

利用分类归纳讨论法讲解电动力学中的“镜像法”*

黄永平,段志春

(宜宾学院 物理与电子工程学院,四川 宜宾 644007)

【摘要】基于镜像法求解静电场的重要性,通过教学实践并结合实际的教学反馈信息,发现在电动力学中讲解“镜像法”内容时按照界面形状的不同进行分类归纳式讨论来提高教学效果是行之有效的。

【关键词】镜像法;静电场;边界条件;电势叠加

【中图分类号】O441.1 **【文献标识码】**A **【文章编号】**1673-1891(2011)04-0121-05

当所考虑的区域内有自由电荷分布时,需要用 Poisson's equation 求解场分布。如果在所考虑的区域中只有一个或者几个点电荷,且区域边界是规则的导体或介质界面时,空间的静电场是由点电荷和导体的感应电荷或介质的束缚电荷共同产生,导体的感应电荷或介质的极化电荷对场点而言用场空间以外的区域某个或几个假想的电荷来代替,这种特殊方法称为镜像法。教材^[1]上对镜像法的讲解比较简单,但镜像法应用也非常广泛,如果就按书上要求讲解,学生听完课后在处理课后习题以及在看其他参考资料时总会觉得很陌生,有些简直无从下手。所以笔者在上这节课时就按照界面形状的不同进行分类归纳式讲解,这样让学生对利用镜像法求解静电场有比较全面而系统认识,通过几届实施下来,学生对这部分知识的学习普遍反应好。

1 镜像法的理论基础和应用步骤

在进行归类讨论之前,应该先让学生对镜像法有基本认识,比如镜像法的概念,理论基础,适用范围以及解题基本方法步骤等。

1.1 镜像法的理论基础

镜像法的理论基础是唯一性定理和电势叠加原理。这里要注意几点:(a)像电荷必须放在研究的场域外;(b)放置像电荷后,就认为原来的真实的导体或介质界面不存在,把整个空间看成是无界的均匀空间,并且其介电常数应是所研究场域的介电常数。(c)像电荷是虚构的,它只有等效作用。而其电量并不一定与真实的感应电荷或极化电荷相等。(d)镜像法所适应的范围是:①场区域的电荷是点电荷,无限长带电直线;②导体或介质的界面必须是简单的规则的几何面(球面、柱面、平面)。当然此法不仅可用于静电场,而且可用于静磁场或时变电磁场^[2]。

1.2 应用镜像法的步骤

大致可按以下步骤进行:(a)正确写出电势应满足的微分方程及给定的边界条件;(b)根据给定的边界条件计算像电荷的电量和所在位置;(c)由已知电荷及像电荷写出势的解析形式;(d)根据需求求出场强、电荷分布以及电场作用力、电容^[3]等。

2 按界面形状的不同分类举例讨论

2.1 界面为无限大平面

[例1]接地无限大平面导体板S附近有一点电荷,其电量为Q,距板a处(如图1),求空间中的势分布^[1]。

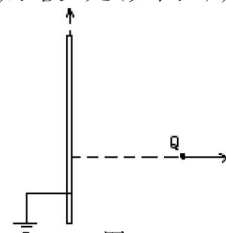


图1

根据静电屏蔽可判定接地导体板左半空间没有电场。右半空间的电场是Q及S面上的感应电荷面密度共同产生的。以假想的点电荷Q'等效地代替感应电荷,右半空间的电势必须满足以下条件:

