

静电涂敷荧光粉带电机理

李集田 牛惠辉 侯庭辉

摘要 根据电晕放电理论, 导出由放电针和玻管组成的圆筒形放电系统的电场分布, 并导出由负离子与粉粒碰撞, 使粉粒带电的数学表达式, 对其结果进行了分析。

一、引 言

荧光灯涂敷荧光粉的传统方法是所谓丁酯粉法^[1], 即用荧光粉、有机粘结剂(硝棉加醋酸丁酯)和有机溶剂配成悬浮液, 再注入玻管中, 去掉多余的悬浮液后, 就在玻管内表面形成一层均匀涂层, 然后在高温(约500℃)下进行烘烤, 使硝棉分解:



然而, 分解的结果, 仍有少量的碳素残留在涂层中, 这些残留物影响灯的光效与寿命^[2]; 此外, 在进行加热分解时, 乃至涂料的配制、涂层的涂敷整个工艺过程, 都有强烈的醋酸丁酯气味逸出, 严重污染工作环境、危害人体健康; 醋酸丁酯及硝棉为易燃、易爆物, 给安全生产带来困难。于是从六十年代开始, 出现所谓水涂粉法^[1], 其工艺特点是用水代替醋酸丁酯, 并以水溶性高分子聚合物(聚乙烯醇、羧甲基纤维素铵等)取代硝棉。采用水涂粉工艺在很大程度上克服了丁酯粉法的缺点, 但由于水涂粉法目前工艺尚存在不少问题, 我国制灯厂家仍普遍采用丁酯粉工艺。对于紧凑型节能灯而言, 必须采用高光效的三基色稀土粉, 组成红绿蓝三基色成分的比重各不相同, 如采用水涂粉工艺, 将产生严重的重力分离现象, 造成灯色不正。因此对很有发展前途的紧凑型节能灯目前均采用丁酯粉法工艺。进入八十年代后, 出现静电荧光粉涂敷工艺^{[3][4]}, 该工艺特点是屏弃配制悬浮液的工艺程序, 直接用干粉进行涂敷。虽然静电涂敷技术现已广泛地应用于工业部门, 但采用静电涂敷荧光粉, 还是近10年才着手研究, 实施的事情。其基本原理是在玻管内插入一支带有放电针的喷枪, 并在玻管和喷枪之间加高电压(约10kV), 使之产生电晕放电, 当荧光粉通过压缩空气从喷枪咀喷出进行雾化时, 使粉粒带电, 并在静电场驱动下向玻管方向运动, 并吸附在玻管内表面, 于是在玻管内壁上就形成一层均匀涂层。

不言而喻, 采用静电涂敷荧光粉新工艺, 因其省掉配制悬浮液工序, 不存在环境污染, 并能提高工效、降低成本, 提高光效和寿命, 有着广泛发展前景。

二、电晕放电系统及电场分布

产生电晕放电的基本条件是在高压下(如一个大气压), 有一个(或两个)电极表面曲率半径很小的电极, 以形成极不均匀的电场^{[5][6]}。如上所述, 在静电涂敷荧光粉的机制中,

由直径很小、并加负高压的放电针作阴极，由被加热（250℃）使其导电良好、并与地相联的玻管（灯管）作阳极，组成圆筒形负电晕放电系统（图1）电晕放电的主要特征是靠近曲率半径很小的电极（放电针）表面附近强场区发生强烈电离和激发，并有明显的淡蓝色发光现象，这是电晕层；在电晕层之外，因 E/P 很小不发生电离和激发，也没有自由电子，电流传导是靠负离子向阳极（玻管）运动实现的，因此在电晕层外区，只起传导带电粒子作用，是传导带、雾化荧光粉颗粒带电过程主要发生在传导带。

