

以能带理论诠释直流聚乙烯绝缘中空间电荷的形成和抑制机理*

屠德民 王霞[†] 吕泽鹏 吴锴 彭宗仁

(西安交通大学, 电力设备电气绝缘国家重点实验室, 西安 710049)

(2011年2月28日收到; 2011年5月3日收到修改稿)

高压直流塑料交联聚乙烯电缆的研发难点是消除其中的空间电荷效应. 目前, 国内外学者普遍通过添加纳米粒子在聚乙烯体内形成深陷阱捕获电荷的机理来抑制电荷积聚, 但此抑制机理违背了电场的基本理论. 以能带理论全面阐述聚合物介质中空间电荷的形成和抑制机理, 从一级陷阱模型出发, 应用电荷入陷和脱陷动力方程, 推导了聚合物介质中空间电荷的形成过程. 在聚合物介质中引入深陷阱后, 介质 Fermi 能级位移, 电极与介质之间界面接触由 Ohm 接触转变为阻塞接触. 考虑到无定形相中大量的陷阱密度, 电荷耗尽区宽度小于 100 \AA , 电极与介质之间的界面对电子变得透明, 形成中性接触, 在电压作用下, 这种聚乙烯介质中不再可能形成空间电荷. 最后, 在纯聚乙烯和纳米改性后含有深陷阱的聚乙烯两种试样上, 分别测量了电导与电场强度的关系和空间电荷分布曲线, 实验结果符合理论推导.

关键词: 直流绝缘, 能带理论, 空间电荷, 抑制机理

PACS: 71.20Ry, 71.10.-d, 72.80.Le, 73.20.At

1 引言

随着新能源的开发, 风能、太阳能发电容量日益增加, 海洋采油业的蓬勃发展, 大陆与岛屿、油井平台之间长距离大功率电能的传输, 迫切需要研发高压直流交联聚乙烯 (XLPE) 电缆^[1,2]. 聚合物形态结构的特点是能带中存在着大量的局限态 (陷阱), 在直流电场下陷阱捕获电荷形成空间电荷^[3,4], 畸变绝缘中的电场分布使局部电场强度比平均电场强度高数倍, 大大降低了绝缘利用率, 因此研发高压直流电缆的关键在于消除绝缘的空间电荷效应.

已有研究表明: 低密度聚乙烯中混入 0.5% 二氧化钛 (TiO_2)、二氧化硅 (SiO_2)、三氧化铝 (Al_2O_3) 和钛酸钡 (BaTiO_3) 等 4 种纳米粒子都能大幅度降低空间电荷^[5]. 介电谱测量表明, 纳米粒子形成的陷阱越深, 抑制空间电荷效果越好^[6]. Takada 在解释纳米 MgO 抑制空间电荷作用方面, 进行了严格电场计算, 认为纳米 MgO 在 70 kV/mm 的电场中产生了感应偶极子, 其位垒阱达到 $1\text{—}5 \text{ eV}$, 作用范

围 $50\text{—}1000 \text{ \AA}$ ^[7]. 现已查明, 消除空间电荷效应的有效途径是在聚乙烯 (或交联聚乙烯) 中添加极性物质. 在解释添加极性物质抑制空间电荷的机理方面, 至今国内外文献一致认为极性物质在非极性的聚乙烯中形成了深陷阱, 深陷阱使电荷在绝缘中无法沿电场方向移动, 阻止了电荷的局部积聚^[7,8].

深入推敲可知, 目前这种解释不可能消除空间电荷, 深陷阱虽能阻止电荷的局部积聚, 但空间电荷仍在介质中, 即使空间电荷在介质中均匀分布, 由 Poisson 方程求得的电场分布是不均匀的, 以深陷阱捕获电荷作为消除空间电荷的解释难以成立. 本文基于聚合物绝缘的能带理论, 探讨聚合物中空间电荷的形成和抑制机理.

2 聚合物介质的能带理论

能带理论是在处理晶体电子结构的过程中发展起来的. 晶体结构既有长程有序, 反映周期性, 又有短程有序, 反映近邻原子的结合; 而许多聚合物

* 国家自然科学基金 (批准号: 50907050) 和国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2011CB209404) 资助的课题.

