高等学校教学用書

船舶振动

A. A. 庫尔久莫夫著

高等教育出版社

高等学校教学用書

船舶振动

A. A. 庫尔久莫夫著
張开敏譯　吳礼义校

高等教育出版社

本書系根据苏联国立造船書籍出版社(Государственное издательство судостроительной литературы)出版的庫尔久莫夫(А. А. Курдюмов)著“船舶振动”(Вибрация корабля)1953年版譯出。原書經苏联高等教育部审定为造船高等学校教学参考書。

本書叙述了具有有限数目自由度的体系的微小振动和彈性体微小振动的理論基础,并且說明如何把所得的結論应用到船体和各个船舶結构的振动研究中。

本書主要的注意之点是闡述振动理論的一般問題,和論証最合理計算方法的选擇。其次是研究各个計算方法的細节。

本書除作为教学参考書外,还可以供工程师們进修参考之用。

船　舶　振　动

A. A. 庫尔久莫夫著

張开敏譯

高等教育出版社出版 北京宣武門內承恩寺7号

(北京市书刊出版业营业許可証出字第054号)

商务印书館上海厂印刷　新华书店发行

統一书号 16010-536　开本 850×1168 1/32　印張 8 14/16

字数 220,000　印数 601—1,400　定价(4)￥1.20

1957年10月第1版　1959年2月上海第2次印刷

序

这一本"船舶振动"教程是依照造船高等工業学校造船專業"船舶結構力学"教学大綱中与本書同名的部分所寫成的。

于編纂本書时，作者曾利用了苏联关于船舶振动和相近問題的很多參考書刊。

教学大綱中的有些問題在本書中作了比僅为講課所需的更为廣泛的討論。这样可以帮助学者大大擴展眼界。

船舶振动課程的講課是配合着課堂練習和学生們的課外作業的，所以作者在本書中就不必对許多計算过程多作敍述或詳細分析了。

在敍述应用問題时，主要是注意了分析和选擇合理的計算方法。作者不打算在本書的敍述中偏重推廣某一种計算方法，因为作者了解，任何一种方法都有它最有效的应用范圍。

作者征求对將來修訂本書有用的批評意見，并在这里預致謝意。

作者

目　錄

緒　論

苏联共產党第十九次代表大会的歷史性决議动員了苏联人民來建設共產主义社会。

代表大会的决議規定國民經济一切部門要進一步發展，其中也包括造船業。在第十九次党代表大会的指示中說明："在1955年，海洋船只中的貨船与油船的產量將提高到1950年的2.9倍，內河客船——2.6倍，漁船——3.8倍"①。

國民經济强有力的發展，是与加强科学和生產間創造性的結合、与進一步擴大專門人才培养工作的必要性有着不可分的連系的。因此，國家的科学研究机構和学校必須改進工作，更充分地利用科学力量來解决國民經济發展中許多最重要的問題，來总結生產中的先進經驗并將科学成就作最廣泛的应用。

为完成共產党所提出的任务，專門人才就需要有深入的理論修养，他們在參加國家的科学研究和生產工作中，从一方面來說，必須能保証最新科学發現的实施，从另一方面，又必須能揭露那些需要总結和科学研究的生產問題。

所有这些情况都要求高等学校工作人員对許多課程編寫出合乎技術進步一般水平的、質量优秀的教科書和教学參考書。这些課程之一就是"船舶振动"。

这一門科学是研究船舶机械在工作时，特別是螺旋槳在工作时所發生的船体彈性振动(在不利的情况下，这一类彈性振动能达到很可观的大小并能使船舶实际上不能用)。法國郵船"諾曼底"

