1

(A) 柯西-黎曼条件

设复变函数 $f(z)=u(x,y)+\mathrm{i}v(x,y)$，若 $f(z)$ 在 z 点可导，则必定有:

$$\frac{\partial u}{\partial x}=\frac{\partial v}{\partial y},\frac{\partial u}{\partial y}=-\frac{\partial v}{\partial x}$$

上面两条等式就是**柯西-黎曼条件(C-R条件)**

(B) 留数定理

若 $f(z)$ 在回路 C 所包围的区域内除有限个孤立奇点 $z_1,z_2,\cdots,z_k$ 外解析，则 $f(z)$ 沿 C^+ 的回路积分值等于 $f(z)$ 在 $z_1,z_2,\cdots,z_k$ 的留数之和乘 $2\pi\mathrm{i}$，即:

$$\oint\limits_{C^+} f(z)\mathrm{d}z=2\pi\mathrm{i}\sum_{j=1}^{k}\mathrm{Res}f(z_j)$$

(C) 泰勒级数和洛朗级数的区别

泰勒级数:

设 z_0 为 $f(z)$ 解析区域 Ω 内的一点，以 z_0 为圆心的圆周 C 在 Ω 内，则 $f(z)$ 可以在 C 内展成泰勒级数:

$$f(z)=\sum_{n=0}^{\infty}a_n(z-z_0)^n$$

其中，展开系数为:

$$a_n=\frac{f^{(n)}(z_0)}{n!}=\frac{1}{2\pi\mathrm{i}}\oint\limits_{C^+}\frac{f(z)}{(z-z_0)^{n+1}}\mathrm{d}z=\frac{f^{(n)}(z_0)}{n!}$$

洛朗级数:

$f(z)$ 在以 z_0 为圆心，半径为 R_1,R_2 的两个圆周 C_1,C_2 所包围的环形区域，$R_2<|z-z_0|<R_1$ 上解析，则在此区域内 $f(z)$ 可展成洛朗级数:

$$f(z)=\sum_{n=-\infty}^{\infty}a_n(z-z_0)^n$$

其中，

$$a_n=\frac{1}{2\pi \mathrm{i}}\oint_C\frac{f(\zeta)}{(\zeta-z_0)^{n+1}}\mathrm{d}\zeta$$

C 是任一条在环形区域内把 C_2 包围在内的闭曲线

区别：

泰勒级数要求 $f(z)$ 在整个圆周 C 内解析，而洛朗级数只要求在圆周 C_1,C_2 间的环形区域解析；

洛朗级数的幂项的次数从 $-\infty$ 到 ∞，而泰勒级数的幂项次数从 0 到 ∞；

泰勒级数的系数可以由求导数求得，也可以由回路积分求得，但洛朗级数的系数只能由回路积分求得。

(D) 傅里叶变换

若 $f(x)$ 是定义在 $\mathbb{R}$ 上的实函数，它在任何有限的区间上满足 Dirichlet 条件，且积分 $\int_{-\infty}^{+\infty}|f(x)|\mathrm{d}x$ 收敛，则：

$$f(x)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}C(k)e^{\mathrm{i}kx}\mathrm{d}k$$

$$\mathscr{F}\{f(x)\}(k)\equiv C(k)\equiv\int_{-\infty}^{+\infty}f(x)e^{-\mathrm{i}kx}\mathrm{d}x$$

其中，$\mathscr{F}\{f(x)\}(k)\equiv C(k)\equiv\int_{-\infty}^{+\infty}f(x)e^{-\mathrm{i}kx}\mathrm{d}x$ 称为 $f(x)$ 的傅里叶变换

(E) 拉普拉斯变换

对于定义在实变数 $t\in[0,+\infty)$ 上的实函数或复函数 $f(t)$，定义 $f(t)$ 的拉普拉斯变换为：

$$\mathcal{L}\{f(t)\}(p)\equiv F(p)\equiv\int_{t=0}^{t=+\infty}f(t)e^{-pt}\mathrm{d}t$$

其中，$p=s+\mathrm{i}\sigma,s\in\mathbb{R},\sigma\in\mathbb{R}$

(F) 自然边界条件

所要求解的场量 u 在考虑的区域 Ω 及其边界 $\partial\Omega$ 上，都是有界的，不发散的，即：

$$|u|<+\infty$$

2

> 已知解析函数的实部为 $u = x^3 - 3xy^2$，求该解析函数。

方法1（积分法）

$$f(z) = u(x, y) + \mathrm{i}v(x, y)$$

解析函数应满足柯西-黎曼条件：

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial y}, \quad \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial v}{\partial x}$$

$$\frac{\partial v}{\partial y} = \frac{\partial u}{\partial x} = 3x^2 - 3y^2, \quad \frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{\partial u}{\partial y} = 6xy$$

$$\mathrm{d}v(x, y) = \frac{\partial v}{\partial x}\mathrm{d}x + \frac{\partial v}{\partial y}\mathrm{d}y = 6xy\mathrm{d}x + (3x^2 - 3y^2)\mathrm{d}y \tag{1}$$

