

弹性力学

付佳豪

October 3, 2019



1 平面问题的直角坐标解答

1.1 逆解法

1.1.1 含义

所谓逆解法，就是先设定各种形式的满足双调和方程的应力函数，然后利用应力函数计算各个应力分量，再根据应力边界条件反算边界上对应的面力，从而得知所设定的应力函数可以解决什么样的应力问题。

1.1.2 步骤

设定 Φ
满足 $\nabla^4\Phi = 0$ \rightarrow 求出应力分量 $\xrightarrow{\text{代入边界条件}}$ 反推面力 \rightarrow 得出可解决的应力问题

1.1.3 唯一性定理

在给定载荷作用下，处于平衡状态的弹性体，其内部各点的应力，应力解是唯一的，如果物体的整体刚体位移受到约束，则位移解也是唯一的。

1.1.4 多项式解答

(1). 多项式应力函数 $\Phi(x, y)$ 的性质

- 多项式次数 $n < 4$ 时，则系数可以任意选取，总满足相容方程。
- 多项式次数 $n \geq 4$ 时，则系数需满足一定的条件，才能满足相容方程。
- 多项式次数越高，则系数间需满足的条件越多。

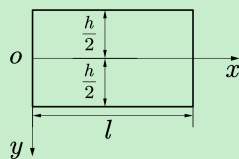
(2). 一次多项式:对应于无体力和无应力状态的自然状态；任意应力函数 $\Phi(x, y)$ 加上或减去一个一次多项式，对应力无影响。

(3). 二次多项式:对应均匀应力状态，即全部应力分量为常量。

(4). 三次多项式:对应线性分布的应力。

(5). 用多项式构造应力函数 $\Phi(x, y)$ ，一般只能解决简单直线应力边界问题。

例 1.1 设图中所示的矩形长梁 ($l \geq h$)，试考察应力函数 $\Phi = \frac{F}{2h^3}xy(3h^2 - 4y^2)$ 能解决什么样的受力问题？



解 按照逆解法：

(1). 将 Φ 代入相容方程， $\nabla^4 \Phi = 0$ 满足。

(2). 由 Φ 求出应力分量：

$$\begin{cases} \sigma_x = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} = -\frac{12Fxy}{h^3} \\ \sigma_y = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = 0 \\ \tau_{xy} = -\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y} = \frac{3F}{2h} \end{cases}$$

(3). 由边界形状和应力分量反推边界上的应力。

主要边界（大边界）： $y = \pm \frac{h}{2}, \sigma_y = 0, \tau_{xy} = 0$ 。

因此：在 $y = \pm \frac{h}{2}$ 的边界面上，无任何面力作用。即： $\bar{f}_x = \bar{f}_y = 0$

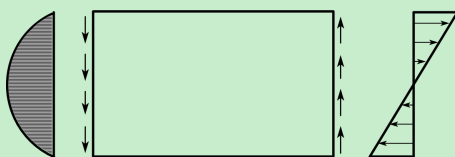
次要边界（小边界） $x = 0$ or l 上：

左端：

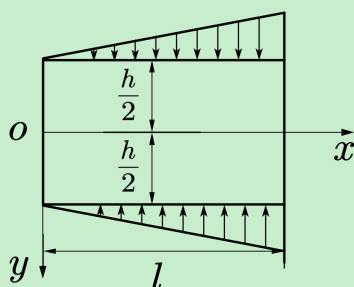
$$\begin{cases} \bar{f}_x = -(\sigma_x)_{x=0} = 0 \\ \bar{f}_y = -(\tau_{xy})_{x=0} = \frac{3F}{2h} \left(1 - \frac{4}{h^2}y^2\right) \end{cases}$$

右端：

$$\begin{cases} \bar{f}_x = -(\sigma_x)_{x=l} = -\frac{12Fl}{h^3}y \\ \bar{f}_y = -(\tau_{xy})_{x=l} = -\frac{3F}{2h} \left(1 - \frac{4}{h^2}y^2\right) \end{cases}$$



例 1.2 不计体力，应力函数 $\Phi = \frac{q}{6}x^3$ 能解决什么样的受力问题？



解 按照逆解法:

(1). 代入相容方程, 最高次为3次, 故满足。

(2). 由 Φ 求出应力分量:

$$\begin{cases} \sigma_x = 0 \\ \sigma_y = \frac{q}{l}x \\ \tau_{xy} = 0 \end{cases}$$

(3). 边界条件:

上边界:

$$\bar{f}_y = -\sigma_y = -\frac{q}{l}x$$

下边界:

$$\bar{f}_y = -\sigma_y = \frac{q}{l}x$$

左边界:

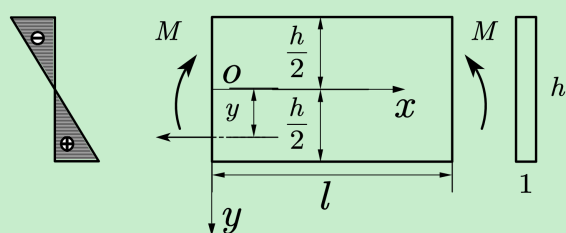
$$\begin{cases} \bar{f}_x = -(\sigma_x)_{x=0} = 0 \\ \bar{f}_y = -(\tau_{xy})_{x=0} = 0 \end{cases}$$

右边界:

$$\begin{cases} \bar{f}_x = -(\sigma_x)_{x=l} = 0 \\ \bar{f}_y = -(\tau_{xy})_{x=l} = 0 \end{cases}$$

因此在左右边界上无任何面力作用。

1.2 矩形梁的纯弯曲



应力函数:

$$\Phi = ay^3$$

相应的应力分量:

$$\sigma_x = 6ay, \sigma_y = 0, \tau_{xy} = \tau_{yx} = 0$$

由圣维南原理可得:

$$\int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \sigma_x y dy = M \implies a = \frac{2M}{h^3}$$

于是应力函数又可以写为:

$$\sigma_x = \frac{M}{I}y, \sigma_y = 0, \tau_{xy} = \tau_{yx} = 0$$

- (1). 弹性力学的解答和材料力学的解答完全一致。
- (2). 只有组成两端力偶的法面面力是线性分布, 在截面中处为零时, 本节所求的解才是完全精确的。如果梁端的面力是按照其他方式分布的, 解答是有误差的, 根据圣维南原理, 只有梁两端附近小区域有显著误差, 在远端误差可以忽略不计。