[†] E-mail: wxflying@mail.xjtu.edu.cn

是两相共存体系, 失去了长程有序, 没有周期性, 但仍保留了短程有序. 在聚合物介质中能带结构除有导带和价带外, 还有大量的局域态, 局域态的电子不能像自由电子那样运动, 而只能通过隧道效应从一个局限态转移到另一个局限态, 或靠热激发到导带去. 习惯上把局态称做陷阱, 聚合物晶区与非晶区的界面、分子的支链、端基、链的折叠、断裂和杂质都能形成陷阱.

聚合物介质的能带模型和局域态密度分布分别示于图 1(a) 和 (b) 中 [9]. 图中 t_s 为浅陷阱; t_d 为深浅陷阱; E_c 为导带; E_v 为价带; E_F 为 Fermi 能级; E_g 为聚乙烯的禁带宽度, 约 8—10 eV; E_e 为电子陷阱; E_h 为空穴陷阱.

3 空间电荷的形成

设平板聚乙烯试样含有单能级浅陷阱, 试样夹在两块相同金属的电极中, 聚乙烯试样与电极的能带结构如图 2 所示. 图 2 中电子浅陷阱 E_{te} 是受主型的, 当它是空的时候为中性, 捕获电子后呈负电性; 空穴浅陷阱 E_{th} 是施主型的, 它含有一个电子时为中性, 失去一个电子时呈正电性.

当电极与聚乙烯试样接触后, 电极和绝缘的真空、Fermi 能级跨过界面连续, 从图 2(b) 可见, $\psi_i > \psi_m$. 电极中的电子将部分填满靠电极附近的陷阱, 电子的累积区域长度 λ , 由电极和聚乙烯能带的具体参数决定 [10]. 当电极上外施直流电压, 如图 2(c) 所示聚乙烯试样中的电场强度 F , 假如试样中没有杂质, 在低电场作用下, 电极中的电子通过 Schottky 效应跳过位垒向聚乙烯导带注入电子, 由于界面附近导带弯曲 (见图 2(b)), 电子不能在导带中通行无阻, 行走很短距离后掉入陷阱, 形成负极性空间电荷. 从图 2(c) 可见, 由于价带的弯曲, 阳极空穴注入的位垒比阴极电子注入的位垒高, 因此只有继续增加外施电场强度 F , 才开始阳极注入空穴, 形成正极性空间电荷. 当试样中陷阱密度很大、外施直流电场强度很高时, 电极中的电荷也可通过隧道效应直接注入聚乙烯的陷阱中, 并通过陷阱之间的隧道效应传输到内部陷阱中.

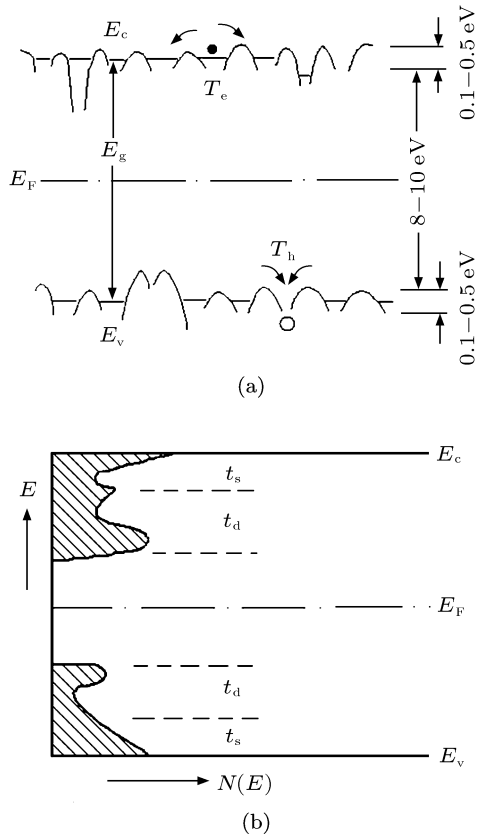


图 1 聚合物介质的能带模型 (a) 和局限态密度分布 (b)