选择积分路径为：$\underbrace{(0,0) \to (x,0)}_{C_1}, \underbrace{(x,0) \to (x,y)}_{C_2}$，两边积分：

$$\begin{aligned} v(x,y) - v(0,0) &= \int\limits_{C_1} 6xy\mathrm{d}x + (3x^2 - 3y^2)\mathrm{d}y + \int\limits_{C_2} 6xy\mathrm{d}x + (3x^2 - 3y^2)\mathrm{d}y \\ &= 0 + \int_{y=0}^{y=y} (3x^2 - 3y^2)\mathrm{d}y \\ &= 3x^2y - y^3 \end{aligned}$$

令 $v(0,0) = C$，则

$$v(x,y) = 3x^2y - y^3 + v(0,0) = 3x^2y - y^3 + C$$

于是：

$$\begin{aligned} f(z) &= u(x,y) + \mathrm{i}v(x,y) \\ &= x^3 - 3xy^2 + \mathrm{i}(3x^2y - y^3 + C) \end{aligned}$$

方法2（微分法，类似于热统里导出熵的统计表达式）

$$
\begin{aligned}
\mathrm{d}v &= 6xy\mathrm{d}x + \left(3x^2 - 3y^2\right)\mathrm{d}y \\
&= 3y\mathrm{d}\left(x^2\right) + \left(3x^2 - 3y^2\right)\mathrm{d}y \\
&= 3[\mathrm{d}\left(x^2y\right) - x^2\mathrm{d}y] + \left(3x^2 - 3y^2\right)\mathrm{d}y \\
&= 3\mathrm{d}\left(x^2y\right) - 3y^2\mathrm{d}y \\
&= \mathrm{d}\left(3x^2y\right) - \mathrm{d}(y^3) \\
&= \mathrm{d}\left(3x^2y - y^3\right)
\end{aligned}
$$

于是:

$$
v = 3x^2y - y^3 + C
$$

$$
\begin{aligned}
f(z) &= u + \mathrm{i}v \\
&= x^3 - 3xy^2 + \mathrm{i}\left(3x^2y - y^3 + C\right)
\end{aligned}
$$

3

> 求 $f(z) = \dfrac{1}{z(z-1)}$ 分别在 $z_1 = 0$ 和 $z_2 = 1$ 附近的展开式。

$f(z)$ 在 $z_1 = 0$ 附近的展开式:

由于 $0 < |z-0| < 1$，于是:

$$
\begin{aligned}
\frac{1}{z(z-1)} &= \frac{1}{z-1} - \frac{1}{z} \\
&= -\frac{1}{1-z} - z^{-1} \\
&= -\sum_{n=0}^{\infty} z^n - z^{-1} \\
&= \sum_{n=-1}^{\infty} -z^n
\end{aligned}
$$

$f(z)$ 在 $z_2 = 1$ 附近的展开式:

由于 $0 < |z-1| < 1$，于是:

$$
\begin{aligned}
\frac{1}{z(z-1)} &= \frac{1}{z-1} - \frac{1}{z} \\
&= (z-1)^{-1} - \frac{1}{1-(1-z)} \\
&= (z-1)^{-1} - \sum_{n=0}^{\infty}(1-z)^n \\
&= (z-1)^{-1} - \sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n (z-1)^n \\
&= (z-1)^{-1} + \sum_{n=0}^{\infty}(-1)^{n+1} (z-1)^n \\
&= \sum_{n=-1}^{\infty}(-1)^{n+1} (z-1)^n
\end{aligned}
$$

4

> 计算回路积分 $\oint\limits_{l^+} \frac{\mathrm{d}z}{(z^2+1)(z-1)^2}$ ，其中回路方程为 $x^2+y^2-2x-2y=0$

回路包围的奇点：$z_1 = \mathrm{i}$ 一阶极点，$z_2 = 1$ 二阶极点。

计算回路包围的奇点处的留数：

$$
\begin{aligned}
\mathrm{Res} f(z_1) &= \frac{1}{0!} \lim_{z \to z_1} \frac{\mathrm{d}^0}{\mathrm{d}z^0}(z-z_1)^1 f(z) \\
&= \frac{1}{4}
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\mathrm{Res} f(z_2) &= \frac{1}{1!} \lim_{z \to z_2} \frac{\mathrm{d}^1}{\mathrm{d}z^1}(z-z_2)^2 f(z) \\
&= \frac{-1}{2}
\end{aligned}
$$

留数定理：

$$
\begin{aligned}
\oint\limits_{l^+} \frac{\mathrm{d}z}{(z^2+1)(z-1)^2} &= 2\pi\mathrm{i}\sum_{j=1}^{2}\mathrm{Res}f(z_j) \\
&= 2\pi\mathrm{i}\left(\frac{1}{4}-\frac{1}{2}\right) \\
&= -\frac{\pi\mathrm{i}}{2}
\end{aligned}
$$