1.3 位移分量的求出

将应力分量代入物理方程, 得到应变分量, 再代入几何方程, 得到位移分量的微分方程组, 求解即可得到位移分量。其中结合位移限制条件可以完全确定出位移分量的表达式。

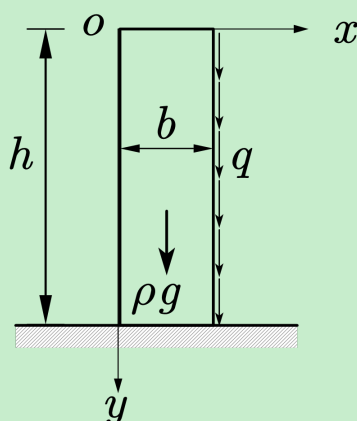
应力分量 $\xrightarrow{\text{物理方程}}$ 应变分量 $\xrightarrow{\text{几何方程}}$ 位移方程组 $\xrightarrow{\text{位移边界条件}}$ 积分常数 \rightarrow 位移分量

1.4 半逆解法

求解步骤:

- (1). 根据弹性体的边界形状和受力情况, 假定部分或全部应力分量的函数形式。
- (2). 根据应力分量和压力函数之间的关系, 反推应力函数的函数形式。
- (3). 由相容方程的满足来确定应力函数中的待定项。
- (4). 根据应力分量和应力函数之间的关系, 求出全部应力分量的具体表达式。
- (5). 根据边界条件, 确定待定常数。

例 1.3 设有矩形截面的长竖柱, 密度为 ρ , 在一边侧面上受有均布面力 q , 如图所示, 试求应力分量。



解

(1). 假设某个应力分量的函数形式。

分析：只有y向体力 $f_y = \rho g$ 面力 $(\bar{f}_y)_{x=b} = q$

突破点：假设在整个长柱内： $\sigma_x = 0$

(2). 根据应力分量导出应力函数的表达式

$$\sigma_x = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} \rightarrow \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} = 0 \rightarrow \frac{\partial \Phi}{\partial y} = f(x) \rightarrow \Phi = yf(x) + f_1(x)$$

(3). 由相容方程求解出应力函数：

$$\begin{cases} \frac{\partial^4 \Phi}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 \Phi}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 \Phi}{\partial y^4} = 0 \\ \frac{\partial^4 \Phi}{\partial y^4} = 0 \\ \frac{\partial^4 \Phi}{\partial x^2 \partial y^2} = 0 \end{cases} \Rightarrow \frac{\partial^4 \Phi}{\partial x^4} = y \frac{d^4 f(x)}{dx^4} + \frac{d^4 f_1(x)}{dx^4} = 0$$

$$\begin{cases} \frac{d^4 f(x)}{dx^4} = 0 \Rightarrow f(x) = Ax^3 + Bx^2 + Cx \\ \frac{d^4 f_1(x)}{dx^4} = 0 \Rightarrow f_1(x) = Dx^3 + Ex^2 \quad (\text{省略一!项}) \end{cases}$$

(4). 由应力函数求解应力分量

$$\Phi = y(Ax^3 + Bx^2 + Cx) + Dx^3 + Ex^2, f_x = 0; f_y = \rho g$$

$$\begin{cases} \sigma_x = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} - f_x x = 0 \\ \sigma_y = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} - f_y y = y(6Ax + 2B) + 6Dx + 2E - \rho g y \\ \tau_{xy} = -\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y} = -(3Ax^2 + 2Bx + C) \end{cases}$$

(5). 由应力边界条件确定积分常数

(I). 左右边界（主要边界）：

$$\begin{cases} \sigma_x = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} - f_x x = 0 \\ \sigma_y = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} - f_y y = y(6Ax + 2B) + 6Dx + 2E - \rho g y \\ \tau_{xy} = -\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y} = -(3Ax^2 + 2Bx + C) \end{cases}$$

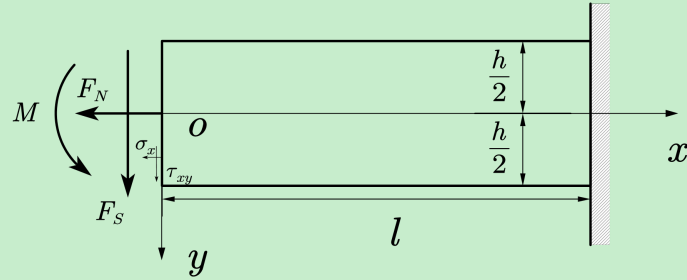
(II). 上边界（次要边界），应用圣维南原理：

$$\begin{cases} \int_0^b (\sigma_y)_{y=0} dx = 0 \\ \int_0^b (\sigma_y)_{y=0} dx = 0 \\ \int_0^b (\tau_{xy})_{y=0} dx = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} 3Db + 2E = 0 \\ 2Db + E = 0 \\ Ab^2 + 6Bb + C = 0 \\ C = 0 \\ 3Ab^2 + 2Bb + C = -q \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} A = -\frac{q}{b^2} \\ B = \frac{q}{b} \\ C = D = E = 0 \end{cases}$$

最终得到应力分量表达式

$$\begin{cases} \sigma_x = 0 \\ \sigma_y = \frac{2q}{b}y \left(1 - \frac{3}{b}\right) - \rho gy \\ \tau_{yx} = \frac{3q}{b^2}x^2 - \frac{2q}{b}x \end{cases}$$

例 1.4 设单位厚度的悬臂梁在左端受到集中力和力矩的作用，体力可以不计。如图示，设应力函数 $\Phi = Ax y + B y^2 + C y^3 + D x y^3$ ，求解应力分量。



解

(1). 校核相容方程 $\nabla^4 \Phi = 0$ ，满足。

(2). 求应力分量，无体力时

$$\begin{cases} \sigma_x = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} = 2B + 6Cy + 6Dxy \\ \sigma_y = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = 0 \\ \tau_{xy} = -\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y} = -(A + 3Dy^2) \end{cases}$$

(3). 校核主要边界条件：

$$\begin{cases} (\sigma_y)_{y=\pm \frac{h}{2}} = 0 \text{ 满足} \\ (\tau_{xy})_{y=\pm \frac{h}{2}} \rightarrow A + \frac{3}{4}Dh^2 = 0 \end{cases}$$

