

水 力 学

下 册

华东水利学院 编

科 学 出 版 社

TV13
H173
2

94446

水 力 学

(下册)

华东水利学院 编



科 学 出 版 社

1 9 7 9

DL 40/05

内 容 简 介

本书系统地阐述了水力学的基本概念和原理，在内容上既有一般水利工程所需的水力学理论和计算方法，又有专门问题的讨论，反映了我国自己的某些科研成果，每章都有取材于实际工程的例题。本书分上下两册出版，上册包括：概论、静水压力、水流能量转化和守恒原理与堰闸出流、水头损失与有压管流、水工建筑物上下游水流衔接与消能、明渠均匀流、明渠非均匀流、渗流、综合水力计算实例；下册包括：有压管道非恒定流、明渠非恒定流、水工建筑物的高速水流、挟沙水流、波浪运动、水力模型试验基础。

本书可作为高等院校水利类专业教科书，也可供水利工程技术人员参考。

水 力 学

(下册)

华东水利学院 编

*

科学出版社出版

北京朝阳门内大街137号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1979年7月第一版 开本：787×1092 1/32
1979年7月第一次印刷 印张：10 1/8
印数：0001—40,200 字数：233,000

统一书号：13031·844

本社书号：1205·13—2

定价：1.05 元

目 录

第十章 有压管道非恒定流	1
§ 10-1 概述	1
§ 10-2 水击现象和水击波速	2
§ 10-3 水击方程	15
§ 10-4 简单管道水击压强的计算	22
§ 10-5 解水击问题的特征线法简介	44
§ 10-6 复杂管道水击压强计算简介	51
§ 10-7 减小水击压强的措施	54
§ 10-8 调压井的水力现象及基本方程	57
第十一章 明渠非恒定流	65
§ 11-1 概述	65
§ 11-2 波速,波流量	67
§ 11-3 明渠非恒定流的基本方程	74
§ 11-4 瞬态法	80
§ 11-5 差分法	101
第十二章 水工建筑物的高速水流	124
§ 12-1 概述	124
§ 12-2 水流脉动压力及建筑物的振动	124
§ 12-3 水工建筑物的气蚀	134
§ 12-4 明渠高速水流掺气	146
§ 12-5 明渠急流中的冲击波及滚波	159
第十三章 挟沙水流	170
§ 13-1 概述	170
§ 13-2 沉降速度	170
§ 13-3 临界流速	179

§ 13-4	推移质输沙率	193
§ 13-5	水流挟沙能力	202
§ 13-6	灌溉渠道	213
第十四章	波浪运动	229
§ 14-1	概述	229
§ 14-2	微幅波	232
§ 14-3	有限振幅推进波	239
§ 14-4	有限振幅立波	268
第十五章	水力模型试验基础	292
§ 15-1	概述	292
§ 15-2	水力相似的基本原理	294
§ 15-3	水力模型试验的种类	306
§ 15-4	量测技术	309
§ 15-5	水力模型试验的意义及其优缺点	318

第十章 有压管道非恒定流

§ 10-1 概 述

在水电站(图 10-1)和水泵站(图 10-2)等工程中,为了引水和泄水,常常需要修建各种形式的有压管道(或隧洞)。在电站系统运行时,如果某个电站发生突然事故,或某个大型用电设备启动或停机,则要求迅速增加或减少负荷,即要求迅速