5

> 计算定积分 $\int_0^{2\pi}\frac{1}{3-2\cos\theta+\sin\theta}\mathrm{d}\theta$

设 C 是以原点为圆心的单位圆周。

令 $z=\mathrm{e}^{\mathrm{i}\theta}, z^{-1}=\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\theta}$

$$
\cos\theta=\frac{\mathrm{e}^{\mathrm{i}\theta}+\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\theta}}{2}=\frac{z+z^{-1}}{2},\quad \sin\theta=\frac{\mathrm{e}^{\mathrm{i}\theta}-\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\theta}}{2\mathrm{i}}=\frac{z-z^{-1}}{2\mathrm{i}}
$$

$$
\mathrm{d}\theta=\frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{i}z}
$$

全部代入积分中:

$$
\begin{aligned}
\int_0^{2\pi}\frac{1}{3-2\cos\theta+\sin\theta}\mathrm{d}\theta &= \oint\limits_{C^+}\frac{\frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{i}z}}{3-(z+z^{-1})+\frac{z-z^{-1}}{2\mathrm{i}}} \\
&= \oint\limits_{C^+}\frac{2\mathrm{d}z}{(1-2\mathrm{i})z^2+6\mathrm{i}z-1-2\mathrm{i}}
\end{aligned}
$$

令:

$$
f(z)=\frac{2}{(1-2\mathrm{i})z^2+6\mathrm{i}z-1-2\mathrm{i}}
$$

在单位圆周内的奇点为（一阶极点）:

$$
z_1=\frac{2}{5}-\frac{1}{5}\mathrm{i}
$$

不在单位圆周内的奇点为:

$$z_2 = 2 - \mathrm{i}$$

$f(z)$ 在 z_1 处的留数:

$$\begin{aligned}\mathrm{Res} f(z_1) &= \frac{1}{0!}\lim_{z\to z_1}\frac{\mathrm{d}^0}{\mathrm{d}z^0}(z-z_1)f(z)\\ &= \frac{1}{2\mathrm{i}}\end{aligned}$$

留数定理:

$$\begin{aligned}\oint_{C^+}\frac{2\mathrm{d}z}{(1-2\mathrm{i})z^2+6\mathrm{i}z-1-2z} &= 2\pi\mathrm{i}\mathrm{Res} f(z_1)\\ &= \pi\end{aligned}$$

6

> 用拉普拉斯变换解下列 RL 串联电路方程，其中 L, R, E 为常数:
>
> $$\begin{cases} L\dfrac{\mathrm{d}i(t)}{\mathrm{d}t} + Ri(t) = E \\ i(0) = 0 \end{cases}$$

设 $i(t) \risingdotseq F(p)$

微分定理给出:

$$\frac{\mathrm{d}i(t)}{\mathrm{d}t} \risingdotseq p^1F(p) - p^0 i^{(0)}(0) = pF(p) - i(0) = pF(p)$$

常用拉普拉斯变换:

$$\mathcal{L}\{1\}(p) = \frac{1}{p},\quad \mathrm{Re}\, p > 0,\quad \text{or}\ \ 1 \risingdotseq \frac{1}{p}$$

对方程 $L\dfrac{\mathrm{d}i(t)}{\mathrm{d}t} = +Ri(t) = E$ 两边同时作拉普拉斯变换，得:

$$LpF(p) + RF(p) = \frac{E}{p}$$

解出 $F(p)$:

$$
\begin{aligned}
F(p) &= \frac{E}{Lp^2+Rp} \\
&= \frac{E}{R}\left(\frac{1}{p}-\frac{p}{p+R/L}\right)
\end{aligned}
$$

常用拉普拉斯变换的反演：

$$\frac{1}{p-\alpha} \risingdotseq \mathrm{e}^{\alpha t}$$

于是：

$$\frac{1}{p} \risingdotseq 1, \quad \frac{1}{p+R/L} \risingdotseq \mathrm{e}^{-\frac{R}{L}t}$$

对方程 $F(p)=\frac{E}{R}\left(\frac{1}{p}-\frac{p}{p+R/L}\right)$ 两边同时作拉普拉斯逆变换，得：

$$i(t)=\frac{E}{R}\left(1-\mathrm{e}^{-\frac{R}{L}t}\right)$$

7

> 在半径 $r=r_0$ 的球内求解 $\nabla^2 u=0$，使满足边界条件 $u\Big|_{r=r_0}=\sin^2\theta$

边界条件与方位角 φ 无关，因此所求应也与 φ 无关：

$$\nabla^2 u(r,\theta)=0$$

套用结论，轴对称问题的拉普拉斯方程在自然边界条件约束下的形式解为：

$$u(r,\theta)=\sum_{l=0}^{\infty}\left(A_l r^l+B_l r^{-(l+1)}\right)\mathrm{P}_l(\cos\theta)$$

由自然边界条件，球心 $r=0$ 处场量不应发散：

$$|u(r,\theta)|\Big|_{r=0}<+\infty$$

因此 $-r^{(l+1)}$ 项必须舍弃，即、：

$$B_l=0, \quad l=0,1,2,\cdots$$

于是：

$$u(r,\theta)=\sum_{l=0}^{\infty}A_l r^l \mathrm{P}_l(\cos\theta)$$

考虑边界条件 $u\Big|_{r=r_0}=\sin^2\theta=1-\cos^2\theta$，注意到：

$$\begin{cases}\mathrm{P}_0(\cos\theta)=1\\ \mathrm{P}_1(\cos\theta)=\cos\theta\\ \mathrm{P}_2(\cos\theta)=\dfrac{1}{2}\left(3\cos^2\theta-1\right)\end{cases}\Longrightarrow 1-\cos^2\theta=\frac{2}{3}\left[\mathrm{P}_0(\cos\theta)-\mathrm{P}_2(\cos\theta)\right]$$