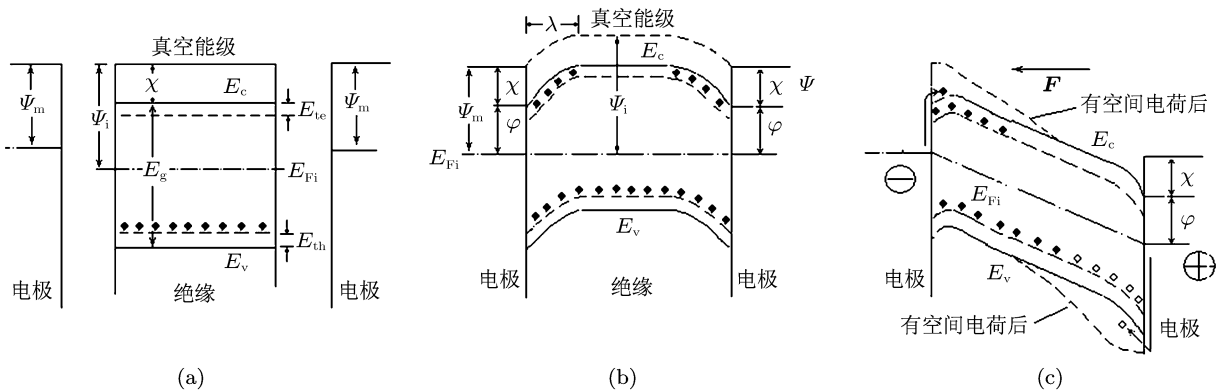


图 2 聚乙烯试样与电极的能带图 (a) 试样与电极接触之前; (b) 试样与电极接触后; (c) 试样上外施电场后; Ψ_m 为金属电极的功函数; Ψ_i 为聚乙烯的功函数; χ 为聚乙烯的电子亲和力; $\varphi = \Psi_m - \chi$; E_{Fi} 为 Fermi 能级; E_g 为聚乙烯的禁带宽度; E_c , E_v 分别为聚乙烯的导带和价带; E_t 为陷阱能级

根据电荷入陷和脱陷动力方程^[11,12], 陷阱从导带捕获电子的速率为

$$\left(\frac{\partial n_t}{\partial t}\right)_+ = \nu\sigma_n n(N_t - n_t), \quad (1)$$

式中 N_t 为陷阱能级密度, n_t 为陷阱电子密度, σ_n 为陷阱的捕获面积, ν 为电子的热运动速度, n 为导带中自由电子密度.

因热运动, 电子逃脱陷阱的速率为

$$\left(\frac{\partial n_t}{\partial t}\right)_- = e_n n_t, \quad (2)$$

其中 e_n 为陷阱热发射电子速率, 有

$$e_n = \nu \exp\left(\frac{E_t - E_c}{kT}\right), \quad (3)$$

其中 ν 为电子振荡频率, 一般为 10^{11} — 10^{12} /s; k 为 Boltzmann 常数; T 为绝对温度.

由 (1) 式和 (2) 式, 求得陷阱捕获电子的速率为

$$\frac{dn_t}{dt} = \nu\sigma_n n(N_t - n_t) - e_n n_t. \quad (4)$$

在外施电场强度 \mathbf{F} 作用下, 设电子的电荷 q , 迁移率为 μ_n , 则电子通过试样的电流密度为

$$j_n = q\mu_n n \mathbf{F}, \quad (5)$$

从 (5) 式得 n , 代入 (4) 式, 解微分方程, 得

$$n_t = \frac{A_n N_t}{A_n + e_n} + C_0 e^{-(A_n + e_n)t}, \quad (6)$$

式中 $A_n = (\nu\sigma_n j_n)/(q\mu_n \mathbf{F})$; 设 $t = 0$, 陷阱是空的, $n_t = 0$, 则 $C_0 = (-A_n N_t)/(A_n + e_n)$, 最后求得

$$n_t = \frac{A_n N_t}{A_n + e_n} [1 - e^{-(A_n + e_n)t}]. \quad (7)$$

同样的推导, 陷阱从价带中捕获空穴密度为

$$p_t = \frac{A_p N_t}{A_p + e_p} [1 - e^{-(A_p + e_p)t}], \quad (8)$$

式中陷阱热发射空穴速率 $e_p = \nu \exp[(E_v - E_t)/kT]$; $A_p = (\nu\sigma_p j_p)/(q\mu_p \mathbf{F})$, 其中 σ_p 为在能级 E_t 上陷阱捕获空穴的截面, j_p 为空穴在试样中引起的电流, μ_p 为空穴的迁移率.

在低电场强度下, 通过试样的电流 j_n 和 j_p 很小, 不足以引起明显的空间电荷. 此时, 如果介质有离子性杂质, 杂质电离成正负离子分别向极性相反的电极迁移, 在阳极和阴极附近介质中形成异极性空间电荷.

