

940927

TH49
4454

高等学校教材

高压技术基础 (二)

高压装置及其设计原理

薛杨声 赵纪兰 编著



兵器工业出版社

高压装置及其设计原理

薛扬声 赵纪兰 编著

兵器工业出版社

(京)新登字049号

内 容 简 介

本书论述了高压容器的基础理论、应力分析、强度计算、密封设计和结构分析,以及一些工程设计实例、典型结构形式。同时还介绍了泵、压缩机和高压搅拌装置。本书还对超高压装置作了介绍。

本书适合从事高压技术及有关专业的工程技术人员使用,还可供大专院校师生参考。

高压装置及其设计原理

薛扬声, 赵纪兰 编著

·

兵器工业出版社 出版

(北京市海淀区车道沟10号)

新华书店总店科技发行所发行

各地新华书店经销

通县建新印刷厂印装

*

开本: 787×1092 1/16 印张: 17.125 字数: 418.080 千字

1992年 5 月第1版 1992年 5 月第1次印刷

印数: 1—1000 定价: 4.10元

ISBN 7-80038-386-5/TB·18 (课)

前 言

随着科学技术的不断发展和进步, 高压工程的应用范围愈来愈广泛。本书系《高压技术基础》丛书之二, 是作者在多年教学实践的基础上, 吸取国内外高压容器设计与高压工程辅助设备的经验而编著的。其中前三章讲述了基础理论知识, 可帮助读者学习和了解高压技术; 后面八章系统地介绍了高压装置的结构和设计原理。

本书的写作特点:

1. 重视高压装置中各种构件间的联系与配合, 包括观察窗、阀、传动件、密封件等的设计原则, 可以通用于各种高压工程中;
2. 本书的内容安排是将设计原理与结构内容相对集中, 这样读者可方便地选择所需章节参阅;
3. 本书全部采用法定计量单位制, 因此对原工程单位制所用公式的系数都进行了相应的变动, 有利于工程人员的设计和计算。

本书由太原机械学院薛扬声、赵纪兰同志编著, 潘德恒教授主审。

由于我们的水平有限, 有错误和不妥之处, 恳请读者批评指正。

编著者

1989年

EA089108

目 录

绪 论	(1)
第一章 压力容器的应力分析	(3)
1.1 弹性理论 基础	(3)
1.2 薄壳应力 理论	(10)
1.3 单层厚壁圆筒应力分析	(25)
1.4 多层厚壁圆筒应力分析	(45)
第二章 热应力分析	(66)
2.1 热应力产生的原因	(66)
2.2 杆件的热应力	(66)
2.3 平板的热应力	(67)
2.4 圆筒体的热应力	(72)
第三章 二次应力	(79)
3.1 内力分量及其应力	(79)
3.2 内力分量的计算	(81)
3.3 圆柱壳弯曲理论在边界效应中的应用	(86)
第四章 圆筒结构设计	(91)
4.1 设计参数及强度条件	(91)
4.2 典型圆筒壳体的壁厚计算	(107)
4.3 安全系数选择	(109)
4.4 高压容器强度计算	(113)
4.5 圆筒结构的形式	(123)
第五章 高压容器的开孔与补强	(127)
5.1 开孔应力集中及补强范围的分析	(127)
5.2 开孔应力集中系数的计算方法	(131)
5.3 开孔补强的设计计算	(138)
5.4 开孔补强的结构设计	(149)
第六章 高压容器零部件设计	(155)
6.1 平盖的设计计算	(155)
6.2 筒体端部法兰的设计计算	(166)
6.3 顶底封头	(176)
6.4 管板设计计算	(181)
6.5 紧固元件及压紧元件的设计计算	(188)
第七章 泵和压缩机	(192)
7.1 往复式泵和压缩机	(192)
7.2 旋转式泵和压缩机	(198)
7.3 特殊的压缩系统	(201)

第八章 高压容器结构	(204)
8.1 反应式高压容器	(204)
8.2 高压换热器	(210)
8.3 其它高压容器	(214)
第九章 高压搅拌装置	(219)
9.1 机械搅拌器	(219)
9.2 转动和摆动装置	(219)
9.3 电磁搅拌器	(220)
9.4 循环	(225)
第十章 超高压装置	(228)
10.1 活塞-圆筒式装置... ..	(228)
10.2 对置砧座式装置.....	(229)
10.3 多砧座滑动系统.....	(235)
第十一章 高压装置的密封和阀件	(237)
11.1 高压装置的密封.....	(237)
11.2 阀门及安全装置.....	(257)
参考文献	(267)