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{1}{\epsilon_0} Q \delta(x-a, y-0, z-0) \quad (1)$$

$$\varphi|_{R \rightarrow \infty} = 0 \quad (2)$$

$$\varphi|_{x=0} = 0 \quad (3)$$

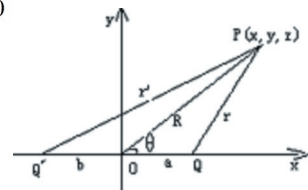


图2

为了满足方程(1),假想的电荷Q'必须在左半空间内,这样才能使原方程不变,由(2)、(3)可求出Q'的位置及大小,等效图如图2。因此,根据电势叠加原理得出在右半空间任一点的电势为:

$$\varphi_P = \varphi_Q + \varphi_{Q'} = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r} + \frac{Q'}{4\pi\epsilon_0 r'} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{Q}{[(x-a)^2 + y^2 + z^2]^{1/2}} + \frac{Q'}{[(x+b)^2 + y^2 + z^2]^{1/2}} \right\}$$

收稿日期:2011-09-15

*基金项目:宜宾学院教改项目(项目编号:JG0816)。

作者简介:黄永平(1974-)女,硕士,讲师,主要从事理论物理、基础物理教学工作。
?1994-2011 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

$$= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{Q}{[R^2 + a^2 - 2Ra\cos\theta]^{1/2}} + \frac{Q'}{[(R^2 + b^2 + 2bR\cos\theta]^{1/2}} \right\}$$

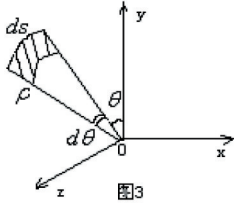
进一步求无限大接地导体板平面上的感应电荷分布情况: 根据导体平衡条件, 导体面上有 $E_n = -\frac{\partial\phi}{\partial n}|_{x=0} = \frac{\sigma_{\text{感}}}{\epsilon_0}$, 所以: $\sigma_{\text{感}} = -\epsilon_0 \frac{\partial\phi}{\partial n}|_{x=0}$ 。其中,

$$\frac{\partial\phi}{\partial n}|_{x=0} = \frac{\partial\phi}{\partial x}|_{x=0} = -\frac{Q}{2\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{(x-a)}{[(x-a)^2 + y^2 + z^2]^{3/2}} - \frac{(x+a)}{[(x+a)^2 + y^2 + z^2]^{3/2}} \right\}|_{x=0}$$

$$= \frac{Q}{2\pi\epsilon_0} \frac{a}{(a^2 + y^2 + z^2)^{3/2}}$$

故 $\sigma_{\text{感}} = -\frac{Q}{2\pi} \frac{a}{(a^2 + y^2 + z^2)^{3/2}}$ 。可见 Q' 与 Q 异号, 这是合理的。

再进一步求无限大导体面上的总感应电荷 $Q_{\text{感}}$: 因为 S 板面在 y, z 平面上, 取一面元如图 3 所示,



所以

$$Q_{\text{感}} = \iint_S \sigma_{\text{感}} ds = \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \sigma_{\text{感}} \rho d\rho d\theta = -\frac{aQ}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{1}{(a^2 + \rho^2)^{3/2}} \rho d\rho d\theta$$

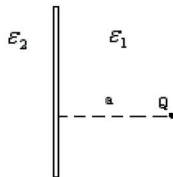
$$= -aQ \left[-\frac{1}{(a^2 + \rho^2)^{1/2}} \right]_0^{\infty} = -Q$$

可见, 导体板面上总感应电荷 $Q_{\text{感}}$ 恰好等于点电荷 Q 的电量。

再作进一步的讨论: 如果导体板不接地, 左半空间有电场存在的情况。这时左、右两半空间的电势必须满足以下条件:

- (1) $\nabla^2\phi_{\text{右}} = -\frac{1}{\epsilon_0} Q\delta(x-a, y-0, z-0)$
- (2) $\phi_{\text{右}}|_{R \rightarrow \infty} = 0$
- (3) $\phi_{\text{右}}|_{x=0} = \text{有限的定值}$
- (4) $\nabla^2\phi_{\text{左}} = 0$
- (5) $\phi_{\text{左}}|_{R \rightarrow \infty} = 0$
- (6) $\phi_{\text{左}}|_{x=0} = \text{有限的定值}$