在高电场强度下, 阴极和阳极分别场发射电子

和空穴向介质注入电荷, 有

$$j_n = aF_c^2 \exp\left(\frac{-b_c}{F_c}\right), \quad (9)$$

$$j_p = aF_a^2 \exp\left(\frac{-b_a}{F_a}\right), \quad (10)$$

式中 a 是常数; b_c 和 b_a 是与电极功函数、介质禁带宽度和电子亲和力相关的常数; F_c 和 F_a 分别是阴、阳极与介质界面上的电场强度.

4 空间电荷的抑制

设介质中没有任何陷阱, 根据 Fermi 能级的定义, 在此能级带上自由电子数等于空穴数, 由此有

$$N_c \exp\left(\frac{E_{Fi} - E_c}{kT}\right) = N_v \exp\left(\frac{E_v - E_{Fi}}{kT}\right). \quad (11)$$

由于 $kT \cdot \ln(N_v/N_c)$ 很小, 可忽略, 由 (11) 式得

$$E_{Fi} = \frac{E_g}{2} + E_v. \quad (12)$$

由 (12) 式可见, 在这样的介质中, Fermi 能级位于禁带中央. 当介质中同时含有电子浅陷阱 E_{ts} 和空穴深陷阱 E_{td} 时, 介质的 Fermi 能级 E_{Fi} 公式为^[13]

$$\begin{aligned} N_v \exp\left(\frac{E_v - E_{Fi}}{kT}\right) + N_{td} \exp\left(\frac{E_{td} - E_{Fi}}{kT}\right) \\ = N_{ts} \exp\left(\frac{E_{Fi} - E_{ts}}{kT}\right) \\ + N_c \exp\left(\frac{E_{Fi} - E_c}{kT}\right). \end{aligned} \quad (13)$$

忽略 (13) 式中数值相对较小的导带 (N_c) 和价带 (N_v) 项, 可得

$$\begin{aligned} E_{Fi} &= \frac{E_{ts} + E_{td}}{2} + \frac{kT}{2} \ln\left(\frac{N_{td}}{N_{ts}}\right) \\ &\approx \frac{E_{ts} + E_{td}}{2}. \end{aligned} \quad (14)$$

当聚乙烯与电极接触后, 由于 $\psi_m > \psi_i$, 介质的电子向电极迁移, 在界面附近介质中形成正电荷积累区 (或称耗尽区), 正电荷积累区的长度为 x_0 . 介质的 Fermi 能级下降, 直到 E_{Fi} 与 E_F 在一条直线上, 形成系统的 Fermi 能级 E_{Fs} [见图 3(b)], 由于电极中电子必须克服位垒 ($\psi_m - \chi$) 才能进入介质, 对电极中的电子而言, 聚乙烯与电极之间形成了阻塞型接触.

设浅陷阱的密度为 N_t , 聚乙烯的介电常数为 ϵ , 相对于系统 Fermi 能级的陷阱位能为 ψ_t , 那么 Poisson 方程为

$$\frac{d^2\psi_t}{dx^2} = \frac{e^2 N_t}{\epsilon} \quad (x < x_0, x > L - x_0), \quad (15)$$

$$\psi_t = \psi_i \quad (x < x_0, x > L - x_0). \quad (16)$$

对 (15) 式积分, 考虑到 $x = x_0, d\psi_t/dx = 0$, 可得

$$\frac{d^2\psi_t}{dx^2} = \frac{e^2 N_t}{\epsilon} (x - x_0). \quad (17)$$

对 (17) 式积分, 考虑到 $x = 0$ 时, $\psi_t = \phi_0 - E_t + E_c$, $x = x_0$ 时 $\psi_t = \psi_i$ 得

$$\varphi_1 = -\frac{e^2 N_t}{2\epsilon} x_0^2 + \phi_0 - E_t + E_c. \quad (18)$$

由 (18) 式解得

$$x_0 = \left[\left(\frac{2\epsilon}{e^2 N_t} \right) (\phi_0 - E_t + E_c - \varphi_1) \right]^{1/2}. \quad (19)$$