绪 论

一、高压容器范围的划分

高压容器的范围既可按压力 p 划分也可按内外径之比 K 来划分。压力 p 说明容器所承受的载荷，而 K 值则反映容器器壁内的应力分布。 K 值越大，应力分布的不均匀程度就越大。对一定的容器来说，压力 p 越大， K 值也随之增加。

高压容器的压力范围为 $10\text{MPa} \leq p \leq 100\text{MPa}$ 或 $K = D_o/D_i \geq 1.1$ 。

对于 $p > 100\text{MPa}$ 的压力称为超高压，在 100MPa 压力以上使用的容器称为超高压容器。

二、高压容器在工业生产中的应用

随着近代化工工业的迅速发展，高压容器应用得愈来愈广泛。如合成氨工业中的设备压力为 $15 \sim 60\text{MPa}$ ；合成甲醇工业中的设备压力为 $15 \sim 30\text{MPa}$ ；合成尿素工业中的设备压力为 20MPa ；石油加氢工业设备的压力为 $8 \sim 70\text{MPa}$ 等。至于超高压设备，早在1939年就建立了世界上第一个操作压力为 150MPa 的乙烯超高压聚合工厂，目前高压聚乙烯的操作压力已高达 $350 \sim 400\text{MPa}$ 。

高压力不仅能促进化学反应，还可以改善一些物质的表面状态、分子排列及物理性能。等静压处理技术可用于金属、非金属制品，其处理压力由数十兆帕至数百兆帕；70年代出现了超高静液压挤压技术，如白磷在 1.2GPa 液压挤压下，可转变为能导电、有金属光泽的黑磷，石墨在 5GPa 压力、 1000°C 以上可合成金刚石。

高压和超高压容器已成为化学工业、石油化工、人造水晶、合成金刚石、等静压处理、超高静液压挤压、粉末冶金、金属成型以及地球物理、地质力学等研究的十分重要，不可缺少的工具。

三、高压容器设计准则的几种观点

近代大量的厚壁破坏试验结果表明，由塑性较好的材料制成的厚壁容器，从开始承受压力到发生爆破大致经历三个阶段：弹性阶段，容器的应力和变形与试验压力成正比；屈服阶段，首先从内壁开始屈服，然后逐渐向外壁扩展，直至器壁全部屈服为止，达到屈服压力时，容器的试验压力即使不再增加，塑性变形也会很快增加；强化与爆破阶段，达到屈服压力的容器，由于发生应变硬化，容器仍能承受一定的压力，随着压力继续增加，最后发生爆破。

根据上述阶段的划分，高压容器的筒体强度设计准则主要有以下三种观点：

1. 以弹性失效为破坏准则的设计观点。这种观点认为，器壁上应力最大点的应力达到材料的屈服极限后，容器便失去正常工作能力，亦即失效。

2. 以塑性失效为破坏准则的设计观点。这种观点认为，器壁进入屈服阶段后，随着塑性区不断扩展，直至整个截面发生屈服，容器才失去正常工作能力。

3. 以爆破失效为破坏准则的设计观点。这种观点认为，厚壁容器都是用塑性较好的材料制成的，由于应变硬化，材料屈服后再进一步变形需要更大的力，因此不会立即发生破坏。只有发生爆破，容器才是真正破坏。

目前大多数国家有关高压容器的设计规范，都是从弹性失效的观点出发制定的。弹性失效准则采用较早，使用经验多，已在化工生产中广泛应用。但随着使用压力的不断提高，

增大径比值的效果就逐渐减小。根据第四强度理论，应力达到屈服点时，径比值为

$\sqrt{\frac{0.577\sigma_s}{0.577\sigma_s - p_i}}$ ，当 $p_i = 0.577\sigma_s$ 时，径比值达到无穷大，容器内壁不可避免地要产生屈

服，此时弹性失效准则就不能应用。塑性失效准则考虑较全面，更接近于实际，但使用经验较少，有待进一步提高。对于一般超高压容器，使用低合金高强度钢材，当进入屈服阶段达到塑性变形时，会产生应变硬化效应，提高了承载能力，全屈服压力就不再出现，材料的承载能力可以利用到最终爆破。因此爆破失效准则作为超高压容器的设计基准最为合适。

第一章 压力容器的应力分析

压力容器按器壁厚度分为厚壁和薄壁两种，内外径比 K 值小于1.1或等于1.1~1.2者为薄壁容器，超过这个范围者为厚壁容器。高压容器属于厚壁容器。

分析压力容器的应力，就是要确定容器在压力作用下将产生什么样的应力以及这些应力将按怎样的规律分布，从而确定整个容器中最容易发生破坏的危险部位及其应力状态，为壁厚设计及强度核算提供可靠的数据。

