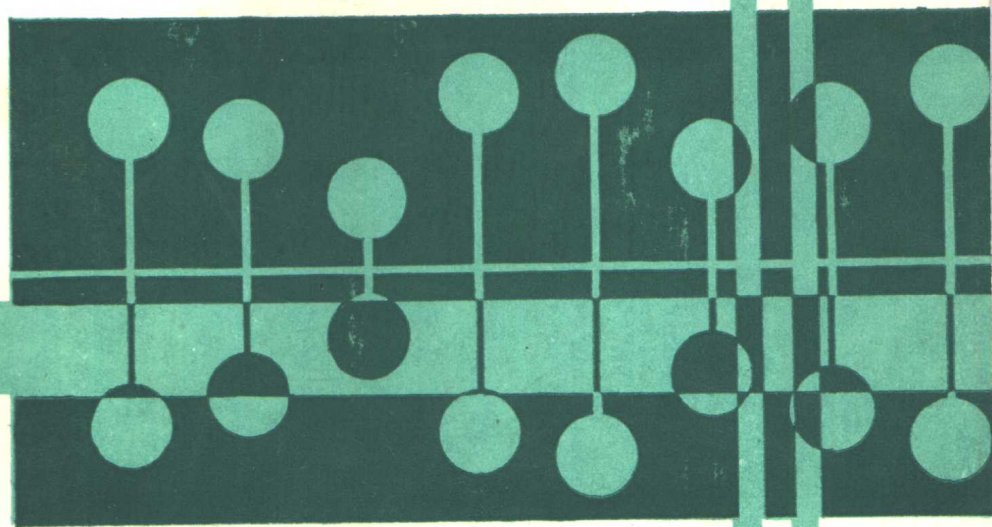


内燃机的 振动问题

梁 价 霍拳忠 编著



天津大学出版社

内燃机的振动问题

梁 价 霍拳忠 编

天 津 大 学 出 版 社

内 容 简 介

本书全面系统地阐述了活塞式内燃机的振动问题。全书共十一章，包括有限多个自由度线性振动系统的基本概念和规律、曲轴系统扭转振动、扭振减振器、配气机构的振动以及整机振动问题。

本书的特点是侧重基本概念和基本方法的阐述，理论联系实际。书末附有适量习题，便于复习和自学。

该书可作为工科院校内燃机专业教材，也可供有关工程技术人员参考。

内燃机的振动问题

梁 价 霍拳忠 编

*

天津大学出版社出版

(天津大学内)

河北省永清县印刷厂印刷

新华书店天津发行所发行

*

开本：850×1168毫米¹/32 印张：8⁵/₈ 字数：225千字

1989年5月第一版 1989年5月第一次印刷

印数：1—2000

ISBN 7-5618-0123-8

TH·5

定价：2.10元

前 言

内燃机在交通运输、工农业生产以及国防等各方面的应用是众所周知的。随着内燃机转速、功率的提高，结构和拖动对象的日益复杂，内燃机的振动问题越来越受到人们的普遍重视。

内燃机的振动，关系到它的使用寿命、工作效率以及对周围环境的影响。尤其活塞式内燃机，其结构形式和工作过程注定要产生振动，如曲轴系统的扭转振动、配气机构的振动以及整机的振动等。

只有掌握了分析、计算内燃机振动的方法，进一步通过正确的设计、制造和其它措施，才能控制其振动水平。内燃机振动的理论，已成为从事内燃机设计、研制人员的基础知识。

为适应内燃机专业教学和有关工程技术人员学习，本书比较全面、系统地讲述了活塞式内燃机的振动问题。全书由五部分组成。

一、第一章到第三章讲述机械振动的基本概念，振动微分方程式的建立、求解和有限多个自由度线性振动的基本规律。

二、第四章到第七章讲述了将曲轴系统（包括活塞连杆等）离散为有限多个自由度扭转振动系统的方法，包括集中的转动惯量、各段曲轴当量柔度的确定方法，阻尼力矩和激振力矩的计算方法，以及曲轴系统扭转振动的计算方法。

三、第八、九两章讲述扭振减振器的原理、计算方法。扭振测量方法和数据、波形分析。

四、第十章系统的介绍了配气机构振动问题，着重讲述了将配气机构，包括凸轮、挺柱推杆、摇臂、气门弹簧及气门，简化为一个自由度的振动系统，讲解了理论计算和实验研究的方法。