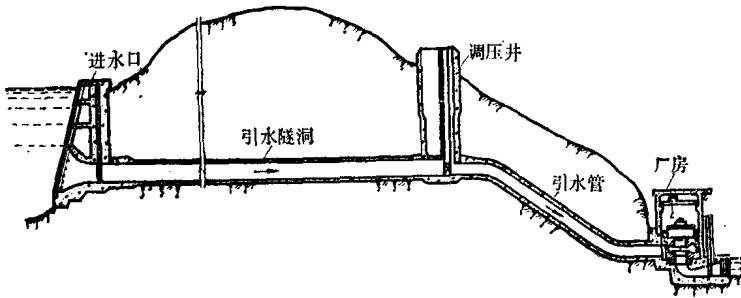


图 10-1

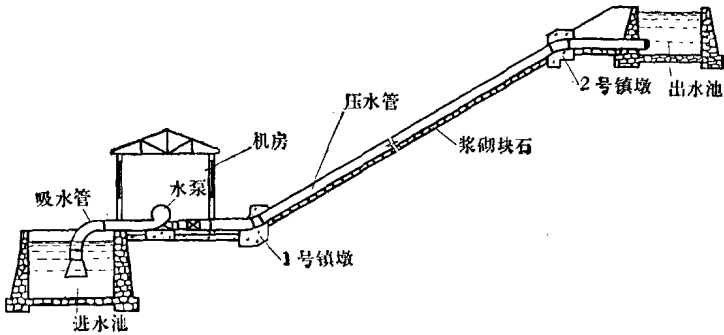


图 10-2

调节引水管道的阀门(或水轮机的导叶)的开度,改变电站的流量,调节出力。当管道阀门突然关闭时,由于管中流速突然减小,使压强突然增大;反之当阀门突然开启时,管中流速突然增大,则压强突然减小。如果在管道上安装测压设备,可以直接观察到管中出现大幅度 and 迅速的压强波动现象。由于管中压强迅速变化,且变化幅度很大,当管壁内力超过其材料的强度时,管道即发生变形,甚至破裂。这种由于阀门的突然启闭而使管中压强急剧升降的波动现象,属于运动要素随时间变化的管道非恒定流。因为在管中压强波动过程中通常伴有锤击般的声响和振动,所以这种管道非恒定流又称为水击或水锤。

本章首先讨论水击的发生、发展和消失的过程,并计算水击的最大压强和最小压强,前者为引水管道、水轮机蜗壳和机组的强度设计提供依据,后者为布置引水管道、校核引水管道是否发生真空现象以及检查尾水管内真空度大小提供依据。

应该指出,在以前各章的讨论中,均把水看作为不可压缩的,而这里因水击所产生的压强值很大,引起的水体体积变化不能忽略,在分析水击问题时,必须考虑水的压缩性,此外还应考虑管壁弹性变形的影响,否则将导致错误的结果。

§ 10-2 水击现象和水击波速

一、水击波的传播过程

图 10-3 所示为一简单引水管,管长为 l ,管径与管壁厚度均沿程不变。管道首部与水库相连接,末端设有调节流量的阀门。因管中的流速水头与水头损失比发生水击时的测管水头小得多,可忽略不计。当管中水流为恒定流时,其平均流速和压强分别为 v_0 和 p_0 。

当阀门 A 突然关闭,紧靠阀门的一段长度为 dl 的微小水

层立即停止流动,其流速由 v_0 突然减小到零,压强由 p_0 增大到 $p_0 + \Delta p$, 而 $\Delta p = \gamma \Delta H$ (ΔH 为测管水头增值). 在突然增大的压强作用下,使微小水层受到压缩,密度增大,同时使该水层周围的管壁膨胀,如图 10-3a 所示. 随后紧靠 dl 水层的另一微小水层由于受阻而停止流动,其流速也由 v_0 减小到零,同时层内水体被压缩,周围管壁膨胀,压强亦增大 Δp . 这样逐层水体及其周围的管壁相继发生同样的变化,直至管道进口 B 处的水也停止下来. 此时全管流速为零,全管水体压缩,管壁膨胀,压强均为 $p_0 + \Delta p$. 这种管中水体的压强一层层地相继增大及管壁相继膨胀的现象称为水击波的传播现象,而压强增值 Δp 则称为水击压强. 由于该水击波所到之处,压强剧增,而波的传播方向与管中恒定流的流动方向相反,故称为增压逆波. 设管长为 l , 水击波速(水击波的传播速度)为 c , 则水击波从阀门传到全管所需的时间为 l/c . 从 $t = 0$ 瞬时到 $t = \frac{l}{c}$ 瞬时的时段为水击波传播的第一阶段,如图 10-3a 所示.