1.1 弹性理论基础

弹性理论研究弹性物体在外部因素（如载荷、温度变化等）作用下所表现的特性（应力和应变）。在弹性理论中，假想物体内部由无数个单元平行六面体、无数个单元四面体组成。研究这些单元体的平衡，可以写出平衡微分方程。为了求此方程组的解还必须考虑变形条件以及用虎克定律表示的应力与应变之间的关系，在物体表面上还应考虑物体内部应力与外部载荷之间平衡的边界条件。

一、弹性理论的平面问题

1. 平衡微分方程——应力与体积力之间的关系

图1-1是从单位厚度上截取的微分单元体，在 x 和 y 方向上的长度分别为 dx 和 dy 。应力分量是坐标 x 和 y 的函数，作用在左、右两对面和上、下两对面上的应力有一微小差值，如 x 轴方向，单元体左边正应力为 σ_x ，剪应力为 τ_{xy} ，而它的右边正应力为 $\sigma_x + \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} dx$ ，剪应力为 $\tau_{xy} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} dx$ ，余以类推。由于单元体很小，可以假设各边所受的应力均匀分布，且作用在对应面的中心。同理，微分单元体所受的体积力也假设为均匀分布，并作用在它的体积中心。

过 C 点绕 z 轴的力矩平衡式 $\sum M_o = 0$ ，即

$$\begin{aligned} & (\tau_{xy} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} dx) dy \cdot 1 \cdot \frac{dx}{2} + \tau_{xy} \cdot dy \cdot 1 \cdot \frac{dx}{2} \\ & - (\tau_{yx} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} dy) dx \cdot 1 \cdot \frac{dy}{2} - \tau_{yx} \cdot dx \cdot 1 \cdot \frac{dy}{2} = 0 \end{aligned}$$

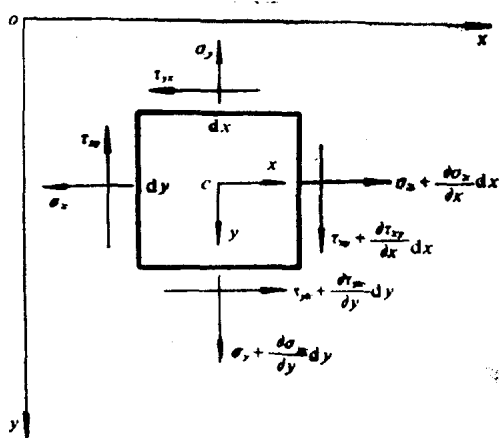


图1-1 微分单元的应力分析

等式两端同除以 $dx dy$ ，合并同类项，且略去高阶小量得

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} \quad (1-1)$$

x 轴平衡方程式为 $\Sigma P_x = 0$ ，即

$$(\sigma_x + \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} dx) dy \cdot 1 - \sigma_x dy \cdot 1 + (\tau_{yx} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} dy) \cdot dx \cdot 1 - \tau_{yx} dx \cdot 1 + X dx dy \cdot 1 = 0$$

约简并两边除以 $dx dy$ 后得

$$\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + X = 0 \quad (1-2)$$

同理，由 $\Sigma P_y = 0$ 可以得出相似的方程式

$$\frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + Y = 0 \quad (1-3)$$

式(1-2)和式(1-3)是表明应力分量与体积分量之间关系的平衡微分方程式。

2. 几何方程——应变与位移之间的关系

在弹性体内任意一点 P 沿 x 和 y 方向取微线段 PA 和 PB ，其长度分别为 dx 和 dy ，如图1-2所示。设弹性体受力后， P 、 A 、 B 点分别移至 P' 、 A' 、 B' ， P 点在 x 轴方向的位移分量为 u ， A 点在 x 方向的位移分量为 $u + \frac{\partial u}{\partial x} dx$ （图中未表示），线段 PA 的正应变为

$$e_x = \frac{(u + \frac{\partial u}{\partial x} dx) - u}{dx} = \frac{\partial u}{\partial x} \quad (1-4)$$

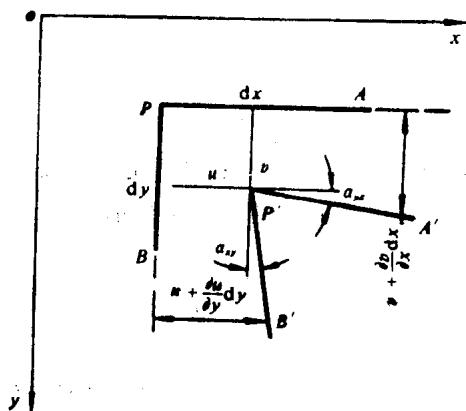


图1-2 直角坐标系中的应变分析

同理，设 P 点在 y 方向的位移分量为 v ， B 点在 y 方向的位移分量为 $v + \frac{\partial v}{\partial y} dy$ ，线段 PB 的正应变为

$$e_y = \frac{(v + \frac{\partial v}{\partial y} dy) - v}{dy} = \frac{\partial v}{\partial y} \quad (1-5)$$