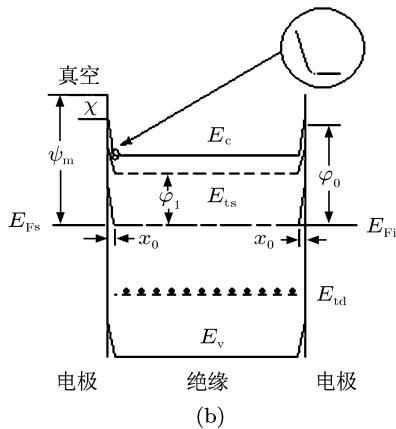
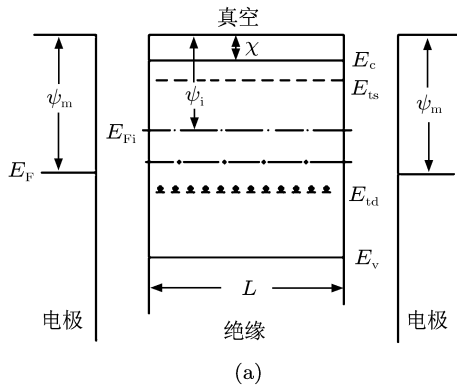


图3 聚乙烯试样中同时含有浅陷阱和深陷阱时的能带图 (a) 聚乙烯与电极接触前; (b) 聚乙烯与电极接触后; E_{ts} 为浅陷阱, E_{td} 为深陷阱

假定 $(E_c - E_t) = 0.5 \text{ eV}$, $\epsilon = 2.3\epsilon_0 = 20.36 \times 10^{-12} \text{ F/m}$, $e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$, $\varphi_1 = 1 \text{ eV}$ 和 $\phi_0 = 2.5 \text{ eV}$, 聚乙烯是结晶和无定形两相物质, 在全无定形的玻璃相中陷阱密度^[13] 高达 $10^{26} (\text{meV})^{-1}$, 以聚乙烯的陷阱密度^[11] $0.5 \times 10^{25} (\text{meV})^{-1}$ 代入 (19)

式, 得:

$$x_0 = 71.5 \text{ \AA}. \quad (20)$$

从 (20) 式可见, 电极与聚乙烯界面的阻塞接触的耗尽区宽度小于 100 \AA , 小于电子隧道效应的距离, 因此耗尽区的位垒对电子而言是透明的, 这就是说电子从电极穿过位垒到聚乙烯的概率等于电子从聚乙烯穿过位垒到电极的概率, 电极与聚乙烯的界面形成中性接触. 在这种情况下, 当电极两端外施直流电压时, 图 3(b) 中导带呈直线倾斜, 试样中电场分布均匀, 电荷迁移率不变, $j = q\mu n\mathbf{F}$ 电流遵从 Ohm 定律, 在聚乙烯没有电子空间电荷. 同样的道理, 也没有空穴空间电荷^[14].

为了进一步说明上述论点, 这里应当强调两个概念: 1) 聚合物介质中跳跃电导, 由于聚合物导带窄, 除电子在导带中从一个电极迁移到另一个电极外, 大部分电子是以在导带与浅陷阱之间交替跳跃向电场反方向迁移的; 2) 陷阱能否捕获电子 (或空穴), 完全决定电极与介质的界面性能, 也就是接触的类型, 只有是 Ohm 接触时, 电极才能注入载流子进入绝缘, 显著的空间电荷限制电流才能通过绝缘, 反之, 电流可以忽略不计^[15].

从图 3 可见, $E_{ts} < \psi_m - \chi$, 属于阻塞接触, 陷阱 E_{ts} 中不可有电子, 本征电导可以忽略不计 (热离子电导不在本征电导中), 因而, 聚合物介质跳跃电导引起电子动态陷阱, 可以忽略不计.

5 实验方法

一般电极与聚乙烯的界面是 Ohm 接触, 本文理论验证的要点是在聚乙烯中引入深陷阱后, 电极与介质间的界面变成中性接触. 界面接触的性能与类型可以通过介质的电导与场强曲线的关系来验证^[14]. 接触对空间电荷形成的影响可通过测量聚乙烯中空间电荷的分布来验证.

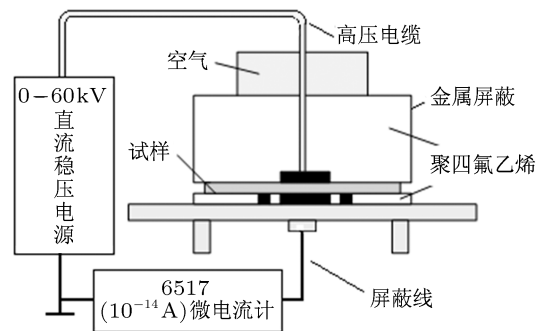


图4 电导与场强关系的测量装置

1) 试样: 聚乙烯与含有 1% 纳米添加剂的聚乙烯两种试样, 聚乙烯的牌号为 DJ200, 试样厚度 0.17—0.3 mm.

