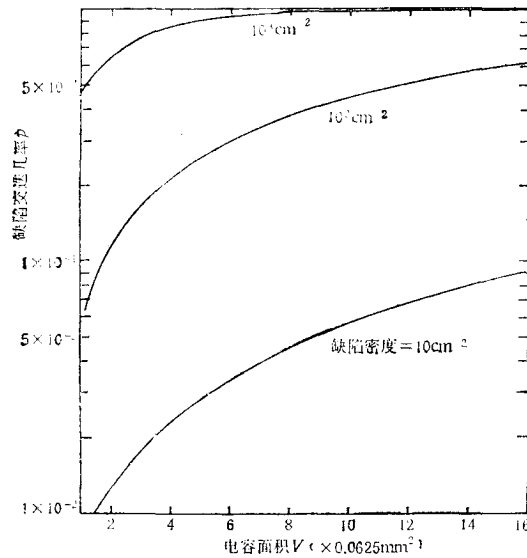


图 8 缺陷交迭的几率( $P$ )与被测电容面积( $V$ )的关系

## 六、讨论与结论

我们根据各种实验结果和理论分析,提出了一个用于解释介质膜击穿全过程的理论模型。以二氧化硅作为实例,自始至终对模型进行验证,表明这种模型是合理的。以新模型为依据,可以直接判断不同介质膜(具有不同的带隙宽度)出现碰撞电离的可能性。只要所考察的介质膜的本征击穿是碰撞电离型的,便可根据图 2 的原理,从膜的厚度直接估计出其击穿强度。由膜的击穿强度,可以判断出膜的质量。而介质膜的破坏性击穿,则均是由丝状热传递引起的。理论分析与实验结果表明,缺陷是导致热破坏性击穿的主要因素。

介质膜的介电强度还受到膜中的电荷、陷阱等的影响。陷阱的影响可用前面引用的单载流子模型处理。电荷的影响可简单由

$$F_c = F + \frac{Q}{\epsilon} \quad (19)$$

反映出来<sup>[1]</sup>。式中  $Q$  为膜中电荷密度,  $\epsilon$  为介电常数。这样,实际施于介质膜的电场应视为  $F_c$ 。

本工作得到香港大学郑耀宗教授的指导、华南工学院刘百勇教授一直关注本工作并提出了许多宝贵意见,作者表示衷心感谢。

## 参 考 文 献

- [ 1 ] N. Klein, *Thin Solid Films*, **100**(1983), 335.
- [ 2 ] P. P. Budenstein, *IEEE Trans. Elec. Insul.*, **15**(1980), 225.



- [ 3 ] B. K. Ridley, *J. Appl. Phys.*, **46**(1975), 998.  
[ 4 ] J. Maserjian and N. Zamani, *J. Vac. Sci. Technol.*, **20**(1982), 743.  
[ 5 ] P. S. D. Lin, R. B. Marcus and T. T. Sheng, *J. Electrochem. Soc.*, **130**(1983), 1878.  
[ 6 ] M. Shatzkes, M. Av-Ron and R. M. Anderson, *J. Appl. Phys.*, **45**(1974), 2065.  
[ 7 ] N. Klein, *J. Appl. Phys.*, **53**(1982), 5828.  
[ 8 ] D. J. DiMaria, T. N. Theis, J. R. Kirtley, F. L. Pesavento and D. W. Dong, *J. Appl. Phys.*, **57**(1985), 1214.  
[ 9 ] D. J. DiMaria, D. W. Young and D. W. Ormond, *Appl. Phys. Lett.*, **31**(1977), 680 .  
[10] J. J. O'Dwyer, *The Theory of Electrical Conduction and Breakdown in Solid Dielectrics*, Clarendon Press, Oxford, (1973).  
[11] P. Solomon and N. Klein, *Solid State Communications*, **17**(1975), 1397.  
[12] Y. Nissan-Cohen, J. Shappir and D. Frohman-Bentchkowsky, *J. Appl. Phys.*, **57**(1985), 2830.  
[13] E. Harari, *J. Appl. Phys.*, **49**(1978), 2478.  
[14] T. H. Distefano, *Proceedings of the Third International Symposium on Silicon Materials Science and Technology, "Semiconductor Silicon 1977"*, Edited by Howerd R. Huff, Erhard Sirtl.  
[15] D. K. Ferry, *Solid State Communications*, **18**(1976), 1052.  
[16] Y. Okuto and C. R. Crowell, *Phys. Rev.*, **B6**(1972), 3076.  
[17] R. A. Gdula, *J. Electrochem. Soc.*, **123**(1976), 42.  
[18] P. S. D. Lin, R. B. Marcus and T. T. Sheng, *J. Electrochem. Soc.*, **130**(1983), 1878.  
[19] J. M. Gibson and D. W. Dong, *J. Electrochem. Soc.*, **127**(1980), 2722.  
[20] D. N. Chen and Y. C. Cheng, *J. Electrochem. Soc.*, **132**(1985), 2510.

## A RESEARCH FOR THE ENTIRE BREAKDOWN PROCEDURE IN THIN DIELECTRIC FILMS

CHEN DOU-NAN

(Department of Physics, Huanan(South China) Institute of Technology, Guangzhou)

### ABSTRACT

A new model used to interpret the phenomena of dielectric breakdown is proposed over the whole range of applied field. There are two main mechanisms that one of which is the avalanche breakdown, so-call intrinsic type, and the other is the filament heating transport leading to the destructive breakdown exist in the breakdown process. The theoretical analysis and the experimental data indicate that the field strength of intrinsic breakdown depends on the band gap and the thickness of film, but the filament heating transport which induces a destructive breakdown depends on the properties of film. In particular, the defect is the main origin leading to the occurrence of destructive breakdown. In addition, the effect of various physical parameters, testing conditions and process factors on the breakdown are discussed briefly.