公式(1-4)和(1-5)表明线段 PA 和 PB 的正应变 e_x 和 e_y 与位移分量之间的关系。

下面介绍线段 PA 和 PB 之间的角度变化。剪应变由两部分组成，一部分是线段 PA 向线段 PB 的转动角度 α_{yx} ；另一部分是线段 PB 向线段 PA 的转动角度 α_{xy} 。设 P 点在 y 方向的位移

分量为 v ， A 点的位移量为 $v + \frac{\partial v}{\partial x} dx$ ，线段 PA 的转动角

$$\alpha_{yx} = \frac{(v + \frac{\partial v}{\partial x} dx) - v}{dx} = \frac{\partial v}{\partial x} \quad (1-6)$$

同理, 线段 PB 的转动角

$$\alpha_{xy} = \frac{\partial u}{\partial y} \quad (1-7)$$

由此可以求得线段 PA 与线段 PB 之间的剪应变

$$\gamma_{xy} = \alpha_{yx} + \alpha_{xy} = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \quad (1-8)$$

式(1-6)、(1-7)、(1-8)是表明应变分量与位移分量之间关系的几何方程。由这些方程可见: 当物体的位移分量完全确定时, 应变分量也就完全确定。反之, 当应变分量完全确定时, 位移分量却不能完全确定。

3. 物理方程——应力与应变之间的关系

对于完全弹性的各向同性的物体, 在平面应力中应力分量与应变分量之间的关系为

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_x &= \frac{1}{E} (\sigma_x + \mu \sigma_y) \\ \epsilon_y &= \frac{1}{E} (\sigma_y + \mu \sigma_x) \\ \gamma_{xy} &= \frac{2(1+\mu)}{E} \tau_{xy} = \frac{1}{G} \tau_{xy} \end{aligned} \right\} \quad (1-9)$$

式中 E 是拉压弹性模量, μ 是Poisson系数, $G = \frac{E}{2(1+\mu)}$ 是剪切弹性模量。

对于某些 z 方向尺寸远大于其它两个坐标方向尺寸的物体, 与 z 轴相垂直的各横截面相同, 所受外载荷都与 z 轴垂直且不随 z 轴变化, 可以看成任一截面都没有 z 方向的位移, 也就是沿 x 轴与 y 轴方向的位移与 z 轴无关, 即

$$u = f_1(x, y); \quad v = f_2(x, y); \quad w = 0$$

可见应变仅发生在与坐标面 xoy 相平行的平面内, 这类问题称为平面应变问题。在平面应变情况下, 由于

$$\epsilon_z = \frac{1}{E} [\sigma_z - \mu(\sigma_x + \sigma_y)] = 0$$

于是可得

$$\sigma_z = \mu(\sigma_x + \sigma_y)$$

由此而得出应力与应变之间的关系

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_x &= \frac{1-\mu^2}{E} \left(\sigma_x - \frac{\mu}{1-\mu} \sigma_y \right) \\ \epsilon_y &= \frac{1-\mu^2}{E} \left(\sigma_y - \frac{\mu}{1-\mu} \sigma_x \right) \\ \gamma_{xy} &= \frac{2(1+\mu)}{E} \tau_{xy} = \frac{1}{G} \tau_{xy} \end{aligned} \right\} \quad (1-10)$$

仔细研究上式不难发现, 将式(1-9)中的 E 换成 $E/(1-\mu^2)$, μ 换成 $\mu/(1-\mu)$ 后, 即可得到

式 (1-10)。

二、弹性理论的空间问题

在分析弹性理论的空间问题时，与平面问题一样，仍然从静力学、几何学和物理学三个方面来考虑。

1. 应力与体积力之间关系的平衡方程

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} + X &= 0 \\ \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} + Y &= 0 \\ \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} + Z &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1-11)$$

2. 应变与应力之间关系的物理方程 (广义虎克定律)

用应力表示应变时的关系式为

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_x &= \frac{1}{E} [\sigma_x - \mu(\sigma_y + \sigma_z)] \\ \epsilon_y &= \frac{1}{E} [\sigma_y - \mu(\sigma_x + \sigma_z)] \\ \epsilon_z &= \frac{1}{E} [\sigma_z - \mu(\sigma_x + \sigma_y)] \\ \gamma_{xy} &= \frac{1}{G} \tau_{xy} \\ \gamma_{yz} &= \frac{1}{G} \tau_{yz} \\ \gamma_{zx} &= \frac{1}{G} \tau_{zx} \end{aligned} \right\} \quad (1-12)$$