因此：

$$\sum_{l=0}^{\infty}A_l r_0^l \mathrm{P}_l(\cos\theta)=\frac{2}{3}\left[\mathrm{P}_0(\cos\theta)-\mathrm{P}_2(\cos\theta)\right]$$

把边界条件整理成以 $\cos\theta$ 为自变量的各阶勒让德多项式 $\mathrm{P}_l(\cos\theta)$ 的线性叠加的形式：

$$\left(A_0-\frac{2}{3}\right)\mathrm{P}_0(\cos\theta)+A_1 r_0 \mathrm{P}_1(\cos\theta)+\left(A_2 r_0^2+\frac{2}{3}\right)\mathrm{P}_2(\cos\theta)+\sum_{l=3}^{\infty}A_l r_0^l \mathrm{P}_l(\cos\theta)=0$$

由各阶勒让德多项式的正交性，它们的线性叠加为零，当且仅当所有线性叠加系数为零，即：

$$A_0-\frac{2}{3}=0, A_1=0, A_2 r_0^2+\frac{2}{3}=0, A_3=A_4=\cdots=0$$

即：

$$A_0=\frac{2}{3}, A_1=0, A_2=-\frac{2}{3r_0^2}, A_3=A_4=\cdots=0$$

于是：

$$\begin{aligned}u(r,\theta)&=\sum_{l=0}^{\infty}A_l r^l \mathrm{P}_l(\cos\theta)\\&=\frac{2}{3}-\frac{2}{3r_0^2}r^2\mathrm{P}_2(\cos\theta)\\&=\frac{2}{3}-\frac{r^2}{3r_0^2}\left(3\cos^2\theta-1\right)\end{aligned}$$

8

> 求定解问题:
>
> $$\begin{cases} u_{tt}-a^2u_{xx}=0 \\ u_x\Big|_{x=0}=0 \\ u_x\Big|_{x=l}=0 \\ u\Big|_{t=0}=\cos\left(\dfrac{\pi x}{l}\right) \\ u_t\Big|_{t=0}=0 \end{cases}$$

设:

$$u(x,t)=U(x)T(t)$$

代入一维波动方程 $u_{tt}-a^2u_{xx}=0$ 可得:

$$\frac{T''(t)}{T(t)}=a^2\frac{U''(x)}{U(x)}=-\omega^2$$

$$T''(t)+\omega^2T(t)=0\Longrightarrow T(t)=A\cos\omega t+B\sin\omega t$$

$$T'(t)=-\omega A\sin\omega t+\omega B\cos\omega t$$

$$u_t\Big|_{t=0}=0\Longrightarrow T'(t)\Big|_{t=0}=0\Longrightarrow B=0$$

因此:

$$T(t)=A\cos\omega t$$

令:

$$k\equiv\frac{\omega}{a},\quad k^2=\frac{\omega^2}{a^2}$$

$$U''(x)+k^2U(x)=0\Longrightarrow U(x)=C\cos kx+D\sin kx$$

$$U'(x)=-kC\sin kx+kD\cos kx$$

$$u_x\Big|_{x=0}=0\Longrightarrow U'(x)\Big|_{x=0}=0\Longrightarrow D=0$$

因此:

$$U(x)=C\cos kx,\ \ U'(x)=-kC\sin kx$$

$$u_x\Big|_{x=l}=0\Longrightarrow U'(x)\Big|_{x=l}=0\Longrightarrow -kC\sin kl=0$$

因此，k 的本征值 k_n 为:

$$k_n=\frac{n\pi}{l},\ \ n=,1,2,\cdots$$

> $n=0$ 是平庸解，不考虑。

相应的本征函数 $U_n(x)$ 为:

$$U_n(x)=\cos k_nx=\cos\left(\frac{n\pi}{l}x\right),\ \ n=1,2,\cdots$$

由 $k\equiv\omega/a$，得 ω 的本征值 ω_n 为:

$$\omega_n=ak_n=\frac{n\pi a}{l},\ \ n=1,2,\cdots$$

相应的本征函数 $T_n(x)$ 为:

$$T_n(t)=\cos\omega_nt=\cos\left(\frac{n\pi a}{l}t\right),\ \ n=,1,2,\cdots$$

本征解 $u_n(x,t)$ 为:

$$u_n(x,t)=U_n(t)T_n(t)=\cos\left(\frac{n\pi}{l}x\right)\cos\left(\frac{n\pi a}{l}t\right),\ \ n=,1,2,\cdots$$

