

263575

高等学校教学用书

船舶振动

A. A. 庫尔久莫夫著

高等教育出版社

U661
K77-2

高等学校教学用书



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構的振动研究中。

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選擇。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, 还可以供工程師們进修参考之用。

D244 B

船 舶 振 动

А. А. 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證出字第 054 号)

商务印书館上海厂印刷 新华书店发行

統一書号 16010-536 开本 850×1168 1/32 印張 8 14/16
字數 220,000 印數 601—1,400 定价 (A) 羊 1.20
1967 年 10 月第 1 版 1969 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业学校造船专业“船舶结构力学”教学大纲中与本书同名的部分所写成的。

于编纂本书时，作者曾利用了苏联关于船舶振动和相近问题的很多参考书刊。

教学大纲中的有些问题在本书中作了比仅为讲课所需的更为广泛的讨论。这样可以帮助学者大大扩展眼界。

船舶振动课程的讲课是配合着课堂练习和学生们的课外作业的，所以作者在本书中就不必对许多计算过程多作叙述或详细分析了。

在叙述应用问题时，主要是注意了分析和选择合理的计算方法。作者不打算在本书的叙述中偏重推广某一种计算方法，因为作者了解，任何一种方法都有它最有效的应用范围。

作者征求对将来修订本书有用的批评意见，并在这里预致谢意。

作者

目 錄

序	6
緒論	1
第一章 具有一个自由度的体系的振动	5
§ 1. 引言	5
§ 2. 無阻力的自由振动	5
§ 3. 在一个簡諧性干擾力作用下的無阻力强迫振动	8
§ 4. 在任意干擾力作用下所發生的無阻力强迫振动	11
§ 5. 当懸挂点移动时所發生的無阻力强迫振动	13
§ 6. 在載荷改变的某些情况中动力系数的計算。間隙的影响	14
§ 7. 几种測量儀器的理論基礎	27
§ 8. 減振和絕振的理論基礎	31
§ 9. 与速度一次方成比例的阻力对于自由振动的影响	33
§ 10. 与速度的一次方成比例的阻力对于强迫振动的影响	35
§ 11. 干摩擦对于振动的影响	40
第二章 具有 n 个自由度的体系的振动	42
§ 12. 引言	42
§ 13. 用廣义坐标表示的动力学普遍方程式	45
§ 14. 动能, 势能和耗散函数	47
§ 15. 体系的無阻自由振动。主坐标	54
§ 16. 作出自由振动微分方程式的反行方法	60
§ 17. 寫出微小振动微分方程式的例子	63
§ 18. 格爾士高林-伯潑考維奇的逐次复雜化的方法应用于体系的自由振动的研究	70
§ 19. 体系的無阻强迫振动	76
§ 20. 与速度的一次方成正比的阻力对于体系自由振动的影响	79
§ 21. 与速度的一次方成正比的阻力对于体系强迫振动的影响	81
§ 22. 具有两个自由度的体系的某些探討	82
§ 23. 确定自由振动頻率的方法	88
第三章 彈性体振动的研究方法	103

§ 24. 引言	103
§ 25. 杆的橫振动的微分方程式	106
§ 26. 杆的橫振动的积分方程式	110
§ 27. 一般振动理論应用于研究杆的橫向振动	116
§ 28. 約化法	129

第四章 船舶和某些船舶結構的振动 130

§ 29. 引起船舶振动的力	130
§ 30. 舷外水对于船舶振动的影響	132
§ 31. 当研究船舶的总振动时振动形式的選擇	136
§ 32. 考慮到剪切和轉动慣量时船舶橫向自由振动頻率的确定方法之選擇	141
§ 33. 船舶橫向振动頻率的运算	149
§ 34. 船舶的强迫振动	155
§ 35. 应用逐次漸近法来尋求船舶的第一諧調振动形式和頻率	157
§ 36. 应用逐次漸近法来尋求船舶的高諧調振动形式和頻率	163
§ 37. 尋求桅樁振动頻率的計算方法的選擇	165
§ 38. 桅樁振动頻率的确定	169
§ 39. 桅樁的强迫振动	172
§ 40. 应用逐次漸近法来尋求桅樁的第一諧調振动形式和頻率	174
§ 41. 应用逐次漸近法来尋求桅樁的高諧調振动形式和頻率	176
§ 42. 連續梁和最簡單的框架的振动的近似計算	176
§ 43. 平面板架振动的近似計算	181
§ 44. 消除已造成的船舶和它各部分的振动所采取的结构上的措施	185
§ 45. 强迫振动的实验研究法	186
§ 46. 自由振动頻率的实验确定法	189