式中 $G = E/2(1+\mu)$ 称为剪切弹性模量。(1-12) 式还可写成

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_x &= \frac{1}{E} [(1+\mu)\sigma_x - \mu\theta] \\ \epsilon_y &= \frac{1}{E} [(1+\mu)\sigma_y - \mu\theta] \\ \epsilon_z &= \frac{1}{E} [(1+\mu)\sigma_z - \mu\theta] \\ \gamma_{xy} &= \frac{1}{G} \tau_{xy} \\ \gamma_{yz} &= \frac{1}{G} \tau_{yz} \\ \gamma_{zx} &= \frac{1}{G} \tau_{zx} \end{aligned} \right\} \quad (1-12')$$

式中 $\theta = \sigma_x + \sigma_y + \sigma_z$ ，称为体积应力。将式(1-12')前三式相加得体积应变 $e = \varepsilon_x + \varepsilon_y + \varepsilon_z$ 。体积应变与体积应力之间存在下述关系

$$e = \frac{(1-2\mu)}{E} \theta$$

由(1-12')式可以得出用应变表示应力的关系式

$$\left. \begin{aligned} \sigma_x &= 2Ge_x + \lambda e \\ \sigma_y &= 2Ge_y + \lambda e \\ \sigma_z &= 2Ge_z + \lambda e \\ \tau_{xy} &= G\gamma_{xy} \\ \tau_{yz} &= G\gamma_{yz} \\ \tau_{zx} &= G\gamma_{zx} \end{aligned} \right\} \quad (1-13)$$

$$\text{式中 } \lambda = \frac{E\mu}{(1+\mu)(1-2\mu)}$$

3. 应变与位移之间的关系

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_x &= \frac{\partial u}{\partial x} \\ \varepsilon_y &= \frac{\partial v}{\partial y} \\ \varepsilon_z &= \frac{\partial w}{\partial z} \\ \gamma_{xy} &= \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \\ \gamma_{yz} &= \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \\ \gamma_{zx} &= \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad (1-14)$$

4. 相容方程(应变连续方程)

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 \varepsilon_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_y}{\partial x^2} &= \frac{\partial^2 \gamma_{xy}}{\partial x \partial y} \\ \frac{\partial^2 \varepsilon_y}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_z}{\partial y^2} &= \frac{\partial^2 \gamma_{yz}}{\partial y \partial z} \\ \frac{\partial^2 \varepsilon_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_x}{\partial z^2} &= \frac{\partial^2 \gamma_{zx}}{\partial z \partial x} \end{aligned} \right\} \quad (1-15)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \gamma_{zx}}{\partial y} + \frac{\partial \gamma_{xy}}{\partial z} - \frac{\partial \gamma_{yz}}{\partial x} \right) &= 2 \frac{\partial^2 \varepsilon_x}{\partial y \partial z} \\ \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \gamma_{xy}}{\partial z} + \frac{\partial \gamma_{yz}}{\partial x} - \frac{\partial \gamma_{zx}}{\partial y} \right) &= 2 \frac{\partial^2 \varepsilon_y}{\partial z \partial x} \\ \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \gamma_{yz}}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_{zx}}{\partial y} - \frac{\partial \gamma_{xy}}{\partial z} \right) &= 2 \frac{\partial^2 \varepsilon_z}{\partial x \partial y} \end{aligned} \right\} \quad (1-15)$$

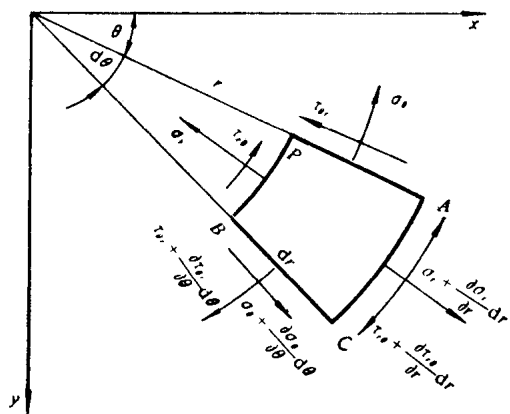


图1-3 极坐标系中微元体的应力分析

三、平面问题的极坐标方程

压力容器的壳体主要由轴对称壳体组成，用极坐标表示较为方便。在极坐标中，平面上一点的位置取决于此点与坐标原点的距离 r ，以及 r 与坐标轴 ox 之间的夹角 θ ，如图1-3所示。直角坐标可用极坐标表示