定解问题的通解 $u(x,t)$ 为:

$$u(x,t)=\sum_{n=1}^{\infty}E_nu_n(x,t)=\sum_{n=1}^{\infty}E_n\cos\left(\frac{n\pi}{l}x\right)\cos\left(\frac{n\pi a}{l}t\right)$$

最后结合初始条件

$$u\Big|_{t=0}=\cos\left(\frac{\pi x}{l}\right)$$

得到：

$$E_1 = 1, E_2 = E_3 = \cdots = 0$$

最终得到定解问题的解为：

$$u(x,t) = \cos\left(\frac{\pi}{l}x\right)\cos\left(\frac{\pi a}{l}t\right)$$

9

> 半径为 a 的导体球接地，在距球心为 b 的地方放置一点电荷，$b > a$，电荷量为 q，求导体球外的电势分布。

选取 z 轴使得点电荷的位矢为 $b\vec{e}_z$，则球外电势 u 具有 z 轴对称性，即 $u = u(r,\theta)$

点电荷会在接地导体球表面激发出感应电荷。根据电势叠加原理，导体球外的电势 u 是感应电荷单独存在时产生的电势 u_r 与 点电荷单独存在时的电势 u_q 之和：

$$u = u_r + u_q$$

考虑点电荷单独存在时在球外产生的电势 u_q，由余弦定理，场点 $\vec{r}$ 到点电荷 q 的距离 r' 满足：

$$r' = \sqrt{b^2 + r^2 - 2br\cos\theta}$$

点电荷 q 在 $\vec{r}$ 处产生的电势 u_q 满足：

$$\begin{aligned} u_q &= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r'} \\ &= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{\sqrt{b^2 + r^2 - 2br\cos\theta}} \\ &= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0 b}\frac{q}{\sqrt{1 + (r/b)^2 - 2(r/b)\cos\theta}}, \quad r > a \end{aligned}$$

根据勒让德多项式的母函数的相关知识，

$$\frac{1}{\sqrt{1 + (r/b)^2 - 2(r/b)\cos\theta}} = \begin{cases} \sum\limits_{l=0}^{\infty} \mathrm{P}_l(\cos\theta)\left(\dfrac{r}{b}\right)^l & , \quad r/b < 1, \quad r < b \\ \sum\limits_{l=0}^{\infty} \mathrm{P}_l(\cos\theta)\left(\dfrac{r}{b}\right)^{-(l+1)} & , \quad r/b > 1, \quad r > b \end{cases}$$

因此点电荷产生的电势分布 u_q 可展为:

$$\boxed{\begin{aligned} u_q &= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{\sqrt{b^2+r^2-2br\cos\theta}} \\ &= \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 b}\frac{1}{\sqrt{1+\left(r/b\right)^2-2\left(r/b\right)\cos\theta}} \\ &= \begin{cases} \dfrac{q}{4\pi\varepsilon_0 b}\displaystyle\sum_{l=0}^{\infty}\mathrm{P}_l(\cos\theta)\left(\frac{r}{b}\right)^l & ,\ \ a<r<b \\ \dfrac{q}{4\pi\varepsilon_0 b}\displaystyle\sum_{l=0}^{\infty}\mathrm{P}_l(\cos\theta)\left(\frac{r}{b}\right)^{-(l+1)} & ,\ \ r>b \end{cases} \end{aligned}}$$

再考虑感应电荷单独存在时在球外产生的电势 u_r，此时球外没有电荷，因此球外的电势分布 u_r 满足拉普拉斯方程:

$$\nabla^2 u_r(r,\theta)=0,\ \ r>a$$

套用结论，轴对称问题的拉普拉斯方程在自然边界条件约束下的形式解为:

$$u_r(r,\theta)=\sum_{l=0}^{\infty}\left(A_l r^l+B_l r^{-(l+1)}\right)\mathrm{P}_l(\cos\theta)$$

在无穷远处，电势 u_r 应趋于零:

$$u_r\Big|_{r\to+\infty}=0$$

可得:

$$A_l=0,\ \ l=0,1,2,\cdots$$

因此:

$$u_r(r,\theta)=\sum_{l=0}^{\infty}B_l r^{-(l+1)}\mathrm{P}_l(\cos\theta)$$

考虑点电荷和感应电荷产生的总电势 $u(r,\theta)$，形式上可写为:

$$
\begin{aligned}
u(r,\theta) &= u_q(r,\theta)+u_r(r,\theta) \\
&= \begin{cases}
\dfrac{q}{4\pi\varepsilon_0 b}\displaystyle\sum_{l=0}^{\infty}\mathrm{P}_l(\cos\theta)\left(\frac{r}{b}\right)^l+\sum_{l=0}^{\infty}B_l r^{-(l+1)}\mathrm{P}_l(\cos\theta) & ,\quad a<r<b \\
\dfrac{q}{4\pi\varepsilon_0 b}\displaystyle\sum_{l=0}^{\infty}\mathrm{P}_l(\cos\theta)\left(\frac{r}{b}\right)^{-(l+1)}+\sum_{l=0}^{\infty}B_l r^{-(l+1)}\mathrm{P}_l(\cos\theta) & ,\quad r>b
\end{cases}
\end{aligned}
$$