还简要地介绍了配气机构的多自由度模型、气门弹簧的振动、配气机构振动和与凸轮型线相关的问题。

五、第十一章讲述了内燃机整机振动的方程和计算方法。由于篇幅所限，仅讨论了固定式内燃机的振动。如果需要考虑基础振动的影响，读者不难将基础的位移写入整机振动的微分方程式中，从而去分析、计算非固定式内燃机的整机振动问题。

本书特点是侧重基本概念和基本方法的阐述，理论结合实际，部分内容和数据来自编者科学研究的成果。

书末附有习题，便于复习和自学。

本书前九章由梁价编写，前言、第十章、第十一章和附录由霍拳忠编写。全书由林大渊教授审阅，编者在此表示衷心的感谢。

编 者

1987. 8

目 录

第一章 单自由度系统的振动	(1)
§ 1-1 引言.....	(1)
§ 1-2 单自由度系统.....	(2)
§ 1-3 无阻尼自由振动.....	(3)
§ 1-4 有阻尼自由振动.....	(6)
§ 1-5 无阻尼强迫振动及共振.....	(9)
§ 1-6 有阻尼强迫振动.....	(11)
§ 1-7 激振力矩和阻尼力矩的功.....	(14)
§ 1-8 能量法求共振振幅.....	(19)
第二章 多自由度系统无阻尼自由振动	(23)
§ 2-1 双质量系统.....	(23)
§ 2-2 三质量系统.....	(30)
§ 2-3 多质量系统.....	(33)
第三章 双质量系统的强迫振动	(35)
§ 3-1 复数解法.....	(35)
§ 3-2 无阻尼强迫振动.....	(36)
§ 3-3 有阻尼强迫振动.....	(43)
第四章 轴系扭振的计算模型——当量系统	(50)
§ 4-1 简化模型.....	(50)
§ 4-2 转动惯量的计算.....	(53)
§ 4-3 柔度的计算.....	(59)
第五章 轴系自由扭转振动计算	(69)
§ 5-1 轴系自由扭转振动微分方程.....	(69)
§ 5-2 自由振动计算的递推公式.....	(71)
§ 5-3 当量系统的无因次化.....	(74)
§ 5-4 托列方法 (托列表)	(76)

§ 5-5	计算固有频率中的几个问题	(79)
§ 5-6	用递推公式计算的程序框图	(82)
§ 5-7	传递矩阵法	(84)
§ 5-8	分支系统	(92)
第六章	内燃机轴系的激振力矩及阻尼	(98)
§ 6-1	激振力矩	(98)
§ 6-2	气体压力激振力矩的简谐分析	(103)
§ 6-3	轴系共振时激振力矩的功	(114)
§ 6-4	相对振幅矢量和	(116)
§ 6-5	共振、临界转速	(122)
§ 6-6	内燃机轴系的阻尼	(125)
第七章	轴系强迫振动计算	(130)
§ 7-1	能量法	(130)
§ 7-2	动力放大系数方法	(134)
§ 7-3	近似方法计算非共振振幅	(140)
§ 7-4	精确方法求振幅	(146)
§ 7-5	扭振应力与转速禁区	(152)
第八章	扭振减振器的基本原理	(154)
§ 8-1	频率调整和改变发火顺序	(154)
§ 8-2	多质量系统的简化	(156)
§ 8-3	无阻尼弹性减振器的基本原理	(160)
§ 8-4	有阻尼弹性减振器的基本原理	(168)
§ 8-5	有阻尼弹性减振器的特性	(172)
§ 8-6	有阻尼弹性减振器的初步设计	(178)
§ 8-7	液阻式减振器基本原理	(188)
§ 8-8	摆式减振器原理	(189)
第九章	扭振测量和分析	(195)
§ 9-1	盖格尔 (Geiger) 扭振仪	(196)
§ 9-2	电感式扭振仪原理	(198)
§ 9-3	非接触式扭振仪	(199)
§ 9-4	测量过程及测点选择	(202)
§ 9-5	扭振波形分析	(206)

第十章 配气机构的振动	(216)
§ 10-1 气门运动的微分方程.....	(216)
§ 10-2 机构参数的确定.....	(219)
§ 10-3 气门运动微分方程的求解.....	(221)
§ 10-4 气门运动实测.....	(229)
§ 10-5 配气机构的多自由度模型、气门弹簧 的振动.....	(231)
§ 10-6 小结.....	(235)
第十一章 内燃机整机的振动	(236)
§ 11-1 整机自由振动的微分方程.....	(236)
§ 11-2 整机振动的固有频率、主振型与主振动.....	(240)
§ 11-3 自由振动方程的简化.....	(242)
§ 11-4 整机振动的耦合与解耦.....	(243)
§ 11-5 整机振动中的阻力.....	(245)
§ 11-6 整机的强迫振动.....	(246)
附录	(253)
习题	(258)
参考文献	(265)