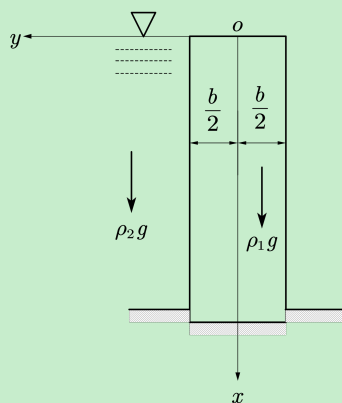
(4). 校核次要边界，应用圣维南原理

$$\begin{cases} \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} (\sigma_x)_{x=0} dy = -F_N \rightarrow B = -\frac{F_N}{2h} \\ \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} y (\sigma_x)_{x=0} dy = -M \rightarrow C = -\frac{2M}{h^3} \\ \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} (\tau_{xy})_{x=0} dy = -F_S \rightarrow \begin{cases} A + \frac{Dh^3}{4} = F_S \\ A + \frac{3Dh^2}{4} = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} A = \frac{3F_S}{2} \\ D = -\frac{2F_S}{h^3} \end{cases} \end{cases}$$

故得：

$$\begin{cases} \sigma_x = -\frac{F_N}{h} - \frac{12M}{h^3}y - \frac{12F_S}{h^3}xy \\ \sigma_y = 0 \\ \tau_{xy} = -\frac{3F_S}{2h} \left(1 - 4\frac{y^4}{h^2}\right) \end{cases}$$

例 1.5 挡承强的密度为 ρ ，厚度为 b ，如图示，水的密度为 ρ_2 ，试求应力分量。



解 用半逆解法解

- (1). 假设应力分量的应力函数形式, 因为在 $y = -\frac{b}{2}$ 边界上 $\sigma_y = 0$, 而在 $y = \frac{b}{2}$ 边界上 $\sigma_y = -\rho_2 g x$; 所以可假设在区域内 σ_y 是按照一次式变化, 即

$$\sigma_y = x f(y)$$

- (2). 根据应力分量导出应力函数的表达式

$$\sigma_y = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = x f(y) \implies \Phi = \frac{x^3}{6} f(y) + x f_1(y) + f_2(y)$$

- (3). 根据相容方程求解应力函数

$$\frac{x^3}{6} \frac{d^4 f(y)}{dy^4} + x \frac{d^4 f_1(y)}{dy^4} + \frac{d^4 f_2(y)}{dy^4} + 2x \frac{d^2 f(y)}{dy^2} = 0$$

$$\begin{cases} \frac{d^4 f}{dy^4} = 0 \implies f = Ay^3 + By^2 + Cy + D \\ \frac{d^4 f_1}{dy^4} + 2 \frac{d^2 f}{dy^2} = 0 \implies f_1 = -\frac{A}{10}y^5 - \frac{B}{6}y^4 + Gy^3 + Hy^2 + Iy \\ \frac{d^4 f_2}{dy^4} = 0 \implies f_2 = Ey^3 + Fy^2 \end{cases}$$

$$\Phi = \frac{1}{6}x^3 \left(Ay^3 + By^2 + Cy + D \right) + x \left(-\frac{A}{10}y^5 - \frac{B}{6}y^4 + Gy^3 + Hy^2 + Iy \right) + Ey^3 + Fy^2$$

- (4). 求出应力分力量

$$\begin{cases} \sigma_x = x^3 \left(Ay + \frac{B}{3} \right) + x \left(-2Ay^3 - 2By^2 + 6Gy^3 + 2H \right) + 6Ey + 2F - \rho_1 g x \\ \sigma_y = x \left(Ay^3 + By^2 + Cy + D \right) \\ \tau_{xy} = -\frac{x^2}{2} \left(3Ay^2 + 2By + C \right) + \left(\frac{A}{2}y^4 + \frac{3B}{3}y^3 - 3Gy^2 - 2Hy - I \right) \end{cases}$$

- (5). 由应力边界条件确定积分常数主要边界 (左、右) 必须精确满足边界条件:

$$(\sigma_y)_{y=\frac{b}{2}} = -\rho_2 g x; (\sigma_y)_{y=-\frac{b}{2}} = 0; (\tau_{xy})_{y=\frac{b}{2}} = 0; (\tau_{xy})_{y=-\frac{b}{2}} = 0$$

得:

$$\begin{cases} A\frac{b^3}{8} + B\frac{b^2}{4} + C\frac{b}{2} + D = -\rho_2 x \\ -A\frac{b^4}{8} + B\frac{b^2}{4} - C\frac{b}{2} + D = 0 \\ A\frac{3}{4}b^2 \pm Bb + C = 0 \\ A\frac{b^4}{32} \pm B\frac{b^3}{12} - G\frac{3}{4}b^2 \pm Hb - I = 0 \end{cases}$$

解得:

$$\begin{cases} A = \frac{2}{b^3}\rho_2 g \\ B = 0 \\ C = -\frac{3}{2b}\rho_2 g \\ D = -\frac{1}{2}\rho_2 g \\ H = 0 \\ I = \frac{b}{16}\rho_2 g - \frac{3b^2}{4}G \end{cases}$$

次要边界 (柱的上端), 应用圣维南原理:

$$\int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} (\sigma_x)_{x=0} dy = 0, \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} (\sigma_x) y dy = 0, \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} (\tau_{xy})_{x=0} dy = 0$$

解得:

$$\begin{cases} F = E = 0 \\ I = \frac{b}{80}\rho_2 g - \frac{b^4}{4}G \end{cases}$$

(6). 最终应力分量表达

$$\begin{cases} \sigma_x = \frac{2\rho_2 g}{b^3}x^3 y + \frac{3\rho_2 g}{5b}xy - \frac{4\rho_2 g}{b^3}xy^3 - \rho_1 gx \\ \sigma_y = \rho_2 gx \left(2\frac{y^3}{b^3} - \frac{2y}{3b} - \frac{1}{2} \right) \\ \tau_{xy} = -\rho_2 gx^2 \left(3\frac{y^2}{b^3} - \frac{3}{4b} \right) - \rho_2 gy \left(-\frac{y^3}{b^3} + \frac{3y}{10b} - \frac{b}{80y} \right) \end{cases}$$

例 1.6 已知:

(1). $\Phi = Ay^2(a^2 - x^2) + Bxy + C(x^2 + y^2)$

(2). $\Phi = Ax^4 + Bx^3y + Cx^2y^2 + Dxy^2 + Ey^4$

解

(1). 代入相容方程, $A = 0$ 时才可能是应力函数。

(2). 代入相容方程, 必须满足 $3(A + E) + C = 0$ 时才可能是应力函数。

2 平面问题的极坐标解答

2.1 极坐标中的平衡微分方程

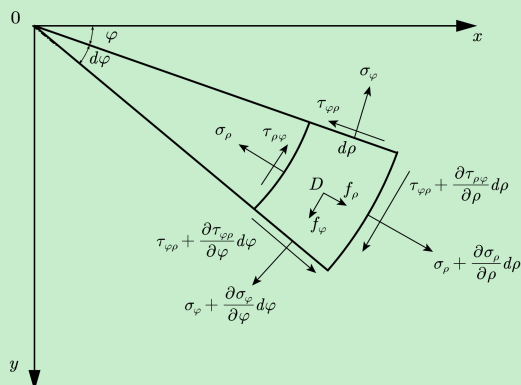


图 1

2.1.1 极坐标中的平衡微分方程

$$\begin{cases} \frac{\partial \sigma_\rho}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{\rho\varphi}}{\partial \varphi} + \frac{\sigma_\rho - \sigma_\varphi}{\rho} + f_\rho = 0 \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial \tau_{\rho\varphi}}{\partial \rho} + \frac{2\tau_{\rho\varphi}}{\rho} + f_\varphi = 0 \end{cases} \quad (1)$$

2.2 极坐标中的几何方程和物理方程

2.2.1 极坐标中的几何方程

$$\begin{cases} \varepsilon_\rho = \frac{\partial u_\rho}{\partial \rho} \\ \varepsilon_\varphi = \frac{u_\rho}{\rho} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial u_\varphi}{\partial \varphi} \\ \gamma_{\rho\varphi} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial u_\rho}{\partial \varphi} + \frac{\partial u_\varphi}{\partial \rho} - \frac{u_\varphi}{\rho} \end{cases} \quad (2)$$

2.2.2 极坐标中的物理方程

$$\begin{cases} \varepsilon_\rho = \frac{1}{E} (\sigma_\rho - \mu \sigma_\varphi) \\ \varepsilon_\varphi = \frac{1}{E} (\sigma_\varphi - \mu \sigma_\rho) \\ \gamma_{\rho\varphi} = \frac{1}{G} \tau_{\rho\varphi} = \frac{2(1+\mu)}{E} \tau_{\rho\varphi} \end{cases} \quad (3)$$

平面应变的情况下，需将上式中的 E 换为 $\frac{E}{1-\mu^2}$ ， μ 换为 $\frac{\mu}{1-\mu}$ 。

2.3 坐标变换

2.3.1 位移分量的坐标变换

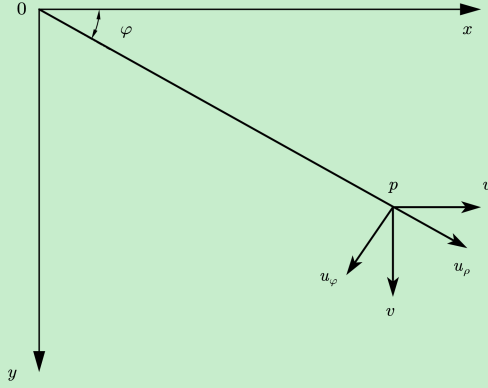


图 2

$$\begin{cases} u_\rho = u \cos \varphi + v \sin \varphi \\ u_\varphi = -u \sin \varphi + v \cos \varphi \end{cases} \Rightarrow \begin{pmatrix} u_\rho \\ u_\varphi \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi \\ -\sin \varphi & \cos \varphi \end{bmatrix} \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi \\ \sin \varphi & \cos \varphi \end{bmatrix} \begin{pmatrix} u_\rho \\ u_\varphi \end{pmatrix} \quad (4)$$

2.3.2 应力分量的坐标变换

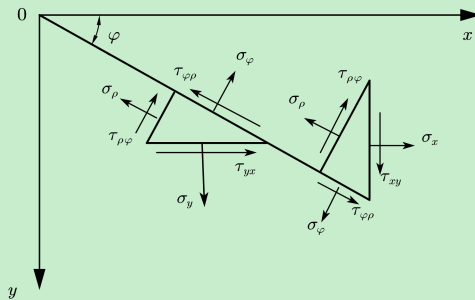


图 3

$$\begin{cases} \sigma_x = \sigma_\rho \cos^2 \varphi + \sigma_\varphi \sin^2 \varphi - 2\tau_{\rho\varphi} \sin \varphi \cos \varphi \\ \sigma_y = \sigma_\rho \sin^2 \varphi + \sigma_\varphi \cos^2 \varphi + 2\tau_{\rho\varphi} \sin \varphi \cos \varphi \\ \tau_{xy} = \frac{\sigma_\rho - \sigma_\varphi}{2} \sin 2\varphi + \tau_{\rho\varphi} \cos 2\varphi \end{cases} \quad (5)$$

$$\begin{cases} \sigma_x = \frac{\sigma_\rho + \sigma_\varphi}{2} + \frac{\sigma_\rho - \sigma_\varphi}{2} \cos 2\varphi - \tau_{\rho\varphi} \sin 2\varphi \\ \sigma_y = \frac{\sigma_\rho + \sigma_\varphi}{2} - \frac{\sigma_\rho - \sigma_\varphi}{2} \cos 2\varphi - \tau_{\rho\varphi} \sin 2\varphi \\ \tau_{xy} = \frac{\sigma_\rho - \sigma_\varphi}{2} \sin 2\varphi + \tau_{\rho\varphi} \cos 2\varphi \end{cases} \quad (6)$$

$$\begin{bmatrix} \sigma_x & \tau_{xy} \\ \tau_{yx} & \sigma_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi \\ -\sin \varphi & \cos \varphi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_\rho & \tau_{\rho\varphi} \\ \tau_{\rho\varphi} & \sigma_\varphi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi \\ -\sin \varphi & \cos \varphi \end{bmatrix}^T \quad (7)$$