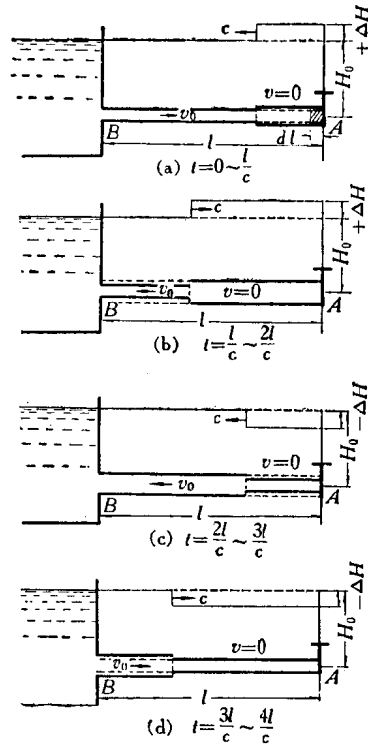


图 10-3

播方向与管中恒定流的流动方向相反,故称为增压逆波. 设管长为 l , 水击波速(水击波的传播速度)为 c , 则水击波从阀门传到全管所需的时间为 l/c . 从 $t = 0$ 瞬时到 $t = \frac{l}{c}$ 瞬时的时段为水击波传播的第一阶段,如图 10-3a 所示.

由于水库面积很大，库水位不会因管中发生水击而引起变化，则管道进口处的压强保持为恒定流时的压强 p_0 。在 $t = \frac{l}{c}$ 瞬时，全管水体处于静止和被压缩的状态。此时断面 B 左侧的压强为 p_0 ，右侧的压强为 $p_0 + \Delta p$ ，该处水体受力不平衡，致使管中的水从静止状态以流速 v_0 向水库方向流动，于是 B 处的水体从被压缩状态及周围管壁从膨胀状态首先恢复原状，压强则由 $p_0 + \Delta p$ 降为原来的 p_0 。随后，一层层的水体和周围的管壁也相继恢复原状，压强亦相继降为 p_0 。这也是一个由管道进口向阀门方向传播的水击波，因其传播方向与恒定流的流动方向相同，且压强是减小的，故称为降压顺波。它是第一阶段增压逆波的反射波。因为水的压缩性和管壁的弹性是一定的，则反射波的波速也等于 c 。在 $t = 2l/c$ 瞬时，这个降压波正好传到阀门处，此时全管压强均恢复到 p_0 ，水体均以流速 v_0 向水库方向流动。从 $t = \frac{l}{c}$ 瞬时到 $t = \frac{2l}{c}$ 瞬时的时段为水击波传播的第二阶段，如图 10-3b 所示。

时段 $T = \frac{2l}{c}$ 是水击波由管道的阀门传到进口后又由进口传到阀门所需的时间，称为水击的相长。从 $t = 0$ 瞬时到 $t = \frac{2l}{c}$ 瞬时的一相，称为水击的首相。

在首相末，全管水体的密度和膨胀的管壁都已恢复原状。由于惯性的作用，紧邻阀门 A 的水层继续以流速 v_0 向水库方向流动。但因阀门完全关闭，水得不到补充，于是紧靠阀门的水层有脱离阀门的趋势，形成水体膨胀，密度降低，管壁收缩的现象。因而流动被迫停止，流速又从 v_0 减小到零，压强则

从 p_0 减小了 Δp 。上述现象又以相同的方式自阀门处逐层相继传递到管道进口，即在阀门处产生一个降压逆波以速度 c 向水库方向传播。这个降压逆波是第二个阶段中降压顺波的反射波。在 $t = \frac{3l}{c}$ 瞬时，全管水体又处于静止状态，管壁收缩，压强都从 p_0 减小了 Δp 。从 $t = \frac{2l}{c}$ 瞬时到 $t = \frac{3l}{c}$ 瞬时的时段为水击波传播的第三阶段，如图 10-3c 所示。