① 苏共第十九次党代表大会关于發展苏联的第五个五年計划(1951到1955)的指示。

的情况是人所共知的。由于建造者嚴重的錯誤(缺乏振动的計算),船尾的振动达到了这样的程度,以致在处女航之后,船尾末端就必須作重大的改裝。

克雷洛夫 (A. H. Крылов) 院士首創了关于船舶振动的科学。1907 年他首先在世界上为彼得堡多科性工学院造船系开設了一門关于船舶振动的有系統的課程。

1917 年克雷洛夫院士对于他測定船舶自由振动頻率的方法作了重要的变更,因而使其計算步驟大为改善。此外,他曾作出船舶强迫振动的計算方法并解决了一系列的其他問題。

克雷洛夫院士在这一領域中富有成果的工作因 1936 年"船舶振动"一書的問世而作了总結。

根据横振动微分方程式的数值積分法來求出自由振动頻率的許多方法都是非常繁复的,所以研究者們都致力于尋求其他更完善的方法。

作出这些方法的許多卓越成就,是屬于苏联科学家們的,他們在近 10—15 年中已經超越了外國在这方面的工作。

1916 年發表了克拉斯諾比洛夫(H. B. Красноперов)的著作,其中能量方法被首次用來确定自由振动頻率。克拉斯諾比洛夫的著作是苏联論述同一問題的許多著作中的第一个。

同年, 1916 年, 苏申科夫 (Б. Л. Сушенков) 作出了那时已馳名的逐次漸近法的理論根据,并且,特别重要的是,他曾指出应該怎样利用这种方法來計算較高的頻率。在苏联的研究工作中,逐次漸近法也獲得了很可观的發展。

值得提出的是,甚至在史托多拉(Stodola)的"透平教程"这样基礎性的著作中,逐次漸近法也并沒有廣泛地用來确定高頻率,虽然在他的著作中确曾注意到用这种方法來計算頻率。

在船舶振动学的發展中,苏联科学家彼得·費道罗維奇·伯潑考維奇(Петр Федорович Папкович)教授实居重要位置,他曾有

这一方面的很多著作。

伯濮考維奇不僅在振动理論方面有很多宝貴的貢献；他組織了自然測驗，而且还作过很多实驗工作。

船舶結構力学方面很多重要論文的作者伯濮考維奇的过早逝世，使他未能寫成船舶振动方面的著作。

在西曼斯基（Ю. А. Шиманский）教授的專論“船舶結構的动力学計算”（1940年曾獲得斯大林獎金一等獎）中，他曾解决了船舶結構的动力学計算的許多新問題。

船舶振动学为一般彈性体振动学的一部分，这种科学曾在苏联科学家的許多著作中獲得高度的發展；編纂本書时，作者曾利用了这些著作中的一部分，这一点在正文中可找到說明。

在船舶振动教程中也包含着处于周期性或瞬时性載荷作用下的彈性体系的計算問題，这些載荷的作用时間或改变时間与該彈性体系的自由振动周期是同級的。

現在我們不拟一一列举这些問題并估計它們对于造船工程的重要性，而只須指出，以下所研討的一些彈性振动問題实远不能包括一切实际上重要的問題。它們只是一些研究得最完善的和最常遇到的問題。

但有人或許会誤認为，研究船舶振动的目的只是使学者掌握一些計算彈性体系振动的方法。

叙述一些廣泛应用在結構力学各方面的动力学計算方法，是本書的主要任务。

我們只指出这样一些問題就足以說明，那就是像平面板架的弯曲和穩定性的計算，其中廣泛地应用着横向自由振动的形式（формы свободных поперечных колебаний），又如計算支持在連續彈性基礎上的梁所用的逐次漸近法的收斂性的研究等等。

船舶振动教程是由微振动理論的研究开始，本書首兩章就是为此而寫的。

在这兩章中补充了大量的在解决彈性体振动問題时所遇到的習題，本質上这兩章是屬于理論力学方面的。

在第三章中研究了彈性体振动的某些一般性問題，这些問題是以梁的横振动为例而闡明的。本章的目的是給予讀者一个关于研究彈性体振动的一些現有方法以及它們的优缺点的尽可能清晰的概念。