第五章 柱形杆和最簡單的杆系的橫向振动 191

§ 47. 柱形杆橫向振动的微分方程式和它的积分法	191
§ 48. 寫出頻率方程式并且确定主自由振动形式的例子	193
§ 49. 柱形杆的强迫振动	206
§ 50. 应用格爾士高林-伯潑考維奇的方法来确定杆的橫向振动頻率	213
§ 51. 在連續彈性基礎上的柱形杆的振动	215
§ 52. 連續杆的振动	217
§ 53. 框架的振动	220
§ 54. 最簡單的板架的振动	227
§ 55. 轉动軸的臨界速度	231
§ 56. 靜力縱向力对振动頻率的影響	231
§ 57. 阻力对于杆的振动的影響	233
§ 58. 剪力和轉动慣量对杆振动的影響	235
§ 59. 尋求高振动頻率的近似方法	237
§ 60. 板的振动	239

第六章 縱向振動和扭轉振動.....	243
§ 61. 縱向振動的微分方程式和它的積分.....	243
§ 62. 駐波和播散波.....	246
§ 63. 圓軸的扭轉振動.....	247
附錄.....	251
函數的數值表.....	251
參考書刊.....	276

緒 論

苏联共产党第十九次代表大会的歷史性決議動員了苏联人民來建設共產主义社会。

代表大会的決議規定國民經濟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。

國民經濟强有力的發展，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，國家的科学研究机构和学校必須改進工作，更充分地利用科学力量來解決國民經濟發展中許多最重要的問題，來總結生產中的先進經驗并將科学成就作最廣泛的应用。

为完成共产党所提出的任务，專門人才就需要有深入的理論修养，他們在参加國家的科学研究和生產工作中，从一方面來說，必須能保證最新科学發現的實施，从另一方面，又必須能揭露那些需要總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觀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劃（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,船尾末端就必须作重大的改裝。

克雷洛夫(А. Н. 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開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结。

根据橫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,所以研究者们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,是属于苏联科学家們的,他們在近10—15年中已經超越了外國在这方面的的工作。

1916年發表了克拉斯諾比洛夫(Н. В. 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(В. Л. Сушенков)作出了那时已馳名的逐次漸近法的理論根据,并且,特別重要的是,他曾指出應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觀的發展。

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,逐次漸近法也並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·費道羅維奇·伯薩考維奇(Петр Федорович Папкович)教授实居重要位置,他會有

这一方面的很多著作。

伯潑考維奇不僅在振動理論方面有很多寶貴的貢獻；他組織了自然測驗，而且还作過很多實驗工作。

船舶結構力學方面很多重要論文的作者伯潑考維奇的過早逝世，使他未能寫成船舶振動方面的著作。

在西曼斯基 (Ю. А. Шиманский) 教授的專論“船舶結構的動力學計算” (1940 年曾獲得斯大林獎金一等獎) 中，他曾解決了船舶結構的動力學計算的許多新問題。

船舶振動學為一般彈性體振動學的一部分，這種科學曾在蘇聯科學家的許多著作中獲得高度的發展；編纂本書時，作者曾利用了這些著作中的一部分，這一點在正文中可找到說明。

在船舶振動教程中也包含着處於周期性或瞬時性載荷作用下的彈性體系的計算問題，這些載荷的作用時間或改變時間與該彈性體系的自由振動周期是同級的。

現在我們不擬一一列舉這些問題並估計它們對於造船工程的重要性，而只須指出，以下所研討的一些彈性振動問題實遠不能包括一切實際上重要的問題。它們只是一些研究得最完善的和最常遇到的問題。

但有人或許會誤認為，研究船舶振動的目的一只是使學者掌握一些計算彈性體系振動的方法。

敘述一些廣泛應用在結構力學各方面的動力學計算方法，是本書的主要任務。

我們只指出這樣一些問題就足以說明，那就是像平面板架的彎曲和穩定性的計算，其中廣泛地應用着橫向自由振動的形式 (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。

船舶振動教程是由微振動理論的研究開始，本書首兩章就是為此而寫的。

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,本質上这两章是属于理論力学方面的。

在第三章中研究了彈性体振动的某些一般性問題,这些問題是以梁的橫振动为例而闡明的。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验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橫向振动,其中所敘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简单的例子是数学摆、懸挂在彈簧下端的重物的微振动等等。

所有这些现象都可用线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

$$\ddot{q} + \lambda^2 q = 0, \quad (1)$$

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。

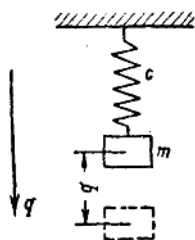


圖 1.