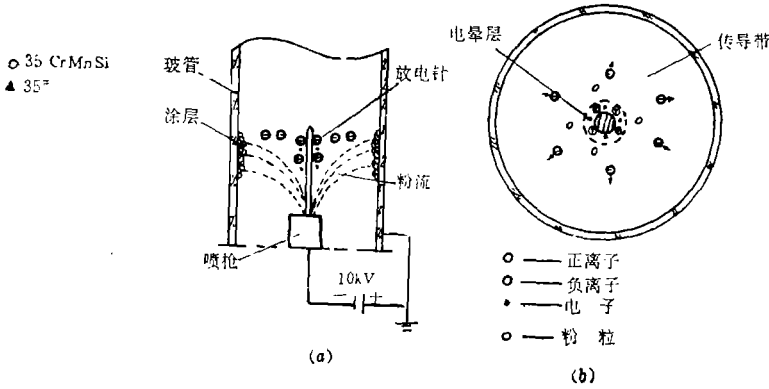


图1

在空气中，通常含有 $10^2 \sim 10^8$ 个/厘米³密度的电子和正离子^[7]，在电晕层内，自由电子在强电场作用下与气体分子碰撞而电离，并发展成电子雪崩，出现大量电子和正离子，电子群在电场作用下迅速离开电晕层，在与气体分子相碰时，因电晕层外区电场急剧下降不发生电离，而是吸附在气体分子上形成负离子，并以较低的迁移率飞向阳极。这些负离子与从喷枪喷出的雾化粉流颗粒相碰时，为粉粒吸附，使粉粒带负电荷。带有电荷的荧光粉颗粒在静电场驱动下向玻管运动，并吸附在玻管内壁形成均匀涂层。玻管加热是使其电阻率降低，导电良好，以避免负电荷堆积，产生对后续带电粉粒排斥作用。电晕层中的正离子在被放电针吸收的同时，产生二次电子发射以维持稳定放电，在电晕放电中，在放电针与玻管之间的空间中充满高密度的负离子，这是静电涂敷荧光粉，使荧光粉带电的物理基础。

图2给出由放电针和玻管组成的圆筒形负电晕放电系统截面示意图。 R_1 和 R_2 分别为放电针和玻管半径， r_1 为以同心圆圆心 O_1 为原点的极坐标矢径。当外加电压 U 较低时，不会发生电晕放电，这时空间电荷密度 $\rho = 0$ ，其场分布函数，可求解拉普拉斯方程^[7]来得到：

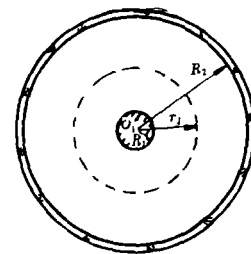


图2

$$\begin{aligned} \nabla^2 \varphi &= 0 \\ \varphi &= \frac{U}{\ln R_2 / R_1} \cdot \ln \frac{R_2}{r_1} \\ E_{r_1} &= -\frac{\partial \varphi}{\partial r_1} = \frac{U}{\ln R_2 / R_1 \cdot r_1} \end{aligned} \quad (1)$$

随着施加电压提高，开始产生电晕放电，在放电系统空间产生离子电荷，使原电场发生畸变，这时电场分布满足泊松方程：

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} = -\rho/\epsilon_0 \quad (2)$$

式中 φ 为空间电位， ρ 为空间电荷密度， ϵ_0 为空气介电常数，用分离变量积分(2)式

$$E_{r_1} = \frac{\rho r_1}{2\epsilon_0} \left(1 - \frac{R_1^2}{r_1^2} \right) + \frac{R_1}{r_1} E_1$$

式中 $E_1 = E_{r_1} |_{r_1=R_1}$ 为放电针表面场强。如果认为放电时对放电针表面电场影响不大，^[7]则 E_1 可由(1)式求出：

$$E_1 = \frac{U}{\ln R_2/R_1 \cdot R_1}$$

于是：
$$E_{r_1} = \frac{U}{\ln R_2/R_1 \cdot r_1} + \frac{\rho r_1}{2\epsilon_0} \left(1 - \frac{R_1^2}{r_1^2} \right) \quad (3)$$