$$x = r \cos \theta \quad y = r \sin \theta$$

而极坐标也可以用直角坐标表示

$$r = \sqrt{x^2 + y^2} \quad \theta = \arctg \frac{y}{x}$$

1. 平衡方程

为了表明极坐标中的应力分量，用相距 dr 的两个圆柱面和互成 $d\theta$ 角的两个径向平面从厚度等于1的薄板中截取微元体 $APBC$ 。单元体内半径为 r ，外半径为 $r + dr$ ，内圆弧长 $rd\theta$ ，外圆弧长 $(r + dr)d\theta$ ，沿 r 方向的正应力用 σ_r 表示，沿 θ 方向的正应力用 σ_θ 表示，剪应力用 $\tau_{r\theta}$ 和 $\tau_{\theta r}$ 表示。根据剪应力互等定律， $\tau_{r\theta} = \tau_{\theta r}$ 。应力分量的符号规定与直角坐标一样，图中所示的应力分量都是正的。

应力随位置变化， BP 面上的径向正应力为 σ_r ， AC 面上的径向应力为 $\sigma_r + \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} dr$ 。

同理，作用于 PB 和 AC 面上的剪应力分别为 $\tau_{r\theta}$ 和 $\tau_{r\theta} + \frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial r} dr$ ，作用在 PA 和 BC 两面上的环向应力分别为 σ_θ 和 $\sigma_\theta + \frac{\partial \sigma_\theta}{\partial \theta} d\theta$ ，作用在 PA 和 BC 两面上的剪应力是 $\tau_{\theta r}$ 和 $\tau_{\theta r} + \frac{\partial \tau_{\theta r}}{\partial \theta} d\theta$ 。

在作用力投影时，由于角 $d\theta$ 很小，取

$$\sin \frac{d\theta}{2} \approx \frac{d\theta}{2}, \quad \cos \frac{d\theta}{2} \approx 1$$

将所有的力投影在 r 轴上，得

$$\begin{aligned} & \left(\sigma_r + \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} dr \right) (r + dr) d\theta - \sigma_r r d\theta \\ & - \left(\sigma_\theta + \frac{\partial \sigma_\theta}{\partial \theta} d\theta \right) dr \cdot \frac{d\theta}{2} - \sigma_\theta dr \frac{d\theta}{2} \end{aligned}$$

$$+ \left(\tau_{\theta r} + \frac{\partial \tau_{\theta r}}{\partial \theta} d\theta \right) dr - \tau_{\theta r} dr = 0$$

简化后除以 $rd\theta dr$, 略去高阶微量, 并取 $\tau_{r\theta} = \tau_{\theta r}$, 得平衡方程

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial \theta} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} = 0 \quad (1-16)$$

再将所得的力投影在轴 θ 上, 则

$$\begin{aligned} & \left(\sigma_\theta + \frac{\partial \sigma_\theta}{\partial \theta} d\theta \right) dr - \sigma_\theta dr + \left(\tau_{r\theta} + \frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial r} dr \right) (r+dr)d\theta \\ & - \tau_{r\theta} rd\theta + \left(\tau_{\theta r} + \frac{\partial \tau_{\theta r}}{\partial \theta} d\theta \right) dr \frac{d\theta}{2} + \tau_{\theta r} dr \frac{d\theta}{2} = 0 \end{aligned}$$

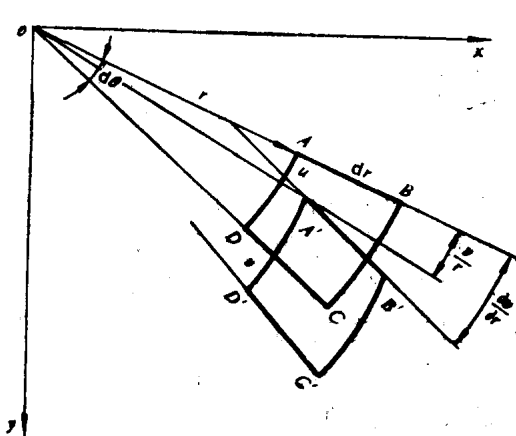
简化后除以 $rd\theta dr$, 略去三阶微量, 用 $\tau_{r\theta}$ 代替 $\tau_{\theta r}$, 得平衡方程

$$\frac{1}{r} \frac{\partial \sigma_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial r} + \frac{2\tau_{r\theta}}{r} = 0 \quad (1-17)$$