导体球接地给出边界条件:

$$
u(r,\theta)\Big|_{r=a}=0
$$

即:

$$
\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 b}\sum_{l=0}^{\infty}\mathrm{P}_l(\cos\theta)\left(\frac{a}{b}\right)^l+\sum_{l=0}^{\infty}B_l a^{-(l+1)}\mathrm{P}_l(\cos\theta)=0
$$

整理成以 $\cos\theta$ 为自变量的各阶勒让德多项式 $\mathrm{P}_l(\cos\theta)$ 的线性叠加的形式:

$$
\sum_{l=0}^{\infty}\left(\frac{qa^l}{4\pi\varepsilon_0 b^{l+1}}+B_l a^{-(l+1)}\right)\mathrm{P}_l(\cos\theta)=0
$$

由各阶勒让德多项式的正交性，可得:

$$
\frac{qa^l}{4\pi\varepsilon_0 b^{l+1}}+B_l a^{-(l+1)}=0,\quad l=0,1,2,\cdots
$$

解得:

$$
B_l=-\frac{qa^{2l+1}}{4\pi\varepsilon_0 b^{l+1}},\quad l=0,1,2,\cdots
$$

因此:

$$
\begin{aligned}
u_r(r,\theta) &= \sum_{l=0}^{\infty}B_l r^{-(l+1)}\mathrm{P}_l(\cos\theta) \\
&= -\frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\sum_{l=0}^{\infty}\frac{a^{2l+1}}{b^{l+1}}r^{-(l+1)}\mathrm{P}_l(\cos\theta) \\
&= -\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 a}\sum_{l=0}^{\infty}\left(\frac{br}{a^2}\right)^{-(l+1)}\mathrm{P}_l(\cos\theta)
\end{aligned}
$$

注意到，$r>a,b>a$，于是有：

$$\frac{br}{a^2}>1,\quad \frac{1}{\sqrt{1+\left(br/a^2\right)^2-2\left(br/a^2\right)\cos\theta}}=\sum_{l=0}^{\infty}\mathrm{P}_l(\cos\theta)\left(\frac{br}{a^2}\right)^{-(l+1)},\quad \frac{br}{a^2}>1$$

> ps：注意不到也没事，只不过最终答案可能看起来复杂点。

因此，感应电荷在导体球外产生的电势 $u_r(r,\theta)$ 实际上可写为：

$$\boxed{\begin{aligned}u_r(r,\theta)&=-\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 a}\sum_{l=0}^{\infty}\left(\frac{br}{a^2}\right)^{-(l+1)}\mathrm{P}_l(\cos\theta)\\&=-\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 a}\frac{1}{\sqrt{1+\left(br/a^2\right)^2-2\left(br/a^2\right)\cos\theta}},\quad r>a\end{aligned}}$$

最终得到导体球外的电势分布 $u(r,\theta)$：

$$\begin{aligned}u(r,\theta)&=u_q(r,\theta)+u_r(r,\theta)\\&=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{\sqrt{b^2+r^2-2br\cos\theta}}-\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 a}\frac{1}{\sqrt{1+\left(br/a^2\right)^2-2\left(br/a^2\right)\cos\theta}}\\&=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{\sqrt{b^2+r^2-2br\cos\theta}}+\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{-aq/b}{\sqrt{\left(a^2/b\right)^2+r^2-2\left(a^2/b\right)r\cos\theta}}\end{aligned}$$

可以看到，感应电荷在导体球外产生的电势与一个处于 z 轴正半轴距球心 $b'=a^2/b$ 处电荷量为 $Q'=-aq/b$ 的点电荷相同。

10

> 求边缘固定半径为 b 的圆形膜的本征振动频率及本征振动模式。

以圆形膜的圆心为原点建立极坐标，设 $u(\rho,\varphi,t)$ 是 t 时刻 ρ,φ 处质点偏离平衡位置的位移，则 $u(\rho,\varphi,t)$ 满足二维波动方程：

$$u_{tt}(\rho,\varphi,t)-a^2\nabla_{(2)}^2u(\rho,\varphi,t)=0$$

其中，$\nabla_{(2)}^2$ 是二维拉普拉斯算子：

$$\nabla^2_{(2)} \equiv \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial}{\partial\rho}\right)+\frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2}$$

设 $u(\rho,\varphi,t)$ 可分离变量为:

$$u(\rho,\varphi,t)=U(\rho,\varphi)T(t)$$

代入二维波动方程可得:

$$U(\rho,\varphi)T''(t)-a^2T(t)\left[\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial}{\partial\rho}\right)+\frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2}\right]U(\rho,\varphi)=0$$

上式两边同时除以 $U(\rho,\varphi)T(t)$，再移项，得:

$$\frac{T''(t)}{T(t)}=\frac{a^2}{U(\rho,\varphi)}\left[\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial}{\partial\rho}\right)+\frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2}\right]U(\rho,\varphi)$$