②若无穷大空间中充满介电常数为 ϵ_1 和 ϵ_2 的两种均匀电介质(如图 4), 则两介质中的电势分布。



设 ϵ_1 中电势为 ϕ_1 , ϵ_2 中的电势为 ϕ_2 , 并满足如下定解条件:

$$\nabla^2\phi_1 = -\frac{1}{\epsilon_0} Q\delta(x-a, y, z) \quad (1)$$

$$\nabla^2\phi_2 = 0 \quad (2)$$

$$\phi_1|_{R \rightarrow \infty} = \phi_2|_{R \rightarrow \infty} = 0 \quad (3)$$

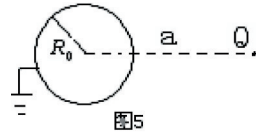
$$\phi_1|_{R=0} = \phi_2|_{R=0} \quad (4)$$

$$\epsilon_1 \frac{\partial\phi_1}{\partial x}|_{x=0} = \epsilon_2 \frac{\partial\phi_2}{\partial x}|_{x=0} \quad (5)$$

处理问题的方法是:(a)求 ϵ_1 中电势的 ϕ_1 时, 设想将 ϵ_2 半空间换成与 ϵ_1 半空间一样, 而以假想的电荷 Q' 来代替分界面上极化电荷对 ϵ_1 半空间的影响;(b)求 ϵ_2 半空间中的电势为 ϕ_2 时, 设想将 ϵ_1 半空间换成 ϵ_2 半空间一样, 而以假想的电荷 Q'' 来代替 Q 和分界面上的极化电荷对 ϵ_2 半空间场的影响。

2.2 界面为球面的情况

[例 2] 有一半径为 R_0 的接地导体球, 距球心为 a ($a > R_0$) 处有一点电荷 Q (如图 5), 求空间的电势分布^[1]。



取球心为坐标原点, 球心到点电荷 Q 的方向为 x 轴, 设 Q 的坐标为 $(a, 0, 0)$ 。

根据静电平衡条件(现象), 球内的电势为零, 故只讨论外空间的电势即可。

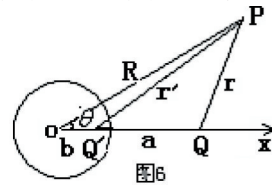
球外空间的电势由 Q 及球面上感应电荷共同激发的, 其电势所满足的定解条件为:

$$\nabla^2\phi = -\frac{1}{\epsilon_0} Q\delta(x-a, y, z) \quad (1)$$

$$\phi|_{R=R_0} = 0 \quad (2)$$

$$\phi|_{R \rightarrow \infty} = 0 \quad (3)$$

用一个像电荷 Q' 来代替球面上的感应电荷, 为了不改变原方程, Q' 必须在球内, 并距球心为 b , 故等效为图 6, 球外空间一点的电势为



$$\phi_p = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r} + \frac{Q'}{4\pi\epsilon_0 r'} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{Q}{[(x-a)^2 + y^2 + z^2]^{1/2}} + \frac{Q'}{[(x-b)^2 + y^2 + z^2]^{1/2}} \right\}$$

$$= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{Q}{[R^2 + a^2 - 2Ra\cos\theta]^{1/2}} + \frac{Q'}{[R^2 + b^2 - 2bR\cos\theta]^{1/2}} \right\}$$

在 $b < R_0$ 的区域, 不论 Q' 取任何值, 其解都满足方程和在无穷远处的边界条件。现在的问题是如何调整 Q' 和 b 的数值使得解也满足(2)式。因此, 把(2)式用于其解, $Q^2(R_0^2 + b^2) - Q'^2(R_0^2 + a^2) = 2R_0\cos\theta(Q^2b - Q'^2a)$, 式中, 左边为一常数, 右边含有变量 θ , 对任何 θ 值都要使上式成立, 只有使两边都等于零, 即: $Q'^2 = \frac{b}{a} Q^2$; $b = \frac{R_0^2}{a}$ 和 $b=a$ 。而当 $b=a$ 时, 有