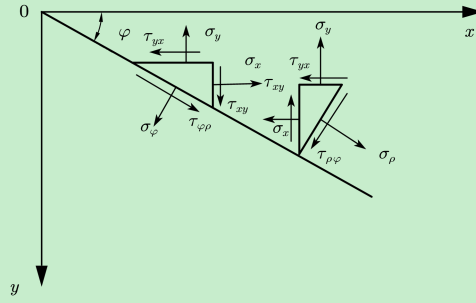


图 4

$$\begin{cases} \sigma_\rho = \sigma_x \cos^2 \varphi + \sigma_y \sin^2 \varphi + 2\tau_{xy} \sin \varphi \cos \varphi \\ \sigma_\varphi = \sigma_x \sin^2 \varphi + \sigma_y \cos^2 \varphi - 2\tau_{xy} \sin \varphi \cos \varphi \\ \tau_{\rho\varphi} = (\sigma_y - \sigma_x) \sin \varphi \cos \varphi + \tau_{xy} (\cos^2 \varphi - \sin^2 \varphi) \end{cases} \quad (8)$$

$$\begin{cases} \sigma_\rho = \frac{\sigma_x + \sigma_y}{2} + \frac{\sigma_x - \sigma_y}{2} \cos 2\varphi + \tau_{xy} \sin 2\varphi \\ \sigma_\varphi = \frac{\sigma_x + \sigma_y}{2} - \frac{\sigma_x - \sigma_y}{2} \cos 2\varphi - \tau_{xy} \sin 2\varphi \\ \tau_{\rho\varphi} = \frac{\sigma_x - \sigma_y}{2} \sin 2\varphi + \tau_{xy} \cos 2\varphi \end{cases} \quad (9)$$

$$\begin{bmatrix} \sigma_\rho & \tau_{\rho\varphi} \\ \tau_{\rho\varphi} & \sigma_\varphi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi \\ -\sin \varphi & \cos \varphi \end{bmatrix}^T \begin{bmatrix} \sigma_x & \tau_{xy} \\ \tau_{yx} & \sigma_y \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi \\ -\sin \varphi & \cos \varphi \end{bmatrix} \quad (10)$$

2.4 极坐标中的应力函数与相容方程

当 $f_\rho = f_\varphi = 0$ 时:

$$\begin{cases} \sigma_\rho = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \Phi}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi^2} \\ \sigma_\varphi = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \rho^2} \\ \tau_{\rho\varphi} = -\frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \right) \end{cases} \quad (11)$$

2.4.1 相容方程

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right)^2 \Phi = 0 \quad (12)$$

2.5 轴对称应力和相容的位移

所谓轴对称问题，是指物体几何形状或某物理量是绕某一轴对称的，凡通过此轴的任何面均为对称面。如果该物体所受外部荷载也对称于该轴，那么相应所产生的应力也必对称该轴。

令 $\Phi = \Phi(\rho)$

$$\sigma_\rho = \frac{1}{\rho} \frac{d\Phi}{d\rho}, \sigma_\varphi = \frac{d^2\Phi}{d\rho^2}, \tau_{\rho\varphi} = 0 \quad (13)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \right) \Phi = 0 \quad (14)$$

即

$$\Phi = A \ln \rho + B \rho^2 \ln \rho + C \rho^2 + D \quad (15)$$

应力分量

$$\begin{cases} \sigma_\rho = \frac{A}{\rho^2} + B(1 + 2 \ln \rho) + 2C \\ \sigma_\varphi = -\frac{A}{\rho^2} + B(3 + 2 \ln \rho) + 2C \\ \tau_{\rho\varphi} = 0 \end{cases} \quad (16)$$

代入物理方程和几何方程可得位移分量

$$\begin{cases} u_\rho = \frac{1}{E} \left[-(1 + \mu) \frac{A}{\rho} + 2(1 - \mu) B \rho (\ln \rho - 1) + (1 - 3\mu) B \rho + 2(1 - \mu) C \rho \right] + I \cos \varphi + K \sin \varphi \\ u_\varphi = \frac{4B\rho\varphi}{E} + H\rho - I \sin \varphi + K \cos \varphi \end{cases} \quad (17)$$

- (1). 在轴对称应力条件下，应力、应变和位移的通解，适用于任何轴对称应力问题。
- (2). 在轴对称应力条件下，应变也是轴对称的，但位移不一定是轴对称的。
- (3). 实现轴对称应力的条件是：物体形状、体力和面力应是轴对称的。
- (4). 轴对称应力及对应的位移的通解已满足相容方程，它们还需满足边界条件及多连体中的位移单值条件，并由此求出系数A、B、C。

注 欧拉方程：

$$x^n y^{(n)} + P_1 x^{n-1} y^{(n-1)} + \cdots + P_{n-1} x y' + P_n y = 0$$

特征方程为：

$$[k(k-1)\cdots(k-n+1) + P_1[k(k-1)\cdots(k-n+2)] + \cdots + P_{n-1}k + P_n] = 0$$

关于K的n次代数方程，可解得n个特征根 k_1 、 k_2 、 \cdots 、 k_n

(1). 当它们是互不相等的实根时, 通解具有幂函数的形式

$$y = C_1 x^{k_1} + C_2 x^{k_2} + \cdots + C_n x^{k_n}$$

(2). 每当出现重根时, 每多一重根, 就多乘一个 $\ln x$

如: 当 k_1 为 m ($m < n$) 重根时, 通解为

$$y = C_1 x^{k_1} + C_2 x^{k_2} \ln x + \cdots + C_m x^{k_1} \ln^{m-1} x + C_{m+1} x^{k_{m+1}} + \cdots + C_n x^{k_n}$$

(3). 出现共轭复根时, 则虚部是三角函数因子

如: 当 $k_{1,2} = \alpha \pm i\beta$, 通解为

$$y = C_1 x^\alpha \cos(\beta \ln x) + C_2 x^\alpha \sin(\beta \ln x) + C_3 x^{k_3} + \cdots + C_n x^{k_n}$$

(4). 当出现复重根, 则实部要多乘因子 $\ln x$

如: $k_{1,2} = \alpha \pm i\beta$ 为 m ($m < \frac{n}{2}$) 重共轭复根时, 通解为

$$\begin{aligned} y = & [C_1 x^\alpha + C_2 x^\alpha \ln x + \cdots + C_m x^\alpha \ln^{m-1} x] \cos(\beta \ln x) + \\ & [C_{m+1} x^\alpha + C_{m+2} x^\alpha \ln x + \cdots + C_{2m} x^\alpha \ln^{m-1} x] \sin(\beta \ln x) + \\ & C_{2m+1} x^{k_{2m+1}} + \cdots + C_n x^{k_n} \end{aligned}$$

例 2.1 试求解平面轴对称应力问题的相容方程

$$\rho^4 \Phi^{(4)} + 2\rho^3 \Phi^{(3)} - \rho^2 \Phi'' + \rho \Phi' = 0$$

解 特征方程:

$$k(k-1)(k-2)(k-3) + 2k(k-1)(k-2) - k(k-1) + k = 0$$

解得:

$$k_{1,2} = 0, k_{3,4} = 2$$

得:

$$\Phi = A \ln \rho + B \rho^2 \ln \rho + C \rho^2 + D$$

例 2.2 试求解如下的常微分方程

$$\rho^4 f^{(4)}(\rho) + 2\rho^3 f'''(\rho) - 9\rho^2 f''(\rho) + 9\rho f'(\rho) = 0$$