在 $t = \frac{3l}{c}$ 瞬时，全管水体处于静止、降压和膨胀状态。紧靠进口处的一层水体受力又不平衡，左边的压强为 p_0 ，右边的压强为 $(p_0 - \Delta p)$ 。在压强差 Δp 的作用下，进口处的水体又以流速 v_0 向阀门方向流动，膨胀的水体受到压缩，压强随即恢复到 p_0 ，收缩的管壁也随即恢复原状。接着逐层水体都相继发生同样的变化，即产生一个增压顺波自进口以速度 c 向阀门方向传播。在 $t = \frac{4l}{c}$ 瞬时，增压顺波传到阀门处，全管水体及管壁恢复到水击发生以前的状态，其流速为 v_0 ，压强为 p_0 。从 $t = \frac{3l}{c}$ 瞬时到 $t = \frac{4l}{c}$ 瞬时的时段为水击波传播的第四阶段，如图 10-3d 所示。

从 $t = \frac{2l}{c}$ 瞬时到 $t = \frac{4l}{c}$ 瞬时，水击波的传播恰好又经历了一相，此相称为末相。首相和末相之和称为水击波的周期。因为 $t = \frac{4l}{c}$ 瞬时全管水流状态与 $t = 0$ 瞬时的水流状态完全一样，可见水击波的周期就是水击波传播一个全过程所需的时间。

在水击的第一周期末，如果阀门仍然关闭，则水击波的传

播将重复上述四个阶段，以两相为一周期不断地来回传播。实际上由于阻力的存在，使水击波不能无休止地传播下去，最后终于消失。

在水击波传播过程中，当不计阻力影响时，阀门断面的水击压强随时间的变化如图 10-4a 所示。但实际上在阻力的影响下，水击压强 Δp 将迅速减小。图 10-4b 为我国某电站当负荷突然减小时，水轮机蜗壳进口断面实测水击压强水头 $\Delta H = \frac{\Delta p}{\gamma}$ 随时间 t 的变化曲线。阀门关闭时间 $T_s = 6.1$ 秒，关闭前的水头 $H_0 = 58.4$ 米，关闭后最大水击压强水头

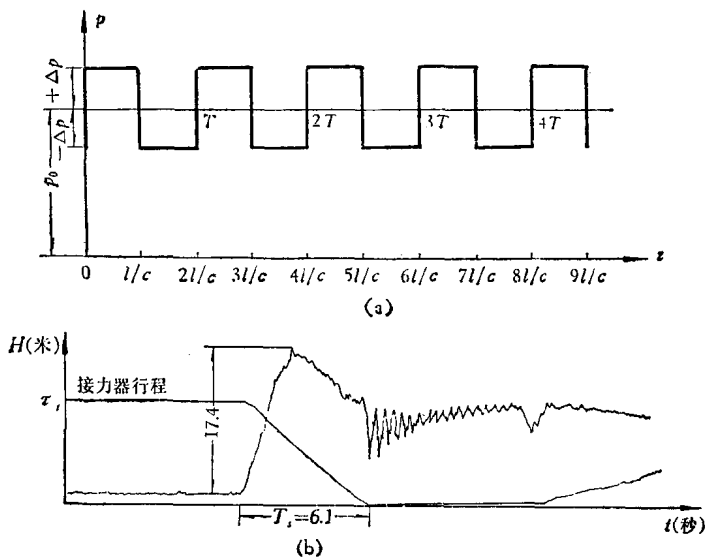


图 10-4

$\Delta H = 17.4$ 米。由图可见，水轮机蜗壳进口断面的水击压强在达到最大值后即迅速衰减。

以上介绍的是阀门突然关闭时水击波的传播过程。当阀

门突然开启时,产生的水击波的物理本质和前者相同,其差别在于水击波传播的第一阶段是从阀门向上游传播的增速减压波,此后水击波的传播情况与阀门关闭时的情况相似。

从水击的发生和发展过程不难看出水击现象的物理本质。当阀门迅速关闭时,水体的动量发生显著的变化,这个动量的改变值等于作用于水体外力的冲量,如果阀门关闭时间很短,这个外力就很大,从而使水流的压强大大地增加,这个压强增值就是水击压强。但是由于水还具有压缩性和管壁具有弹性,在水击压强迅速增大的同时,伴随着水体被压缩和管壁膨胀的现象,这对水击压强的增长起着缓冲作用,从而在一定程度上限制了水击压强的增长。