$Q' = \pm Q$; 当 $b = R_0^2/a$ 时, $Q' = \pm \frac{R_0}{a} Q$ 。分析这里解的形式, 可知 $b=a$ 符合物理要求, $Q' = \pm Q$ 应该舍去。又由于(2)式的要求, 只有解 $Q' = -\frac{R_0}{a} Q$ 才是符合要求的解。因此, 球外空间任一点P的电势为

$$\varphi_P = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{1}{[R^2 + a^2 - 2Ra\cos\theta]^{1/2}} + \frac{1}{[(R^2 + \frac{R_0^4}{a^2} - 2\frac{R_0^2}{a} R\cos\theta]^{1/2}} \right\} \quad (4)$$

进一步求球面上的感应电荷面密度:

$$\sigma_{\text{感}} = -\epsilon_0 \left. \frac{\partial\varphi}{\partial R} \right|_{R=R_0} = -\frac{Q}{4\pi R_0 a} \frac{(1 - \frac{R_0^2}{a^2})}{[1 + \frac{R_0^2}{a^2} - 2\frac{R_0}{a} \cos\theta]^{3/2}} \quad (5)$$

$$\text{总感应电荷 } Q_{\text{感}} = \iint_S \sigma_{\text{感}} ds = \iint_S \sigma_{\text{感}} R_0^2 \sin\theta d\theta d\varphi = -\frac{R_0}{a} Q,$$

即感应电荷的大小等于像电荷 Q' 的大小。

讨论:

①导体球既不接地又不带电的情况

这种情况与[例2]的差别仅在于边界条件, 这里 $\varphi|_{R=R_0} = \text{常数}$ (未知), 导体球不带电, 即要求满足电中性条件 $-\epsilon_0 \oint_S \frac{\partial\varphi}{\partial n} ds = 0$ 。显然, [例2]的解(4)式不满足电中性的条件, 如果在球内再添置一个像电荷 $Q'' = +R_0 Q/a$, 则满足电中性条件, 为了不破坏导体是等位体的条件, 由对称性知道, Q'' 必须放在球心处, 于是

$$\varphi_{\text{外}} = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{1}{[R^2 + a^2 - 2Ra\cos\theta]^{1/2}} - \frac{R_0/a}{[(R^2 + \frac{R_0^4}{a^2} - 2\frac{R_0^2}{a} R\cos\theta]^{1/2}} + \frac{R_0/a}{R} \right\}$$

再由 $\varphi_{\text{外}}|_{R=R_0} = \varphi_{\text{内}}|_{R=R_0}$, 得到 $\varphi_{\text{内}} = \frac{Q'}{4\pi\epsilon_0 R_0} = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 a}$

②导体球不带电其电势为 U_0

这种情况与[例2]的差别仍然在边界条件, 这里 $\varphi_{\text{内}}|_{R=R_0} = U_0$, U_0 是已知常数, 导体球的电势为 U_0 , 相当于在球心处放置了电量为 $4\pi\epsilon_0 R_0 U_0$ 的点电荷, 显然, 其解为

$$\varphi_{\text{外}} = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{1}{[R^2 + a^2 - 2Ra\cos\theta]^{1/2}} - \frac{R_0/a}{[(R^2 + \frac{R_0^4}{a^2} - 2\frac{R_0^2}{a} R\cos\theta]^{1/2}} + \frac{4\pi\epsilon_0 U_0 R_0}{4\pi\epsilon_0 R} \right\}$$

由 $\varphi_{\text{外}}|_{R=R_0} = \varphi_{\text{内}}|_{R=R_0}$, 得到 $\varphi_{\text{内}} = U_0$ 。