第一章 单自由度系统的振动

§ 1-1 引 言

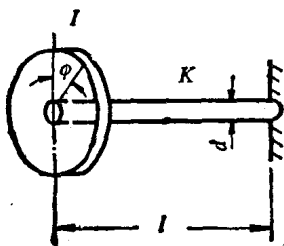
内燃机振动主要包括轴系扭振，整机振动和配气系统的振动等。由于它们对内燃机的正常运行具有很大的危害，因此，关于内燃机振动的研究也就成为内燃机理论和设计的一个重要课题。深入研究内燃机振动的规律和特性，进行振动计算，正确设计内燃机安全工作的振动水平，寻求适宜的技术手段对内燃机振动实施有效的控制，从理论上指导由振动造成的内燃机故障的判断，采取相应的减振、隔振措施以保证内燃机正常运行，这就是内燃机振动所研究的基本内容和任务。因此，学习内燃机振动对内燃机设计人员及有关技术人员是必不可少的。

为便于讨论，将实际的内燃机系统离散化为由若干个集中质量和无质量的弹性件连接组成的系统，即简化成等效于实际系统的模型。从工程实际出发，一般忽略系统中的非线性因素，把它们视为线性系统进行讨论。为了使读者系统地掌握内燃机振动问题的理论和方法，并为后续各章的学习打下理论基础，从本章起，首先用三章的篇幅介绍有关的线性振动基本理论。

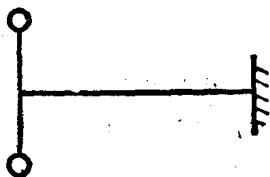
在讨论内燃机的各种振动问题时，涉及到扭振系统和质量弹簧系统两种模型，由于它们的振动规律基本相同，而且，在内燃机的振动问题中扭振问题比较重要，因此，在讲述基本理论时以扭振系统为主。

§ 1-2 单自由度系统

图1-1(a)为一扭摆,它由一个圆盘和一根轴组成,轴的一端固定,另一端与圆盘固结,圆盘面与轴垂直。在讨论扭摆的振



(a)



(b)

图 1-1

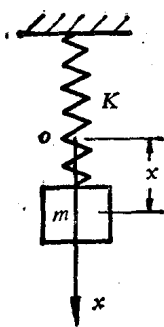


图 1-2

动时,假设轴只有弹性而无惯量,圆盘只有惯量而无弹性,于是,扭摆被简化成为单质量系统。扭振时,决定系统位置的独立参变量只有一个,即圆盘的转角 ϕ ,因此,扭摆又称为单自由度系统。

图1-1(b)为扭摆的示意图。

图1-2所示质量弹簧系统作铅垂方向振动时,其位置由坐标 x 决定,也属于单自由度系统。和扭摆一样,该系统中弹簧只有弹性而不计质量,质量块只有质量而不计弹性。

由材料力学知,圆轴的扭转刚度为

$$K = \frac{GJ_l}{l}$$

它表示使轴产生一弧度扭转角所需的力矩,单位是 $\text{N}\cdot\text{m}/\text{rad}$,在讨论扭振问题时,为了计算上的便利,常采用刚度的倒数 σ

$$e = \frac{l}{GJ_p} \quad (1-1)$$

e 称为轴段的柔度, 其单位为 $\text{rad}/\text{N}\cdot\text{m}$, 即 $1\text{N}\cdot\text{m}$ 的扭矩使轴产生的扭转角 (rad)

式中 l —— 轴的长度, m ;

G —— 轴材料的剪切弹性模量, N/m^2 ;

J_p —— 轴的截面极惯性矩, m^4 。

以实心圆轴为例, $J_p = \frac{\pi}{32} d^4$, 其它各种截面轴的 J_p 可查有关手册。

扭摆中圆盘的转动惯量 I , 其单位为 $\text{N}\cdot\text{m}\cdot\text{S}^2$ 或 $\text{Kg}\cdot\text{m}^2$ 。