2. 几何方程

在极坐标中, 用 u 表示沿 r 轴的径向位移, 用 v 表示沿 θ 轴的环向位移。单元体 $ABCD$ 的

AD 边有径向位移 u , BC 边有径向位移 $u + \frac{\partial u}{\partial r} dr$ (图1-4), 单元体 $ABCD$ 的径向应变



$$\epsilon_r = \frac{\left(u + \frac{\partial u}{\partial r} dr \right) - u}{dr} = \frac{\partial u}{\partial r} \quad (1-18)$$

环向应变 ϵ_θ 不仅取决于环向位移 v , 而且与径向位移 u 有关。假如单元体 $ABCD$ 的 A 和 B 仅有径向位移 u , 弧线 AD 的新长度为 $(r+u)d\theta$, 环向应变

$$\epsilon_\theta' = \frac{(r+u)d\theta - rd\theta}{rd\theta} = \frac{u}{r}$$

单元体 $ABCD$ 的边 AB 和 CD 的环向位移分

别为 v 和 $v + \frac{\partial v}{\partial s} ds$, 因此, 环向应变

$$\epsilon_\theta'' = \frac{\left(v + \frac{\partial v}{\partial s} ds \right) - v}{ds} = \frac{\partial v}{\partial s} = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial v}{\partial \theta}$$

于是, 沿 θ 轴总环向应变为

$$\epsilon_\theta = \epsilon_\theta' + \epsilon_\theta'' = \frac{u}{r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial v}{\partial \theta} \quad (1-19)$$

单元体 $ABCD$ 变形后的位置是 $A'B'C'D'$, AD 和 $A'D'$ 之间的角度等于 $\partial u / r \partial \theta$, AB 和

$A'B'$ 之间的角度等于 $\partial v/\partial r$ 。但是这个角度一部分由剪应变引起，另一部分表示单元体 $ABCD$ 作为刚体绕坐标轴心 o 旋转的角度 v/r 。于是剪应变，也就是角度 BAD 的改变为

$$\gamma_{r\theta} = \frac{\partial u}{r\partial\theta} + \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r} \quad (1-20)$$

3. 物理方程

极坐标的物理方程与直角坐标的物理方程具有相同的形式。平面应力的方程式为

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_r &= \frac{1}{E}(\sigma_r - \mu\sigma_\theta) \\ \varepsilon_\theta &= \frac{1}{E}(\sigma_\theta - \mu\sigma_r) \\ \gamma_{r\theta} &= \frac{1}{G}\tau_{r\theta} = \frac{2(1+\mu)}{E}\tau_{r\theta} \end{aligned} \right\} \quad (1-21)$$

在平面应变情况下，上述方程仍然适用，只需把式中的 E 和 μ 分别用 $E/(1-\mu^2)$ 和 $\mu/(1-\mu)$ 代替即可，这时有

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_r &= \frac{1-\mu^2}{E} \left(\sigma_r - \frac{\mu}{1-\mu} \sigma_\theta \right) \\ \varepsilon_\theta &= \frac{1-\mu^2}{E} \left(\sigma_\theta - \frac{\mu}{1-\mu} \sigma_r \right) \end{aligned} \right\} \quad (1-22)$$

1.2 薄壳应力理论

一、概述

设计压力容器的主要任务是对受压容器各个部分进行应力分析，确定最大应力值，并将其限制在许用范围内。进行应力分析时，对一般几何形状对称的壳体比较容易，然而当几何形状发生突变或材料物理性能不一致时，其应力分布则大不相同。图1-5为受内压作用的钢制薄壁容器，它由圆筒体、球形封头、裙座和接管等部分组成，由于几何形状突变，在均匀内压作用下，容器各个部分应力分布不一样。圆筒体中间部分的环向和轴向应力分布比较均匀。如果忽略不计薄壁圆筒在内压力作用下变形前后圆周方向曲率半径增大所引起的弯曲应力时，则这部分壳体只承受拉应力。圆筒体与球形封头连接处、裙座和接管与封头连接处，由于壳体与接管和裙座的变形不一致，连接处附近将产生附加弯曲变形，而这种变形在局部区域引起的应力比由内压引起的应力大得多，通常称这部分应力为不连续应力。因此，压力容器至少存在两种应力，一种是一次应力或薄壳应力，如圆筒体中间部分的应力，另一种是不连续应力或二次应力，如接管与封头连接处的应力。关于这些应力的大小，前者用薄壳应力理论或无力矩理论计算，后者则用有力矩理论计算。由此可见，应力分析的目的就是确定一次应力和二次应力的大小，当然还有峰值应力、热应力等。