2) 高场强电导测量: 测量电路如图 4 所示.

3) 空间电荷分布测量: 采用电声脉冲法测量, 电脉冲幅值 1 kV, 宽度 12 ns, 测量装置参阅 [16,17].

6 实验结果与讨论

6.1 电导与电场强度的关系

以厚度 0.17 mm 纯聚乙烯和含有 1% 纳米粒子的聚乙烯为试样, 分别测量了电导电流与电场强度的关系如图 5 所示.

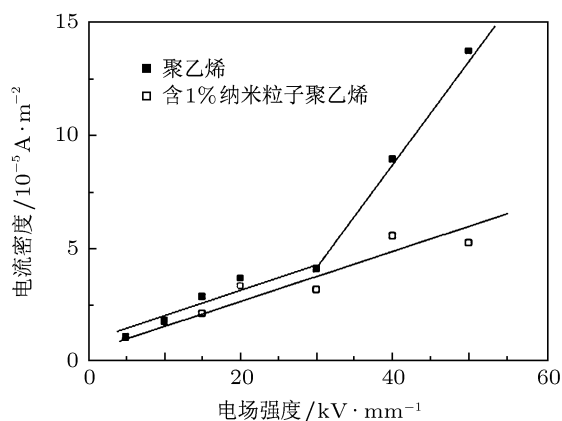


图 5 试样的电导电流与电场强度的关系

从图 5 可见, 聚乙烯试样的电导电流与电场强度的关系是折线, 在低电场强度范围内电流随着电场强度的增加呈线性增加. 当电场强度大于 30 kV/mm, 电流迅速增加, 一般来说, 30 kV/mm 是阳极开始发射空穴的电场强度, 这种电流应属于空间电荷限制电流 [13]. 从图 5 可以看出, 含 1% 纳米粒子聚乙烯的电导电流与电场强度的关系, 在整个电场强度范围内是一根直线, 电流服从 Ohm 定律, 这就证明了电极与介质的接触为中性接触, 验证了 (11)—(20) 式推导的正确性, 证明了深陷阱在聚乙烯中抑制空间电荷的机理.

聚乙烯中陷阱能级分布在 0.1—1.1 eV 范围内, 从陷阱浓度看, 绝大多数陷阱能量在 0.7 eV 以下 [18], 属于浅陷阱. 过渡金属氧化物例如 MgO 是极性分子, 在纳米颗粒中含有大量 MgO 分子, 在没有电场的情况下, 在聚乙烯中可以把纳米颗粒看成正负电荷中心重叠的施主型空穴陷阱, 即使在在

同电场强度 (最高 200 kV/mm) 的情况下, 纳米颗粒极化, 感应偶极子形成的位垒阱深度为 1—5 eV, 其 0.1 eV 位垒阱作用范围为 5—1000 Å, 0.1 eV 是非常浅的陷阱. 如果以 5 eV 深位垒阱计算, 从文献 [7] 的图 7(b) 可见, 只有在电场强度 200 kV/mm 下纳米颗粒 (直径 100 nm) 表面上才能达到, 因此从稍远的距离 (例如 1 μm) 看, 仍可把纳米颗粒的电荷作用中心看成重合的施主型空穴陷阱.

6.2 空间电荷分布测量

在不同直流电场强度下, 聚乙烯试样中的空间电荷分布示于图 6 中. 因为 (9) 和 (10) 式中 $b_a > b_c$, 因此阴极开始发射电子的电场强度 F_c 比阳极开始发射空穴的 F_a 低. 聚乙烯试样 F_c 约为 10 kV/mm. 从图 6 可见随着电场强度的增加, 阴极发射的电子逐渐增加, 阴极发射明显. 图 6 曲线中间部分平坦, 不是右边电子发射曲线的自然延伸, 这是因为阳极发射的空穴与阴极发射的电子部分中和的缘故, 由于阴极发射的电子比阳极发射的空穴多, 图中已看不出空穴注入了. 图 6 的空间电荷分布说明了前述的空间电荷形成机理.