其中 $\lambda^2 = \frac{c}{m}$. (2)

微分方程式(1)的一般積分可寫為

$$q = A_1 \cos \lambda t + A_2 \sin \lambda t \quad (3)$$

或

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

其中,顯然,

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

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)式当時間 t 改变

$$T = \frac{2\pi}{\lambda} = 2\pi \sqrt{\frac{m}{c}} \quad (6)$$

时并不改变其数值,所以現在我們对待的是一个具有周期 T 的周期性运动。

必須強調指出,当經過時間間隔 $t = T$ 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,亦即当時間 t 增加

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

时,此体系即可返回其起始位置

$$q_0 = A \sin \varepsilon.$$

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 等于所画圆周的半径；而圆频率 λ 则为一秒中由矢径所扫过的角度（以弧度计）的大小，亦即角速度。

在工程书籍中频率通常系指每秒钟的振动数，亦即

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

其单位称为赫芝（简称为 u ）。

今后将如此规定，若未指明相反的意义，则频率就了解为是圆频率。

(3) 及 (4) 式中的积分常数可由起始位移和速度的数值来决定。

若当 $t=0$ 时； $q=q_0$ ； $\dot{q}=\dot{q}_0$ ，则不难得出

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

因而，在公式 (4) 中

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

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

$$U = \frac{1}{2} c q_0^2 + \frac{1}{2} m \dot{q}_0^2.$$

兹设所论情况中并无能量的消失，则总能必保持定值，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

$$\frac{1}{2} c A^2 = \frac{1}{2} c q_0^2 + \frac{1}{2} m \dot{q}_0^2,$$

因而，由公式 (2) 也可得出振幅的公式。

今后我们将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 。

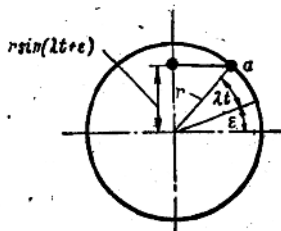


圖 2.

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

$$q=\frac{I}{m\lambda} \sin \lambda t. \quad (10)$$

必須強調指出,体系自由振动的頻率与起始条件無關,而只与体系的质量和彈簧剛度有关。

§ 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:

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

$$\text{或} \quad \ddot{q} + \lambda^2 q = \frac{Q}{m} \sin(\omega t + \delta). \quad (11)$$

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:

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

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

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

其中

$$q_{\text{cr}} = \frac{Q}{c} \quad (13)$$

是在 Q 力的靜力作用下,彈簧所生的伸長。

方程式(11)的一般積分可寫為兩個積分之和，即：當方程式(11)的右方等於零時所得的一般積分及當右方不等於零時所得的特殊積分之和：

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

令此積分適合於起始條件，不難得出

$$q = q_0 \cos \lambda t + \frac{\dot{q}_0}{\lambda} \sin \lambda t + \frac{q_{cr}}{1 - \left(\frac{\omega}{\lambda}\right)^2} \left[\sin(\omega t + \delta) - \sin \delta \cos \lambda t - \frac{\omega}{\lambda} \cos \delta \sin \lambda t \right]。 \quad (14)$$

由進一步的研究 (§ 10) 可知，即令體系受到頗為微小的阻力時，具有自由振動頻率的振動將迅速消滅而只余下具有干擾力的頻率的振動，此振動稱為強迫振動(公式 12)。

由公式(14)可知，當體系受到簡諧性干擾力的作用時，所發生的強迫振動的振幅與起始條件無關。

強迫振動的振幅與在 Q 力作用下質量 m 所生的靜力位移之比的絕對值稱為動力系數，其值為

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

動力系數變化的圖解見於圖 3 中；這類曲線有時稱為共振曲線。

若比值 $\frac{\omega}{\lambda} = \frac{T}{\tau}$ 很小時，亦即載荷的改變周期 τ 遠較自由振動的周期 T 為大時，則動力系數即趨近於一，而干擾力的作用可視為靜力的。

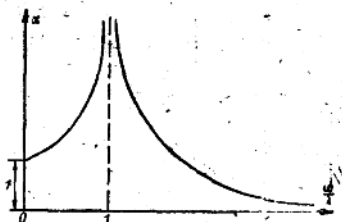


圖 3.

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,即: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,所以当超越共振状态时,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,亦即位移的位相比于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) 式即失去意义,因为振幅变成了無有限大。

振幅自然不会突然变为無有限大的,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,即

$$q_{sp} = Bt \cos(\lambda t + \delta), \quad (16)$$

这正是由常系数綫性微分方程式积分法的一般理論所得出的。

把 (16) 代入 (11) 中时不难得出

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

由此可知,振幅系随時間的逝去而逐漸增加。

实际上,振幅当共振时不可能随時間的逝去而变为無有限大,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,在真实的体系中永远存在着摩擦

力,它也限制着共振时的振幅。

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,它就發生作用 (圖 4)。

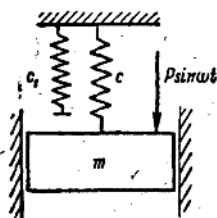


圖 4.

讀者應認清,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。