解 特征方程:

$$k(k-1)(k-2)(k-3) + 2k(k-1)(k-2) - 9k(k-1) + 9k = 0$$

解得:

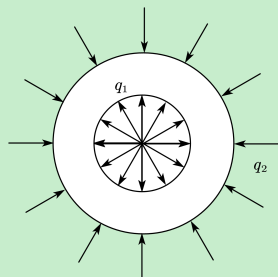
$$k_1 = 4, k_2 = 2, k_3 = 0, k_4 = -2$$

得:

$$f(\rho) = A \rho^4 + B \rho^2 + C + D \rho^{-2}$$

2.6 圆环或圆筒受均布压力

例 2.3 设有圆环（平面应力问题）或圆筒（平面应变问题）受均匀内压力 q_1 ，和外压力 q_2 作用；内半径为 r ；外半径为 R 。试求应力分量；位移分量。



解 轴对称应力问题的应力通解：

$$\begin{cases} \sigma_\rho = \frac{A}{\rho^2} + B(1 + 2 \ln \rho) + 2C \\ \sigma_\varphi = -\frac{A}{\rho^2} + B(3 + 2 \ln \rho) + 2C \\ \tau_{\rho\varphi} = 0 \end{cases}$$

应力边界条件：

$$\begin{cases} (\sigma_\rho)_{\rho=r} = -q_1 \\ (\sigma_\rho)_{\rho=R} = -q_2 \\ (\tau_{\rho\varphi})_{\rho=r} = (\tau_{\rho\varphi})_{\rho=R} = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \frac{A}{r^2} + B(1 + 2 \ln r) + 2C = -q_1 \\ \frac{A}{R^2} + B(1 + 2 \ln R) + 2C = -q_2 \end{cases}$$

圆环或圆筒具有贯穿孔洞，为多连体，故需进一步考虑位移单值条件：由

$$u_\varphi = \frac{4B\rho\varphi}{E} + H\rho - I \sin \varphi + K \cos \varphi$$

考虑 (ρ, φ) 和 $(\rho, \varphi + 2\pi)$ 同一点只能有一确定的位移，故 $B = 0$ 。则：

$$\begin{cases} A = \frac{r^2 R^2 (q_2 - q_1)}{R^2 - r^2} \\ C = \frac{q_1 r^2 - q_2 R^2}{R^2 - r^2} \end{cases}$$

得(拉梅的解答)：

$$\begin{cases} \sigma_\rho = \frac{\frac{R^2}{\rho^2} - 1}{\frac{R^2}{r^2} - 1} q_1 - \frac{1 - \frac{r^2}{\rho^2}}{1 - \frac{r^2}{R^2}} q_2 \\ \sigma_\varphi = \frac{\frac{R^2}{\rho^2} + 1}{\frac{R^2}{r^2} - 1} q_1 - \frac{1 + \frac{r^2}{\rho^2}}{1 - \frac{r^2}{R^2}} q_2 \end{cases}$$

例 2.4 轴对称应力条件下的应力和位移的通解，可以应用于各种应力边界条件和位移边界条件的情形，试考虑下列圆环或圆筒的问题应如何求解

(1). 内边界受均布压力 q_1 作用，而外边界为固定边。

- (2). 外边界受均布压力 q_2 作用, 而内边界为固定边.
 (3). 外边界受到强迫的均匀位移 $u_\rho = -\Delta$, 而内边界为自由边 (如车辆的轮毂的作用).
 (4). 内边界受到强迫的均匀位移 $u_\rho = \Delta$, 而外边界为自由边.

解

(1). 应力边界条件:

$$\begin{cases} (\sigma_\rho)_{\rho=r} = -q_1 \\ (\tau_{\rho\varphi})_{\rho=r} = 0 \end{cases} \implies \frac{A}{r^2} + 2C = -q_1$$

位移边界条件:

$$\begin{cases} (u_\rho)_{\rho=R} = 0 \\ (u_\varphi)_{\rho=R} = 0 \end{cases} \implies \begin{cases} H = I = K = 0 \\ -(1+\mu)\frac{A}{R} + 2(1-\mu)CR = 0 \end{cases}$$

(2). 应力边界条件:

$$\begin{cases} (\sigma_\rho)_{\rho=R} = -q_2 \\ (\tau_{\rho\varphi})_{\rho=R} = 0 \end{cases} \implies \frac{A}{R^2} + 2C = -q_2$$

位移边界条件:

$$\begin{cases} (u_\rho)_{\rho=r} = 0 \\ (u_\varphi)_{\rho=r} = 0 \end{cases} \implies \begin{cases} H = I = K = 0 \\ -(1+\mu)\frac{A}{r} + 2(1-\mu)Cr = 0 \end{cases}$$

(3). 应力边界条件:

$$\begin{cases} (\sigma_\rho)_{\rho=r} = 0 \\ (\tau_{\rho\varphi})_{\rho=r} = 0 \end{cases} \implies \frac{A}{r^2} + 2C = 0$$

位移边界条件:

$$\begin{cases} (u_\rho)_{\rho=R} = -\Delta \\ (u_\varphi)_{\rho=R} = 0 \end{cases} \implies \begin{cases} H = I = K = 0 \\ -(1+\mu)\frac{A}{R} + 2(1-\mu)CR = -E\Delta \end{cases}$$

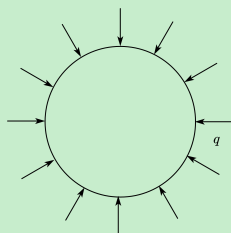
(4). 应力边界条件:

$$\begin{cases} (\sigma_\rho)_{\rho=R} = 0 \\ (\tau_{\rho\varphi})_{\rho=R} = 0 \end{cases} \implies \frac{A}{R^2} + 2C = 0$$

位移边界条件:

$$\begin{cases} (u_\rho)_{\rho=r} = -\Delta \\ (u_\varphi)_{\rho=r} = 0 \end{cases} \implies \begin{cases} H = I = K = 0 \\ -(1+\mu)\frac{A}{r} + 2(1-\mu)Cr = -E\Delta \end{cases}$$

例 2.5 实心圆盘在 $\rho = r$ 的圆周上受有均布压力 q 的作用, 试求其应力分量。



解 平面轴对称应用问题，应力通解为：

$$\begin{cases} \sigma_{\rho} = \frac{A}{\rho^2} + B(1 + 2 \ln \rho) + 2C \\ \sigma_{\varphi} = -\frac{A}{\rho^2} + B(3 + 2 + \ln \rho) + 2C \\ \tau_{\rho\varphi} = 0 \end{cases}$$