③若点电荷 Q 在导体球壳内距球心 a 处

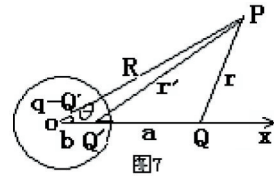
这时与[例2]的情况相比, 仅是源电荷的位置由球外搬进到球内。此时, 接地球壳外无场强, 场的区域在球内。故可根据“光路”可逆性原理来解释: 球内的电势等于源电荷 Q 和球面上的感应电荷(球壳内表面)——像电荷 Q' (在球外 R^2/a 处)产生的电势:

$$\varphi_{\text{内}} = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{1}{[R^2 + a^2 - 2Ra\cos\theta]^{1/2}} - \frac{R_0/a}{[(R^2 + \frac{R_0^4}{a^2} - 2\frac{R_0^2}{a} R\cos\theta]^{1/2}} \right\}$$

这里要注意: 像电荷的电量 Q' 大于源电荷的电量 Q , 球内的电势与导体球是否接地、是否带电无关。

④若导体球带电 q 但不接地

这种情况的物理模型为如图7所示, 则球心有电荷 $(q-Q')$, 则P点的电势为:



$$\varphi_{\text{外}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{Q}{[R^2 + a^2 - 2Ra\cos\theta]^{1/2}} - \frac{R_0 Q/a}{[(R^2 + \frac{R_0^4}{a^2} - 2\frac{R_0^2}{a} R\cos\theta]^{1/2}} + \frac{q + R_0 Q/a}{R} \right\}$$

$$\varphi_{\text{内}} = \frac{Q' + q}{4\pi\epsilon_0 R_0} = \frac{q + R_0 Q/a}{4\pi\epsilon_0 R_0}$$

进一步计算导体对点电荷 Q 的作用力:

此时, 源电荷 Q 所受到的作用力来自球面上的电荷, 即 $\vec{F} = Q\vec{E}$, 而 $\vec{E} = -\frac{\partial\varphi_{\text{外}}}{\partial n} \hat{n}|_{R=a} = -\frac{\partial\varphi_{\text{外}}}{\partial R} \vec{e}_x|_{R=a}$, 从而得到

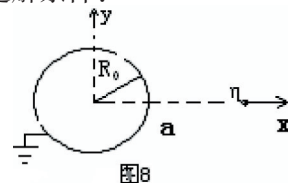
$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{Q(q + \frac{R_0}{a} Q)}{a^2} - \frac{Q^2 (\frac{R_0}{a})}{(a - \frac{R_0^2}{a})^2} \right] \vec{e}_x = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{a^2} \left[q - \frac{QR_0^3 (2a^2 - R_0^2)}{a(a^2 - R_0^2)^2} \right] \vec{e}_x$$

当 $a \gg R_0$, $\vec{F} = \frac{Qq}{4\pi\epsilon_0 a^2} \vec{e}_x$, 即近似为两点电荷作用, 其作用力为排斥力;

当 Q 靠近球面时, $a/R_0 \approx 1$, 此时不论 q 与 Q 是否同号, 作用力永远为引力, 这可由在 Q 附近的感应电荷与其反号来解释。

2.3 界面为柱面的情况

[例3]有一线电荷密度为 η 的无限长带电直线与半径为 R_0 的接地无限长导体圆柱轴线平行。直线与圆柱轴线的距离为 a ($a > R_0$) 俯视图如图8所示, 试求空间的电势分布。由于导体柱面把整个空间分成柱内、柱外两个区域, 而柱内有 $\varphi_{\text{内}} = 0$, 柱外区域电势满足定解条件:



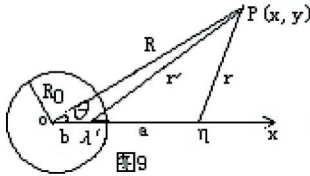
$$\nabla^2 \varphi_{\text{外}} = -\frac{1}{\epsilon_0} \eta \delta(x - a, y) \quad (1)$$

$$\varphi_{\text{外}}|_{R=R_0} = 0 \quad (2)$$

处于带电直线的电场中的导体圆柱, 其柱面上要出现感应电荷, 空间任一点的电势 $\varphi_{\text{外}}$ 就是带电

线和感应电荷分别产生的电势的迭加。

现在,假定导体圆柱面的感应电荷密度为 λ' , 到轴线的距离为 b , 由于原带电直线不仅带电(均匀)而且是无限长的,导体圆柱也是无限长的,故垂直于柱轴的任何平面上的电势分布是完全相同的,即是一个二维场,因此可取一个垂直于柱轴的平面来讨论如图9。若取 oa 连线与圆柱面的交点为电势参考点。则圆柱外空间任一点的电势为



$$\varphi = -\frac{\eta}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{r}{a - R_0} - \frac{\lambda'}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{r'}{R_0 - b}$$

其中

$$r = [(x - a)^2 + y^2]^{1/2} = [R^2 + a^2 - 2Ra \cos\theta]^{1/2}$$
$$r' = [(x - b)^2 + y^2]^{1/2} = [R^2 + b^2 - 2Rb \cos\theta]^{1/2}$$

由 $\varphi|_{R=R_0} = 0$ 可得,

$$-\eta = \lambda' \tag{3}$$

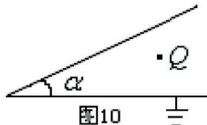
$$\frac{(R_0^2 + a^2 - 2R_0a \cos\theta)^{1/2}}{a - R_0} = \frac{(R_0^2 + b^2 - 2R_0b \cos\theta)^{1/2}}{R_0 - b} \tag{4}$$

根据(4)式通过比较两边系数并化简得到: $ab^2 - b(a^2 + R_0^2) + aR_0^2 = 0$, 解方程得到: $b_1 = a, b_2 = R_0^2/a$ 。其中 $b_1 = a$ 不符合物理要求。故有: $\lambda' = -\eta \rightarrow$ 相当于平板时电荷情况; $b = R_0^2/a \rightarrow$ 相当于球面时电荷情况。因而柱面外任一点的势为

$$\varphi = -\frac{\eta}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{r}{a - R_0} + \frac{\eta}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{r'}{R_0 - \frac{R_0^2}{a}}$$
$$= -\frac{\eta}{2\pi\epsilon_0} \left[\ln \frac{r}{a - R_0} + \ln \frac{ar'}{R_0(a - R_0)} \right] = \frac{\eta}{2\pi\epsilon_0} \ln \left(\frac{ar'}{R_0 r} \right)$$

2.4 界面为劈形的情况

[例4]有两个相交的接地导体平面,其夹角为 α , 若在所夹区域内有一电量为 Q 的点电荷(如图10),求下列情况下所夹区域内的电势:



- a) $\alpha = \pi/2$;
- b) $\alpha = \pi/3$;
- c) $\alpha = \pi/4$;

从上面的例子可以看出,用镜像法处理问题时,只要像电荷都放在所考虑的区域之外,就不会改变电势在该区域内所满足的泊松方程。故检验解是否正确的关键是看它能否满足全部边界条件。

下面按夹角 α 不同情况分别讨论其电势分布

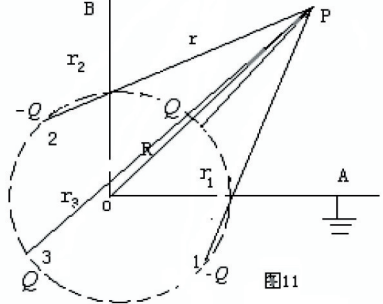
情况。

a) $\alpha = \frac{\pi}{2}$

所考虑的区域,势满足定解条件。

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{1}{\epsilon_0} Q \delta(\vec{x} - \vec{x}') \tag{1}$$