在第四章中，应用能量法和逐次漸近法詳細地討論了关于船体和各种船舶結構振动的許多計算問題。此外，在本章中簡短地討論了关于振动的实驗方法以及为消弭振动所作的結構方面的措施等問題。

在第五章中，研究了柱形杆和最簡單杆系的横向振动，其中所叙述的結果在一些具有实际重要性的計算中都可能应用到。

最后一章是研究縱向振动和扭轉振动的理論基礎。

第一章　具有一个自由度的体系的振动

§1. 引　言

具有一个自由度的体系振动最簡單的例子是数学擺、懸挂在彈簧下端的重物的微振动等等。

所有这些現象都可用綫性二階微分方程式來表示，关于这种方程式的研究是很有意义的事。

下列問題可化为具有一个自由度的体系來研究：

1）若干实际上的重要問題的解决；

2）若干具有几个自由度的体系的振动問題；

3）彈性体振动的研究。

今后我們將依由簡入繁的次序來討論关于微振动微分方程式的積分法的种种問題，以及某些具有实际重要性的問題。

§2. 無阻力的自由振动

我們來考慮一个体系，它包括一个質量 m 懸挂在剛度为 c 的彈簧的下端，彈簧上端則固結于靜止的基礎上，如圖1所示。

以 q 表示質量 m 离开其靜平衡位置所生的位移。

在这一偏离平衡的情况下，質量 m 上受到彈簧的外加反作用力 $(-cq)$① 和慣性力 $(-m\ddot{q})$，于是由达朗貝尔原理可得

$$-m\ddot{q}-cq=0$$

或

$$\ddot{q}+\lambda^2 q=0, \tag{1}$$

① 我們并不考慮重力，因重力恒由相当于靜平衡位置的彈簧反作用力所抵消。

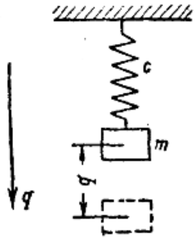

圖 1.

其中 $$\lambda^2=\frac{c}{m}。\tag{2}$$

微分方程式(1)的一般積分可寫为

$$q=A_1\cos\lambda t+A_2\sin\lambda t\tag{3}$$

或

$$q=A\sin(\lambda t+\varepsilon)=A\cos(\lambda t+\varepsilon_1),\tag{4}$$

其中,顯然,

$$\left.\begin{aligned}&A=\sqrt{A_1^2+A_2^2};\quad \sin\varepsilon=\frac{A_1}{A}\\&\cos\varepsilon=\frac{A_2}{A};\qquad \varepsilon_1=\varepsilon-\frac{\pi}{2}\end{aligned}\right\}\tag{5}$$

数值 A 为振幅,$\varphi=\lambda t+\varepsilon$ 为振动的位相,ε 为振动的初位相。(3)及(4)式当时間 t 改变

$$T=\frac{2\pi}{\lambda}=2\pi\sqrt{\frac{m}{c}}\tag{6}$$

时并不改变其数値,所以現在我們对待的是一个具有周期 T 的周期性运动。

必須强調指出,当經过时間間隔 $t=T$ 时,此体系將返回其起始位置,并具有起始速度,这不难由(3)及(4)式看出。

关于起始速度的附帶条件是重要的,因当振动位相只增加一数值 $\pi-2\varepsilon$ 之后,亦卽当时間 t 增加

$$t_1=\frac{\pi}{\lambda}-\frac{2\varepsilon}{\lambda}=\frac{T}{2}-\frac{\varepsilon T}{\pi}$$

时,此体系卽可返回其起始位置

$$q_0=A\sin\varepsilon。$$

数值 λ 表示圓頻率,并顯然代表在 2π 秒中所作的完全振动的次数。

为了理解这个名称,只須考慮以角速度 λ 沿圓周作等速运动的一点 a 在鉛垂直徑上的投影的运动(圖 2)。

点 a 的矢徑在鉛垂直徑上的投影由公式(4)决定,其中必須令

A 等于所画圆周的半徑；而圓頻率 λ 則为在一秒中由矢徑所扫过的角度（以弧度計）的大小，亦卽角速度。

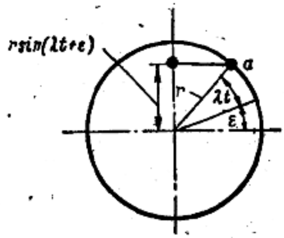

圖 2.