应力的有界性，圆盘中心处（即 $\rho = 0$ ）处的应力值应当有界，不能是无限大的故 $A = B = 0$

应力边界条件：

$$\begin{cases} (\sigma_{\rho})_{\rho=r} = -q \\ (\tau_{\rho\varphi})_{\rho=r} = 0 \end{cases} \Rightarrow C = -\frac{q}{2}$$

故实心圆盘的应力解答：

$$\begin{cases} \sigma_{\rho} = \sigma_{\varphi} = -q \\ \tau_{\rho\varphi} = 0 \end{cases}$$

2.7 压力隧洞

问题描述：圆筒埋在无限大弹性体中，受有均布内压力 q ，设圆筒和无限大弹性体的弹性常数分别为 E, μ 和 E', μ'

问题本质：本题是两个圆筒的接触问题，两个圆筒均为轴对称问题（平面应变问题），因为不符合均匀性假定，必须分别采用两个轴对称解答。

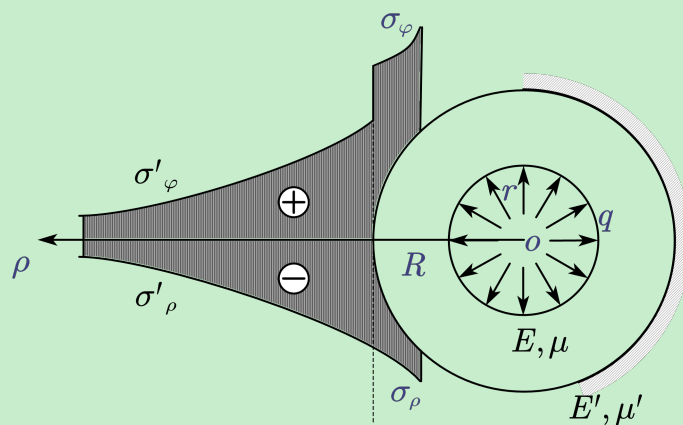


图 5: $n < 1$

不管是内圆筒还是外弹性体，都有贯穿孔道，属于多连体，故需要考虑位移单值条件有 $B = 0, B' = 0$ 。

内圆筒应力表达式：

$$\begin{cases} \sigma_\rho = \frac{A}{\rho^2} + 2C \\ \sigma_\varphi = -\frac{A}{\rho^2} + 2C \end{cases}$$

无限大弹性体应力表达式：

$$\begin{cases} \sigma'_\rho = \frac{A'}{\rho^2} + 2C' \\ \sigma'_\varphi = -\frac{A'}{\rho^2} + 2C' \end{cases}$$

根据圣维南原理，离内圆筒的无穷远处的应力应为零。并且圆筒和无限大弹性体的接触面上的应力应当相等则边界条件为：

$$\begin{cases} (\sigma_\rho)_{\rho=r} = -q \\ (\sigma'_\rho)_{\rho \rightarrow \infty} = 0 \\ (\sigma_\rho)_{\rho=R} = (\sigma'_\rho)_{\rho=R} \end{cases}$$

即：

$$\begin{cases} \frac{A}{r^2} + 2C = -q \\ C' = 0 \\ \frac{A}{R^2} + 2C = \frac{A'}{R^2} + 2C' \end{cases}$$

在接触面上圆筒和无限大弹性体应当具有相同的位移，得：

$$(u_\rho)_{\rho=R} = (u'_\rho)_{\rho=R}$$

即：

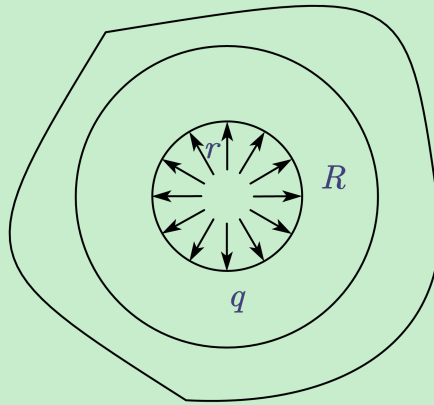
$$\frac{1+\mu}{E} \left[2(1-2\mu)CR - \frac{A}{R} \right] + I \cos \varphi + K \sin \varphi = \frac{1+\mu'}{E'} \left[2(1-2\mu')C'R - \frac{A'}{R} \right] + I' \cos \varphi + K' \sin \varphi$$

因为在接触面的任意一点都要满足上式，则有：

$$\frac{1+\mu}{E} \left[2(1-2\mu)CR - \frac{A}{R} \right] = \frac{1+\mu'}{E'} \left[2(1-2\mu')C'R - \frac{A'}{R} \right]$$

令 $n = \frac{E'(1+\mu)}{E(1+\mu')}$ ：综合方程，联立可得：

$$\begin{cases} \sigma_\rho = -q \frac{[1+(1-2\mu)n]\frac{R^2}{\rho^2} - (1-n)}{[1+(1-2\mu)n]\frac{R^2}{r^2} - (1-n)} \\ \sigma_\varphi = q \frac{[1+(1-2\mu)n]\frac{R^2}{\rho^2} + (1-n)}{[1+(1-2\mu)n]\frac{R^2}{r^2} - (1-n)} \\ \sigma'_\rho = -\sigma'_\varphi = -q \frac{2(1-\mu)n\frac{R^2}{\rho^2}}{[1+(1-2\mu)n]\frac{R^2}{r^2} - (1-n)} \end{cases} \quad (18)$$



例 2.6 设有一刚体，具有半径 R 圆柱形孔道，孔道内放置外半径为 R ，内半径为 r 的圆筒，圆筒受均布压力 q ，试求出圆筒的应力。

解 圆筒轴对称应力问题的通解为：

$$\begin{cases} \sigma_{\rho} = \frac{A}{\rho^2} + 2C \\ \sigma_{\varphi} = -\frac{A}{\rho^2} + 2C \\ \tau_{\rho\varphi} = 0 \end{cases}$$

位移通解：

$$\begin{cases} u_{\rho} = \frac{1+\mu}{E} \left[-\frac{A}{\rho} + 2(1-2\mu)C\rho \right] + I \cos \varphi + K \sin \varphi \\ u_{\varphi} = H\rho - I \sin \varphi + K \cos \varphi \end{cases}$$