注意到，$\dfrac{T''(t)}{T(t)}$ 只与 t 有关，而 $\dfrac{a^2}{U(\rho,\varphi)}\left[\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\dfrac{\partial}{\partial\rho}\right)+\dfrac{1}{\rho^2}\dfrac{\partial^2}{\partial\varphi^2}\right]U(\rho,\varphi)$ 只与 ρ,φ 有关，二者相等，因此二者均等于同一常数 $-\omega^2$:

$$\frac{T''(t)}{T(t)}=-\omega^2,\quad \frac{a^2}{U(\rho,\varphi)}\left[\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial}{\partial\rho}\right)+\frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2}\right]U(\rho,\varphi)=-\omega^2$$

由于要求本征振动频率和本征振动模式，因此只需要关注空间部分 $U(\rho,\varphi)$ 满足的方程和边界条件。

对上式空间部分 $U(\rho,\varphi)$ 满足的方程等号两边同乘 $\dfrac{U(\rho,\varphi)}{a^2}$ 并移项，得:

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial U(\rho,\varphi)}{\partial\rho}\right)+\frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2U(\rho,\varphi)}{\partial\varphi^2}+\frac{\omega^2}{a^2}U(\rho,\varphi)=0$$

令:

$$k\equiv\frac{\omega}{a},\quad k^2=\frac{\omega^2}{a^2}$$

则 $U(\rho,\varphi)$ 满足的方程为:

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial U(\rho,\varphi)}{\partial\rho}\right)+\frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2U(\rho,\varphi)}{\partial\varphi^2}+k^2U(\rho,\varphi)=0$$

由于圆形膜边界固定，因此得到一个边界条件:

$$U(\rho,\varphi)\Big|_{\rho=b}=0$$

且圆心处质点偏离平衡位置的位移应有限，因此得到一个自然边界条件：

$$|U(\rho,\varphi)|\Big|_{\rho=0}<+\infty$$

再结合 φ 作为角度这一物理量应使得 $U(\rho,\varphi)$ 满足周期性边界条件：

$$U(\rho,\varphi+2\pi)=U(\rho,\varphi)$$

综上，空间部分 $U(\rho,\varphi)$ 要满足的所有条件为：

$$\begin{cases}\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\dfrac{\partial U(\rho,\varphi)}{\partial\rho}\right)+\dfrac{1}{\rho^2}\dfrac{\partial^2 U(\rho,\varphi)}{\partial\varphi^2}+k^2U(\rho,\varphi)=0\\ U(\rho,\varphi)\Big|_{\rho=b}=0\\ |U(\rho,\varphi)|\Big|_{\rho=0}<+\infty\\ U(\rho,\varphi+2\pi)=U(\rho,\varphi)\end{cases}$$

设 $U(\rho,\varphi)$ 可分离变量为：

$$U(\rho,\varphi)=R(\rho)\Phi(\varphi)$$

代入空间部分 $U(\rho,\varphi)$ 要满足的方程，得：

$$\frac{\Phi(\varphi)}{\rho}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\rho}\left(\rho\frac{\mathrm{d}R(\rho)}{\mathrm{d}\rho}\right)+\frac{R(\rho)}{\rho^2}\frac{\mathrm{d}^2\Phi(\varphi)}{\mathrm{d}\varphi^2}+k^2R(\rho)\Phi(\varphi)=0$$

上式等号两边同乘 $\dfrac{\rho^2}{R(\rho)\Phi(\varphi)}$，整理得：

$$\frac{1}{\Phi(\varphi)}\frac{\mathrm{d}^2\Phi(\varphi)}{\mathrm{d}\varphi^2}=-\left[\frac{\rho}{R(\rho)}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\rho}\left(\rho\frac{\mathrm{d}R(\rho)}{\mathrm{d}\rho}\right)+k^2\rho^2\right]$$

上式等号左边只与 φ 有关，等号右边只与 ρ 有关，因此二者均等于一个常数 $-m^2$：

$$\frac{1}{\Phi(\varphi)}\frac{\mathrm{d}^2\Phi(\varphi)}{\mathrm{d}\varphi^2}=-\left[\frac{\rho}{R(\rho)}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\rho}\left(\rho\frac{\mathrm{d}R(\rho)}{\mathrm{d}\rho}\right)+k^2\rho^2\right]=-m^2$$

因此，角度部分满足方程：

$$\Phi''(\varphi)+m^2\Phi(\varphi)=0$$

周期性边界条件：

$$U(\rho,\varphi+2\pi)=U(\rho,\varphi)\Longrightarrow R(\rho)\Phi(\varphi+2\pi)=R(\rho)\Phi(\varphi)\Longrightarrow \Phi(\varphi+2\pi)=\Phi(\varphi)$$

$$\begin{cases}\Phi''(\varphi)+m^2\Phi(\varphi)=0\\ \Phi(\varphi+2\pi)=\Phi(\varphi)\end{cases}$$

从

$$\Phi''(\varphi)+m^2\Phi(\varphi)=0$$

可以解得：

$$\Phi(\varphi)=A\cos(m\varphi)+B\sin(m\varphi)$$

结合周期性边界条件

$$\Phi(\varphi+2\pi)=\Phi(\varphi)$$

可得：

$$m=0,1,2,\cdots$$

径向部分 $R(\rho)$ 满足：

$$-\left[\frac{\rho}{R(\rho)}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\rho}\left(\rho\frac{\mathrm{d}R(\rho)}{\mathrm{d}\rho}\right)+k^2\rho^2\right]=-m^2$$