在工程書籍中頻率通常系指每秒鐘的振动数，亦卽

$$f=\frac{1}{T}=\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{c}{m}}, \qquad (7)$$

其單位称为赫芝（簡寫为 $ш$）。

今后將如此規定，若未指明相反的意义，則頻率就了解为是圓頻率。

(3)及(4)式中的積分常数可由起始位移和速度的数值來决定。若当 $t=0$ 时；$q=q_0$；$\dot{q}=\dot{q}_0$，則不难得出

$$q=q_0\cos\lambda t+\frac{\dot{q}_0}{\lambda}\sin\lambda t, \qquad (8)$$

因而，在公式(4)中

$$\left.\begin{aligned}A&=\sqrt{q_0^2+\left(\frac{\dot{q}_0}{\lambda}\right)^2}\\ \sin\varepsilon&=\frac{q_0}{A};\quad \cos\varepsilon=\frac{\dot{q}_0}{A}\end{aligned}\right\} \qquad (9)$$

(9)式中的振幅 A 亦可由能量的考慮而得出，其法如下：由給定的起始条件可知，初瞬时体系的总能是

$$U=\frac{1}{2}cq_0^2+\frac{1}{2}m\dot{q}_0^2。$$

茲設所論情况中并無能量的消失，則总能必保持定值，但当离开平衡位置的位移为最大数值时，体系的动能必等于零，于是

$$\frac{1}{2}cA^2=\frac{1}{2}cq_0^2+\frac{1}{2}m\dot{q}_0^2,$$

因而，由公式(2)也可得出振幅的公式。

今后我們將要特别感到兴趣的一个特殊情况是：在初瞬时体系上受到一个冲量 I。

在此情况中，按照动量改变的定律可知

$$q_0=0;\quad \dot{q}_0=\frac{I}{m},$$

于是

$$q=\frac{I}{m\lambda}\sin\lambda t。\tag{10}$$

必須强調指出，体系自由振动的頻率与起始条件無关，而只与体系的質量和彈簧剛度有关。

§3. 在一个簡諧性干擾力作用下的無阻力强迫振动

我們來考慮一个特殊情况，即：除§2中所考慮的各力外，該質量还受到一个簡諧性的干擾力 $Q\sin(\omega t+\delta)$。

把这个力加到質量 m 上（圖 1）并且重复§2中的推導，我們就得以下的运动微分方程式：

$$-m\ddot{q}-cq+Q\sin(\omega t+\delta)=0$$

或

$$\ddot{q}+\lambda^2 q=\frac{Q}{m}\sin(\omega t+\delta)。\tag{11}$$

这个右方不等于零的方程式的特殊積分可由以下的形式來求：

$$q_{\text{чр}}=B\sin(\omega t+\delta),$$

把它代入(11)式中并且比較系数，就得到

$$B=\frac{Q}{m}\cdot\frac{1}{\lambda^2-\omega^2}=\frac{Q}{c}\cdot\frac{1}{1-\left(\frac{\omega}{\lambda}\right)^2},$$

于是

$$q_{\text{чр}}=\frac{q_{\text{cт}}}{1-\left(\frac{\omega}{\lambda}\right)^2}\sin(\omega t+\delta),\tag{12}$$

其中

$$q_{\text{cт}}=\frac{Q}{c}\tag{13}$$

是在 Q 力的靜力作用下，彈簧所生的伸長。

方程式(11)的一般積分可寫为兩个積分之和，卽：当方程式(11)的右方等于零时所得的一般積分及当右方不等于零时所得的特殊積分之和：

$$q=A\cos\lambda t+B\sin\lambda t+\frac{q_{cr}}{1-\left(\frac{\omega}{\lambda}\right)^2}\sin(\omega t+\delta)。$$