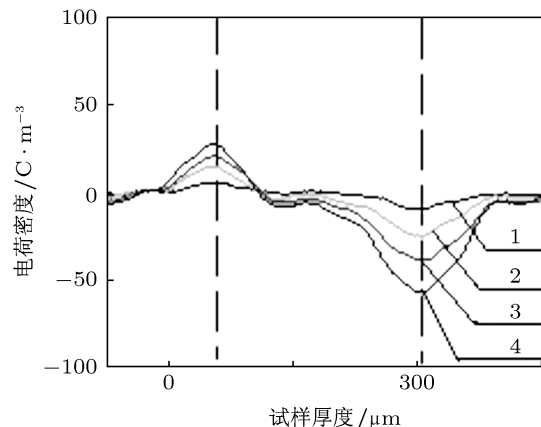


图 6 电场作用时间 30 min 后聚乙烯试样中空间电荷分布 1, 10 kV/mm; 2, 30 kV/mm; 3, 50 kV/mm; 4, 70 kV/mm

含有 1% 纳米添加剂的聚乙烯试样在直流电场作用下和去掉电场后的空间电荷分布示于图 7 中. 从图 7(a) 可见, 除阳极、阴极上分别有界面电荷峰外, 试样中间没有空间电荷. 从图 7(b) 可见, 去掉电压后试样中亦无空间电荷, 10 s 后电极界面电荷峰消失. 纳米无机粒子的极化位垒高达 1—5 eV [7], 在聚乙烯中形成深陷阱, 因此可以消除或降低空间电荷.

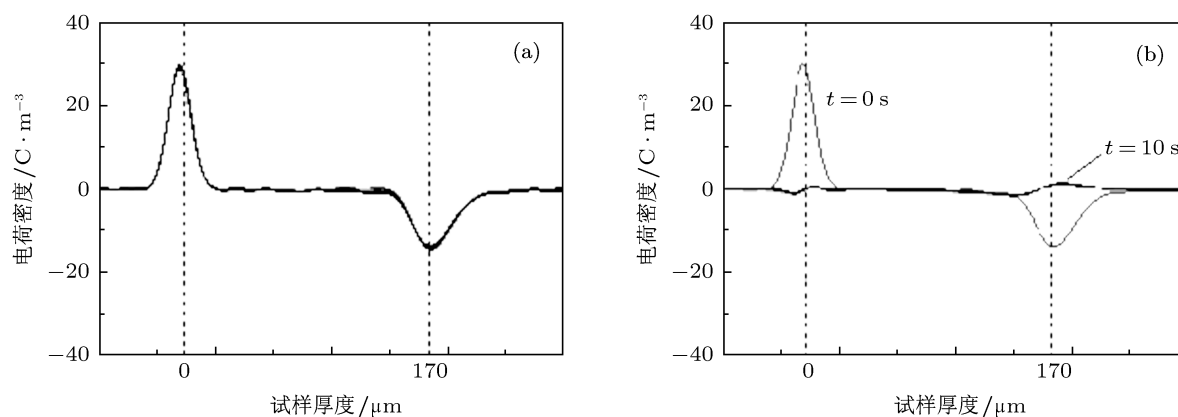


图7 含1%纳米添加剂的聚乙烯试样的空间电荷特性 (a) 场强30 kV/mm下30 min; (b) 撤去电压短路后

7 结论

1) 在一级陷阱模型上, 以电子和空穴入陷和脱陷动力学, 说明电荷注入形成空间电荷的过程.

2) 在非极性介质中添加深陷阱物质, 能把电极-介质界面的 Ohm 接触变成阻塞接触.

3) 在无定形相丰富的聚乙烯介质中, 阻塞接触附近的耗尽区小于 100 \AA , 由于电子的隧道效应, 阻

塞接触又变成中性接触.

4) 在电极-介质界面中性接触下, 界面上流入和流出的电子概率相等, 介质中不再可能形成空间电荷, 介质的伏安特性服从 Ohm 定律, 这就是深陷阱的空间电荷抑制机理.

5) 以聚乙烯和含有深陷阱的聚乙烯两种试样, 实测电导电流与电场强度的关系和空间电荷分布, 证明了理论的正确性.