综上所述可知,阀门的迅速启闭是产生水击的重要原因,而水的压缩性和管壁的弹性则是使水击压强不可能在全管内同时出现并为有限值的另外两个原因。

二、水击的分类

(一) 直接水击和间接水击

以上讨论的是假定阀门突然启闭时管道中发生的水击。实际上阀门的启闭都是在一段时间内完成的。在关闭阀门的过程中,阀门处的压强不断升高,可以看作在阀门处连续不断地产生一个个的水击增压逆波,并向水库方向传播。当第一个增压逆波经时段 l/c 到达水库后,随即反射回来一个减压顺波。当这个减压顺波在管中与相继而来的其它增压逆波相遇时,则管中水击压强必然降低。假如阀门关闭的时间 T , 恰等于一个相长 T_r , 即 $T_r = T = \frac{2l}{c}$, 则第一个减压顺波将在阀门全部关闭时传到阀门处, 因此阀门处最大水击压强未受到减压顺波的影响, 其大小与阀门突然关闭时的水击压强相

同。但管道其他各断面将受到一个或多个减压顺波的影响，使得这些断面上的最大水击压强比阀门处的要小。离水库愈近的断面，受减压顺波影响的机会愈多，则其最大水击压强愈小。因此实际的最大水击压强沿管道的分布如图 10-5 所示。

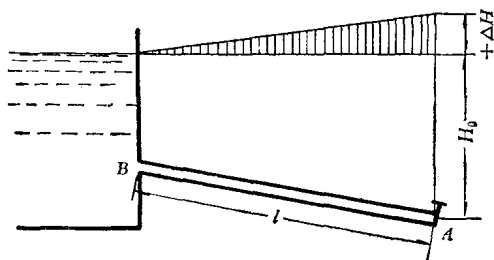


图 10-5

如果阀门关闭的时间比一相短，则只有靠近水库的一段管道受到减压顺波的影响，而靠近阀门的一段管道的最大水击压强均与阀门突然关闭时的相等。

由上述情况可知，当阀门关闭时间等于或小于一相 ($T, \leq T_r = \frac{2l}{c}$) 时，阀门处的最大水击压强未受反射回来的减压顺波的影响，这种水击称为直接水击。当阀门关闭时间大于一相 ($T, > T_r = \frac{2l}{c}$)，即阀门尚未全部关闭时，从水库反射回来的减压顺波已传到阀门处，阀门处的水击压强尚未达到最大值就被反射回来的减压顺波抵消了一部分，这种水击称为间接水击。因此发生间接水击时阀门处的最大水击压强小于发生直接水击时的最大水击压强。