令此積分适合于起始条件，不难得出

$$q=q_0\cos\lambda t+\frac{\dot{q}_0}{\lambda}\sin\lambda t+$$

$$+\frac{q_{cr}}{1-\left(\frac{\omega}{\lambda}\right)^2}\left[\sin(\omega t+\delta)-\sin\delta\cos\lambda t-\frac{\omega}{\lambda}\cos\delta\sin\lambda t\right]。\quad(14)$$

由進一步的研究（§10）可知，卽令体系受到頗为微小的阻力时，具有自由振动頻率的振动將迅速消滅而只余下具有干擾力的頻率的振动，此振动称为**强迫振动**(公式 12)。

由公式(14)可知，当体系受到簡諧性干擾力的作用时，所發生的强迫振动的振幅与起始条件無关。

强迫振动的振幅与在 Q 力作用下質量 m 所生的靜力位移之比的絕对值称为**动力系数**，其值为

$$\alpha=\left|\frac{1}{1-\left(\frac{\omega}{\lambda}\right)^2}\right|。\quad(15)$$

动力系数变化的圖解見于圖 3 中；这类曲綫有时称为**共振曲綫**。

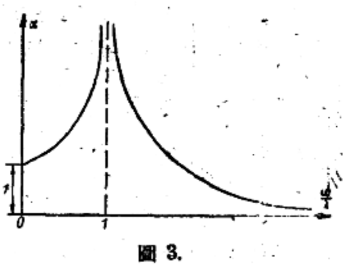

圖 3.

若比值$\frac{\omega}{\lambda}=\frac{T}{\tau}$很小时，亦卽載荷的改变周期 τ 远較自由振动的周期 T 为大时，則动力系数卽趋近于一，而干擾力的作用可視为靜力的。

仍須指出以下的重要情况，这是由体系强迫振动的解而生的，卽：若 $\frac{\omega}{\lambda}<1$，則質量的位移与干擾力作用的方向相同；若 $\frac{\omega}{\lambda}>1$，則相反。

因振幅依其意义应为正值，所以当超越共振狀态时，干擾力与位移間必發生 π 或 $180°$ 的位相差，相当于簡諧函数的变号，亦卽位移的位相比干擾力的位相落后了 $\varepsilon=-\pi$。

当 ω 与 λ 相等时的情况称为共振。

当 $\omega=\lambda$ 时，(12)式卽失去意义，因为振幅变成了無限大。

振幅自然不会突然变为無限大的，而(12)式失去意义的原因是由于，当 $\omega=\lambda$ 时方程式(11)的特解必須由以下形式來求，卽

$$q_{\text{чр}}=Bt\cos(\lambda t+\delta), \tag{16}$$

这正是由常系数綫性微分方程式積分法的一般理論所得出的。

把(16)代入(11)中时不难得出

$$q_{\text{чр}}=-\frac{Q}{2m\lambda}t\cos(\lambda t+\delta), \tag{17}$$

由此可知，振幅系随时間的逝去而逐漸增加。

实际上，振幅当共振时不可能随时間的逝去而变为無限大，因当振幅增大时位移与彈簧反力間的綫性关系已不繼續存在，而微分方程式(11)已不正确。此外，在眞实的体系中永远存在着摩擦力，它也限制着共振时的振幅。

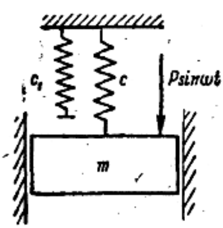

圖 4.

虽然这样，但是若不采取特殊的預防措施，共振时的振幅确能达到使彈簧强度發生危險的程度。

一种預防的方法是引用附加的彈簧，只要振幅超过某一大小时，它就發生作用(圖 4)。

讀者应認清，当干擾力的頻率是任意数值时，这种体系的振幅將保持为有限值。