- [1] Fabiani D, Montaniri G C, Laurent C, Teysseire G 2008 *IEEE Trans. Dielectric. Electric. Insul.* **24** 5
- [2] Terashima K, Suzuki H, Hara M, Watanabe K 1998 *IEEE Trans. Power Deliver* **12** 1
- [3] Chen X, Wang X, Wu K, Peng Z R, Cheng Y H 2010 *IEEE Trans. Dielectric. Electric. Insul.* **17** 1796
- [4] An Z L, Yang Q, Zheng F H, Zhang Y W 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5502 (in Chinese) [安振连, 杨强, 郑飞虎, 张冶文 2007 物理学报 **56** 5502]
- [5] Gong B, Zhang Y W, Zheng F H, Xiao C, Wu C S 2006 *J. Mater. Sci. Eng.* **24** 109 (in Chinese) [宫斌, 张冶文, 郑飞虎, 肖春, 吴长顺 2006 材料科学与工程 **24** 109]
- [6] Yang Q, An Z L, Zheng F H, Zhang Y W 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3834 (in Chinese) [杨强, 安振连, 郑飞虎, 张冶文 2008 物理学报 **57** 3834]
- [7] Takada T, Hayase Y, Tanaka Y, Okamoto T 2008 *IEEE Trans. Dielectric. Electric. Insul.* **15** 152
- [8] Tanaka T 2005 *IEEE Trans. Dielectric. Electric. Insul.* **12** 914
- [9] Cohen M H, Fritzsche H, Ovshinsky S R 1969 *Phys. Rev. Lett.* **22** 1065
- [10] Simmons J G 1971 *J. Phys. Chem. Solids* **32** 1987
- [11] Yang B T, Tu D M, Liu Y N 1992 *J. Appl. Sci.* **10** 233 (in Chinese) [杨百屯, 屠德民, 刘耀南 1992 应用科学学报 **10** 233]
- [12] Simmons J G, Tam M C 1973 *Phys. Rev. B* **7** 3706
- [13] Simmons J G 1971 *J. Phys. Chem. Solids* **32** 2581
- [14] Kao K C, Hwang W 1981 *Electrical Transport in Solids* (Oxford: Pergamon Press) p152
- [15] Simmons J G 1971 *J. Phys. Chem. Solids* **32** 1987
- [16] Zheng F H, Zhang Y W, Wu C S, Li J X, Xia Z F 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1137 (in Chinese) [郑飞虎, 张冶文, 吴长顺, 李吉晓, 夏钟福 2003 物理学报 **52** 1137]
- [17] Chen X, Wang X, Wu K, Peng Z R, Cheng Y H 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 7327 (in Chinese) [陈曦, 王霞, 吴镔, 彭宗仁, 成永红 2010 物理学报 **59** 7327]
- [18] Anta J A, Marcelli G, Meunier M, Quirke N 2002 *J. Appl. Phys.* **92** 1002

Formation and inhibition mechanisms of space charges in direct current polyethylene insulation explained by energy band theory*

Tu De-Min Wang Xia[†] Lü Ze-Peng Wu Kai Peng Zong-Ren

(State Key Laboratory of Electrical Insulation and Power Equipment, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

(Received 28 February 2011; revised manuscript received 3 May 2011)

Abstract

The key factor for developing cable plastic cross-linked polyethylene cable is to eliminate space charge in the bulk. Nowadays, it is universally received that the suppression mechanism of charge accumulation in polyethylene/nano-particle composite is the formation of deep traps for trapping charges, which, in fact, is contrary to the principles of electrical field. So in this paper, the formation and the suppression mechanisms of space charge are elaborated by the energy band theory of polymeric dielectric. Then based on the first order trap model, the formation of space charge in polymeric dielectric is deduced by dynamical equation of the trapped and detrapped charges. When the deep traps are introduced into polymeric dielectric, a displacement of Fermi energy level in dielectric occurs and the electric contact of interface between electrode and dielectric changes from ohmic contact to blocking contact. The width of the depletion region associated with blocking contact is less than 100 Å, due to huge density of traps existing in amorphous polyethylene (PE). The tunnel effect of electron makes the electrical contact of interface a neutral contact. The space charges cannot be formed in PE dielectric under electrical stress. Finally, the conductive current as a function of electrical stress and the space charge distribution are measured respectively on both PE samples, one is pure PE and the other is the nano-particle modified PE filled with deep traps. The test results are consistent with the theoretical results.

Keywords: direct current insulation, energy band theory, space charge, inhibition mechanism

PACS: 71.20.Rv, 71.10.-d, 72.80.Le, 73.20.At

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50907050) and the National Basic Research Program of China (Grant No. 2011CB209404).

[†] E-mail: wxflying@mail.xjtu.edu.cn