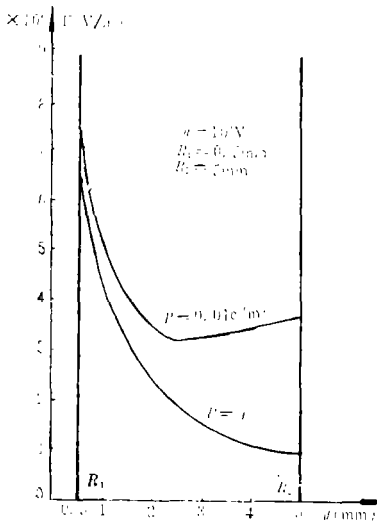


图3

由(3)式看出，由于电晕放电在空间产生大量空间电荷 ρ ，使电场增加，其影响程度，随 r_1 的增大而增加，即使整个空间电场趋于均匀($\rho = 0$ 时，放电针附近场强很大，离开后急剧下降)，这一变化有利于负离子传输和粉粒带电。考虑到粉粒带电主要发生在传导带区域，可以认为： $r_1 \gg R_1$ ，于是

$$E_{r_1} \approx \frac{U}{\ln R_2/R_1 \cdot r_1} + \frac{\rho r_1}{2\epsilon_0} \quad (3')$$

图3给出有无空间电荷时，电场分布理论曲线，其中取 $R_1 = 0.5\text{mm}$ ， $R_2 = 5\text{mm}$ ， $U = 10^4\text{V}$ ， $\rho = 0.01\text{C/m}^3$ ， $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}\text{C/V}\cdot\text{m}$ 。

三、粉粒带电条件与带电表达式

当雾化粉流充入接管空间后，粉粒与负离子碰撞，并为粉粒吸附而带电。使空间电荷增加，其场分布满足下面泊松方程：

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \varphi &= -\rho'/\epsilon_0 \\ \rho' &= \rho_1 + \rho_2 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

式中 ρ' 为负离子电荷密度 ρ_1 与粉粒带电空间电荷密度 ρ_2 之和，文献^[7]给出场分布

$$E \approx \sqrt{\frac{i}{2\pi\epsilon_0 K} \left(1 + \frac{2}{3} \rho_2 s \cdot r \right)} \quad (5)$$

显然由于粉粒的存在，其迁移率要比负离子小得多，使空间电荷增加，因而进一步增加传导带电场强度，然而由于粉粒的存在，等效迁移率变小，使电晕放电电流减小。

现在, 设想有一个半径为 a 的粉粒小球, 在进入传导空间后与负离子相碰而带电为 q 。当 $a \ll r$ 时, 在不考虑极化效应时, 可近似认为集中在球心上的电荷可按点电荷处理, 其电场为

$$E_{r_2} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_2^2} \quad (6)$$

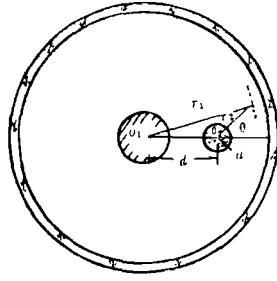


图 4

式中 r_2 为以粉球心 O_2 为坐标原点的极坐标半径, 球心距放电系统中心 O_1 为 d 图 4, 这时在小球周围的电场为:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}r_1 + \vec{E}r_2 \\ &= \left(\frac{U}{\ln R_2/R_1 \cdot r_1} + \frac{\rho r_1}{2\epsilon_0} \right) \vec{e}r_1 + \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_2^2} \cdot \vec{e}r_2 \end{aligned}$$