$$\varphi|_{R \rightarrow \infty} = \varphi|_A = \varphi|_B = 0 \tag{2}$$

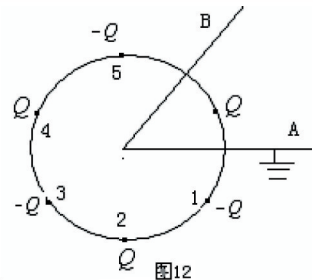


如图11所示,为了使A板的电势为零,应在以A板为对称面,将A板上的感应电荷以像电荷 $-Q$ 放置在与源电荷 Q 对称的位置“1”处,要使B板的电势为零,应以B板为对称面,将B板上的感应电荷以像电荷 $-Q$ 放置在与源电荷 Q 对称的位置“2”处,而且还需在“1”相对于B板的对称位置“3”处放置 $+Q$ 的像电荷,才能保证 $\varphi|_B = 0$, 不难看出,此时也满足 $\varphi|_A = 0$, 于是所考虑区域内任一点的电势为

$$\varphi = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r_3} - \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

b) $\alpha = \frac{\pi}{3}$ 要保证上述条件中 $\varphi|_A = \varphi|_B = 0$, 则必须有5个像电荷,其位置,大小和符号如图12, 于是所求区域内电势为

$$\varphi = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_3} + \frac{1}{r_4} - \frac{1}{r_5} \right)$$



c) $\alpha = \frac{\pi}{4}$ 要保证 $\varphi|_A = \varphi|_B = 0$, 则必须有7个像电荷,故电势为

$$\varphi = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_3} + \frac{1}{r_4} - \frac{1}{r_5} + \frac{1}{r_6} - \frac{1}{r_7} \right)$$

一般情况:只要 α 满足 $2\pi/\alpha =$ 偶数的情形,都可用镜像法求解,此时像电荷的个数等于 $2\pi/\alpha - 1$ 个,加上原来的电荷总共有 $2\pi/\alpha$ 个,这些点电荷都在过原点电荷与两导体面的交线垂直面内。而且都在此垂面与交线的交点为圆心,交点到原点电荷处的距离为半径的圆周上。若 α 不满足该条件,则

像电荷就会出现在所求区域内,从而改变该区域内电位所满足的泊松方程。

3 结语

用镜像法求解静电场的实质是不改变所求问题中的方法,边值关系和边界条件。以上四例分别说明了镜像法应用于稳定的静电场,也可以应用于以后要学习的静磁场,实际上还可以应用于辐射场^[2]。从这些具体的例子当中可以看出,镜像法的应用是

有条件的,首先必须满足唯一性定理,并以此为出发点和依据;另外对称性是一个很重要的特点。以上几例都是对有限个电荷与导体分界面而言的,对于连续分布电偶或介质分界面,此法也可以用^[4,5]称系列镜像法,是一种近似处理方法。通过这样把用镜像法可以求解的情况进行归类讲解,学生对镜像法的理解也更透彻,尤其在镜像法的应用方面起到了很好的引导作用。

注释及参考文献:

- [1]郭硕鸿.电动力学[M].第2版.北京:高等教育出版社,1997:71-74.
- [2]易明芳.镜像法求解电磁问题的理论基础及应用[J].安庆师范学院学报(自然科学版),2002,8(3):12-13.
- [3]朱仁龙.镜像法及其应用[J].上海师范大学学报(自然科学版)1994,23(3):112-118.
- [4]莫克威.相切带电双导体球之间的静电作用力[J].长沙交通学院学报,1998,14(1):21-25.
- [5]杨素珍.点电荷和介质球系统的镜像电荷分布[J].重庆师范学院学报(自然科学版),1997,14(4):45-50.

Using Classification Induction Discussion to Explain the “Mirror-image Method” in the Electrodynamics

HUANG Yong-ping, DUAN Zhi-chun

(School of Physics and Electronic Engineering, Yibin University, Yibin, Sichuan 644007)

Abstract: Based on the importance of the mirror-image method in solving static magnetic field, through teaching practice and in light of teaching the actual feedback, it is effective to explain “mirror-the image method” with classification and discussions according to the different interface shapes.

Key words: Mirror-image method; Electrostatic field; Boundary conditions; Potential overlapping