质量弹簧系统中弹簧刚度 K 的单位是 N/m , 即欲使弹簧产生 1m 的变形所需的力 N 。质量 m 的单位是 Kg 。

§ 1-3 无阻尼自由振动

在扭摆的圆盘平面加一个力偶, 使它转一个角度, 然后突然撤去力偶, 由于轴的弹性和圆盘的惯性, 系统即产生自由振动。

以图1-1中扭摆的圆盘为研究对象, 圆盘在自由振动过程中受到轴的弹性力矩的作用, 设在任一瞬时圆盘的角位移为 ϕ (即轴的扭转角), 则弹性力矩

$$U = -K\phi = -\frac{1}{e}\phi \quad (\text{N}\cdot\text{m})$$

式中的负号表示弹性力矩的方向总与角位移 ϕ 相反, 如图1-3所示。

根据达朗伯原理建立扭摆的运动微分方程, 在圆盘上加惯性力矩 S

$$S = -I\ddot{\phi}$$

于是惯性力矩与弹性力矩平衡, 由图1-4可知

$$S + U = 0$$

即

$$I\ddot{\phi} + \frac{1}{e}\phi = 0$$

或

$$\ddot{\phi} + \frac{1}{Ie}\phi = 0 \quad (1-2)$$

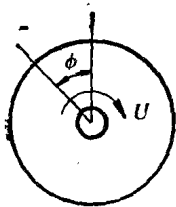


图 1-3

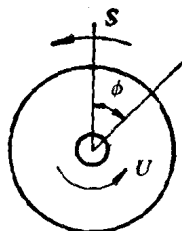
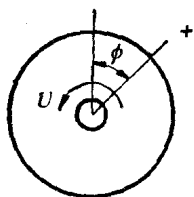


图 1-4

该微分方程的解，即扭摆的运动方程为

$$\phi = A \sin(pt + \varepsilon) \quad (1-3)$$

其中

$$p = \sqrt{\frac{1}{Ie}} \quad (1-4)$$

式中 p ——扭摆的自由振动频率，rad/s；

A ——振幅，rad；

ε ——初相位，rad。

将式 (1-3) 对时间求导数，得到扭摆的角速度和角加速度

$$\dot{\phi} = pA \cos(pt + \varepsilon) = pA \sin\left(pt + \varepsilon + \frac{\pi}{2}\right) \quad (1-5)$$

$$\ddot{\phi} = -p^2 A \sin(pt + \varepsilon) = p^2 A \sin(pt + \varepsilon + \pi)$$

将初始条件 $t = 0$ 时 $\phi = \phi_0$ 、 $\dot{\phi} = \dot{\phi}_0$ 代入式 (1-3) 及 (1-5)，得到

$$A = \sqrt{\phi_0^2 + \left(\frac{\dot{\phi}_0}{p}\right)^2} \quad (1-6)$$

$$\varepsilon = \operatorname{tg}^{-1} \frac{p\dot{\phi}_0}{\phi_0}$$

由此可知，自由振动的振幅和初相位取决于初始条件，而自由振动的频率取决于系统本身的参数 I 和 e （或 K ）， p 又称固有频

率。

由式(1-3)及式(1-5)式看出, ϕ 、 $\dot{\phi}$ 、 $\ddot{\phi}$ 可分别表示幅值为 A 、 pA 、 p^2A 的三个旋转矢量在 y 轴上的投影, 且 ϕ 滞后于 $\dot{\phi}$, $\dot{\phi}$ 滞后于 $\ddot{\phi}$, 滞后角为 $\frac{\pi}{2}$ 如图1-5所示。

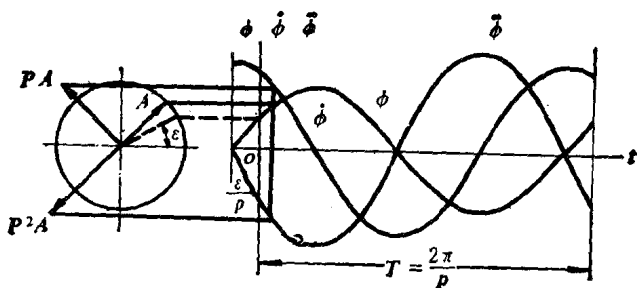


图 1-5

图中 $T = \frac{2\pi}{p}$ 为振动周期, 即振动一次的时间, 单位为 s。

单自由度质量弹簧系统的自由振动具有和扭摆类似的规律, 图1-6中弹簧刚度为 K , 原长 l_0 , 物块 A 的质量为 m , 以静平衡位置为坐标原点, 建立运动微分方程

$$\begin{aligned} m\ddot{x} &= mg - F \\ &= mg - K(x + \delta_{st}) \end{aligned}$$