由图 4 进行坐标变换: $r_1 = \sqrt{r_2^2 + d^2 + 2r_2 \cdot d \cos\theta}$

$$\begin{aligned} \text{有: } E_{r_2} &= \frac{U}{\ln R_2/R_1 \sqrt{r_2^2 + d^2 + 2r_2 \cdot d \cos\theta}} + \frac{\rho \sqrt{r_2^2 + d^2 + 2r_2 \cdot d \cos\theta}}{2\epsilon_0} \\ &\quad - \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_2^2} \end{aligned} \quad (7)$$

粉粒与负离子碰撞带电的条件是粉球表面 ($r_2 = a$) 场强为正值, 即

$$\frac{U}{\ln R_2/R_1 \sqrt{a^2 + d^2 + 2ad \cos\theta}} + \frac{\rho \sqrt{a^2 + d^2 + 2ad \cos\theta}}{2\epsilon_0} \gg \frac{q}{4\pi\epsilon_0 a^2}$$

$$\text{或 } q \leq 4\pi\epsilon_0 a^2 \left[\frac{U}{\ln R_2/R_1 \sqrt{a^2 + d^2 + 2ad \cos\theta}} + \frac{\rho \sqrt{a^2 + d^2 + 2ad \cos\theta}}{2\epsilon_0} \right] \quad (8)$$

$$\text{于是: } q_{max_1} = 4\pi\epsilon_0 a^2 \left[\frac{U}{\ln R_2/R_1 (d+a)} + \frac{\rho (d+a)}{2\epsilon_0} \right] \quad (\theta = 0)$$

$$q_{max_2} = 4\pi\epsilon_0 a^2 \left[\frac{U}{\ln R_2/R_1 (d-a)} + \frac{\rho (d-a)}{2\epsilon_0} \right] \quad (\theta = \pi)$$

考虑到整个带电空间 $a \ll d$ 有

$$\begin{aligned} q_{max} &\approx q_{max_1} \approx q_{max_2} \\ &= 4\pi\epsilon_0 a^2 \left[\frac{U}{\ln R_2/R_1 \cdot d} + \frac{\rho d}{2\epsilon_0} \right] \\ &= 4\pi\epsilon_0 a^2 E d \end{aligned} \quad (9)$$

$$E_d = \frac{U}{\ln R_2/R_1 d} + \frac{\rho d}{2\epsilon_0} \quad (10)$$

式中 E_d 为距系统中心为 d 处的电场强度。从 (8) 式看出, 粉粒带电最大值与所处位置场强成正比, 与小球半径的平方成正比。这一结果表明, 带电有效区域是放电针附近, 而远离放电针处带电效果不好, 这对喷枪喷咀的设计与通入喷枪气体压力的考虑有重要指导意义; 由于带电量与粉粒尺寸成正比, 这表明对大尺寸粉粒同样能有效地吸附在玻璃内壁上, 重力分离现象大大减小, 因而降低了对粉粒颗粒度均匀性要求。

设负离子电荷密度 ρ ，迁移率 k 则粉粒表面电流密度为

$$j = \rho k E_r |_{r=a}$$

$$= \rho k \left[\frac{q}{4\pi\epsilon_0 a^2} - \frac{U}{\ln R_2/R_1 \sqrt{a^2 + d^2 + 2ad\cos\theta}} - \frac{\rho}{2\epsilon_0} \sqrt{a^2 + d^2 + 2ad\cos\theta} \right] \quad (11)$$