(二) 正水击和负水击

当管道阀门突然关闭时，管中流量迅速减小，压强显著增

大,这种水击称为正水击。正水击可能使引水管破裂。

当管道阀门迅速开启时,管中流速迅速增大,压强显著减小,这种水击称为负水击。负水击可能使管中产生真空和侵蚀。

三、水击波速

因为水击波所到之处,管中流速和压强都发生显著变化,因此水击波速是分析水击问题的重要参数。下面来推导水击波速公式。

在有压管道中取一微小管段,如图 10-6 所示。管道过水

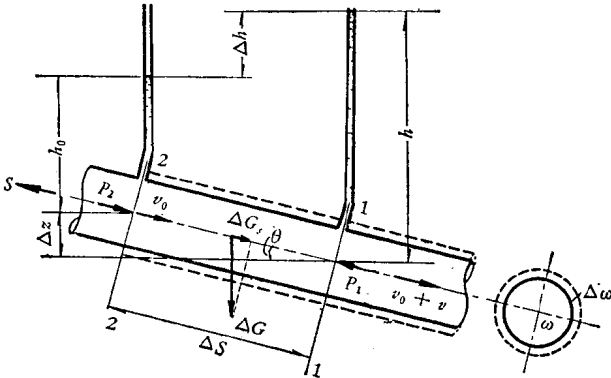


图 10-6

断面面积为 ω , 管中水流为恒定流时的流速为 v_0 。以阀门处为坐标原点, 逆水流方向取坐标 s 。设在 Δt 时段内水击波以波速 c 从微小管段的断面 1 传到断面 2, 则两断面间的距离 $\Delta S = c\Delta t$ 。在水击压强作用下, 微小管段 ΔS 中的水体被压缩, 其密度由 ρ 变为 $(\rho + \Delta\rho)$, 同时管壁膨胀, 管道过水断面面积由 ω 变为 $(\omega + \Delta\omega)$, 流速由 v_0 变为 $(v_0 + \Delta v)$ 。当

水击波从断面 1 传到断面 2 时, 断面 2 上游的水流未受水击波的影响, 则 Δt 时段内从断面 2 流入 Δs 段的水体质量为 $\rho\omega v_0\Delta t$ 。因断面 1 已受水击波的影响, 则在同一时段内从断面 1 流出 Δs 段的水体质量为 $(\rho + \Delta\rho)(\omega + \Delta\omega)(v_0 + \Delta v)\Delta t$ 。于是在 Δt 时段内流进和流出 Δs 段的水体质量差为

$$\Delta M_1 = \rho\omega v_0\Delta t - (\rho + \Delta\rho)(\omega + \Delta\omega)(v_0 + \Delta v)\Delta t$$

在一般情况下, 密度增量 $\Delta\rho$ 和面积增量 $\Delta\omega$ 与密度 ρ 和面积 ω 相比是微量, 时段 Δt 也是微量, 但是管中流速变化较大, 流速增量 Δv 不是微量。展开上式, 并略去二阶以上的微量, 得到

$$\Delta M_1 = -\rho\omega\Delta v\Delta t$$

在同一时段 Δt 内, 由于水体密度变化和管壁膨胀引起 Δs 段内水体质量的增量为

$$\Delta M_2 = (\rho + \Delta\rho)(\omega + \Delta\omega)\Delta s - \rho\omega\Delta s$$

略去二阶以上的微量, 得到

$$\Delta M_2 = (\rho\Delta\omega + \Delta\rho\omega)\Delta s$$

根据质量守恒原理, 时段 Δt 内流进和流出 Δs 段的水体质量差 ΔM_1 应等于同时段内该段水体质量的增量 ΔM_2 , 即

$$-\rho\omega\Delta v\Delta t = (\rho\Delta\omega + \Delta\rho\omega)\Delta s$$

以 $\Delta s = c\Delta t$ 代入上式, 整理后得到

$$\Delta v = -c \left(\frac{\Delta\rho}{\rho} + \frac{\Delta\omega}{\omega} \right) \quad (10-1)$$

设想在图 10-6 的断面 1 和 2 上分别装设一根测压管, 则两断面中心点的测管高度分别为 h 和 h_0 。水击压强 $\Delta p \parallel \gamma(h - h_0) = \gamma\Delta h$, 两断面的测管高度差 Δh 称为水击压强水头。当水击波传到断面 1 时, Δs 段水体沿 s 方向的动量为 $-\rho\omega\Delta s v_0$ 。当水击波传到断面 2 时, 该段水体沿 s 方向的

动量变为 $-(\rho + \Delta\rho)(\omega + \Delta\omega)\Delta s(v_0 + \Delta v)$ 。则 Δs 段的水体受水击波影响前后沿 s 方向的动量变化为