δ_{st} 为弹簧在 mg 作用下的静伸长, 显然有 $K \cdot \delta_{st} = mg$, 代入上式, 得

$$m\ddot{x} + Kx = 0$$

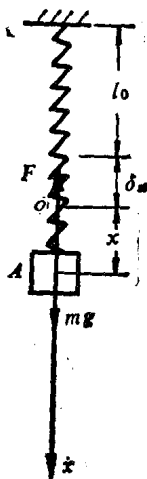


图 1-6

或

$$\ddot{x} + \frac{K}{m}x = 0$$

此式与式 (1-2) 形式相同, 所以具有同样形式的解, 即

$$x = A \sin(pt + \varepsilon)$$

式中固有频率 $p = \sqrt{\frac{K}{m}}$, 位移 x 和振幅 A 的单位是 m 。

§ 1-4 有阻尼自由振动

设阻尼力矩 R 与振动速度的一次方成正比, 该阻尼称为线性阻尼。阻尼力矩的方向与振动方向相反, 因此, $R = -c\dot{\phi}$, 其中 c 为阻尼系数。根据达朗伯原理, 图 1-7 所示系统有

$$S + R + U = 0$$

即

$$I\ddot{\phi} + c\dot{\phi} + \frac{1}{e}\phi = 0$$

或

$$\ddot{\phi} + \frac{c}{I}\dot{\phi} + \frac{\phi}{Ie} = 0$$

令

$$\frac{c}{I} = 2n$$

上式变为

$$\ddot{\phi} + 2n\dot{\phi} + p^2\phi = 0 \quad (1-7)$$

此微分方程的解为

$$\phi = e^{-nt}(c_1 e^{\sqrt{n^2 - p^2}t} + c_2 e^{-\sqrt{n^2 - p^2}t})$$

式中, 当 $n \geq p$ 时, 即为大阻尼和临界阻尼的情况, 是非周期解, 无振动产生, 本书不作叙述。这里只讨论当 $n < p$ 时, 即为小阻尼的情况, 此时, 方程的解为

$$\phi = e^{-nt}(c_1 e^{i\sqrt{p^2 - n^2}t} + c_2 e^{-i\sqrt{p^2 - n^2}t})$$

◆式中的

$$\sqrt{p^2 - n^2} = p_d$$

上式变为

$$\phi = e^{-nt}(c_1 e^{i p_d t} + c_2^{-i p_d t})$$

即

$$\phi = A e^{-nt} \sin(p_d t + \epsilon) \quad (1-8)$$

式 (1-8) 表明：由于阻尼的存在，使得自由振动的振幅不再是等幅的简谐运动，而是随着时间增长振幅逐渐减小的衰减振动。衰减振动的波形以 $\pm A e^{-nt}$ 为包络线，如图 1-8 所示。当 $t \rightarrow \infty$ 时，振幅趋近于零，振动消失。实际上衰减是比较迅速的，无需经过很长时间。

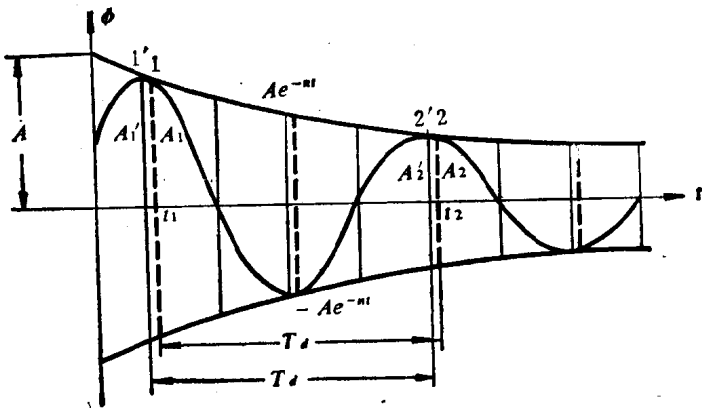


图 1-8

衰减振动的周期为 $T_d = \frac{2\pi}{p_d} = \frac{2\pi}{\sqrt{p^2 - n^2}}$ ，这表明，它的周期

比无阻尼情况略长，但是当阻尼较小时影响并不显著。例如，当 $n = 0.05p$ 时， $T_d = 1.00125T$ ，当 $n = 0.3p$ 时， $T_d = 1.048T$ ，