可以整理成：

$$\frac{1}{\rho}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\rho}\left(\rho\frac{\mathrm{d}R(\rho)}{\mathrm{d}\rho}\right)+\left(k^2-\frac{m^2}{\rho^2}\right)R(\rho)=0$$

令 $x=k\rho,\rho=x/k,R(\rho)\Big|_{\rho=x/k}=R(x/k)\equiv y(x)$，则上面可方程化为 m 阶贝塞尔方程：

$$\frac{\mathrm{d}^2y}{\mathrm{d}x^2}+\frac{1}{x}\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x}+\left(1-\frac{m^2}{x^2}\right)y=0$$

$$U(\rho,\varphi)\Big|_{\rho=b}=0\Longrightarrow R(\rho)\Phi(\varphi)\Big|_{\rho=b}=0\Longrightarrow R(\rho)\Big|_{\rho=b}=0$$

$$
|U(\rho,\varphi)|\Big|_{\rho=0}<+\infty \Longrightarrow |R(\rho)\Phi(\varphi)|\Big|_{\rho=0}<+\infty \Longrightarrow |R(\rho)|\Big|_{\rho=0}<+\infty
$$

$$
\begin{cases}
\dfrac{\mathrm{d}^2 y}{\mathrm{d}x^2}+\dfrac{1}{x}\dfrac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x}+\left(1-\dfrac{m^2}{x^2}\right)y=0 \\
y(x)\equiv R(\rho)\Big|_{\rho=x/k}=R(x/k),\ \ R(\rho)=y(x)\Big|_{x=k\rho}=y(k\rho) \\
R(\rho)\Big|_{\rho=b}=0 \\
|R(\rho)|\Big|_{\rho=0}<+\infty
\end{cases}
$$

对于 m 阶贝塞尔方程

$$
\frac{\mathrm{d}^2 y}{\mathrm{d}x^2}+\frac{1}{x}\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x}+\left(1-\frac{m^2}{x^2}\right)y=0
$$

其通解为:

$$
y^{(m)}(x)=C_m\mathrm{J}_m(x)+D_m\mathrm{N}_m(x)
$$

考虑自然边界条件 $|R(\rho)|\Big|_{\rho=0}<+\infty$，可得:

$$
D_m=0
$$

因此:

$$
y^{(m)}(x)=C_m\mathrm{J}_m(x)
$$

对上面等式两边同取附加条件:

$$
y^{(m)}(x)\Big|_{x=k\rho}=C_m\mathrm{J}_m(x)\Big|_{x=k\rho}
$$

结合 $x=k\rho, R(\rho)=y(x)\Big|_{x=k\rho}=y(k\rho)$ 可得:

$$
R^{(m)}(\rho)=C_m\mathrm{J}_m(k\rho)
$$

设 m 阶贝塞尔函数 $\mathrm{J}_m(x)$ 的第 n 个正零点为 $x_n^{(m)}$，即:

$$
\mathrm{J}_m\left(x_n^{(m)}\right)=0,\ \ m=0,1,2,\cdots;\ \ n=,1,2,\cdots
$$

结合边界条件 $R(\rho)\Big|_{\rho=b}=0$，即：

$$C_m \mathrm{J}_m(kb)=0$$

因此 k 的本征值 $k_n^{(m)}$ 为：

$$k_n^{(m)}=\frac{x_n^{(m)}}{b},\quad m=0,1,2,\cdots;\quad n=1,2,\cdots$$

相应的本征振动模式 $R_n^{(m)}(\rho)$ 为：

$$R_n^{(m)}(\rho)=\mathrm{J}_m\left(k_n^{(m)}\rho\right)=\mathrm{J}_m\left(\frac{x_n^{(m)}}{b}\rho\right),\quad m=0,1,2,\cdots;\quad n=1,2,\cdots$$

再根据 $k\equiv\omega/a$，得到 ω 的本征值，即圆形膜的本征频率 $\omega_n^{(m)}$ 为：

$$\omega_n^{(m)}=ak_n^{(m)}=\frac{x_n^{(m)}}{b}\cdot a,\quad m=0,1,2,\cdots;\quad n=1,2,\cdots$$

综上所述，边缘固定半径为 b 的圆形膜的本征振动频率 $\omega_n^{(m)}$ 及本征振动模式 $R_n^{(m)}(\rho)$ 为：

$$\boxed{\omega_n^{(m)}=\frac{x_n^{(m)}}{b}\cdot a},\quad m=0,1,2,\cdots;\quad n=1,2,\cdots$$

$$\boxed{R_n^{(m)}(\rho)=\mathrm{J}_m\left(\frac{x_n^{(m)}}{b}\rho\right)},\quad m=0,1,2,\cdots;\quad n=1,2,\cdots$$

其中，$x_n^{(m)}$ 是 m 阶贝塞尔函数 $\mathrm{J}_m(x)$ 的第 n 个正零点。