粉粒带电电荷增加率，可根据电流连续性方程：

$$\frac{dq}{dt} = - \oint_S j a s = - \int_0^\pi j 2\pi a^2 \sin\theta d\theta$$

代入(11)式，则有：

$$\begin{aligned} \frac{dq}{dt} &= - 2\pi a^2 \rho k \left\{ \frac{q}{4\pi\epsilon_0 a^2} \int_0^\pi \sin\theta d\theta - \frac{U}{\ln R_2/R_1} \int_0^\pi \frac{\sin\theta d\theta}{\sqrt{a^2 + d^2 + 2ad\cos\theta}} \right. \\ &\quad \left. - \frac{\rho}{2\epsilon_0} \int_0^\pi \sqrt{a^2 + d^2 + 2ad\cos\theta} \cdot \sin\theta d\theta \right\} \\ &= - 2\pi a^2 \rho k \left\{ \frac{q}{4\pi\epsilon_0 a^2} [-\cos\theta]_0^\pi + \frac{U}{\ln R_2/R_1 a d} [\sqrt{a^2 + d^2 + 2ad\cos\theta}]_0^\pi \right. \\ &\quad \left. + \frac{\rho}{6\epsilon_0 \cdot a d} [\sqrt{(a^2 + d^2 + 2ad\cos\theta)^3}]_0^\pi \right\} \\ &= - 2\pi a^2 \rho k \left\{ \frac{q}{2\pi\epsilon_0 a^2} - \frac{2U}{\ln R_2/R_1 d} - \frac{\rho(3d^2 + a^2)}{3\epsilon_0 d} \right\} \end{aligned}$$

考虑 $a \ll d$,

$$\begin{aligned} \frac{dq}{dt} &\approx \frac{\rho k}{\epsilon_0} \left\{ 4\pi a^2 \epsilon_0 \left[\frac{U}{\ln R_2/R_1 d} + \frac{\rho d}{2\epsilon_0} \right] - q \right\} \\ &= \frac{\rho k}{\epsilon_0} q_{max} (1 - q/q_{max}) \end{aligned} \quad (12)$$

积分(12)式： $-q_{max} \ln(1 - q/q_{max}) = q_{max} \frac{t}{\tau} + c$

$t = 0$ 时， $q = 0$ ， $c = 0$ ；其中 $\tau = \frac{\epsilon_0}{\rho k}$ 为时间常数。则有：

$$q(t) = q_{max} (1 - e^{-t/\tau}) \quad (13)$$

(13) 式即为粉粒电场带电带电量的数学表达式。当 $t = \tau$ 时， $q = 63\% q_{max}$ ； $t = 5\tau$ 时， $q = 99\% \cdot q_{max}$ ，可见该系统要比平板系统带电更有效^[7]。

四、结 语

本文进行公式推导时，没有考虑粉粒带电对电场的影响，因此其结果是粗略的，导出的 q_{max} ，要比实际偏小，当考虑粉球本身极化效应时，应在(9)式中乘以因子 $\rho = \frac{3\epsilon_r}{\epsilon_r + 2}$ ； ϵ_r 为荧光粉相对介电常数；带电过程，除电场带电外，还有由于离子热运动引起的与粉粒碰撞带电，但因在本文论及的情况，粉粒直径均在 $3\mu\text{m}$ 以上，电场带电占主导地位，因而可以忽略由热运动引起的扩散带电^{[7][8]}。

参 考 文 献

- [1] 艾海; 电光源, No.1, 1990
- [2] 殷保蜀; 电光源, No.4, 1989
- [3] 西德专利; 2646610, 电光源, No. 5, 1987
- [4] 美国专利; 4597984, 1986, Jul.
- [5] 南京大学物理系, 无线电教研组编;《气体电子学》,人民教育出版社, 1961
- [6] 成都电讯工程学院;《气体放电及离子管》人民教育出版社, 1962
- [7] [日] 菅义夫;《静电手册》,科学出版社, 1981
- [8] 孙启美、赵宏野; 松辽学刊, 1990, 4

Electrically Charging Mechanisms of Electrostatic Coating of Phosphor Particles

Li Jitian Niu Huihui Hou Tinghui

Abstract

On the basis of coronal theory the electric field distribution formulae for a tube-shaped negative coronal system composed of needle electrode and lamp take are derived, and analytic formulae that particles of phosphor are charged due to absorption negative ions when particles of phosphor are collided by negative ions outside the coronal region are derived and these formulae are evaluated.