$\Delta K = -(\rho + \Delta\rho)(\omega + \Delta\omega)\Delta s(v_0 + \Delta v) - (-\rho\omega\Delta s v_0)$
展开上式,略去二阶以上的微量,并以 $\Delta s = c\Delta t$ 代入,得到

$$\Delta K = -\rho\omega c\Delta t\Delta v$$

作用于 Δs 段的水体上的外力有

1. 断面 1 上的动水压力 P_1 : 因断面 1 已受到水击波的影响,则 $P_1 = \gamma h(\omega + \Delta\omega)$;

2. 断面 2 上的动水压力 P_2 : 因断面 2 及其上游尚未受水击波的影响,则 $P_2 = \gamma h_0\omega$;

3. Δs 段水体的重力: Δs 段水体的重力 $\Delta G = \gamma\omega\Delta s$, 它沿 s 方向的投影 $\Delta G_s = \Delta G \sin\alpha = \gamma\omega\Delta s \sin\alpha = \gamma\omega\Delta z$ (α 为管轴与水平线的夹角; Δz 为两断面中心点的高差);

4. 管壁对 Δs 段水体的阻力: 因 Δs 段的长度很短,管壁阻力可以忽略。

作用于 Δs 段水体上的外合力在 Δt 时段内沿 s 方向的冲量为

$$\begin{aligned}\sum F_s\Delta t &= (P_2 - P_1 - \Delta G_s)\Delta t \\ &= [\gamma h(\omega + \Delta\omega) - \gamma h_0\omega - \gamma\omega\Delta z]\Delta t\end{aligned}$$

由图 10-6 的几何关系有 $h = h_0 + \Delta h + \Delta z$ 。代入上式,并略去二阶以上的微量,得到

$$\sum F_s\Delta t = \gamma\Delta h\omega\Delta t = \Delta p\omega\Delta t$$

根据动量定理, Δt 时段内 Δs 段水体沿 s 方向的动量变化等于同时段内作用于该水体上的外合力沿 s 方向的冲量,即

$$-\rho\omega c\Delta t\Delta v = \Delta p\omega\Delta t$$

则

$$\Delta p = -\rho c\Delta v \quad (10-2)$$

将式(10-1)代入式(10-2),得到

$$\Delta p = \rho c^2 \left(\frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{\Delta \omega}{\omega} \right)$$

则水击波速为

$$c = \sqrt{\frac{\Delta p}{\rho \left(\frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{\Delta \omega}{\omega} \right)}} = \sqrt{\frac{1}{\rho \left(\frac{\Delta \rho}{\Delta p \rho} + \frac{\Delta \omega}{\Delta p \omega} \right)}} \quad (10-3)$$

由式(1-8)知 $\frac{1}{K} = \beta = -\frac{1}{d p} \frac{d W}{W}$. 因水体受压缩前后其质量保持不变,即 $\rho W = \text{常数}$,则

$$d(\rho W) = \rho dW + W d\rho = 0$$

即

$$-\frac{dW}{W} = \frac{d\rho}{\rho}$$

或

$$-\frac{\Delta W}{W} = \frac{\Delta \rho}{\rho}$$

则

$$\frac{1}{K} = \frac{\Delta \rho}{\Delta p \rho} \quad (10-4)$$

如果管道半径为 r , 在水击压强 Δp 作用下使 r 增加 Δr , 则

$$\frac{\Delta \omega}{\Delta p \omega} = \frac{2\pi r \Delta r}{\Delta p \pi r^2} = \frac{2\Delta r}{\Delta p r}$$

如管壁厚度为 δ , 由水击压强产生的管壁应力为 $\Delta \sigma$. 取一单位长度的管段, 并沿直径方向剖开, 如图 10-7 所示, 则管壁沿水平方向的内力为 $2\delta \Delta \sigma$. 根据第二章求曲面上静水总压力的方法, 作用于半圆管壁上的水击压力的水平分力为 $2r \Delta p$. 由内力和外力的平衡关系得到