在薄壁容器中，由于壁很薄，壳体断面根本无法承受弯矩，故只存在拉应力和压应力而没有弯曲应力。这种假设是近似的，但是使薄壁容器计算大大简化。实践证明，这种简化能够满足工程要求。按照这种假设计算容器的理论称为薄壳应力理论或无力矩理论。必须指出应

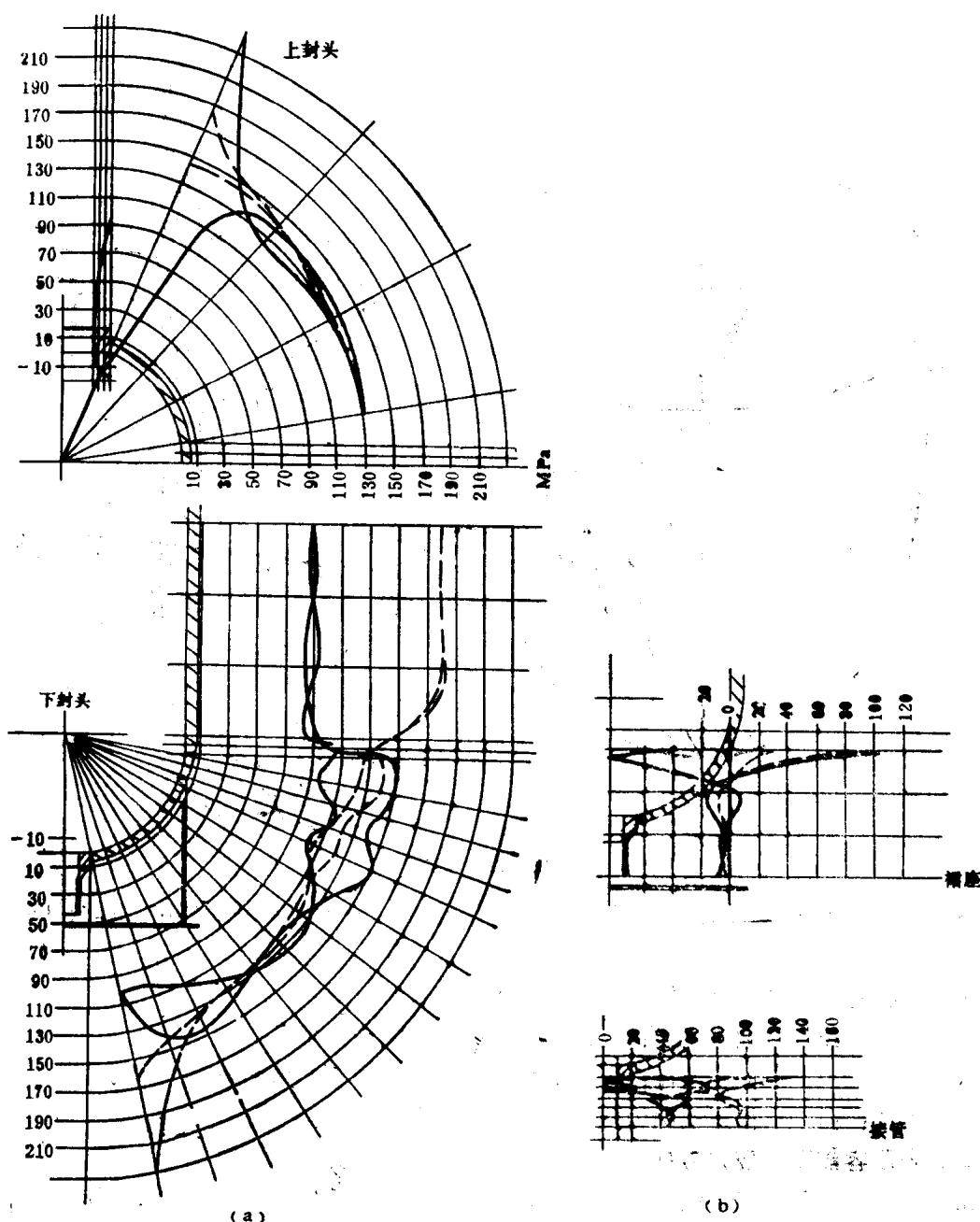


图1-5 内压力17.5MPa的反应堆容器壳体实际测得的应力分布

用薄壳理论时，需要满足曲面几何形状对称，壳厚无突变，曲率半径变化连续，壳体曲面载荷分布对称并连续，壳体材料物理性能相同等要求。在具体研究这个理论之前，先定义几个基本术语，见图1-6。

- 中间面：母线 OA 绕轴线 OO 旋转 360° 形成的曲面，此中间面即为旋转壳体；
- 极点：中间面与轴线 OO 的交点；
- 法线：垂直于中间面某点切面的直线；