因此，可以近似地认为 $T_d = T = \frac{2\pi}{p}$ 。

值得注意的是振幅衰减的规律。图 1-8 中，衰减振动的波形与包络线两相邻切点的振幅比为

$$\eta = \frac{A_1}{A_2} = \frac{e^{-nt_1}}{e^{-nt_2}} = \frac{e^{-nt_1}}{e^{-n(t_1 + T_d)}} = e^{n T_d}$$

同理有

$$\eta = \frac{A_1}{A_2} = \frac{A_2}{A_3} = \dots = \frac{A_i}{A_{i+1}} = \dots e^{\eta T_d} \quad (1-9)$$

η 称为减幅系数, 由式(1-9)得

$$n = \frac{1}{T_d} \ln(\eta) \quad (1-10)$$

由式(1-9)知, 只要从实测的衰减振动波形中量得 A_1 、 A_2 、 $\dots$ 、 A_i 、 $\dots$, 算出 η 的平均值, 并量得 T_d , 即可算出衰减系数 n , 从而得到系统的阻尼系数 $c = 2nI$ 。

还应指出: 以上 A_1 、 A_2 、 $\dots$ 是振动波形和包络线切点处的幅值, 并不是波峰值, 从图1-8中看出, 波峰是 A'_1 、 A'_2 、 $\dots$, 与 A_1 、 A_2 、 $\dots$ 很接近。对于实测得到的波形并不知道切点的位置, 在计算 η 值时, 只需测量波峰值, 即可满足精度要求。

由于振幅是按几何级数衰减的, 所以衰减得很快。例如当 $n = 0.05$ 时, $\eta = e^{0.1\pi} = 0.7301$, 即每振动一次振幅衰减27%, 经过10次振动后振幅减小到原来的 $(0.7301)^{10} = 0.043$, 即为原来振幅的4.3%。此例中虽然阻尼很小, 但振幅衰减如此迅速, 如果阻尼增大, 衰减将更快。由此可知, 实际系统的阻尼会使自由振动很快地衰减掉, 所以研究自由振动的振幅值无实际意义。

质量弹簧系统的微分方程为

$$\ddot{x} + 2n\dot{x} + p^2x = 0$$

其中 $2n = \frac{c}{m}, \quad p^2 = \frac{K}{m}$

当 $n < p$, 时有

$$x = Ae^{-nt} \sin(pt + \epsilon)$$

具有与扭摆相同的规律, 因此在以后各章节中不再叙述质量弹簧系统。

§ 1-5 无阻尼强迫振动及共振

在扭摆的圆盘上外加激振力矩 $T = M \sin \omega t$, 由它所激励的振动称为强迫振动。只要激振源存在, 强迫振动就持续不衰, 所以, 强迫振动在实际问题中具有重要意义。由图 1-9 可写出扭摆强迫振动的微分方程为

$$I \ddot{\phi} + \frac{1}{c} \phi = M \sin \omega t$$

或
$$\ddot{\phi} + \frac{1}{cI} \phi = \frac{M}{I} \sin \omega t$$

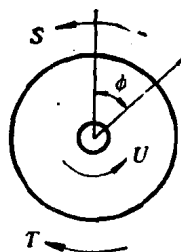


图 1-9

其中 M 为激振力矩幅值, ω 为激振力矩频率 (rad/s)

令
$$\frac{M}{I} = h$$

于是

$$\ddot{\phi} + p^2 \phi = h \sin \omega t \quad (1-11)$$

此微分方程的全解为

$$\phi = A \sin(pt + \epsilon) + A_1 \sin \omega t \quad (1-12)$$

其中第一项为自由振动, 第二项为式 (1-11) 的特解, 即强迫振动。扭摆的振动由这两部分叠加而成。但由上节知, 在实际系统中阻尼会使自由振动很快衰减掉, 因此, 对第一项无需考虑, 只须讨论强迫振动部分。

将特解 $\phi = A_1 \sin \omega t$ 及其二阶导数代入式 (1-11), 得到

$$A_1 = \frac{h}{p^2 - \omega^2} = \frac{h/p^2}{1 - \left(\frac{\omega}{p}\right)^2} = \frac{A_0}{1 - \left(\frac{\omega}{p}\right)^2} \quad (1-13)$$

式中

$$A_0 = \frac{h}{p^2} = Mc$$