应力边界条件：

$$(\sigma_{\rho})_{\rho=r} = -q$$

刚体是不可形变的，它能起到限制圆筒外边界径向位移的作用，因此位移边界条件：

$$(u_{\rho})_{\rho=R} = 0$$

解得：

$$\begin{cases} A = \frac{-q}{\frac{1}{r^2} + \frac{1}{1-2\mu} \frac{1}{R^2}} \\ C = \frac{-q}{2R^2 \left(\frac{1-2\mu}{r^2} + \frac{1}{R^2} \right)} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \sigma_{\rho} = \frac{\frac{1-2\mu}{\rho^2} + \frac{1}{R^2}}{\frac{1-2\mu}{r^2} + \frac{1}{R^2}} q \\ \sigma_{\varphi} = \frac{\frac{1-2\mu}{\rho^2} - \frac{1}{R^2}}{\frac{1-2\mu}{r^2} + \frac{1}{R^2}} q \end{cases}$$

注 本题不能按照压力隧洞的方式求解，因为在外部与圆筒相接触的是一个刚体，而刚体是不能引用弹性力学的解答

2.8 曲梁的纯弯曲

2.8.1 问题及其描述

矩形截面曲梁：内半径为 a ,外半径为 b ，在两端受有大小相等而转向相反的力偶 M 作用（梁的厚度为一个单位）： o 为曲梁的曲率转中心，两端面间极角为 β ，

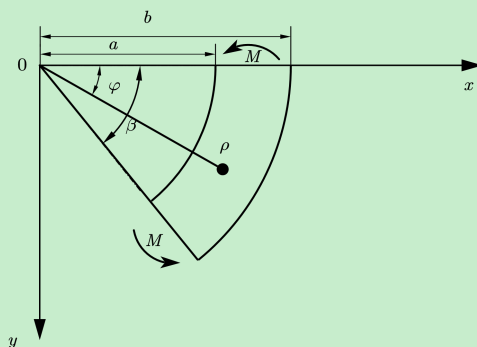


图 6

梁的全部边界都没有剪力。

在梁的内外两面，边界要求： $(\sigma_\rho)_{\rho=a} = 0, (\sigma_\rho)_{\rho=b} = 0$

代入应力通解得：

$$\begin{cases} \frac{A}{a^2} + B(1 + \ln 2a) + 2C = 0 \\ \frac{A}{b^2} + B(1 + \ln 2b) + 2C = 0 \end{cases}$$

根据圣维南原理，环向正应力 σ_φ 的主矢量应当为零，并合成弯矩 M ，因此要求：

$$\int_a^b \sigma_\varphi d\rho = 0, \int_a^b \rho \sigma_\varphi d\rho = M$$

可求得：

$$-(\Phi)_a^b = M$$

即

$$-\left(A \ln \frac{b}{a} + Bb^2 \ln b + Cb^2 + D\right) + \left(A \ln a + Ba^2 \ln a + Ca^2 + D\right) = -M$$

令 $N = \left(\frac{b^2}{a^2} - 1\right)^2 - 4\frac{b^2}{a^2} \left(\ln \frac{b}{a}\right)^2$ ：可得：

$$\begin{cases} A = \frac{4M}{N} \frac{b^2}{a^2} \ln \frac{b}{a} \\ B = \frac{2M}{a^2 N} \left(\frac{b^2}{a^2} - 1\right) \\ C = -\frac{M}{a^2 N} \left[\frac{b^2}{a^2} - 1 + 2\left(\frac{b^2}{a^2} \ln b - \ln a\right)\right] \end{cases}$$

$$\begin{cases} \sigma_\rho = -\frac{4M}{Na^2} \left(\frac{b^2}{a^2} \ln \frac{b}{\rho} + \ln \frac{\rho}{a} - \frac{b^2}{\rho^2} \ln \frac{b}{a}\right) \\ \sigma_\varphi = \frac{4M}{Na^2} \left(\frac{b^2}{a^2} - 1 - \frac{b^2}{a^2} \ln \frac{b}{\rho} - \ln \frac{\rho}{a} - \frac{b^2}{\rho^2} \ln \frac{b}{a}\right) \\ \tau_{\rho\varphi} = 0 \end{cases} \quad (19)$$

注

- (1). $\rho = a, \sigma_\varphi$ 取得最大值。
- (2). 中性轴 ($\sigma_\varphi = 0$) 距内侧纤维较近, 离外侧较远, 中心轴不在过截面形心。
- (3). 与材料力学比较, σ_φ 关于截面不再成双曲线分布, 但曲率不大时这种情况影响较小, 挤压应力 σ_ρ 实际不为零。

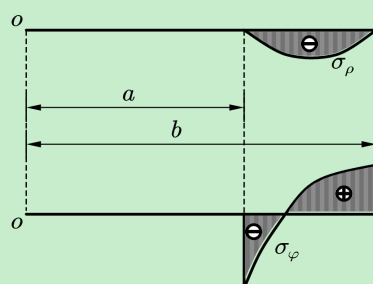
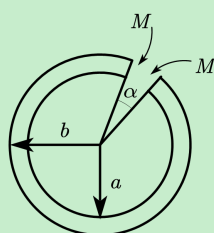


图 7

例 2.7 图示为带有一微小张角 α 缺口的圆环, 若将此圆环焊成一整环, 试求此时圆环的内力矩 M 。



解 要使该圆环焊成一整环, 需在两端加上一对平衡力矩 M , 使其产生环向位移 $\delta = \rho\alpha$ 由两端受力偶作用时环向位移计算式

$$u_\varphi = \frac{4B}{E} \rho \varphi + H \rho - I \sin \varphi + K \cos \varphi$$

可得:

$$u_\varphi|_{\varphi=2\pi} - u_\varphi|_{\varphi=0} = \frac{8B\rho\pi}{E} = \delta = \rho\alpha \Rightarrow B = \frac{E\alpha}{8\pi}$$

代入 B 的计算式

$$B = \frac{2M}{a^2 N} \left(\frac{b^2}{a^2} - 1 \right)$$

得:

$$M = \frac{E\alpha a^4 N}{16\pi (b^2 - a^2)}$$

2.9 圆孔的孔口应力集中

背景：工程结构中常开设孔口，最简单的为圆孔，本节研究“小圆孔孔口应力集中问题”

小孔的条件：

- (1). 孔口尺寸 \ll 弹性体尺寸,孔口引起的应力扰动局限于小范围内。
- (2). 孔边距边界较远 (>1.5 倍孔口尺寸)，孔口与边界互不干扰。